

Chapitre I

Le modèle de circulation général LMDZ

LMDZ est un modèle dit de circulation générale (GCM pour l'acronyme anglais *General Circulation Model* utilisé dans ce document). C'est la composante atmosphérique du modèle climatique de l'IPSL. Il a été historiquement développé au LMD (Laboratoire de Météorologie Dynamique) pour la simulation des atmosphères terrestres et planétaires (Vénus, Mars, Titan etc) dans les années 1980 - 1990 (Forget et al., 2024; Hourdin, 2024). Il est toujours activement développé au LMD, et a gardé cette spécificité d'être conjointement développé pour simuler les atmosphères terrestre, planétaire et même exoplanétaires. Le centre de modélisation du climat de l'IPSL coordonne le développement du modèle climatique global pour la simulation du climat terrestre, dans lequel LMDZ est couplé avec le modèle de circulation général océanique NEMO (Madec, 2008; Rousset et al., 2015), avec le modèle de surface continentale ORCHIDEE (Cheruy et al., 2020; Krinner et al., 2005) et avec les modèles de chimie atmosphérique INCA pour la troposphère (Hauglustaine et al., 2004) et REPROBUS pour la stratosphère (Jourdain et al., 2008). Chaque exercice d'intercomparaison des modèles de climat est l'occasion de fixer une version robuste, validée et publiée du modèle climatique global ainsi que de chacune de ses composantes. La version du modèle de référence utilisée dans cette thèse, et décrite dans ce chapitre, est celle du sixième exercice d'intercomparaison des modèles de climat (dit CMIP6 pour *Coupled Model Intercomparison Project*), appelé IPSL-CM6A pour le modèle climatique global (Boucher et al., 2020; Mignot et al., 2021) et LMDZ6A pour le modèle atmosphérique (Hourdin et al., 2020). En pratique, cette configuration a été fixée en 2017. Pour certaines expériences, des versions plus récentes de LMDZ sont utilisées, incluant des nouvelles paramétrisation et/ou une grille verticale plus fine.

Ce chapitre introduit les éléments de modélisation nécessaires à la compréhension des expériences exposées dans les parties suivantes de la thèse. Il expose dans un premier temps les principes de modélisation du modèle de circulation générale LMDZ, puis quelques éléments de la configuration de LMDZ6A et détaille enfin ses principales paramétrisations : turbulence de petite échelle, modèle du thermique, convection profonde et transfert radiatif. Le modèle de surface continentale ORCHIDEE est également brièvement introduit à la fin de ce chapitre. Les paramétrisations sont présentées de manière à mettre en avant les paramètres libres utilisés par la suite dans les expériences d'ajustement du modèle.

I.1 Principes de modélisation des GCMs atmosphériques

Celles et ceux qui seraient intéressé.e.s par une introduction pédagogique et historiques peuvent se reporter à Guillemot and Hourdin (2021).

Les GCMs atmosphériques ont pour but de simuler l'évolution de l'état de l'atmosphère sur l'ensemble du globe pendant une durée déterminée (une journée, une année, cent ans etc).

Pour ce faire, ils intègrent numériquement, dans le temps et dans l'espace, un certain nombre d'équations régissant l'écoulement de l'air, ses échanges de chaleurs (sa thermodynamique) et de rayonnement (le transfert radiatif).

Les variables nécessaires à la description de l'évolution de l'état de l'atmosphère dans le modèle sont appelées variables d'état et sont généralement : les trois composantes du vent (U pour le vent zonal, V pour le vent méridien et W pour le vent vertical¹), la température de l'air notée T et l'humidité spécifique de l'air notée q_v (masse de vapeur d'eau par masse d'air sec), ainsi que les différentes phases de l'eau condensée. A ces variables peuvent s'ajouter un certain nombre de variables internes du modèle, destinées à des calculs intermédiaires ou à des diagnostics d'intérêt.

Intégrer numériquement les équations d'évolution de l'état de l'atmosphère signifie : (1) découper spatialement l'atmosphère en un ensemble de portions, appelées maille du modèle, (2) découper le temps en petite portions appelées pas de temps (une minute par exemple) (3) calculer à l'aide d'équations les variables d'états du modèle dans chaque maille de l'atmosphère et à chaque pas de temps, en commençant par le début, et ce pour toute la durée de la simulation. Pour une simulation d'un an avec un pas de temps de 15 min, le modèle calcule $4 \times 24 \times 365 = 35040$ états de l'atmosphère successivement en chaque point du maillage spatial.

La Figure I.1 illustre le découpage de l'atmosphère en maille, avec la température de chaque maille représentée en couleur et les vents horizontaux représentés par des flèches.

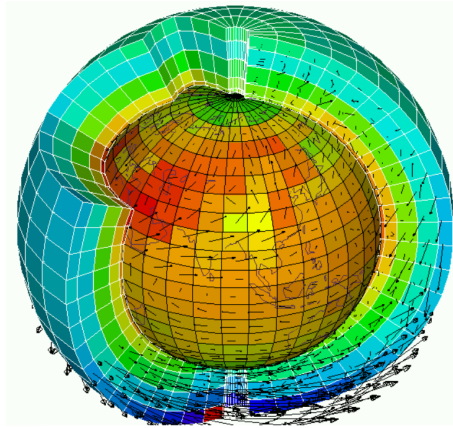


FIGURE I.1 – Illustration d'un état atmosphérique simulé par LMDZ avec une grille grossière (image réalisée par Laurent Fairhead et Frédéric Hourdin en 1995). On voit le découpage de l'atmosphère en mailles, avec une discrétisation en intervalles réguliers de longitude et latitude. L'épaisseur de l'atmosphère est très exagérée sur cette représentation. Les couleurs représentent la température dans chaque maille et les flèches les vents horizontaux

Modéliser l'atmosphère inclut toutes les étapes aboutissant à la simulation numérique de l'état de l'atmosphère. Alain Lahellec et Jean-Yves Granpeix, chercheurs au LMD, proposent de présenter de façon conceptuelle la modélisation comme une hiérarchie de 5 mondes ou niveaux (Guillemot and Hourdin, 2021) :

- le monde des phénomènes ou des processus. Il correspond à ce que l'on est capable d'observer des phénomènes atmosphériques tel que les tempêtes, la formation des nuages, les moussons etc.
- le monde des théories, où ce que l'on a observé est transformé en explication cohérente (par exemple, la formation des cumulus est provoqué par l'ascendance de masse d'air chaudes

1. Le vent vertical n'est pas à proprement parler une variable pronostique dans les modèles hydrostatiques, mais c'est alors la pression de surface qu'il faut ajouter comme variable d'état.

et humides venant de la surface) et en principe physique (conservation de l'énergie, de la masse, etc).

- le monde des équations, où les théories sont traduites en équations mathématiques, comme par exemple les équations de Navier-Stokes pour la mécanique des fluides ou les équations du transfert radiatif pour le rayonnement
- le monde numérique (à nouveau dans la sphère des mathématiques), qui traite de la discrétisation des équation en temps et en espace
- le monde informatique, qui inclut l'écriture en code informatique des équations discrétisées dans un langage informatique (fortran pour LMDZ), l'adaptation des algorithmes aux types de machines (depuis les ordinateur portables jusque aux centres de calculs pour LMDZ) et puces électroniques utilisées pour faire les calculs (actuellement des CPU pour *Central Processing Unit* et prochainement des GPU pour *Graphics Processing Unit*), la gestion des flux d'entrées-sorties, les post-traitements, etc.

Toutes ces étapes mobilisées dans le développement du modèle font l'objet de recherche, l'objectif final étant d'expliquer ce qui se passe dans le monde des phénomènes.

