

Développement d'un modèle physico-numérique de la couche limite convective

Cours M2 de modélisation numérique, Frédéric Hourdin
hourdin@lmd.ens.fr

23 janvier 2013

1 Introduction

On va s'intéresser ici au développement d'un modèle physico-numérique de la couche limite convective, en s'appuyant sur le Cas ARM de cycle diurne de couche limite convective avec cumulus l'après-midi.

On commencera par analyser rapidement les résultats de la simulation de ce cas réalisée avec la version de référence du modèle du LMD. On réalisera en plus une simulation sans eau (flux d'évaporation nul à la surface et humidité initiale nulle dans l'atmosphère).

Cette simulation servira de référence pour des paramétrisations développées dans le cadre du mini-projet.

2 Diffusion turbulente

On calculera la diffusion turbulente avec plusieurs version du calcul de la diffusivité K_z .

$$F_q(z) = \overline{\rho w'q'} = -\rho K_z \frac{\partial q}{\partial z} \quad (1)$$

En surface, on supposera que le flux de température potentielle θ est imposé, $F_\theta(0) = H/(\rho C_p)$.

La diffusion turbulente s'écrit

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial q}{\partial z} \quad (2)$$

On comencera par coder ce schéma sur la base de différences finies centrées en z et d'un schéma explicite temporel.

On testera notamment un schéma dans lequel le coefficient de diffusion turbulente dépend du cisaillement de vent, d'une longueur de mélange

$$l_{\text{mix}} = \frac{l_0 z}{l_0 + z} \quad (3)$$

et du nombre de Richardson

$$Ri = \frac{N^2}{M^2} \quad (4)$$

avec

$$N^2 = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (5)$$

et

$$M^2 = \left\| \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z} \right\|^2 \quad (6)$$

$$K_z = l_{\text{mix}} \sqrt{\max[l_{\text{mix}} M^2 (1 - Ri/Ri_c), e_{\text{min}}]} \quad (7)$$

Convention d'indexage pour le codage Dans la maquette préétablie pour ce mini projet, on considère $klev$ couches au milieu desquelles on détermine les variables d'état du système. Ces variables peuvent en fait être considérées comme la moyenne de la variable sur la couche en question. Les flux ou les gradients verticaux des variables sont calculés aux interfaces entre deux couches. On supposera que la surface (interface au bas de la première couche) correspond à l'indice 0. Les interfaces en bas et en haut de la couche k sont donc indexées par k et $k+1$.

Tester le schéma avec des pas de temps de 1 à 100 s pour voir la limite de stabilité. Relier cette limite aux valeurs de K_z explorées pendant la simulation.

2.1 Diffusion turbulente schéma implicite en temps

On montrera que ce schéma se ramène à une matrice tridiagonale. On utilisera cette propriété pour développer une version implicite en temps de ce schéma.

On peut pour ce faire déterminer les coefficients de la matrice et utiliser ou coder une méthode classique d'inversion.

On peut aussi inverser cette matrice avec une méthode particulière, utilisée en pratique dans les modèles de climat car elle permet un couplage avec par exemple un modèle de surface.

Dans ce second cas on commencera par introduire les coefficients A_k et B_k tels que $q_k = A_k q_{k-1} + B_k$ et on établira à partir de l'équation de la diffusion une relation récurrente permettant de calculer (A_k, B_k) à partir de (A_{k+1}, B_{k+1}) . La condition de flux turbulent nul au sommet permet de déterminer les coefficients pour $klev$.

On calcule ensuite tous les coefficients par un schéma récursif descendant pour calculer finalement les flux au sol.

En imposant le flux en surface, on peut ensuite déterminer la valeur de la grandeur au pas de temps $t + \delta t$ dans la couche 1 puis remonter sur la colonne atmosphérique pour calculer les variables d'état à partir des coefficients A_k et B_k .

A partir de simulations avec différents pas de temps, tester la stabilité et la précision du schéma.

3 Développement d'un modèle de panache thermique

On va développer ici un schéma en flux de masse des structures convectives de la couche limite. Pour ce faire, on va séparer la maille horizontalement en deux sous-partie, l'une associée aux "ascendances thermiques" et l'autre aux subsidences. On supposera pour simplifier le modèle que la partie ascendante couvre une fraction imposée $\alpha = 0.1$ de la maille.

La partie ascendante sera caractérisée par une vitesse verticale w et un flux de masse $f = \alpha \rho w$.

Le flux de masse échange de l'air avec l'extérieur au travers d'un entrainement latéral e et d'un détrainement d , de sorte que le panache, supposé stationnaire obéit à l'équation de continuité pour l'air

$$\frac{\partial f}{\partial z} = e - d \quad (8)$$

On pourra avec cette équation calculer la concentration d'une variable q dans l'ascendance q_{th} , en écrivant l'équation de continuité pour le traceur :

$$\frac{\partial f q_{th}}{\partial z} = e q - d q_{th} \quad (9)$$

où on suppose que l'air entraîné dans le panache a comme concentration la concentration moyenne dans la maille, q .

Sur la base de cette équation, on pourra calculer en particulier la température potentielle dans le panache ascendant, θ_{th} , qui permettra de calculer la flotabilité du panache par rapport à l'environnement

$$\gamma = g \frac{\theta_{th} - \theta}{\theta} \quad (10)$$

et d'en déduire la vitesse verticale au travers de l'équation de conservation du moment sur la verticale

$$\frac{\partial f w}{\partial z} = -d w + \rho \gamma \quad (11)$$

Qu'on simplifiera en supposant $\rho \alpha = cste$ et $d = 0$. On écrira les équations de conservation avec des schémas amont pour le calcul des termes de transport sur la verticale.

Pour calculer la flotabilité dans la première couche, on supposera que l'air dans la partie montante de la maille a comme température potentielle une extrapolation linéaire au sol de la température potentielle des deux premières couches.

Commencer par écrire le schéma sur le papier. Il faudra intégrer dans un premier temps depuis la première couche vers le sommet de l'atmosphère le calcul de w , de γ et de θ_{th} . On déterminera indirectement e et d à partir de l'équation Eq. 8 comme

$$e = \max\left(\frac{\partial f}{\partial z}, 0\right) + \epsilon \quad (12)$$

$$d = \max\left(-\frac{\partial f}{\partial z}, 0\right) + \epsilon \quad (13)$$

Une fois les propriétés du thermique calculées, la contribution aux flux s'écrira sous la forme

$$F_q = f(q_{th} - q) \quad (14)$$

où la valeur de q_{th} dans l'ascendance aura été calculée au travers de l'Eq. 9.

Mini-projet dynamique atmosphérique

Cours M2 Modélisation numérique, Frédéric Hourdin

23 janvier 2013

1 Le modèle à 20 paramètres

Ce TD se base sur une version simplifiée du modèle de circulation générale atmosphérique du LMD, LMDZ. Dans ce modèle, le cœur dynamique de LMDZ est couplé avec une version ultra-simplifiée du calcul du transfert radiatif, un modèle de conduction thermique dans le sol, un modèle de couche limite atmosphérique en diffusion turbulente basé sur une équation prognostique de l'énergie cinétique turbulente et enfin un ajustement convectif sec. Ce modèle est décrit plus en détail en anglais à la fin de l'annonce.

Ce modèle dépend au bout du compte d'une 20 aine de paramètres qui peuvent être modifiés pour aborder des configurations planétaires différentes.

Rappeler pourquoi ce modèle contient des ingrédients essentiels à la représentation de la circulation générale atmosphérique.

2 Evaluation du réalisme du modèle

Mettre en place une ou des configurations permettant d'évaluer la pertinence d'un tel modèle pour représenter certains aspects du climat terrestre (ex : extension et intensité des cellules de Hadley, existence et caractérisation des ondes baroclines, cycle saisonnier ou contraste latitudinal des températures, ...).

3 Expérience de sensibilité

On essaiera de mettre en place quelques expériences de sensibilité permettant d'explorer des configurations planétaires différentes en termes notamment des paramètres déterminants les caractéristiques des ondes baroclines.

On analysera le changement de comportement des ondes dans ces différentes simulations (spectre, intensité, ...).

4 Evaluation du transport par les ondes baroclines

A partir de traceurs idéalisés de l'écoulement atmosphérique, obéissant à l'équation

$$\frac{\partial \rho q}{\partial t} + \rho \mathbf{v} q = \frac{q_r(\phi) - q}{\tau} \quad (1)$$

avec $q_r(\phi) = 1 + \cos \phi$ où ϕ est la latitude, on essaiera de diagnostiquer l'intensité du transport par les ondes à partir du rapport entre le terme de transport méridien par les ondes $\overline{v'q'}$ et du gradient latitudinal de q . On essaiera éventuellement de regarder la même chose pour la température potentielle et le vent zonal.

Développement d'un modèle physico-numérique de la couche limite convective

Cours M2 de modélisation numérique, Frédéric Hourdin
hourdin@lmd.ens.fr

23 janvier 2013

1 Introduction

On va s'intéresser ici au développement d'un modèle physico-numérique de la couche limite convective, en s'appuyant sur le Cas ARM de cycle diurne de couche limite convective avec cumulus l'après-midi.

On commencera par analyser rapidement les résultats de la simulation de ce cas réalisée avec la version de référence du modèle du LMD. On réalisera en plus une simulation sans eau (flux d'évaporation nul à la surface et humidité initiale nulle dans l'atmosphère).

Cette simulation servira de référence pour des paramétrisations développées dans le cadre du mini-projet.