I.1.1 Les équations primitives de la météorologie

Les équations primitives de la météorologie sont les équations décrivant les mouvements d'un fluide géophysique à la surface d'une planète en rotation, et sont la base des équations des GCMs océaniques et atmosphériques, tant pour la Terre que pour d'autres planètes. Ces équations sont dérivées des équations de Navier-Stokes, décrivant les mouvements des fluides par conservation du moment, auxquels sont associées les lois de conservations de la masse, de la chaleur et de n'importe quel traceur atmosphérique (espèces transportées par l'air comme la vapeur d'eau par exemple). Pour aboutir aux équations primitives à partir des équations de Navier-Stokes, un certain nombre d'hypothèses spécifiques aux caractéristiques de l'atmosphère sont appliquées et simplifient les équations de Navier-Stokes : 1) on applique tout d'abord l'approximation dite de couche mince, tenant parti du fait que l'épaisseur du fluide est très petite (99% de la masse de l'atmosphère est contenue dans les 100 premiers kilomètres) devant le rayon de la planète (6400 km pour la Terre); 2) l'air est de plus considéré comme un fluide parfait, dont la viscosité est négligée et dont l'écoulement est supposé adiabatique; enfin, 3) l'approximation hydrostatique qui est utilisé dans LMDZ, ce qui n'est pas le cas de tous les GCMs. Cette approximation stipule que, sur la verticale, les forces de pressions sont à l'équilibre avec les forces de pesanteur. Cette approximation est vérifiée quand on moyenne les quantités concernées sur des dimensions horizontales supérieures à une dizaine voire vingtaine de kilomètres. L'aire des mailles du modèle ne doit donc pas être inférieure à environ 20x20 km² afin de rester dans la gamme de validité de cette hypothèses.

Les équations primitives découlent fondamentalement d'équation de conservation pour :

$$\text{la quantité de mouvement : } \frac{D\vec{v}}{Dt} + \frac{1}{\rho} \text{grad}(P) - \vec{g} + 2\vec{\Omega} \wedge \vec{v} = 0 \quad (\text{I.1})$$

$$\text{la masse de l'air : } \frac{D\rho}{Dt} + \rho \text{div}(\vec{v}) = 0 \quad (\text{I.2})$$

$$\text{la température potentielle : } \frac{D\theta}{Dt} = \frac{Q}{C_p} \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{C_p}{R_v}} \quad (\text{I.3})$$

$$\text{des concentrations d'espèces traces : } \frac{Dq}{Dt} = S_q \quad (\text{I.4})$$

Dans ces equations, $\frac{D}{Dt}$ désigne la dérivée temporelle lagrangienne, c'est-à-dire le long de la trajectoire de l'air. \vec{v} est le vecteur vent (de composante U, V, W), ρ la masse volumique de l'air, P la pression, g l'accélération de la pesanteur, $\vec{\Omega}$ le vecteur de rotation de la Terre (un tour par jour). La température potentielle θ est une variable conservée dans les mouvements adiabatiques en absence de changement de phase de l'eau. Elle se définit comme la température de l'air ramenée à une pression de référence $P_0 = 10^5 Pa$, $\theta = T \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{C_p}{R_v}}$. Le terme Q rend compte des différentes sources de chaleur dues par exemple à la condensation de la vapeur d'eau, ou à l'absorption ou l'émission de rayonnement. $C_p = 1004 \text{ J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$ est la chaleur spécifique de l'air et $R_v = 287 \text{ J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$ la constante des gaz parfait pour l'air. Enfin q représente un traceur quelconque, S_q étant le terme source du traceur. Certaines de ces espèces traces peuvent être purement passives. D'autres, comme notamment les différentes phases de l'eau, rétroagissent sur la thermodynamique et le transfert radiatif.

L'approximation de couche mince intervient dans les termes géométriques de la dérivée lagrangienne ou encore dans le fait de négliger l'agrandissement des longueurs horizontales dans les calculs de gradient quand on s'éloigne de la surface. L'approximation hydrostatique revient à remplacer la composante verticale de la première équation (écrite sous forme vectoriel en toute généralité) par l'équation hydrostatique $\partial P / \partial z = -\rho g$.

I.1.2 Séparation d'échelles de l'écoulement atmosphérique

Les équations primitives sont discrétisées en temps et en espace afin de pouvoir être intégrées numériquement par le modèle. Les non linéarités des équations primitives atmosphériques impliquent que les phénomènes d'échelle inférieur à la discrétisation spatiale et temporelle influent sur l'écoulement de l'air à plus grande échelle et donc sur l'évolution des variables d'état à grande échelle. L'influence des petites échelles sur les plus grandes échelles est explicitement formalisé par la décomposition de Reynolds, ingénieur et physicien irlandais de la fin du XIX^e siècle.

I.1.2.1 Décomposition de Reynolds

Dans la décomposition de Reynolds, les grandeurs physiques décrivant l'écoulement d'un fluide sont décomposées en une partie moyenne et une fluctuation. Dans ce cadre, l'écoulement de l'air est considéré comme aléatoire. L'opérateur moyenne est alors défini comme la moyenne des réalisations de l'écoulement, appelée moyenne d'ensemble. Soit $\phi(\vec{x}, t)$ une grandeur physique fonction de la position \vec{x} et du temps t et $\phi_i(\vec{x}, t)$ la grandeur physique associée à la i^{e} réalisation de l'écoulement. La moyenne d'ensemble, dite aussi moyenne de Reynolds, notée $\bar{\phi}(\vec{x}, t)$ est telle que $\bar{\phi}(\vec{x}, t) = \lim_{n \rightarrow +\infty} \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \phi_i(\vec{x}, t)$. Pour un fluide compressible tel que l'air, cette moyenne doit être pondérée par la masse volumique, soit $\bar{\phi} = \overline{\rho\phi}/\bar{\rho}$. Les fluctuations de ϕ , notée ϕ' , sont définies par rapport à cette moyenne, soit $\phi' = \phi - \bar{\phi}$. On note que la moyenne d'ensemble de la fluctuation ϕ' est nulle par définition.

La décomposition de Reynolds sert en mécanique des fluides à séparer différentes échelles spatio-temporelles caractéristiques de l'écoulement d'un fluide et est approprié aux situations où l'écoulement présente une claire séparation d'échelle. Cette échelle de séparation spatio-temporelle est liée à la moyenne de Reynolds via l'hypothèse d'ergodicité, qui stipule que la moyenne d'ensemble d'une grandeur ϕ est égale à sa moyenne spatiale sur une échelle caractéristique L et à sa moyenne temporelle sur une échelle caractéristique T correspondante. En se ramenant pour simplifier à un problème à une dimension spatiale, on a ainsi
$$\bar{\phi}(x, t) = \frac{1}{L} \int_{x-L/2}^{x+L/2} \phi(x, t) dx = \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} \phi(x, t) dt.$$

Prenons par exemple un ciel de cumulus, typique des après-midi de beau temps de nos latitudes. La moyenne de l'écoulement vu par un observateur placé en un point x de l'espace pendant une heure est considérée par cette hypothèse comme égale à la moyenne à un instant donné dans un rayon de 20 km autour de l'observateur. L'observateur verra en effet défiler un certain nombre de nuages entrecoupés de ciel clair au point x , correspondant en moyenne à une photo instantanée du ciel environnant le point x . La décomposition de Reynolds sert alors à séparer la partie grande échelle de l'écoulement, c'est-à-dire d'échelle supérieure à L et à T , de la partie petite échelle de l'écoulement, c'est-à-dire d'échelle inférieure à L et à T . La partie grande échelle de l'écoulement est alors décrite par les grandeurs physiques moyennées avec la moyenne de Reynolds, et les fluctuations décrivent la partie petite échelle de l'écoulement.

Avant d'appliquer la décomposition de Reynolds aux équations primitives atmosphériques, on écrit les équations primitives sous forme flux. La forme lagrangienne, utilisée dans les équations I.1, I.2, I.3, I.4, n'est pas adaptée pour les GCM qui possèdent un maillage spatial fixe. La dérivée lagrangienne est transformée en dérivée partielle temporelle à \vec{x} fixé avec :

$$\frac{D\phi}{Dt} = \frac{\partial\phi}{\partial t} + \vec{v} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(\phi) \quad (\text{I.5})$$

C'est la forme advective des équations, où $\vec{v} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(\phi)$ est l'advection de ϕ par \vec{v} . En multipliant les équations par la masse volumique de l'air et en utilisant l'équation de conservation de la masse sous sa forme advective on montre que :

$$\rho \frac{D\phi}{Dt} = \frac{\partial\rho\phi}{\partial t} + \text{div}(\rho\vec{v}\phi) \quad (\text{I.6})$$

avec $\rho\vec{v}\phi$ le flux de ϕ . C'est la forme flux des équations.

Prenons l'équation de conservation d'un traceur sous sa forme lagrangienne, Equation I.4. On peut écrire cette équation sous sa forme flux comme suit.

$$\frac{\partial\rho q}{\partial t} + \text{div}(\rho\vec{v}q) = \rho S_q \quad (\text{I.7})$$

On applique l'opérateur de moyenne statistique à l'Equation I.7. Cet opérateur commute avec les dérivées partielles de temps et d'espace. On peut alors écrire :

$$\frac{\partial\tilde{\rho}q}{\partial t} + \text{div}(\tilde{\rho}\vec{v}q) = \tilde{\rho}S_q \quad (\text{I.8})$$

Par définition de l'espérance des processus stochastique q et S_q on a : $\tilde{\rho}q = \tilde{\rho}\bar{q}$ et $\tilde{\rho}S_q = \tilde{\rho}\bar{S}_q$, donc :

$$\frac{\partial\tilde{\rho}\bar{q}}{\partial t} + \text{div}(\tilde{\rho}\vec{v}\bar{q}) = \tilde{\rho}\bar{S}_q \quad (\text{I.9})$$

Et par décomposition de Reynolds des variables q et \vec{v} on a :

$\vec{v}q = (\vec{v} + \vec{v}')(\bar{q} + q') = \vec{v}\bar{q} + \vec{v}'q'$ car $\bar{q}' = 0$ et $\vec{v}'\bar{q} = 0$ par définition. L'Equation I.9 peut alors s'écrire :

$$\frac{\partial\tilde{\rho}\bar{q}}{\partial t} + \text{div}(\tilde{\rho}\vec{v}\bar{q}) = -\text{div}(\tilde{\rho}\vec{v}'q') + \tilde{\rho}\bar{S}_q \quad (\text{I.10})$$

$\tilde{\rho}\vec{v}'q'$ est le flux turbulent de q . Il est non nul lorsque les fluctuations de \vec{v} sont corrélées aux fluctuations de q , ce qui est le cas pour les mouvements de turbulences de petites échelles ou de convection atmosphérique par exemple. On note que cette équation a la même forme que l'Equation I.7, avec un terme de divergence du flux turbulent en plus, que l'on peut associer à

un terme source. Cette equation montre et explicite l'influence des fluctuations de petite échelle sur l'évolution des traceurs associés à l'écoulement de grande échelles \bar{q} .

La même méthode (opération de moyenne et décomposition de Reynolds) peut être appliquées aux autres équations de conservation (en passant par une transformation en forme flux). Les termes moyens ayant la même forme que l'équation initiale, les équations de conservation sont formellement inchangées à condition d'ajouter au second membre un terme source apparent de la forme

$$S_{\phi}^{\text{Reynolds}} = - \frac{\text{div}(\rho \overline{v' \phi'})}{\rho} \quad (\text{I.11})$$

avec $\phi = u$ ou v pour l'Equation I.1, $\phi = \theta$ pour l'Equation I.3 et $\phi = q$ pour l'Equation I.4.²

I.1.2.2 Séparation entre cœur dynamique et paramétrisations physiques

Dans le modèle, la résolution explicite des équations a lieu jusqu'à l'échelle de leur discrétisation, notée T pour la discrétisation temporelle (de l'ordre du quart-d'heure), L pour la discrétisation horizontale (de l'ordre de la centaine de kilomètre) et Z pour la discrétisation verticale (de l'ordre de la dizaine de mètre au kilomètre).

Les échelles horizontales et verticales sont différenciées dans l'atmosphère à cause de l'influence de la gravité sur la partie verticale de l'écoulement qui provoque une stratification importante de l'écoulement sur la verticale. Les grandeurs physiques ont alors des variations beaucoup plus importantes sur la vertical que sur l'horizontal, ce qui nécessite une résolution beaucoup plus fine pour correctement représenter explicitement leurs variations verticales, typiquement de quelques dizaines de mètres dans les premier kilomètre à 1 km dans la moyenne troposphère.

Dans les GCMs, la décomposition de Reynolds ne s'applique ainsi que sur l'horizontale. Elle est utilisée pour séparer l'échelle explicitement résolue par le modèle, de l'échelle non résolue appelée aussi échelle sous-maille. Cette séparation d'échelle conduit à séparer le modèle en deux parties : le cœur dynamique et les paramétrisations physiques.

Le cœur dynamique a pour mission de résoudre la partie grande échelle de l'écoulement, c'est-à-dire celle d'échelle supérieure à l'échelle de la maille horizontale. Pour ce faire, il va intégrer numériquement les équations de conservation (Equation I.1 à I.4) sans termes sources (c'est à dire avec $Q \equiv 0$ et $S_{trac} \equiv 0$).

Les paramétrisations physiques ont quant à elle l'objectif d'estimer les termes sources des équations, à savoir le taux de chauffage Q , les termes sources des traceurs S_q et les termes de fluctuations sous-maille (divergence de flux turbulents).

Les paramétrisations sont en fait des modèles de ces termes sources, qui vont exprimer ces derniers fonction des variables grandes échelles du modèle via l'utilisation d'un certain nombre de variables internes (comme la fraction nuageuse ou les précipitations par exemple) et de paramètres libres (facteur de proportionnalité, propriété géométriques ou caractéristique etc).

Elles reposent sur l'hypothèse que les processus impliqués dans ces termes sources sont statistiquement homogènes sur l'horizontal, c'est-à-dire que les distributions statistiques de ces processus et leur moments sont invariants sur l'horizontal à l'intérieur des mailles du modèle. Cette hypothèse permet de décrire les grandeurs physiques à l'intérieur d'une maille comme des distributions statistiques ou à l'aide de leur moment. Elle implique que les dérivées partielles des flux turbulents sur l'horizontal sont nulles. Les termes de divergence de flux turbulent sont

2. Dans les équations finales, les notations de moyennes $\bar{\phi}$ ou $\tilde{\phi}$ sont traditionnellement systématiquement omises, sauf pour le terme croisé des fluctuations turbulentes $\overline{v' \phi'}$.

ainsi réduit à une dérivée partielle selon la verticale. La contribution des termes de Reynolds comme terme source au membre de droite des équation de conservation se réduit alors à :

$$S_{\phi}^{\text{Reynolds}} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{\rho w' \phi'}}{\partial z} \quad (\text{I.12})$$

Il faut ajouter à la représentation des mouvements sous mailles, le terme de chauffage radiatif Q_R ainsi que les termes de condensation (c) et sublimation (e), induisant un puits $c - e$ sur l'eau vapeur, et un terme de chauffage associé. Ce terme de chauffage vaut $L_v(c - e)$ si toute l'eau condensée est liquide. En présence de glace, ce terme devient plus compliqué. Cependant, si on suppose que la fraction f_g d'eau solide est inchangée pendant le processus d'évaporation ou de condensation, on peut l'écrire $(L_v + f_g L_f)(c - e)$, où L_f est la chaleur latente de fusion de l'eau. Ces termes sources sont souvent écrit dans la littérature de la convection en notant le terme de chauffage non radiatif Q_1 , en introduisant un terme équivalent Q_2 pour la source de vapeur d'eau, traduite en chauffage, et enfin parfois un terme équivalent Q_3 pour la quantité de mouvement :

$$\frac{D\vec{v}_h}{Dt} + \frac{1}{\rho} \vec{\text{grad}}_h(P) - \vec{g} + 2f\vec{k} \wedge \vec{v}_h = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{\rho w' \vec{v}_h'}}{\partial z} = Q_3 \quad (\text{I.13})$$

$$C_p \frac{D\theta}{Dt} = Q_R + (L_v + f_g L_f)(c - e) - C_p \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{\rho w' \theta'}}{\partial z} = Q_R + Q_1 \quad (\text{I.14})$$

$$\frac{Dq_v}{Dt} = e - c - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{\rho w' q'_v}}{\partial z} = -Q_2/L_v \quad (\text{I.15})$$

$$\frac{Dq_c}{Dt} = c - e - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{\rho w' q'_c}}{\partial z} \quad (\text{I.16})$$

Remarque : dans cette écriture Q_2 est un puits d'humidité traduit conventionnellement en chaleur avec une constante L_v qui elle ne tient pas compte de la glace.

On suppose également que les processus impliqués dans les termes sources paramétrisés atteignent leur état stationnaire, en équilibre avec l'écoulement de grande échelle, en un temps très inférieure à celui du pas de temps du modèle, de manière à ce que leur régime transitoire puisse être négligé : c'est l'hypothèse de quasi-stationnarité. Pour le transfert radiatif par exemple, cette hypothèse est bien vérifiée dans la mesure où le temps de propagation du rayonnement dans l'atmosphère est négligeable devant le pas de temps du modèle, qui est de l'ordre du quart d'heure.