2 Diffusion turbulente

On calculera la diffusion turbulente avec plusieurs version du calcul de la diffusivité K_z .

$$F_q(z) = \overline{\rho w'q'} = -\rho K_z \frac{\partial q}{\partial z} \quad (1)$$

En surface, on supposera que le flux de température potentielle θ est imposé, $F_\theta(0) = H/(\rho C_p)$.

La diffusion turbulente s'écrit

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial q}{\partial z} \quad (2)$$

On comencera par coder ce schéma sur la base de différences finies centrées en z et d'un schéma explicite temporel.

On testera notamment un schéma dans lequel le coefficient de diffusion turbulente dépend du cisaillement de vent, d'une longueur de mélange

$$l_{\text{mix}} = \frac{l_0 z}{l_0 + z} \quad (3)$$

et du nombre de Richardson

$$Ri = \frac{N^2}{M^2} \quad (4)$$

avec

$$N^2 = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (5)$$

et

$$M^2 = \left\| \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z} \right\|^2 \quad (6)$$

$$K_z = l_{\text{mix}} \sqrt{\max[l_{\text{mix}} M^2 (1 - Ri/Ri_c), e_{\text{min}}]} \quad (7)$$

Convention d'indexage pour le codage Dans la maquette préétablie pour ce mini projet, on considère $klev$ couches au milieu desquelles on détermine les variables d'état du système. Ces variables peuvent en fait être considérées comme la moyenne de la variable sur la couche en question. Les flux ou les gradients verticaux des variables sont calculés aux interfaces entre deux couches. On supposera que la surface (interface au bas de la première couche) correspond à l'indice 0. Les interfaces en bas et en haut de la couche k sont donc indexées par k et $k+1$.

Tester le schéma avec des pas de temps de 1 à 100 s pour voir la limite de stabilité. Relier cette limite aux valeurs de K_z explorées pendant la simulation.

2.1 Diffusion turbulente schéma implicite en temps

On montrera que ce schéma se ramène à une matrice tridiagonale. On utilisera cette propriété pour développer une version implicite en temps de ce schéma.

On peut pour ce faire déterminer les coefficients de la matrice et utiliser ou coder une méthode classique d'inversion.

On peut aussi inverser cette matrice avec une méthode particulière, utilisée en pratique dans les modèles de climat car elle permet un couplage avec par exemple un modèle de surface.

Dans ce second cas on commencera par introduire les coefficients A_k et B_k tels que $q_k = A_k q_{k-1} + B_k$ et on établira à partir de l'équation de la diffusion une relation récurrente permettant de calculer (A_k, B_k) à partir de (A_{k+1}, B_{k+1}) . La condition de flux turbulent nul au sommet permet de déterminer les coefficients pour $klev$.

On calcule ensuite tous les coefficients par un schéma récursif descendant pour calculer finalement les flux au sol.

En imposant le flux en surface, on peut ensuite déterminer la valeur de la grandeur au pas de temps $t + \delta t$ dans la couche 1 puis remonter sur la colonne atmosphérique pour calculer les variables d'état à partir des coefficients A_k et B_k .

A partir de simulations avec différents pas de temps, tester la stabilité et la précision du schéma.

3 Développement d'un modèle de panache thermique

On va développer ici un schéma en flux de masse des structures convectives de la couche limite. Pour ce faire, on va séparer la maille horizontalement en deux sous-partie, l'une associée aux "ascendances thermiques" et l'autre aux subsidences. On supposera pour simplifier le modèle que la partie ascendante couvre une fraction imposée $\alpha = 0.1$ de la maille.

La partie ascendante sera caractérisée par une vitesse verticale w et un flux de masse $f = \alpha \rho w$.

Le flux de masse échange de l'air avec l'extérieur au travers d'un entrainement latéral e et d'un détrainement d , de sorte que le panache, supposé stationnaire obéit à l'équation de continuité pour l'air

$$\frac{\partial f}{\partial z} = e - d \quad (8)$$

On pourra avec cette équation calculer la concentration d'une variable q dans l'ascendance q_{th} , en écrivant l'équation de continuité pour le traceur :

$$\frac{\partial f q_{th}}{\partial z} = eq - dq_{th} \quad (9)$$

où on suppose que l'air entrainé dans le panache a comme concentration la concentration moyenne dans la maille, q .

Sur la base de cette équation, on pourra calculer en particulier la température potentielle dans le panache ascendant, θ_{th} , qui permettra de calculer la flotabilité du panache par rapport à l'environnement

$$\gamma = g \frac{\theta_{th} - \theta}{\theta} \quad (10)$$

et d'en déduire la vitesse verticale au travers de l'équation de conservation du moment sur la verticale

$$\frac{\partial f w}{\partial z} = -dw + \rho\gamma \quad (11)$$

Qu'on simplifiera en supposant $\rho\alpha = cste$ et $d = 0$. On écrira les équations de conservation avec des schémas amont pour le calcul des termes de transport sur la verticale.

Pour calculer la flotabilité dans la première couche, on supposera que l'air dans la partie montante de la maille a comme température potentielle une extrapolation linéaire au sol de la température potentielle des deux premières couches.

Commencer par écrire le schéma sur le papier. Il faudra intégrer dans un premier temps depuis la première couche vers le sommet de l'atmosphère le calcul de w , de γ et de θ_{th} . On déterminera indirectement e et d à partir de l'équation Eq. 8 comme

$$e = \max\left(\frac{\partial f}{\partial z}, 0\right) + \epsilon \quad (12)$$

$$d = \max\left(-\frac{\partial f}{\partial z}, 0\right) + \epsilon \quad (13)$$

Une fois les propriétés du thermique calculées, la contribution aux flux s'écrira sous la forme

$$F_q = f(q_{th} - q) \quad (14)$$

où la valeur de q_{th} dans l'ascendance aura été calculée au travers de l'Eq. 9.

Traitement implicite de la partie flux de masse dans EDKF (1)

$$\begin{cases} F_{\psi} = \rho w \bar{\psi} = M(\psi_u - \bar{\psi}) \\ \left(\frac{\partial \psi}{\partial t}\right)_{diff} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} F_{\psi} \end{cases}$$

On résout la deuxième équation de manière implicite : $F_{\psi} = (1 - z_i) F_{\psi}^- + z_i F_{\psi}^+$

$$F_{\psi}^+ = F_{\psi}^- + \delta F_{\psi}^- + \frac{\partial F_{\psi}^-}{\partial \psi} \delta \psi = F_{\psi}^- - M(\bar{\psi}^+ - \bar{\psi}^-)$$

$$\text{Ce qui donne : } \left(\frac{\partial \psi}{\partial t}\right)_{diff} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(F_{\psi}^- - z_i M(\bar{\psi}^+ - \bar{\psi}^-) \right)$$

Correction implicite

J+1	$\bar{\psi}(j+1)$	$\bar{\psi}$
J+1	$F_{\psi}^- M$	$\bar{\psi}$
J	$\bar{\psi}(j)$	$\bar{\psi}(j)$
J	$F_{\psi}^- M$	$\bar{\psi}(j-1)$
J-1	$\bar{\psi}(j-1)$	$\bar{\psi}(j-1)$



Traitement implicite de la diffusion

L'équation de la diffusion verticale, $\left(\frac{\partial \psi}{\partial t}\right)_{diff} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial \psi}{\partial z} \right)$

est discrétisée de la manière suivante :

$$\psi^+(j) - \psi^-(j) = -\frac{\Delta t}{\rho \Delta z(j)} \left[\frac{k(j+1)}{\Delta z(j+1)} (\psi^+(j+1) - \psi^-(j)) - \frac{k(j)}{\Delta z(j)} (\psi^+(j) - \psi^-(j-1)) \right]$$

Ce qui donne ce système triangulaire simple :

$$\begin{aligned} & \psi^+(j+1) \left[\frac{\Delta t}{\rho \Delta z(j)} \frac{k(j+1)}{\Delta z(j+1)} \right] & \text{J+1} & \dots & \dots & \psi^-(j+1) \\ & + \psi^+(j) \left[1 - \frac{\Delta t}{\rho \Delta z(j)} \frac{k(j+1)}{\Delta z(j+1)} - \frac{\Delta t}{\rho \Delta z(j)} \frac{k(j)}{\Delta z(j)} \right] & \text{J+1} & & & \frac{\partial \psi}{\partial z}(j+1) \\ & + \psi^+(j-1) \left[\frac{\Delta t}{\rho \Delta z(j)} \frac{k(j)}{\Delta z(j)} \right] & \text{J} & & & \psi^-(j) \\ & & \text{J} & & & \frac{\partial \psi}{\partial z}(j) \end{aligned}$$



Traitement implicite de la partie flux de masse dans EDKF (2)

$$\text{Ce qui donne : } \psi^+(j) - \psi^-(j) = \frac{\Delta t}{\rho \Delta z} \left[F_{\psi}^-(j+1) - F_{\psi}^-(j) - z_i M(j+1) (0.5 \psi^+(j+1) + 0.5 \psi^-(j+1) - 0.5 \psi^-(j) - 0.5 \psi^+(j-1)) + z_i M(j) (0.5 \psi^+(j) + 0.5 \psi^-(j) - 0.5 \psi^-(j-1) - 0.5 \psi^+(j-1)) \right]$$

En regroupant les termes + à gauche on obtient le système tridiagonal suivant :

$$\begin{aligned} & \psi^+(j+1) \left[0.5 \frac{\Delta t}{\rho \Delta z} z_i M(j+1) \right] \\ & + \psi^+(j) \left[1 + 0.5 \frac{\Delta t}{\rho \Delta z} z_i M(j+1) - 0.5 \frac{\Delta t}{\rho \Delta z} z_i M(j) \right] \\ & - \psi^+(j-1) \left[0.5 \frac{\Delta t}{\rho \Delta z} z_i M(j) \right] = \psi^-(j) + \frac{\Delta t}{\rho \Delta z} \left[F_{\psi}^-(j+1) - F_{\psi}^-(j) \right] \\ & + 0.5 \frac{\Delta t}{\rho \Delta z} z_i M(j+1) (\psi^-(j) + \psi^-(j-1)) \\ & - 0.5 \frac{\Delta t}{\rho \Delta z} z_i M(j) (\psi^-(j) + \psi^-(j-1)) \end{aligned}$$



Résolution implicite conjointe du flux de masse et de la diffusion

La discrétisation de l'équation EDMF complète : $\left(\frac{\partial \psi}{\partial t}\right)_{diff} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(-k \frac{\partial \psi}{\partial z} + M(\psi_u - \bar{\psi}) \right)$

va donc donner le système tridiagonal suivant :

$$\begin{aligned} & \psi^+(j+1) \left[\frac{\Delta t}{\rho \Delta z(j)} \left(\frac{k(j+1)}{\Delta z(j+1)} + 0.5 M(j+1) \right) \right] \\ & + \psi^+(j) \left[1 - \frac{\Delta t}{\rho \Delta z(j)} \left(\frac{k(j+1)}{\Delta z(j+1)} + \frac{k(j)}{\Delta z(j)} + 0.5 M(j+1) - 0.5 M(j) \right) \right] \\ & + \psi^+(j-1) \left[\frac{\Delta t}{\rho \Delta z(j)} \left(\frac{k(j)}{\Delta z(j)} + 0.5 M(j) \right) \right] = \psi^-(j) + \frac{\Delta t}{\rho \Delta z(j)} \left[F_{\psi}^-(j+1) - F_{\psi}^-(j) \right] \\ & + 0.5 \frac{\Delta t}{\rho \Delta z(j)} M(j+1) (\psi^-(j) + \psi^-(j-1)) \\ & - 0.5 \frac{\Delta t}{\rho \Delta z(j)} M(j) (\psi^-(j) + \psi^-(j-1)) \end{aligned}$$



Etudes des nuages et de la convection autour des dépressions intenses des moyennes latitudes

Cours M2 de modélisation numérique, Frédéric Hourdin et Catherine Rio
hourdin@lmd.ens.fr

12 février 2014

Les choix de développement des paramétrisations physiques des nuages et de la convection dans le modèle LMDZ sont souvent pilotés par des considérations tropicales : importance des nuages bas tropicaux pour le couplage avec l'océan et la sensibilité climatique ; rôle de la convection dans le chauffage de la colonne atmosphérique et pour la variabilité tropicale. Le but de ce mini projet consistera à regarder comment les paramétrisations se comportent autour des tempêtes des moyennes latitudes en se concentrant sur le cas particulier des tempêtes de décembre 1999 en France.

On se basera pour ce faire sur des simulations zoomées avec une maille de quelques dizaines de km sur un domaine de 4000 par 200 km² couvrant l'Atlantique nord et la France.

On réalisera des simulations avec deux versions des paramétrisations du modèle dite "Physique Standard" et "Physique Nouvelle". Jérôme, tu peux partir des simulations de l'an dernier. On les refera éventuellement s'il manque des diagnostics notamment.

Sur la base de ces simulations, on caractérisera les nuages dans les différentes parties de la perturbation : front, traîne. On commencera pour cela par identifier ces différents éléments de la dépression au moyen de diagnostics pertinents (on compte sur toi :-).

On essaiera dans la mesure du possible de comparer les résultats à des observations.

On effectuera des coupes au travers de la dépression pour regarder la couverture nuageuse sur la verticale avec les deux physiques.

On comparera également l'organisation des pluies et de la convection autour de la dépression.

On regardera ensuite comment les taux de chauffage convectifs et radiatifs sont modifiés par le changement de paramétrisations.

Enfin, on pourra réaliser deux nouvelles simulations en utilisant des versions plus récentes des sources.

Pour cela, repartir de la dernière version de LMDZ (soit en la réinstallant soit en effectuant la commande 'svn update' sur la version installée la dernière fois).

On effectuera une première simulation en activant dans physiq.def les 'flags' :

```
iflag_thermals=18  
iflag_pbl=11  
iflag_thermals_ed=8
```

Cette configuration active une version plus récente du modèle du thermique et devrait modifier assez sensiblement la distribution des nuages bas.

Dans la seconde, on activera le déclenchement stochastique de la convection

```
iflag_trig_bl=1
```

Regarder l'effet sur les diagnostics identifiés précédemment.

The 20-parameter general circulation model

Frédéric Hourdin
hourdin@lmd.ens.fr

January 23, 2013

1 The planetary atmospheric general circulation model

Schematically, atmospheric general circulation models consist of two parts. (1) The "dynamical part" is dedicated to a temporal and spatial integration of the hydrodynamical equations for the explicitly resolved scales (generally of the order from few tens to few hundreds km on the horizontal for classical terrestrial applications). Terrestrial models are generally based on the "primitive equations of meteorology" which are valid for Earth-like planets (solid body covered by a thin atmosphere assumed to remain vertically in hydrostatic balance). This part of the code can thus be used for various planets by just changing some parameters such as the gravity or rotation rate or some boundary conditions such as the specification of the surface height. (2) The "physical part" is dedicated to the diabatic forcing of the atmospheric circulation and to the modeling of sub-grid scale processes. The corresponding parametrizations are generally much less universal and must be significantly modified from one planet to the other. For example, the complete integration of atmospheric radiative transfer (which includes absorption by complex molecular vibration-rotation bands with complex temperature and pressure dependencies) is by far out of reach of present computational means, since one wants to integrate those equations several times per day and for thousands various locations on the planet. Numerous approximations are therefore used in general circulation models which are generally strongly dependent on the particular planetary conditions. In fact the three planetary versions of the Planetary Atmospheric General Circulation Model developed at LMD essentially differ by the way these radiative transfer calculations are performed.

1.1 Dynamics

The dynamics of the planetary model are taken from the terrestrial general circulation model used at LMD for climate studies (?; ?; ?; ?; ?). Classical *primitive equations* of meteorology (Navier Stokes equations for a perfect gas plus hydrostatic hypothesis and thin layer approximation, see *e. g.* Holton 1979) are integrated using finite differences in space and an explicit centered (or leapfrog) temporal scheme. The original formulation of this model is presented in details by Sadourny and Laval, 1984. We use in fact a more recent formulation by Sadourny, coded in FORTRAN 77 by Le Van, in which latitudes and longitudes of the grid can be chosen arbitrarily, which allows to zoom in a particular region on the sphere. For our experiments, we chose a uniform area grid with points equidistant in longitude λ and sine of latitude ϕ so that all meshes have the same area. Two horizontal resolutions were used, one with 32 longitudes and 24 latitudes and the other one with 64 longitudes and 48 latitudes. The vertical discretization is based on a hybrid $\sigma - p$ coordinate (σ being pressure

normalized by its surface value $\sigma = p/p_s$). The σ - *levels* are regularly distributed in $\ln \sigma$ except near the lower and upper boundaries.

The discretization scheme conserves both potential enstrophy for barotropic divergent flows (Sadourny, 1975b; Sadourny, 1975a) and total angular momentum for stationary axisymmetric flows. The latter property was not included in the original terrestrial version but was introduced in the Martian atmospheric circulation model (Hourdin et al., 1993) in which, because of the non numerical conservation of angular momentum, spurious prograde zonal winds were produced in equatorial regions. The new conservative formulation has since then been included in the terrestrial climate model and was found to strongly improve the simulation of the tropical trade-winds. Accurate conservation of angular momentum is, of course, crucial for the study of atmospheric superrotation since the budget of this particular quantity plays a central role in the phenomenon. The numerical scheme and conservation properties are presented in details in Appendix ??.

Non linear interactions between explicitly resolved scales and subgrid-scale processes are parametrized applying an horizontal dissipation operator on potential temperature and wind. This dissipation is based on an iterated Laplacian:

$$\frac{\partial q}{\partial t} = (-1)^{n_{diss}} \frac{1}{\tau_{diss}} (\delta x)^{2n_{diss}} \Delta^{n_{diss}} q \quad (1)$$

where δx is the smallest horizontal distance represented in the model and τ_{diss} the dissipation time of a structure of scale δx , a technique commonly used in the modeling of two-dimensional turbulence and in many general circulation models.

The iteration is introduced to be more selective in smaller scales, not acting directly on the explicitly resolved flow (in the present simulations, $n_{diss} = 2$ and $\tau_{diss} = 6 \times 10^4$ s). Too strong a dissipation could produce some efficient process to transport angular momentum equatorward which would artificially reinforce superrotation. This was responsible for some peculiar results in the past: a strong superrotation was produced in some terrestrial simulations (Hunt, 1973) which were due to a strong latitudinal filter on the zonal wind, acting as a very efficient horizontal dissipation.

1.2 Physical parametrizations

The main problem for the determination of an appropriate set of physical parametrizations was the development of a realistic but simple radiative scheme. Many fundamental numerical studies of the atmospheric general circulation are based on the use of a so-called Newtonian forcing in which the temperature field is simply relaxed toward a prescribed "radiative equilibrium" state (Held and Hou, 1980; Lindzen and Hou, 1988; James, 1992). This approach has the advantage of simplicity and is characterized by a time constant which can easily be compared to the other time constants of the circulation, but it presents important drawbacks: it is physically incorrect and moreover, the equilibrium temperature field is prescribed and not related to the relevant external parameters of the planetary environment. In such experiments the zonal wind field is also indirectly relaxed to that in thermal wind balance with the equilibrium temperature field whereas, in real atmospheres, the coupling between temperature and wind is also important to determine the equilibrium temperature field itself.