Finalement, la séparation entre cœur dynamique et paramétrisations physique repose sur une représentation de l'écoulement atmosphérique où :

- l'écoulement de grande échelle, résolu par le cœur dynamique, s'organise essentiellement de manière horizontale, dans des couches fines, et avec des mouvements verticaux lents (de l'ordre de 1 cm.s^{-1}) équilibrant les divergences horizontales de l'écoulement grande échelle
- l'écoulement turbulent (ayant des mouvements verticaux beaucoup plus rapides que l'écoulement vertical de grande échelle) et le chauffage, par rayonnement et par condensation ou évaporation de l'eau, interagissent localement avec cet écoulement grande échelle par des transferts verticaux, gérés par les paramétrisations physiques du modèle.

Le choix de la discrétisation numérique spatio-temporelle du GCM, certes guidée par des considérations de coût de calcul, vise plus fondamentalement à se placer dans une zone où les échelles caractéristiques de l'écoulement atmosphériques sont aussi distinctes que possible. Cela permet de séparer au mieux les processus qui doivent être paramétrisés de ceux qui sont

explicitement résolus par le cœur dynamique du modèle. L'échelle de coupure observée dans l'écoulement atmosphérique entre quelques dizaines et quelques centaines de kilomètres permet ce compromis, et est utilisée par tous les GCMs atmosphériques. Les processus sous-mailles paramétrisés sont alors la turbulence de fine échelle (1-100 m) et les processus convectifs (0,1-10 km), et les processus explicitement résolus par le cœur dynamiques du modèle sont ceux des systèmes météorologiques d'échelle synoptiques (500-5000 km), tel que les anti-cyclones et dépressions.

Certains phénomènes, tel que les fronts, les cyclones ou les systèmes convectifs organisés, ont des échelles caractéristiques proches de l'échelle de coupure et sont ainsi difficilement simulés par les GCMs à moins de monter en résolution jusqu'à quelques dizaines de kilomètres.

L'hypothèse d'homogénéité statistique horizontale des processus sous-maille, nécessaire en théorie à leur paramétrisation, n'est de plus pas toujours vérifiée. Elle dépend de la taille caractéristique du processus paramétrisé (plus elle est proche de l'échelle de coupure, plus il sera difficile qu'il soit statistiquement homogène) mais aussi de la situation météorologique.

Cette séparation d'échelle des GCMs, et le cadre sous-jacent de développement des paramétrisations, est un cadre idéalisé d'une puissance souvent mésestimée, qui a sans doute fondé le succès de ces modèles depuis les années 1990. Tout d'abord, cette séparation permet d'avoir une discrétisation spatio-temporelle beaucoup plus lâche que les processus simulés par le modèle, assurant ainsi l'accessibilité en terme de coût de calcul des simulations. Cela a notamment permis aux GCMs d'assurer la simulation des projections climatiques du prochain siècle, nécessitant en pratique de l'ordre du millier d'années de simulation afin notamment d'équilibrer l'océan profond du modèle couplé océan-atmosphère. De plus, la représentation des processus sous-mailles sous forme de paramétrisations implique une compréhension de ces processus et de leur interaction avec l'écoulement grande échelle résolu, et permet de faire le lien entre processus sous-maille et simulation des propriétés émergentes du climat. Elle est à ce titre un formidable carde de compréhension des interactions d'échelle au sein de l'atmosphère [Citation du papier Rio et Hourdin sur les interactions d'échelle] et pour la compréhension des phénomènes météorologiques et climatiques.

I.2 Quelques éléments de configuration de LMDZ6A

La version de LMDZ utilisée pour CMIP6, LMDZ6A, est présentée dans Hourdin et al. (2020).

La grille horizontale du modèle est constituée de points également répartis en longitude et en latitude. La surface des mailles est ainsi plus importante dans les tropiques qu'aux pôles. La résolution standard utilisée est constituée de 144 points en longitude et 143 en latitude, soit des intervalles de 2,5 ° de longitude et 1,25 ° de latitude, et des mailles de 200x200 km² à l'équateur et 10x10 km² aux pôles.

La grille verticale est constituée de 79 points, avec un dernier niveau vers 80 km dans la haute mésosphère. Les mailles sont plus fines proche de la surface, avec une croissance presque linéaire de l'épaisseur des mailles dans les trois premiers kilomètres, d'épaisseur égale à $\Delta z \simeq 0,11z$. C'est en effet dans cette zone que les variations verticales sont les plus fortes, donc que le maillage verticale nécessite d'être particulièrement fin. Une grille verticale constituée de 95 niveaux est également utilisée dans une partie des expériences de cette thèse. Cette grille est introduite par Hourdin et al. (2019) pour l'étude des stratocumulus, puis est légèrement modifiée par Hourdin et al. (2021). Elle est basée sur la grille à 79 niveaux avec un raffinement de la description des cinq premiers kilomètres de l'atmosphère. Dans les trois premiers kilomètres, l'épaisseur des mailles a une croissance presque linéaire égale à $\Delta z \simeq 0,067z$. Les profils d'épaisseur des niveaux verticaux des grilles à 79 et 95 niveaux sont tracés Figure I.3.

Deux pas de temps sont utilisés pour la discrétisation temporelle des équations. Le cœur

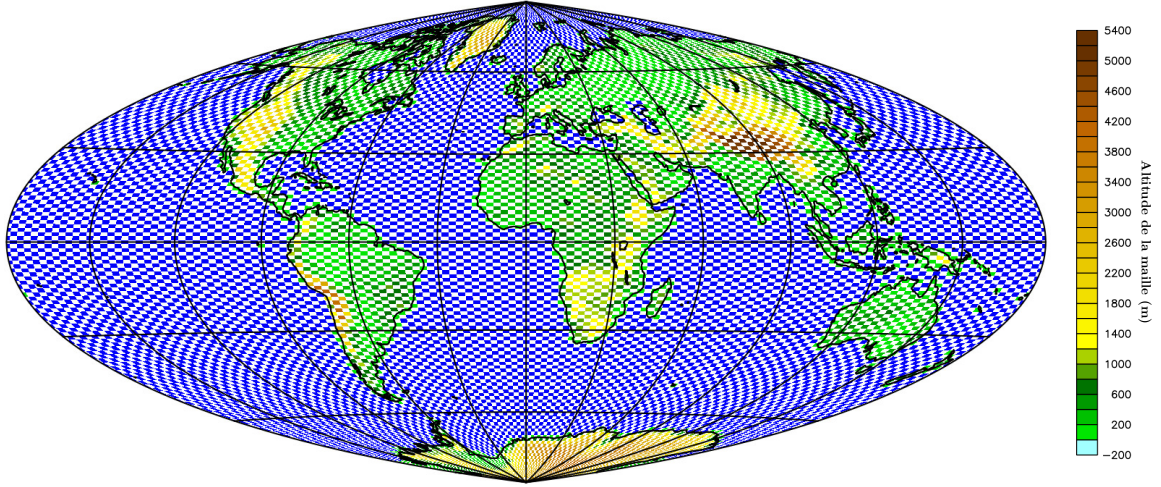


FIGURE I.2 – Grille horizontale du modèle en projection Eckert-Greifendorff qui conserve l'aire des mailles. Une maille sur est deux colorée, soit en bleu foncé pour les mailles océaniques, soit en une couleur correspondant à l'altitude moyenne de la maille. On voit l'aire des mailles diminuer à mesure que l'on s'éloigne de l'équateur.

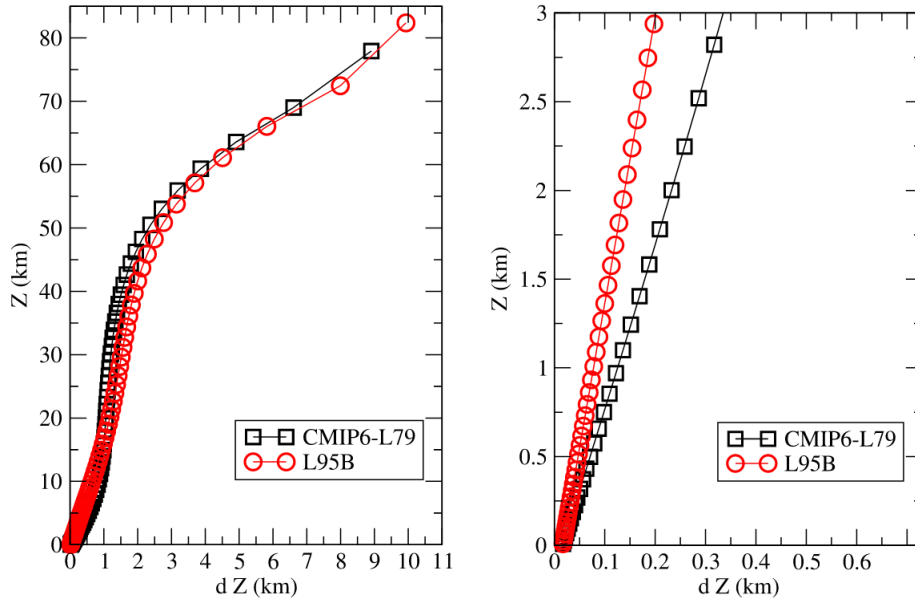


FIGURE I.3 – Epaisseur des niveaux verticaux dZ (km) en fonction de l'altitude du milieu du niveau Z (km) pour les grilles à 79 niveaux en noir et 95 niveaux en rouge, issue de Hourdin et al. (2021). À gauche les profils sont tracés pour toute la colonne atmosphérique et à droite dans les trois premiers kilomètres

dynamique du modèle utilise en schéma numérique de discrétisation temporelle de saute-mouton explicite (*leapfrog* en anglais) avec un pas de temps δt . Dans ce schéma, la variable d'état au temps $t + \delta t$ est calculée suivant l'équation : $\phi(t + \delta t) = \phi(t - \delta t) + 2\delta t M_{dyn}[\phi(t)]$. Le terme $M_{dyn}[\phi(t)]$ correspond à l'évaluation des équations du cœur dynamique (équations I.13, I.14, I.15 et I.16 sans terme source), mises sous la forme $\frac{\partial \phi}{\partial t} = M_{dyn}[\phi]$ puis discrétisées spatialement. Ce terme est aussi appelé terme de tendance de la dynamique.

Tous les 5 ou 7 pas de temps, un schéma numérique de Matsuno est appliqué afin de réconcilier les solutions correspondant aux pas de temps pairs et impairs. C'est à ce moment que les

paramétrisations physiques sont appelées, avec un schéma explicite d'ordre 1. La variable d'état au temps $t + \delta t$ est alors calculée avec l'équation suivante :

$$\phi(t + \delta t) = \phi(t) + M_{dyn}[\phi(t)]\delta t + M_{phy}[\phi(t)]\Delta t \quad (\text{I.17})$$

avec Δt le pas de temps de la physique et $M_{phy}[\phi]$ l'évaluation des termes sources par les paramétrisations physiques. Ce terme est aussi appelé terme de tendance de la physique. Dans CMIP6, les paramétrisations de la physique sont évaluées toutes les 15 minutes et tous les 7 pas de temps de la dynamique, soit $\Delta t = 7\delta t = 15$ min.

En pratique, les paramétrisations physiques les plus coûteuses en temps de calcul ne sont pas appelées à tous les pas de temps de la physique afin de gagner en temps de calcul. La paramétrisation de la convection profonde est ainsi appelée tous les deux pas de temps de la physique (soit toutes les 30 minutes) et le transfert radiatif (très coûteux numériquement) tous les six pas de temps de la physique (soit toutes les 1h30). Avec la grille verticale à 79 niveaux, une simulation climatique d'une année prend environ 700 heures, soit un mois sur un processeur CPU. Des techniques de parallélisations des calculs, tirant notamment partie de l'indépendance des colonnes de la partie physique du GCM, permettent d'abaisser le temps de retour des résultats à une vingtaine d'années simulées par jour.

I.3 Les paramétrisations physiques de LMDZ

Les paramétrisations physiques de LMDZ sont appelées de manière séquentielle. Chaque paramétrisation calcule la tendance physique de son processus, et la somme des tendances de chaque paramétrisation constitue le terme de tendance physique $M_{phy}[\phi(t)]$ de l'Equation I.17.

Parce que les paramétrisations de la convection sont conçues pour travailler sur l'eau totale (c'est-à-dire sur la somme des rapports de mélange de l'eau sous forme de gaz, de liquide et de glace), la totalité de l'eau liquide et de la glace est évaporée au début de chaque appel à la physique (Madeleine et al., 2020). Un découpage est alors fait entre les paramétrisations qui s'occupent du transport vertical de l'eau totale (turbulence de petite échelle et convection peu profonde) et la paramétrisation qui s'occupe de la formation des nuages, c'est-à-dire du calcul des rapports de mélange de l'eau liquide et de la glace à partir du rapport de mélange de l'eau totale. Une exception est faite pour la paramétrisation de la convection profonde, qui s'occupe à la fois du transport vertical de l'eau et de sa condensation, car ces deux processus sont fortement couplés dans ce cas précis. Ce découpage est basé sur l'hypothèse que le temps de vie des condensats est négligeable devant le pas de temps de la physique (15 min), ce qui est généralement le cas pour les nuages d'eau liquide mais plus discutable pour les nuages de glace ou de phase mixte. Les nuages sont alors des variables semi-prognostiques dans LMDZ, car bien qu'ils soient réévaporés et reformés à chaque appel à la physique, les rapports de mélange d'eau liquide et de glace qui les constituent sont advectés par le cœur dynamique.

L'ordre d'appel des paramétrisations est le suivant :

- Evaporation de l'eau liquide et de la glace
- Turbulence de petite échelle, couplage et appel aux schémas de surface (ORCHIDEE pour les surfaces continentales et NEMO pour les surfaces océaniques)
- Convection profonde, dont condensation, nuages et précipitation
- Convection peu profonde
- Condensation et précipitation des nuages grande échelle et de convection peu profonde
- Transfert radiatif
- Processus orographiques avec des effets de freinage ou de déviation et la génération d'onde de gravité (orographiques et non orographique) déferlant dans la haute atmosphère

— Traceurs

Cette section ne suit pas l'ordre d'appel des paramétrisations dans LMDZ. Les paramétrisations de la turbulence petite échelle (Section I.3.1, de la convection peu profonde (Section I.3.2) et de la condensation grande échelle (Section I.3.3) seront présentées dans un premier temps. Puis la paramétrisation de la convection profonde sera introduite Section I.3.4, suivie de la paramétrisation du transfert radiatif Section I.3.5. Finalement, le modèle de surface continental ORCHIDEE sera présenté Section ???. Les paramétrisations des processus orographiques et des traceurs ne sont pas présentés. Une attention particulière a été portée à introduire les paramètres libres utilisés dans les expériences d'ajustement de cette thèse. Les principales équations dans lesquelles ils interviennent sont présentées dans cette section, et un tableau récapitulatif est disponible Annexe ???. Ils sont notés en gras dans cette section.

I.3.1 Turbulence de petite échelle

Dans la couche limite, l'écoulement de l'air est très majoritairement turbulent, c'est-à-dire qu'il est constitué de pleins de tourbillons, allant de l'échelle caractéristique de la couche limite (de l'ordre du kilomètre ou de la demi-heure) à celle de la dissipation (de l'ordre du centimètre ou de la seconde).

La turbulence qui nous intéresse ici est une turbulence de petite échelle, désorganisée, dont les tourbillons vont de la centaine de mètre à l'échelle de la dissipation, avec une période comprise entre 10 secondes et 15 minutes. Cette turbulence est visible dans l'atmosphère lorsque l'on regarde la fumée d'une bougie par exemple, ou l'aspect bourgeonnant des panaches de fumées ou de certains nuages (typiquement les cumulus et les cumulonimbus). C'est aussi celle qu'on ressent au décollage d'un avion. Cette turbulence provoque un mélange local d'air donc un mélange des caractéristiques qu'il transporte (température, humidité, quantité de mouvement, etc).