For the present model, a complete but very simple radiative transfer code was developed, based on some kind of grey absorption approximation. The parametrization depends upon only two independent and external parameters: the total atmospheric transmission

for the visible and thermal parts of the spectrum (τ_{IR} and τ_{Vis} respectively). Finally, the parametrization accounts for the effect of temperature variations of the Planck function (which is fundamental in order to obtain a radiative equilibrium) but not for the main complexity of atmospheric opacities. We also introduced (as is usually done in terrestrial models) parametrizations for the vertical turbulent diffusion, convective adjustment (in order to prevent super-adiabatic vertical temperature profiles) and thermal conduction under the surface. All those parametrizations are presented in Appendix A. In the present study, it was not attempted to introduce any kind of hydrological cycle or phase change as occur on most known planetary atmospheres with significant impact on the atmospheric circulation.

1.3 The planetary parameters

In this simple planetary atmospheric general circulation model, the description of the planet only depends upon 19 independent parameters:

- 6 astronomical parameters: the radius a and gravity g of the planet; its rotation rate Ω ; the length of year yr , obliquity δ and solar constant F_0 (the orbit is assumed to be circular).
- 4 parameters for the surface properties: emissivity ϵ_s , albedo A_s , drag coefficient C_D and thermal inertia I , assumed to be constant over the whole surface of the planet.
- 3 parameters to describe the atmosphere: mean surface pressure p_s , molecular mass μ_{gas} (which enters in the definition of the gas constant $R = \mu R^*$, where R^* is the universal constant for perfect gas) and the adiabatic coefficient $\kappa = R/C_p$.
- the 2 transmissions for the visible and thermal part of the spectrum (τ_{IR} and τ_{Vis}).
- 4 coefficients for the sub-grid scale processes: a mixing length l_{mix} and a minimum turbulent kinetic energy e_{mix} for the vertical mixing and the two coefficients n_{diss} and τ_{diss} of the horizontal dissipation operator.

The choice of this particular set of parameters is of course rather arbitrary. For instance, other astronomical parameters must be introduced to study the effects of strong eccentricity as arise on Mars. Some choices are also strongly model dependent such as those parameters which are related to sub-grid scale processes. Finally, for the purpose of general investigation of the possible atmospheric circulation regimes, it will be useful to reduce those parameters through dimensional analysis, which has not been attempted here.

A Physical parametrizations

The physical parametrizations are presented in details below.

A.0.1 Radiative transfer

The time evolution of the temperature ($T_{k+\frac{1}{2}}$) at the middle of a layer (or s level), due to absorption and emission of infra-red radiations, is computed as

$$\left(\frac{\partial T_{k+\frac{1}{2}}}{\partial t} \right)_{IR} = \frac{g}{C_p} \frac{F_k^\uparrow - F_k^\downarrow - F_{k+1}^\uparrow + F_{k+1}^\downarrow}{p_k - p_{k+1}} \quad (2)$$

where the upward F_k^\uparrow and downward F_k^\downarrow fluxes are computed using a spectrally averaged transmissivity τ , in the following form

$$F_k^\uparrow = \epsilon_s \sigma T_s^4 \tau_{0,k} + \sum_{l=0}^k \sigma T_{l+\frac{1}{2}}^4 [\tau_{l+1,k} - \tau_{l,k}] \quad (3)$$

$$F_k^\downarrow = \sum_{l=k}^K \sigma T_{l+\frac{1}{2}}^4 [\tau_{k,l} - \tau_{k,l+1}] \quad (4)$$

(where ϵ_s is the surface emissivity). Various simple forms can be chosen for the transmissivity. First tests, performed with a grey absorption approximation, led to strong temperature discontinuities at the surface (between the ground temperature and the air above the surface), as already found by other authors at the beginning of climate numerical modeling (Manabe and Möller, 1961).

Finally, the transmissivities were computed in the frame of the strong absorption approximation, better adapted to the tropospheric conditions where most of the efficient molecular bands are strongly saturated. In this case, assuming that lines are randomly distributed along the spectrum, and neglecting temperature variations of the absorbing coefficients along the optical path, the transmissivity of the whole band, between two layers k and l , can be computed, assuming a completely isotropic radiation, in the form (for those who are not familiar with such models see Goody, 1964):

$$\tau_{k,l} = \exp(-k_{IR} \overline{u\bar{p}}) \quad (5)$$

where $\overline{u\bar{p}}$ is a pressure weighted absorber amount

$$\overline{u\bar{p}} = \int p \rho dz = (p_k - p_l) \frac{(p_k + p_l)}{2} \quad (6)$$

and k_{IR} a constant describing the efficiency of the atmospheric absorption.

This formula produces again some temperature discontinuity at the surface but less than 10 K. The transmissivity depends on one free parameter only, for example the total optical transmission of the atmosphere $\tau_{IR} = \exp(-k_{IR} p_s^2/2)$ (fraction of the surface thermal radiation directly emitted to space). The model accounts for the fundamental effect of temperature variations linked to the Planck function, essential for the thermal equilibrium and radiative forcing of the circulation, but not for the much more complex pressure and temperature dependencies linked to the molecular absorbing coefficients.

A classical grey absorption approximation is used for the absorption of solar radiations. For reason of simplicity, no attempt was made to model some kind of scattering by molecules or aerosols. In such conditions, the downward solar radiation consists of a uniq collimated beam and the grey transmission takes the simple form

$$\tau_{k,l} = \exp\left(-\frac{k_{vis}}{\cos\theta} |p_k - p_l|\right) \quad (7)$$

where θ is the local solar zenith angle. As for the infra-red radiative transfer, the model depends on one free parameter, for instance the total atmospheric transmission τ_{vis} , computed for a mean incidence $\cos\theta = 1/2$ (fraction of the global incoming solar radiation reaching the

surface), which is the fraction of the solar flux reaching the surface of the planet. It influences greatly the vertical stability of the atmosphere, an important dynamical parameter.

The reflected radiation, which depends on a surface albedo A_s , is assumed to be totally isotropic in the upward direction and is computed for a mean zenith angle θ_0 with $1/\cos\theta_0 = 1.66$.

The radiative forcing of the atmosphere also depends on the incoming solar flux at the top of the atmosphere F_0 and on those of the orbital parameters which determine the spatial and temporal variations of insolation (length of day, obliquity and length of year).

A.0.2 Vertical turbulent mixing

The formulation of the vertical turbulent mixing is taken almost directly from a very simple scheme used in the LMD climate model. The effect of turbulent mixing on both potential temperature and momentum is computed as

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial F_q}{\partial z} \quad (8)$$

in term of the vertical divergence of a turbulent flux

$$F_q = -\rho K_z \frac{\partial q}{\partial z} \quad (9)$$

The turbulent mixing coefficient K_z is computed as

$$K_z = l e^{1/2} \quad (10)$$

in term of mixing length l and a diagnostic estimate of the turbulent kinetic energy

$$e = Max \left\{ l^2 \left[\left(\frac{\partial \vec{V}}{\partial z} \right)^2 - 2.5 \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right], e_{min} \right\} \quad (11)$$

where the minimum value of the kinetic energy was set to $e_{min} = 1 \times 10^{-6} m^2 s^{-2}$. In the case where $e > e_{min}$, K_z , expressed as a function of the Richardson number

$$Ri = \frac{g \partial \theta / \partial z}{\theta \left(\partial \vec{V} / \partial z \right)^2}, \quad (12)$$

is equal to

$$K_z = l^2 \left\| \frac{\partial \vec{V}}{\partial z} \right\| \sqrt{1 - 2.5 Ri} \quad (13)$$

The surface flux F_{q_s} is simply computed as

$$F_{q_s} = -C_{D0} \left[V_0 + \|\vec{V}_1\| \right] (q_1 - q_s) \quad (14)$$

where q_1 (resp. q_s) is the value of q in the first atmospheric layer (resp. at the surface), $V_1 = \sqrt{u_1^2 + v_1^2}$ and V_0 is a minimum wind value fixed to 1 m s^{-1} .

A.0.3 Convective adjustment

The occurrence of vertical unstable temperature profiles

$$\frac{\partial\theta}{\partial z} < 0 \quad (15)$$

is prevented using a simple dry convective adjustment. If such an unstable profile is produced by the model, an adiabatic profile is immediately restored with a simple energy conserving scheme. If the resulting temperature profile is unstable at its upper or lower limit this mechanism is instantaneously extended in such a way that the final profile is entirely stable.

This convective adjustment is in fact achieved in a real atmosphere by parcel exchange through vertical convective motions. These motions not only transport potential temperature but also momentum. The momentum exchange can only be estimated from a diagnostic of the vertical mass flux which can not be obtained from such an unphysical parametrization. Nevertheless, an estimate of the degree of instability of the vertical profile can be obtained from the relative enthalpy exchange necessary to restore the diabatic profile $\bar{\theta}$ from the original profile θ

$$\alpha = \int |\theta - \bar{\theta}| \rho dz / \int \theta \rho dz \quad (16)$$

When $\alpha < 1$ (this condition is always satisfied in the simulations) the momentum is entirely mixed on a fraction α of the mesh. This arbitrary choice is qualitatively acceptable in the sense that a greater instability will produce a greater momentum mixing.