Le transport moyen d'une variable ϕ par la turbulence de petite échelle est modélisé par une équation de diffusion, où le flux (de Reynolds) de la variable d'état ϕ transporté par la turbulence est proportionnel au contre-gradient local de cette variable d'état. Cette formulation est analogue à celle de la diffusion moléculaire due au mouvement brownien des molécules. Seule la composante verticale du transport par ce flux turbulent est paramétrisée selon

$$\overline{\rho w' \phi'} = -\rho K_z \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (\text{I.18})$$

où K_z est la diffusivité turbulente.

La fermeture de cette paramétrisation consiste à relier K_z aux variables d'état du modèle. Il existe une diversité d'approche en la matière et celle implémentée dans LMDZ6A est une fermeture d'ordre 1.5, basée sur le travail de Yamada (1983) et améliorée par Vignon et al. (2017). Cette fermeture consiste à exprimer le coefficient d'échange turbulent

$$K_z = l_m S(RI) \sqrt{TK E} \quad (\text{I.19})$$

comme le produit de trois termes :

- la longueur de mélange l_m définie comme la taille effective des tourbillons, supposés isotropes dans une couche limite neutre.
- Une fonction de stabilité $S(RI)$ qui modélise la déformation, ou l'anisotropie, des tourbillons, en fonction de la stabilité de la couche limite quantifiée par le nombre de Richardson RI . Les tourbillons sont plus étirés vers le haut dans des couches limites instables, et ont donc des tailles effectives plus grandes ($S(RI) > 1$ quand $RI < 0$) et inversement pour des couches limites stable, où leur taille effective est plus petite ($S(RI) < 1$ quand $RI > 0$).

- L'énergie cinétique turbulente, notée TKE pour *Turbulent Kinetic Energy* en anglais, définie par $TKE = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$ et calculée à partir de son équation prognostique

Les formulation de la longueur de mélange, des fonctions de stabilités et de l'équation prognostique de l'énergie cinétique turbulente utilisées dans LMDZ6A sont détaillées dans Vignon (2017). La formulation du coefficient d'échange pour le moment K_m (c'est-à-dire pour les composantes horizontales du vent u et v) est légèrement différente de celles pour la chaleur et l'humidité K_h .

Ce sont aussi ces petits tourbillons qui vont transporter l'eau et la chaleur de la surface vers l'atmosphère. La surface peut être un continent, un océan ou de la banquise, et elle est toujours considérée comme une surface solide. On fait l'hypothèse que la couche d'atmosphère la plus proche de la surface, épaisse de quelques millimètres, est en équilibre avec la surface, et a ainsi une température égale à celle de la surface T_s et est saturée en humidité ($q_{sat}(T_s)$). Les tourbillons vont alors mélanger cette petite couche d'atmosphère avec les premiers centimètres et mètres de l'atmosphère, c'est-à-dire avec la première couche verticale du modèle, d'une vingtaine de mètres d'épaisseur. Les flux de chaleurs et d'humidité induit par ce mélange tourbillonnaire sont respectivement appelés flux turbulents de chaleur sensible et flux d'évaporation (ou flux turbulent de chaleur latente) à la surface.

En intégrant l'Equation I.18 entre la couche millimétrique et le milieu de la première couche du modèle (situé à environ 10 m), on montre que les flux de chaleur sensible (respectivement de chaleur latente) sont proportionnels à la différence de température (respectivement d'humidité) entre la couche millimétrique et le premier niveau du modèle. Les coefficients de proportionnalité sont formellement établis pour la couche limite atmosphérique par la théorie des similitudes de Monin-Obukhov (Monin and Obukhov, 1954).

Cette théorie s'applique lorsque les flux turbulents sont constants, ce qui est le cas dans les premiers mètres de l'atmosphère (les flux turbulents varient typiquement de l'ordre de 10% dans le premier 10% de la couche limite, c'est-à-dire dans les 10 à 300 premiers mètres). La couche atmosphérique où les flux turbulents sont constants s'appelle la couche limite de surface. La théorie des similitudes de Monin-Obukhov donne alors une formulation des gradients verticaux du vent horizontal U (Equation I.20) et de température potentielle virtuelle θ_v (Equation I.21) dans la couche limite de surface, écrit ici dans le cas d'une couche limite stable par soucis de simplification :

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{u^*}{\kappa z} \Leftrightarrow U = \frac{u^*}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_{0m}} \right) \quad (\text{I.20})$$

$$\frac{\partial \theta_v}{\partial z} = \frac{\theta_v^*}{\kappa z} \Leftrightarrow \theta_v - \theta_{v,s} = \frac{\theta_v^*}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_{0h}} \right) \quad (\text{I.21})$$

Avec $\kappa = 0,4$ la constante de Von Kármán, u^* la vitesse de friction, θ_v^* l'échelle turbulente de température, z_{0m} la hauteur à laquelle le vent horizontal s'annule, appelé rugosité de la surface et égale environ au dixième de la taille des obstacles présents à la surface et z_{0h} la hauteur où la température virtuelle est égale à la température virtuelle de la surface. z_{0m} et z_{0h} sont toujours situés en dessous du premier niveau du modèle.

Le flux turbulent de chaleur sensible à la surface s'écrit $\overline{\rho w' \theta_v'^s} = -\rho C_p u^* \theta_v^*$, avec C_p la capacité thermique massique de l'air, qui vaut $1004 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$. En utilisant l'Equation I.20 pour déterminer u^* et l'Equation I.21 pour déterminer θ_v^* , on montre que le flux de chaleur sensible $SENS$ s'écrit selon l'Equation I.22.

$$SENS = \overline{\rho w' \theta_v'^s} = -\rho C_p |\vec{V}| \underbrace{\frac{\kappa^2}{\ln(z/z_{0m}) \ln(z/z_{0h})} f_{sh}(RI)}_{C_h} (\theta_v - T_s) \quad (\text{I.22})$$

Avec $|\vec{V}|$ le module du vent horizontal dans la première couche du modèle, θ_v la température potentielle virtuelle dans la première couche du modèle, et C_h un coefficient d'échange qui dépend d'une fonction de stabilité $f_{sh}(RI)$ de l'atmosphère. De la même manière, on montre que le flux turbulent d'humidité sur une surface d'eau libre (ou évaporation potentielle) E_{pot} s'écrit selon l'Equation I.23.

$$E_{pot} = \overline{\rho w' q'^s} = -\rho |\vec{V}| \underbrace{\frac{\kappa^2}{\ln(z/z_{0m}) \ln(z/z_{0h})} f_{sh}(RI)}_{C_h} (q_{air} - q_{sat}(T_s)) \quad (I.23)$$

Avec q_{air} le rapport de mélange de vapeur d'eau au premier niveau du modèle. Sur les continents, l'évaporation $E = \beta E_{pot}$, avec β le facteur d'aridité qui prend en compte le fait que la surface n'a pas toujours assez d'eau pour apporter le flux d'humidité E_{pot} à l'atmosphère. En multipliant le flux d'évaporation par la chaleur latente de vaporisation $L_v = 2\,250 \text{ kJ.kg}^{-1}$, on obtient le flux de chaleur latent : $LAT = L_v E$.

Pour des soucis de stabilité numérique, et compte tenu de la longueur du pas de temps de la physique, un schéma Euler implicite est nécessaire pour la discrétisation temporelle des équations de la turbulence de petite échelle. Cela implique un couplage numérique avec les modèles de surface, et explique que l'appel aux modèles de surfaces continentales et d'océan se fasse dans la paramétrisation de la turbulence petite échelle.

A noter qu'une revisite de la paramétrisation de la turbulence de petite échelle a été menée au cours d'un ateliers de travail collectif auquel j'ai participé pendant ma thèse (Vignon et al., 2024). Le développement de cette nouvelle paramétrisation, actuellement en cours de test dans des configurations climatiques de LMDZ, est arrivée trop tardivement pour être intégrés aux simulations présentées dans cette thèse.

I.3.2 Paramétrisation de la convection peu profonde dans LMDZ

Dans la couche limite, des mouvements d'air organisés en rouleaux ou en ascendances peuvent apparaître pendant la journée. C'est ce que l'on appelle la convection peu profonde. Ces ascendances d'air organisées, appelées panaches thermiques ou plus simplement thermiques, se forment dans la couche limite de surface et se dissipent en haut de la couche limite dans la couche d'inversion (définie par un profil de température potentielle qui croît rapidement avec l'altitude). Elles sont schématisées Figure I.4 (a). Les thermiques font typiquement une à quelques centaines de mètres de diamètre pour 1 à 2 km de haut, et sont espacées de un à deux kilomètres. Ces ascendances organisées transportent la chaleur et l'humidité accumulées dans la couche de surface en journée en haut de la couche limite. Elles mélangent efficacement la couche située au dessus de la couche limite de surface, appelée couche limite mélangée, et sont responsables des profil neutre de température potentielle et d'humidité dans cette partie de l'atmosphère (Figure I.4 (c)). Si les conditions sont propices, l'apport d'humidité par les thermiques dans l'environnement froid de la couche d'inversion conduit à la formation de nuage de cumulus ou de stratocumulus.

Les thermiques sont paramétrisés dans LMDZ par un modèle en flux de masse. Ils sont introduit dans LMDZ par Hourdin et al. (2002) et plus largement décrit dans Hourdin (2005). Leur paramétrisation est revisitée par Hourdin et al. (2019) pour améliorer la simulation des stratocumulus associés aux couches limites convectives, et un tuning spécifique de cette paramétrisation est proposé par Hourdin et al. (2021). L'ensemble des thermiques est modélisé par un thermique moyen ou effectif, stationnaire, transportant un flux de masse $f = \rho \alpha_{th} w_{th}$ vers le haut, avec α_{th} la fraction de la maille occupée par le thermique (typiquement 10%) et w_{th} sa vitesse verticale. Le thermique est entouré d'un atmosphère légèrement subsident pour compenser l'ascendance

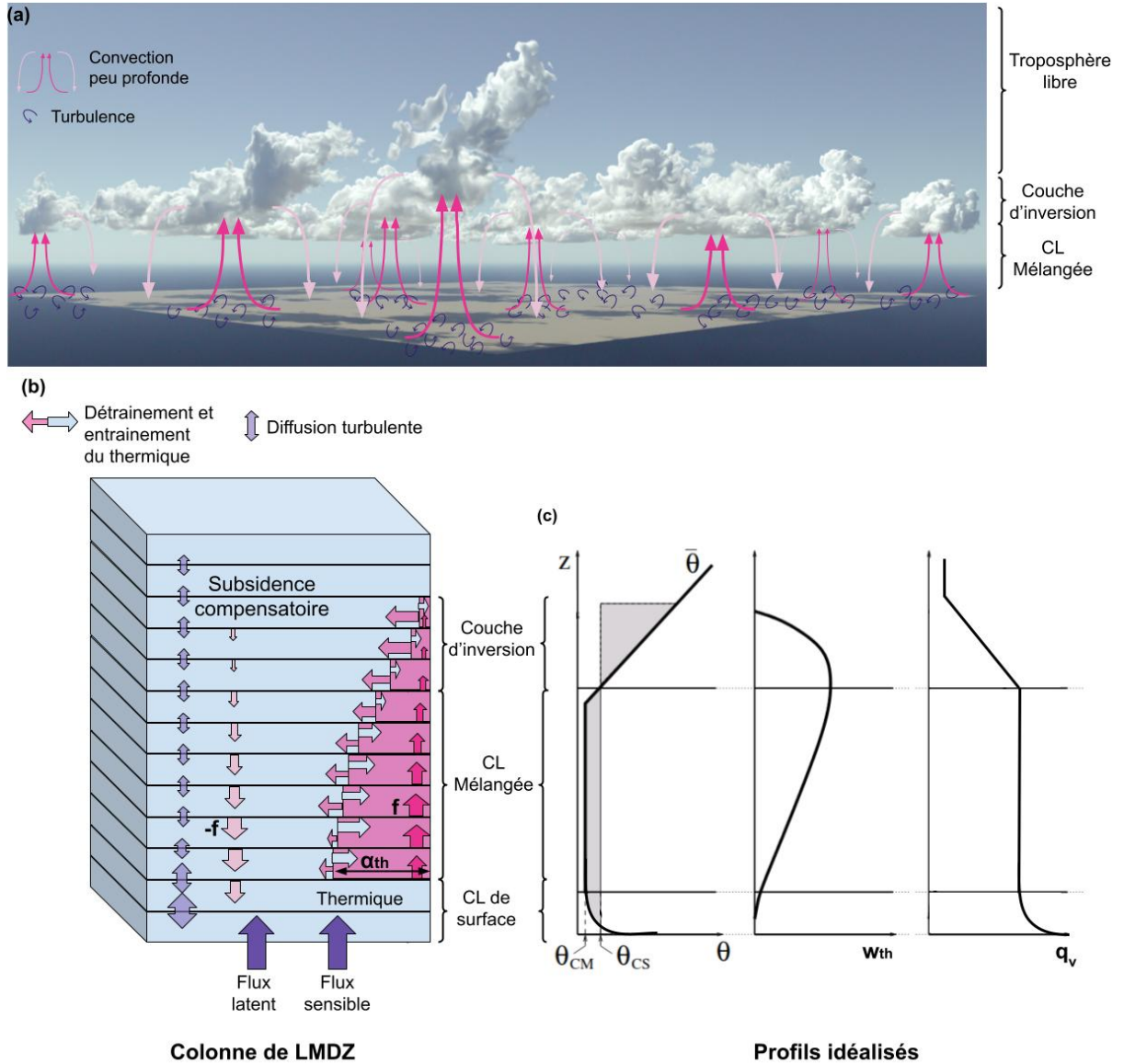


FIGURE I.4 – (a) Image photo-réaliste réalisé avec htrdr(Villefranco et al., 2019) d'une scène de cumulus du cas ARMCU simulée par la LES Meso-NH. Les cellules de convection peu profonde sont schématisées en rose, et la turbulence de petite échelle en violet. Les nuages de cumulus se situent dans la couche d'inversion au dessus des ascendances d'airs. (b) Schéma de la représentation de la couche limite convective (turbulence petite échelle et thermique effectif) dans une colonne de LMDZ. (c) Profils idéalisés d'une couche limite atmosphérique convective (adapté de Hourdin (2005))

d'air, de flux de masse $-f$. Il échange des masse d'air latéralement avec son environnement, sous forme d'entraînement e (flux d'air de l'environnement qui entre dans le thermique), qui nourrit le thermique, et de déentraînement d (flux d'air du thermique qui sort dans l'environnement) qui le dissipe. Ce sont ces échanges qui vont conditionner sa formation (avec un entraînement maximale en bas du thermique) et sa dissipation (avec un déentraînement maximale dans la couche d'inversion). La paramétrisation des thermiques dans LMDZ ne s'occupe que du mélange des variables d'état. La formation de nuage et éventuellement de précipitations liées à la présence du thermique sont gérées par la paramétrisation dite de condensation de grande échelle, décrite Section I.3.3. La variable d'état pour l'humidité dans la paramétrisation du thermique est donc le rapport de mélange de l'eau total q_t .

Le transport d'une variable d'état ϕ par le thermique est régi par l'équation

$$\frac{\partial f \phi_{th}}{\partial z} = e\phi - d\phi_{th} + \rho S_{\phi th} \quad (\text{I.24})$$

avec ϕ_{th} la variable d'état dans le thermique et $S_{\phi th}$ une source éventuelle de ϕ dans le thermique. La conservation de la masse d'air (l'équation précédente pour $\phi \equiv 1$ et $S_{th}\phi \equiv 0$) s'écrit

$$\frac{\partial f}{\partial z} = e - d \quad (\text{I.25})$$

Le transport vertical total de la variable d'état ϕ s'écrit dans une couche limite convective comme la somme du transport convectif et du mélange par diffusion turbulente :

$$\overline{\rho' w' \phi'} = f(\phi_{th} - \phi) - K_z \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (\text{I.26})$$

La couche limite convective est ainsi paramétrisée par un schéma mixte de diffusion turbulente et de flux de masse (dit *Eddy-Diffusivity-Mass-Flux scheme* en anglais), représenté Figure I.4 (b).

Le vitesse verticale du thermique w_{th} est déduite par l'Equation I.24 pour le terme source $S_{wth} = \mathbf{A1}B - \mathbf{A2}w_{th}^2$. Les paramètres libres **A1** et **A2** contrôlent respectivement la contribution de la flottabilité B dans l'accélération du panache et son freinage.