A.0.4 Surface processes

Temperature at the surface of a planet is governed by the balance between incoming fluxes (direct solar insolation, thermal radiation from the atmosphere and the surface itself and turbulent heat fluxes) and thermal conduction in the soil. The time evolution of the temperature under the surface is given by a classical conduction equation

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{C} \frac{\partial F_c}{\partial z} \quad (17)$$

where the conductive flux F_c is given by

$$F_c = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \quad (18)$$

and where λ and C are the soil conductivity and volumetric heat, respectively. In the simple case of a vertically homogeneous soil (which is assumed in the model) it can be shown that, as far as the evaluation of surface temperatures and fluxes is concerned, the model depends on only one free parameter: the so-called thermal inertia $I = \sqrt{\lambda C}$.

The conduction in the soil is computed using a finite difference scheme analogous to that developed by Jacobsen and Heise, 1982. Some complementary information on the numerical scheme is given by Hourdin *et al.*, 1993.

References

Goody, R. M. (1964). *Atmospheric Radiation, vol. I, Theoretical Basis*. Oxford University Press, New York.

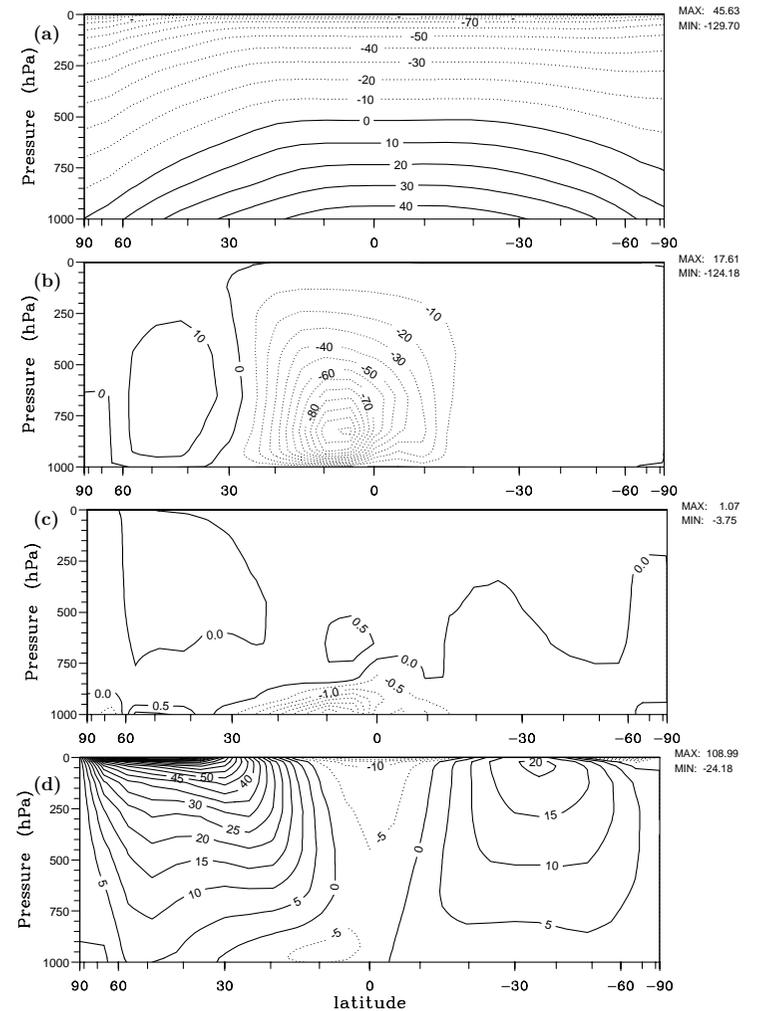


Figure 1: Results for a pseudo dry Earth for December-January-February (a) Temperature in $^{\circ}C$ (upper panel), (b) stream function of the mean meridional circulation (10^9 kg s^{-1}), (c) meridional wind in m s^{-1} (central panel) and (d) zonal wind in m s^{-1} (lower panel) have been average in time over three months and in longitudes.

- Held, I. M. and Hou, A. Y. (1980). Nonlinear axially symmetric circulations in a nearly inviscid atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 37:515–533.
- Holton, J. R. (1979). *An introduction to dynamic meteorology*, volume 23 of *Internal geophysics series*. Academic Press, second edition.
- Hourdin, F., Le Van, P., Forget, F., and Talagrand, O. (1993). Meteorological variability and the annual surface pressure cycle on Mars. *J. Atmos. Sci.*, 50:3625–3640.
- Hunt, B. G. (1973). Zonally symmetric global general circulation models with and without hydrologic cycle. *Tellus*, XXV:337–354.
- Jacobsen, I. and Heise, E. (1982). A new economical method for the computation of the surface temperature in numerical models. *Contrib. Atmos. Phys.*, 55:128–141.
- James, I. N. (1992). Simple dynamical models of Titan's atmospheric circulation. In ESA, editor, *Symposium on Titan*, volume SP-338, pages 107–111. ESA.
- Lindzen, R. S. and Hou, A. (1988). Hadley circulation for zonally averaged heating centered off the equator. *J. Atmos. Sci.*, 45:2416–2427.
- Manabe, S. and Möller, F. (1961). On the radiative equilibrium and heat balance of the atmosphere. *Mon. Wea. Rev.*, 89:503–532.
- Sadourny, R. (1975a). Compressible model flows on the sphere. *J. Atmos. Sci.*, 32:2103–2110.
- Sadourny, R. (1975b). The dynamics of finite-difference models of the shallow-water equations. *J. Atmos. Sci.*, 32:680–689.
- Sadourny, R. and Laval, K. (1984). January and July performance of the LMD general circulation model. In Berger, A. and Nicolis, C., editors, *New perspectives in Climate Modeling*, Elsevier, pages 173–197. Amsterdam.

TD Modélisation numérique: Physique de l'atmosphère

24 janvier 2013

Sujet: Impact de la convection profonde sur l'humidité atmosphérique

La convection profonde affecte l'humidité atmosphérique via différents processus:

- le transport vertical, assuré par des ascendances et des descentes saturées dans les panaches convectifs, des descentes d'air insaturé associées aux précipitations et une subsidence compensatoire dans l'environnement,
- La condensation de l'eau dans les panaches ascendants,
- le déentraînement, dans l'environnement, de l'eau transportée dans les ascendances,
- l'évaporation des précipitations,
- l'étalement en surface de poches froides alimentées par l'évaporation des précipitations convectives.

Pour étudier l'impact relatif de ces différents processus, on se propose de jouer ici sur l'intensité des panaches ascendants d'un côté et sur celle des descentes insaturées de l'autre. Pour cela, nous allons modifier deux paramètres du modèle:

- la vitesse verticale maximale au niveau de condensation w_{bmax} : plus cette vitesse est forte et plus l'énergie utilisée pour franchir l'inhibition convective est forte, ce qui résulte en un flux de masse au niveau de convection libre plus faible. Ce paramètre est fixé par défaut à 6 m/s.
- le paramètre $sigdz$, qui fixe la fraction de la maille couverte par chaque descente précipitante: plus cette fraction est grande et plus l'évaporation des pluies dans ces descentes est forte. Ce paramètre est fixé par défaut à 1%.

1) Simulations

La simulation de l'expérience TWP-ICE réalisée à la séance précédente sera la simulation de référence. Pensez à la sauvegarder avant de relancer une simulation.

```
mv histLES_NPv3.1.nc histLES_NPv3.1_ref.nc
```

Pour réaliser les tests de sensibilité, il faut modifier le fichier d'entrée NPv3.1_conv_param.data situé dans le répertoire INPUT.

Test de sensibilité à w_{bmax} :

Changer la valeur de w_{bmax} dans NPv3.1_conv_param.data, de 6m/s à 3m/s.

Relancer la simulation dans le répertoire twpice:

```
xqt.x NPv3.1
```

Sauvegarder la simulation.

```
mv histLES_NPv3.1.nc histLES_NPv3.1_wb.nc
```

Test de sensibilité à $sigdz$:

Changer la valeur de $sigdz$ dans NPv3.1_conv_param.data, de 0.01 à 0.2. Pensez à remettre le paramètre w_{bmax} à sa valeur initiale pour cette simulation.

Relancer la simulation dans le répertoire twpice:

```
xqt.x NPv3.1
```

Sauvegarder la simulation.

mv histLES_NPv3.1.nc histLES_NPv3.1_sigdz.nc

Vous pourrez réaliser d'autres tests de sensibilité au cours de l'analyse si vous le jugez pertinent.

2) Analyse

Afin d'analyser les simulations, on pourra regarder en particulier l'impact respectif d'un changement de w_{bmax} et $sigdz$ sur l'humidité atmosphérique (humidité spécifique $ovap$ (kg/kg) et humidité relative $rhum$ (%)), en contrastant un jour de la phase active (le 19 ou le 23 janvier) et un jour de la phase suppressed.

On pourra essayer d'expliquer ces différences en explorant:

- Le flux de masse dans les courants saturés ($ma+upwd+dnwd$ (kg/m²/s)), le flux de masse dans les descentes précipitantes ($dnwd0$ (kg/m²/s)), la subsidence compensatoire ($-(ma+upwd+dnwd+dnwd0)$),
- La tendance en humidité due à la convection ($dqcon$ (kg/kg/s)),
- La tendance en humidité due aux descentes précipitantes (fqd (kg/kg/s)),
- La tendance en humidité due aux poches froides ($dqwak$ (kg/kg/s)),
- Le contraste en humidité entre les poches et leur environnement ($wake_deltaq$, kg/kg),
- La vitesse verticale au niveau de convection libre ($wbeff$, m/s),
- Le flux de masse ascendant à la base des panaches convectifs ($fbase$, kg/m²/s),
- La puissance de soulèvement fournie par les poches froides à la convection (alp_wk , W/m²).

TD Modélisation numérique: Physique de l'atmosphère

24 janvier 2013

Sujet: Rétroactions entre convection profonde et flux de surface

Les flux de surface pilotent directement la turbulence dans la couche limite, qui préconditionne le développement de convection profonde par le développement de cellules thermiques de plus en plus grosses et par l'humidification progressive de la couche d'inversion. De ce fait, la convection profonde répond indirectement aux flux de surface. D'un autre côté, lorsqu'elle est active, la convection profonde modifie les basses couches, notamment par l'évaporation des pluies qu'elle génère, ce qui modifie les contrastes air-mer en température et en humidité. De ce fait, la convection profonde modifie les flux de surface.

Pour comprendre les différentes rétroactions en jeu, on se propose de jouer ici sur l'intensité des descentes précipitantes d'un côté et sur celle des flux de surface de l'autre. Pour cela, nous allons modifier indépendamment deux paramètres du modèle:

- le paramètre $sigdz$, qui fixe la fraction de la maille couverte par chaque descente précipitante: plus cette fraction est grande et plus l'évaporation des pluies dans ces descentes est forte. Ce paramètre est fixé par défaut à 1%.
- le paramètre f_cdrag_oce , qui est un facteur multiplicatif appliqué au coefficient de frottement en surface: toutes choses égales par ailleurs, plus le frottement est fort, plus les flux de surface sont forts. Ce paramètre est fixé par défaut à 0.7.

1) Simulations

La simulation de l'expérience TWP-ICE réalisée à la séance précédente sera la simulation de référence. Pensez à la sauvegarder avant de relancer une simulation.

mv histLES_NPv3.1.nc histLES_NPv3.1_ref.nc

Pour réaliser les tests de sensibilité, il faut modifier les fichiers d'entrée NPv3.1_conv_param.data et NPv3.1_physiq.def situés dans le répertoire INPUT.

Test de sensibilité à $sigdz$:

Changer la valeur de $sigdz$ dans NPv3.1_conv_param.data, de 0.01 à 0.2.

Relancer la simulation dans le répertoire twpice:

xqt.x NPv3.1

Sauvegarder la simulation.

mv histLES_NPv3.1.nc histLES_NPv3.1_sigdz.nc

Test de sensibilité à f_cdrag_oce :

Changer la valeur de f_cdrag_oce dans NPv3.1_physiq.def, de 0.7 à 0.2. Pensez à remettre $sigdz$ à sa valeur initiale pour cette simulation.

Relancer la simulation dans le répertoire twpice:

xqt.x NPv3.1

Sauvegarder la simulation.

mv histLES_NPv3.1.nc histLES_NPv3.1_fdrag.nc

Vous pourrez réaliser d'autres tests de sensibilité au cours de l'analyse si vous le jugez pertinent.

2) Analyse

Afin d'analyser les simulations, on pourra regarder en particulier l'impact respectif d'un changement de sigdz et f_cdrag_oce sur l'intensité convective et les flux de surface, en contrastant la phase active et la phase supprimée.

On pourra essayer d'expliquer ces différences en explorant par exemple:

- Les tendances en température et en humidité dues à la convection ($dtcon$ (K/s) et $dqcon$ (kg/kg/s)),
- Les tendances en température et en humidité dues aux descentes précipitantes (ftd (K/s) et fqd (kg/kg/s)),
- Les tendances en température et en humidité dues aux poches froides ($dtwak$ (K/s) et $dqwak$ (kg/kg/s)),
- Les tendances en température et en humidité dues aux thermiques de couche limite ($dtthe$ (K/s) et $dqthe$ (kg/kg/s)),
- Les tendances en température et en humidité dues à la diffusion turbulente ($dtvdf$ (K/s) et $dqvdf$ (kg/kg/s)),
- Le contraste en température et en humidité entre les poches et leur environnement ($wake_deltat$, K et $wake_deltaq$, kg/kg),
- le flux de chaleur latente ($flat$, W/m²)
- le flux de chaleur sensible ($sens$, W/m²)
- la température et l'humidité à 2m ($t2m$, K et $q2m$, kg/kg)
- les tensions de vent ($taux$ et $tauy$).

Noter que la température de surface de la mer ($tsol$) est imposée dans la simulation.

TD Modélisation numérique: Physique de l'atmosphère

18 février 2015

Sujet: Interactions couche limite / rayonnement

Les processus turbulents dans la couche limite transportent l'eau et la température potentielle (liquide) verticalement. Ce transport est effectué dans LMDZ par deux paramétrisations : une paramétrisation en diffusion turbulente (basée sur une équation pronostique de la TKE) et une paramétrisation des structures méso-échelle organisées de la couche limite convective, le « modèle du thermique ». Couplé à ce dernier, le schéma statistique de nuages permet de prévoir la couverture nuageuse associée aux cumulus qui se créent au sommet des panaches d'air chauds et humides montant de la surface. Les nuages ainsi créés affectent en retour le rayonnement visible et infra-rouge, contribuant à modifier en particulier la stabilité de l'atmosphère et, en retour, la turbulence de couche limite.

C'est cet aspect qu'on se propose de regarder ici sur la base d'expériences de sensibilité dans lesquelles sur un cas de transition entre strato-cumulus marins et cumulus d'alsées.

1) Réalisation d'une simulation de référence

On se basera sur un cas 1D de 3 jours, de transition de strato-cumulus marins vers des cumuls (cas « SANDU »). Pour installer le cas, on récupérera sur le répertoire LMDZ... (au même niveau que modips1) :

wget <http://www.lmd.jussieu.fr/~hourdin/COURS/sandufast.tar>

tar xvf sandufast.tar

cd sandufast

Pour compiler le modèle, il suffit de lancer

```
./compile
```

Pour lancer une simulations

```
./lmdz1d.e
```

2) Réalisation de trois tests de sensibilité

a) Test de sensibilité aux flux de surface.

Dans physiq.def , changer f_cdrag_oce en passant sa valeur de 0.7 à 1 ou 0.4.

Ce coefficient est un paramètre d'ajustement qui vient en facteur du coefficient d'échange Cd avec la surface pour la température et l'humidité.

b) Test de sensibilité à la largeur de la PDF de l'eau totale utilisée pour le schéma de nuages.

Dans physiq.def , mettre $\text{iflag_cldcon}=3$ (au lieu de 6, ce qui désactive le couplage entre « modèle du thermique et PDF) et ($\text{ratqsbas}=0.00001$ et $\text{ratqshaut}=0.00001$) ce qui va imposer une largeur nulle pour la PDF quasi nulle.

c) Désactivation du « modèle du thermique » en mettant $\text{ifalag_thermals}=0$ au lieu de 18.

On pourra commencer par regarder rapidement le comportement de ces différents tests en traçant notamment la nébulosité :

```
fill/lev=(1,5,1)(10,100,10) 100*rneb
```

ou l'humidité relative rhum

On pourra réduire la plage de pression avec l'instruction :
reg/k=55:79

Rm : les niveaux sont ordonnées du haut vers le bas dans les fichiers de sorties. La couche 79 est la plus proche de la surface.

3) On s'intéressera ensuite spécifiquement à la simulation sans les thermiques, qui montrent 3 cycles diurnes successifs relativement reproductibles.

On s'intéressera ensuite aux tendances de températures associées au rayonnement :

- dtlwr et dtlw0, tendances dues au rayonnement infra-rouge (ou ondes longues, LW), total et ciel clair (c'est à dire en refaisant le calcul radiatif après suppression des nuages) respectivement.
- dtswr et dtsw0 pour le rayonnement ondes courtes (SW).
- dtvdf, la tendance due à la diffusion turbulente.
- dtdyn chauffage lié à la subsidence à grande échelle.

Interprétez la tendance dynamique dtdyn à partir de la vitesse verticale vitw et du profile de température potentielle theta.

Est-ce que les nuages sont plus épais le jour ou la nuit ?

Choisissez un instant la nuit et un autre le jour pour tracer des profils verticaux.

Interpréter la forme des profils de chauffage radiatif.

Est-ce que la couche limite est plus déstabilisée par le rayonnement la nuit ou le jour ?

(on pourra regarder par exemple les pas l=6 et l=12).

4) Bilan d'eau.

On s'intéressera ensuite à la tendance sur l'humidité

- dqvdf : tendances turbulente
- dqdyn : tendance grande échelle
- dqeva+dqldc : tendance condensation nuageuse et réévaporation.

pour essayer de comprendre l'évolution de la couverture nuageuse au cours de la journée.

On pourra également s'intéresser au bilan d'eau en regardant la précipitation (precip), l'évaporation (evap) et les flux verticaux de précipitation (pr_lsc_l).

5) Expériences de sensibilité

On s'intéressera ensuite à l'activation des thermiques, à la sensibilité aux coefficients f_drag_oce et à la représentation des nuages (les tendances associées sont dtthe et dqthe).

Sur la base de l'analyse des différentes tendances, analyser les différences entre les différentes simulations. On pourra aussi s'intéresser aux propriétés des panaches thermiques, et notamment aux variables w_th et a_th, respectivement la vitesse dans les thermiques et la fraction de la maille couverte par les panaches.

5) Compte-rendu

Sur la base des travaux réalisés dans le cadre des mini-projets vous rédigerez un compte rendu d'une 15

aine de pages maximum, figures incluses (à titre indicatif, on attend 3 à 6 pages de texte hors figures). Ce compte-rendu portera sur l'ensemble des séances. Extrayez quelques résultats et figures marquantes des premières séances, en essayant si possible de sélectionner des aspects plus pertinents pour votre sujet particulier. Pour ces premières séances, l'éclairage doit porter à la fois sur la démarche (mise en place d'une simulation d'un cas observé) et l'évaluation du modèle à partir des observations. Le compte-rendu fera aussi une large part à l'analyse des simulations de sensibilité.

À titre indicatif, le texte devra autant que possible :

- positionner le sujet particulier que vous avez choisi pour les séances 3 et 4.
- expliquer la démarche de modélisation adoptée dans le mini-projet.
- entrer dans la description physique des processus explorés.
- faire le lien avec les principes de la modélisation développés dans la partie commune du module.
- donner un ou deux éléments de validation de l'outil utilisé ici pour la question particulière explorée (Rm : ne pas hésiter à dire si le modèle vous semble très loin des observations sur la question étudiée, ce qui n'empêche pas de comprendre la façon dont il réagit dans les tests de sensibilité que vous aurez effectués).
- mettre en question le type de modélisation et de configuration utilisée au regard des questions posées.
- faire apparaître clairement une introduction générale et une conclusion.

TD: La configuration aquaplanète de LMDZ.

TD Modélisation numérique: Physique de l'atmosphère

February 11, 2014

Ce TD vise à montrer l'utilité de la configuration aquaplanete de LMDZ dans l'étude du climat. A la différence d'une simulation "climatique" dans une configuration idéalisée de type aquaplanete les conditions aux limites et initiales sont idéalisées. Toute la planète est recouverte d'eau, le relief est absent et les températures à la surface de la mer (ou SSTs comme "Sea Surface Temperatures") sont imposées et constantes dans le temps. L'énoncé est disponible sous forme de pdf sur

wget <http://www.lmd.jussieu.fr/~lmdz/Distrib/TDaqua.pdf>

ce qui peut vous permettre de faire des copier/coller.

1 Les simulations aquaplanete

Les simulations aquaplanete vont vous permettre d'explorer l'état moyen du climat, les rétroactions nuageuses et la variabilité intra-saisonnière des pluies ainsi que l'influence de la physique sur le climat simulé. Vous allez réaliser plusieurs simulations avec les 2 jeux de paramétrisations physiques de LMDZ. Le premier dit "AR4" contient les packages de la physique utilisés pour réaliser les simulations pour le projet CMIP4. Le deuxième jeu dit "AR5" (ou "nouvelle physique") qui contient en plus la représentation des panaches thermiques associés à la convection peu profonde et les courants de densité créés par l'évaporation des pluies.

Avec chacun des jeux de la physique vous allez réaliser 3 simulations. Une simulation dite de contrôle et qui correspond au climat présent et deux simulations de sensibilité, l'une avec une anomalie de +2K sur les SSTs et l'autre avec un "patch d'eau chaude" centrée à 110° située sur le Pacifique ouest et s'étendant sur 150° de longitude vers l'ouest et vers l'est.

1.1 Comment réaliser une simulation aquaplanete

Pour faire tourner une simulation aquaplanete créez un répertoire AQUAPLANET dans le répertoire LMDZ5. Recompiliez le modèle à la résolution 48x36x39, copiez l'exécutable gcm.e et les fichiers de paramètres *.def du répertoire BENCH48x36x19. Editez le fichier gcm.def et ajoutez ou modifiez

```
read_start=n
```

```
et
```

```
iflag_phys=103
```

Dans config.def mettez-vous à l'équinoxe de printemps (paramètre solarlong0) et prenez un profile d'ozone symétrique par rapport à l'Equateur et constant sur l'année (paramètre read_climoz):

```
solarlong0=0
```

```
et
```

```
read_climoz=-1
```

Notez que le paramètre *iflag_phys* peut prendre des valeurs entre 101 et 114, valeurs qui correspondent à différents profils de SSTs (voir les routines iniagua et *profil_sst* du fichier *phyagua.mod.F* dans le répertoire libf/phyld).

Pour une simulation idéalisée on peut considérer que chaque mois dure 30 jours. Pour l'étude proposée une simulation de 5 mois est suffisante pour explorer l'état moyen de l'atmosphère et sa variabilité intrasaisonnière. Changez la longueur de la simulation (paramètre nday de run.def) en mettant 150 jours (au lieu des 360) et mettez à 10 le niveau de sortie du fichier journalier histday (2ème valeur du paramètre *phys_out_filelevels* dans config.def) afin d'avoir en plus les tendances en température et humidité associés aux différents processus en moyenne journalière. Faites tourner le modèle LMDZ ./gcm.e > listing 2>&1

1.2 Simulation aquaplanete +2K

Créez un nouveau répertoire *AQUA.2K*. Copiez les *.def et le gcm.e du repertoire AUQAPLAN-ETE, modifiez le parametre

```
iflag_phys=104
```

et lancez la simulation.

1.3 Simulation aquaplanete avec patch d'eau chaude

Copiez le code *phyagua.mod.F.new* de lmdz/WWW/Distrib sur *LMDZ5/libf/phyld*. Gardez l'ancien code *phyagua.mod.F* et recopiez le nouveau sur *phyagua.mod.F*.

```
cd LMDZ5/libf/phyld
\cp ~lmdz/WWW/Distrib/$phyagua_{mod}.F.new$ .
\mv $phyagua_{mod}.F phyagua_{mod}.F.old$
\cp $phyagua_{mod}.F.new phyagua_{mod}.F$
```

Le nouveau code *phyagua.mod.F.new* contient en plus un patch d'eau chaude centré sur le Pacifique Ouest. Recompiliez le modèle LMDZ. Créez un nouveau répertoire *AQUA.PATCH*. Copiez les *.def du répertoire AQUAPLANETE et le gcm.e de LMDZ5 et modifiez le paramètre

```
iflag_phys=115
```

Lancez la simulation.

2 Simulations aquaplanete "nouvelle physique"

Refaites les 3 simulations ci-dessus en prenant cette fois-ci les paramètres de la nouvelle physique. Commencez par créer chaque fois un nouveau répertoire : *AQUA.NP*, *AQUA.NP.2K* et *AQUA.NP.PATCH*. Copiez les *.def des répertoires AQUA* correspondants et les exécutables gcm.e respectifs. Copiez le fichier *physiq.def_L39_NPv3.1* (se trouvant sur LMDZ5/DefLists) sur physiq.def

```
cp ../DefLists/physiq.def_{L39}_{NPv3.1}$ physiq.def
```

3 Analyses des résultats

3.1 Etat moyen et rétroactions nuageuses

Exploitez les simulations AQUA et *AQUA.2K* en termes de bilan radiatif au sommet de l'atmosphère. Comparez les flux radiatifs ondes courtes (tops) et ondes longues (topl) avec et sans nuages (tops0 et topl0). Est-ce que le bilan énergétique (tops-topl) change beaucoup entre la simulation de contrôle et celle avec +2K ? L'effet des nuages sur le bilan radiatif est évalué au travers des forçages radiatifs ondes longues et courtes: tops-tops0 et topl0-topl. Comment change l'effet radiatif des nuages dans un climat plus chaud ?

3.2 Variabilité des précipitations sub-tropicales

Exporez les simulations AQUA et *AQUA_PATCH* en termes de variabilité des pluies et du flux radiatif ondes longues (LW) au sommet de l'atmosphère. Mettez-vous dans une bande latitudinale $10^{\circ}S - 10^{\circ}N$ et tracez le diagramme de Hovmöller des précipitations et du flux radiatif LW au sommet de l'atmosphère.

3.3 Influence de la physique sur les différents aspects étudiés auparavant

Exporez les simulations AQUA et *AQUA_NP* en termes d'état moyen, rétroactions nuageuses et variabilité des précipitations. Comment contribuent les différentes paramétrisations physiques à l'évolution de l'atmosphère ? Regardez les tendances en température et humidité associées aux différents processus physiques représentés par le modèle LMDZ.

Interactions surface continentale/couche limite/convection: Contraste entre le Sahel et l'Amazonie Cours M2 de modélisation numérique 18 février 2015

I. Installation de la version 1D de LMDZ

Sur votre machine, connectez-vous sous le login qui vous a été attribué et placez-vous dans le répertoire dans lequel vous avez installé le modèle LMDZ.

Pour utiliser la version unicolonne du modèle, vous devez télécharger des fichiers supplémentaires:
wget http://www.lmd.jussieu.fr/~hourdin/COURS/eq_rd_cv.tar
tar xvf eq_rd_cv.tar

II. Cas d'étude d'équilibre radiatif/convectif continental

Vous allez faire tourner le modèle non sur un cas observé mais dans un cadre idéalisé dans lequel les advections de grande-échelle au bord de la colonne sont nulles, et les processus atmosphériques répondent uniquement au rayonnement ainsi qu'à leur couplage à la surface.

Placez-vous dans le répertoire:

```
cd eq_rd_cv
```

et compilez le modèle avec la commande:

```
./compile.x
```

L'objectif du mini-projet est de contraster le cycle diurne des processus atmosphériques et de surface dans un environnement désertique (Sahel) et un environnement tropical humide (Amazonie).

Pour cela, vous allez lancer 2 simulations de 10 jours, une dans chaque environnement.

- Cas sahélien:

On se place pendant la saison des pluies (26 juillet 2006) dans la région d'Agoufou (15.3N, 1.5W).

Editez lmdz1d.def

et faites les modifications nécessaires pour avoir:

```
# Options of the 1D-simulation :
```

```
forcing_type=0
```

```
ok_flux_surf=n
```

```
# Meaningless in this case
```

```
time_ini=0.
```

```
# Latitude
```

```
rlat=15.3
```

```
# Longitude
```

```
r lon=-1.5
```

```
# 0=ocean,1=land,2=glacier,3=banquise
```

```
nat_surf=1
```

```
# SST (not used if type_ts_forcing=1 in lmdz1d.F)
```

```
tsurf=300
```

```
# Surface pressure
psurf=101250.
# Surface altitude
zsurf=0.
#rugos=0.0001
#rugos=0.001
rugos=0.01
wtsurf=280
wqsurf=0.0
albedo=0.26
agesno=50.0
restart_runoff=0.0
# Initial bucket water content (kg/m2) when land
qsolinp=25
zpicinp=600.0
```

```
##
nudge_tsoil=n
isoi_nudge=3
Tsoil_nudge=300.
tau_soil_nudge=3600.
```

Puis éditez run.def pour définir le jour et la durée de la simulation:

```
calend=earth_360d
dayref=207
nday=10
anneeref=2006
```

Editez gcm.def pour spécifier le pas de temps de la simulation (5 minutes):

```
day_step=1440
iphysiq=5
nsplit_phys=1
```

Enfin, éditez config.def pour activer le rayonnement et régler la fréquence des sorties:

```
iflag_radia=1
cycle_diurne=y
```

Activez uniquement le fichier histhf.nc avec des moyennes (ave) toutes les 30 minutes (30mn) et un niveau de sortie égal à 10.

Enfin, lancez une simulation en effectuant (dans le répertoire eq_rd_cv):

```
./lmdz1d.e
```

Les sorties de la simulation se trouvent dans le fichier histhf.nc. Sauvegardez-le sous un autre nom: mv histhf.nc histhf_Sahel.nc

- Cas amazonien:

On se place pendant la saison des pluies (23 février 1999) au Rondonia au Brésil (10.45S, 62.2W).

Pour cela, sauvegarder les lmdz1d.def et run.def précédents:

```
cp lmdz1d.def lmdz1d.def.Sahel
```

```
cp run.def run.def.Sahel
```

et modifier lmdz1d.def et run.def pour faire une simulation de 10 jours à partir du 23 février 1999 à 10.45S et 62.2W. Modifiez de plus: l'albedo (albedo=0.12), le contenu initial en eau du sol (qsolinp=50) et la rugosité (rugos=1.8).

Lancez une nouvelle simulation en effectuant (dans le répertoire eq_rd_cv):

```
./lmdz1d.e
```

Sauvegardez les sorties de la simulation dans un fichier histhf_Amazon.nc.

III. Etude du cycle diurne

Dans un premier temps, comparez le cycle diurne des propriétés de surface (tsol, qsol, evap), de la pluie (precip), des nuages (rneb) dans les 2 environnements.

Contrastez plus particulièrement l'évolution des flux de surface latent et sensible (flat, sens), de la température et de l'humidité près de la surface (t2m, q2m), le développement de la couche limite diffuse (dtvdf,dqvdf), de la couche limite convective (dtthe, dqthe), de la convection profonde précipitante (dtcon, dqcon) et des poches froides (dtwak, dqwak).

Commentez.

Dans un second temps, on essaiera de mieux comprendre les interactions atmosphère/surface en coupant une boucle de rétroaction entre les deux. Pour cela, relancez les deux simulations précédentes avec un modèle de sol simplifié, dans lequel l'évapo-transpiration est prescrite et ne répond donc pas à l'évolution simulée de l'atmosphère. Pour cela, fixer qsol0 dans config.def à la valeur de qsolinp de physiq.def.

**Représentation des nuages de glace et de leur effet radiatif dans le modèle LMDZ:
Application à une phase active et inhibée de convection au large de Darwin**

Cours M2 de modélisation numérique
18 février 2015

I. Installation de la version 1D de LMDZ

Sur votre machine, connectez-vous sous le login qui vous a été attribué et placez-vous dans le répertoire dans lequel vous avez installé le modèle LMDZ.

Pour utiliser la version unicolonne du modèle, vous devez télécharger des fichiers supplémentaires:
wget <http://www.lmd.jussieu.fr/~hourdin/COURS/twpice.tar>
tar xvf twpice.tar

II. Cas d'étude TWP-ICE

Vous allez faire tourner le modèle sur un cas d'étude de convection profonde océanique, issu de la campagne TWP-ICE (Tropical Warm Pool International Cloud Experiment) ayant eu lieu début 2006 au large de Darwin, en Australie. La campagne s'est étendue du 18 janvier au 4 février 2006. Pendant cette période, une phase dite "active" de convection profonde de plusieurs jours, associée à de fortes précipitations, précède une phase de convection dite "suppressed", pendant laquelle la convection est moins profonde et associée à de plus faibles précipitations.

Placez-vous dans le répertoire:
cd TWPICE
et compilez le modèle avec la commande:
./compile

L'objectif du mini-projet est de documenter l'effet radiatif des nuages en fonction de la répartition de leur contenu en eau liquide et glace, et de comprendre quels paramètres contrôlent la représentation des nuages froids et de leurs propriétés optiques dans le modèle LMDZ. Pour cela, on effectue d'abord une simulation de référence avec la physique standard du modèle, puis on effectuera des tests de sensibilité aux paramètres contrôlant la représentation des nuages de glace dans LMDZ (cf annexe).

Avant de lancer la simulation de référence, vérifiez que vous avez bien:
Dans run.def:
dayref=18
anneeref=2006
nday=17

Dans gcm.def:
day_step=1440
iphysiq=5
nsplit_phys=1

Dans config.def:
Activez uniquement le fichier hourly.nc avec des moyennes (ave) toutes les heures (1hr) et un niveau de sortie égal à 10.

Dans physiq.def (récupéré dans le répertoire INPUT):
fact_cldcon=0.

Lancez une simulation de référence en effectuant (dans le répertoire TWPICE):
./lmdz1d.e
Les sorties de la simulation se trouvent dans le fichier hourly.nc.
Sauvegardez cette simulation comme votre simulation de référence:
mv hourly.nc hourly_ref.nc

III. Etude des nuages

Dans un premier temps, décrivez la distribution verticale des nuages (rneb), leur contenu en eau liquide (lwcon) et en glace (iwcon). Commentez leur effet radiatif au sommet de l'atmosphère en comparant le flux SW net ciel clair (tops0) et le flux SW net incluant l'effet des nuages (tops), ainsi qu'en comparant le flux LW net ciel clair (topl0) et le flux LW net incluant l'effet des nuages (topl). Regardez également l'effet radiatif des nuages à la surface, dans le SW (sols, sols0) et dans le LW (soll, soll0).

Dans un second temps, effectuez des tests de sensibilité aux paramètres contrôlant la représentation des nuages de glace (cf annexe). Regardez leur effet sur la fraction nuageuse, leur contenu en eau liquide ou glace et leur forçage radiatif résultant en surface et au sommet de l'atmosphère.
Pour relancer une simulation, on modifiera les paramètres nécessaires dans physiq.def et on lancera:
./lmdz1d.e
Ne pas oublier de sauvegarder chaque simulation sous un nom différent. N'hésitez pas à demander conseil pour la gamme des valeurs plausibles des paramètres à explorer.

ANNEXE: Paramétrisation des nuages dans LMDZ:

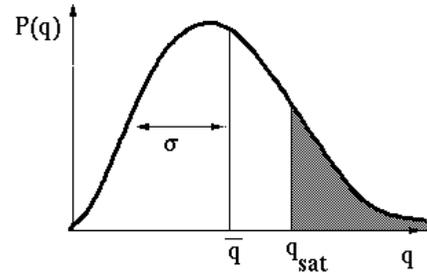
Le schéma de nuages exploré ici est celui de Bony & Emanuel (JAS, 2001). Dans ce schéma, la fraction nuageuse est calculée en supposant une distribution à priori de l'eau totale moyenne dans la maille, comme illustré sur la figure ci-dessous. A chaque niveau, la distribution $P(q)$ est supposée lognormale.

Un ensemble d'équations relie la fraction nuageuse (=l'aire grisée, cf), l'eau nuageuse moyenne dans la maille (q_{tn}) et l'eau dans les nuages (q_{inc}):

$$cf = \int_{q_{sat}}^{\infty} P(q) dq$$

$$q_{tn} = \int_{q_{sat}}^{\infty} qP(q) dq$$

$$q_{inc} = \frac{q_{tn}}{cf} - q_{sat}$$



Ainsi, l'humidité totale moyenne dans la maille, ainsi que l'humidité à saturation étant connues, il est possible de déduire la fraction nuageuse en imposant la largeur de la distribution σ .

Pour cela, on impose un profil de σ / \bar{q} (variable $ratqs$) variant de $ratqs_{bas}$ en surface à $ratqs_{haut}$ au dessus de 300hPa.

D'autres paramètres contrôlent ensuite la répartition du condensat nuageux entre eau liquide et glace. Eau liquide et glace co-existent entre les températures comprises entre t_{glace_min} et t_{glace_max} . Au-dessus de t_{glace_max} , toute l'eau condensée est liquide, en dessous de t_{glace_min} elle est glacée.

D'autres paramètres permettent de caractériser les cristaux de glace: leur rayon effectif (rei_max) et leur vitesse de chute ($fallv_lsc=fallv_con$).

Enfin, il est possible d'activer la prise en compte de l'effet thermodynamique de formation de glace au lieu d'eau liquide qui était négligé jusqu'à présent:

`iflag_ice_thermo=1`