Les taux d'entraînement $\epsilon = e/f$ et de déentraînement $\delta = d/f$ sont paramétrisés comme suit :

$$\epsilon = \max \left[0, \frac{\mathbf{B1}}{1 + \mathbf{B1}} \left(\frac{\mathbf{A1}.B}{w_{th}^2} - \mathbf{A2} \right) \right] \quad (\text{I.27})$$

$$\delta = \max \left[0, \frac{\mathbf{A1}.B1}{1 + \mathbf{B1}} \frac{B}{w_{th}^2} + \mathbf{CQ} \left(\frac{\Delta q_t / q_t}{w_{th}^2 / w_0^2} \right)^{1/4} \right] \quad (\text{I.28})$$

avec $w_0 = 1 \text{ m.s}^{-1}$.

Ils dépendent de la flottabilité du thermique B et de sa vitesse verticale w_{th} . Le déentraînement dépend en plus du contraste d'humidité entre le thermique et son environnement, Δq_t , dont la contribution est modulée par le paramètre libre **CQ**.

Enfin, la formulation de la flottabilité du thermique est modifiée dans la formule du déentraînement afin d'améliorer la simulation des stratocumulus par le schéma, ceux-ci étant trop facilement dissipés à cause de l'overshoot³ (Hourdin et al., 2019).

$$B' = g \cdot \frac{\theta_{v,th}(z) - \theta_v(z + z.\mathbf{DZTH})}{\theta_v(z + z.\mathbf{DZTH})} \quad (\text{I.29})$$

Avec θ_v la température potentielle virtuelle de l'environnement et $\theta_{v,th}$ celle du thermique. Avec cette formulation, le déentraînement est "averti" de l'inversion avant de l'atteindre, et commence à détraîner à la distance $z \times \mathbf{DZTH}$ sous l'inversion. **DZTH** est le paramètre libre de la distance à laquelle le déentraînement connaît la température au dessus de lui.

I.3.3 Schéma de condensation grande échelle

Le rôle du schéma de condensation grande échelle est de condenser et de précipiter l'eau en excès dans l'atmosphère. Cet excès est typiquement soit transporté depuis la surface par la

3. Vraiment pas de traduction disponible en français pour ce mot qui signifie qu'un panache convectif passe au dessus de l'inversion et pénètre la couche stable au dessus de la couche limite convective, dans une région très stable où il est rapidement freiné.

paramétrisation des thermiques, soit advecté des mailles voisines ou des couches plus basses par la dynamique. Le schéma de condensation grande échelle de LMDZ6A est décrit dans Hourdin et al. (2021) et Madeleine et al. (2020).

Le schéma part du haut de la colonne atmosphérique et parcourt les niveaux verticaux jusqu'à la surface. Les étapes successives du calcul sont décrites pour un niveau quelconque d'altitude z_k .

Etape 1 : Réévaporation

Le flux de précipitation P venant du niveau z_{k+1} est évaporé selon l'équation Equation I.30, basé sur les travaux de Klemp and Wilhelmson (1978) et de Schlesinger et al. (1988).

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\mathbf{EVAP} \left(1 - \frac{q_t}{q_{sat}} \right) \sqrt{P} \quad (\text{I.30})$$

Avec q_{sat} l'humidité à saturation et **EVAP** le paramètre libre contrôlant l'efficacité de cette évaporation. On note que le flux de précipitation issu d'une couche k peut traverser plusieurs couches du modèle.

Etape 2 : Formation des nuages

Pour éviter un schéma de nuage en tout ou rien, un schéma statistique de nuages est utilisé. Il est basé sur une paramétrisation de la distribution sous-maille $Q(s)$ de l'écart à la saturation, $s = q_t - q_{sat}$. On utilise comme variable s plutôt que de l'eau elle même, pour tenir compte en partie des corrélations entre les champs d'eau et de température. La fraction nuageuse est calculée comme la fraction de la maille où l'eau se condense (lorsque s est positif) :

$$\alpha = \int_0^\infty Q(s) ds \quad (\text{I.31})$$

et l'eau condensée q_c , liquide et solide, est donnée par

$$q_c = \int_0^\infty s Q(s) ds \quad (\text{I.32})$$

La fonction de densité de probabilité $Q(s)$ est paramétrisée par deux formes, suivant que la paramétrisation des thermiques a été activée dans la maille au cours du pas de temps ou pas.

Si les thermiques ont été activées, la densité de probabilité est modélisée par une bi-gaussienne, avec un mode représentant la variabilité de s dans le thermique et l'autre dans l'environnement du thermique (Jam et al., 2013). Les moyennes des deux gaussiennes sont les sursaturations dans le thermique $\overline{s_{th}}$ et dans l'environnement $\overline{s_{env}}$, calculées à partir des variables conservées, eau et températures potentielles, moyennes du thermique. Les écarts types des gaussiennes, sont paramétrisés par les équations

$$\sigma_{s,th} = \mathbf{BG2}(\alpha_{th} + 0.001)^{-\gamma_1}(\overline{s_{th}} - \overline{s_{env}}) + b\overline{q_{th}} \quad (\text{I.33})$$

$$\sigma_{s,env} = \mathbf{BG1} \frac{\alpha_{th}^{-\gamma_2}}{1 - \alpha_{th}}(\overline{s_{th}} - \overline{s_{env}}) + b\overline{q_{env}} \quad (\text{I.34})$$

où $\gamma_1 = 0.4$, $\gamma_2 = 0.6$, $b = 2.10^{-3}$, **BG1** et où **BG2** sont les paramètres libres, utilisés pour l'ajustement dans certaines expériences de cette thèse.

Si les thermiques ne sont pas actifs dans la maille, la densité de probabilité $Q(s)$ est une lognormale d'écart type $\sigma = \xi q_t$. Avec ξ une fonction tangente hyperbolique de la pression (Figure I.5), réglée par plusieurs paramètres : **RQSBAS** la valeur de ξ à la surface, **RQSTOP**

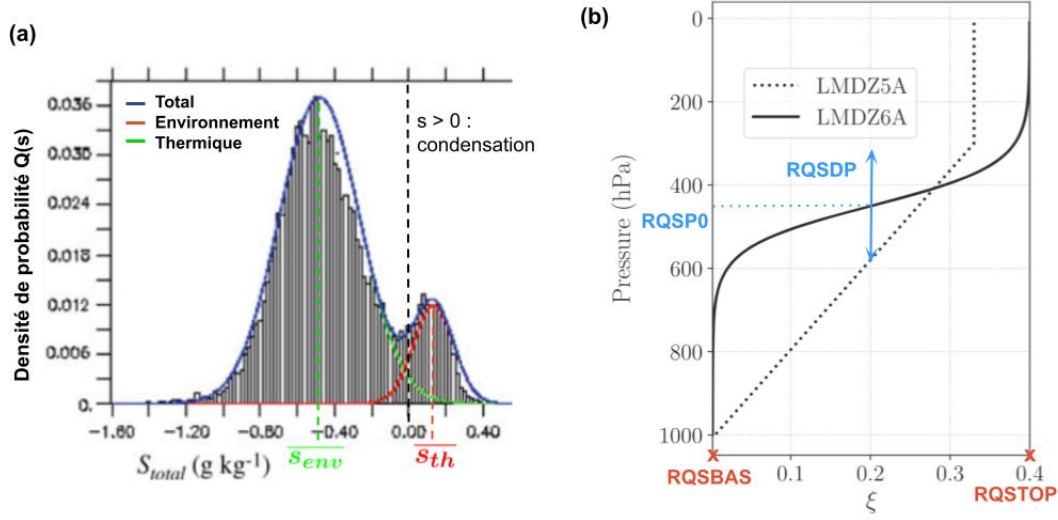


FIGURE I.5 – (a) Distribution du déficit de saturation $Q(s)$ à 1200 d'altitude, pour la 8^e heure d'un cas de cycle diurne de cumulus continentaux au site ARM dans les grandes plaines états-uniennes (le cas ARMCU). L'histogramme est calculé sur les données d'une simulation LES de ce cas. La courbe verte est la gaussienne de l'environnement ; la courbe rouge celle du thermique et la bleue, distribution retenue pour la paramétrisation statistique des nuages dans LMDZ, la somme des deux (Jam et al., 2013) (b) Profil de la fonction $\xi(P)$ utilisée pour le calcul de l'écart type de la distribution de $Q(s)$ quand les thermiques ne sont pas actifs (adapté de Madeleine et al. (2020))

la valeur de ξ au sommet de l'atmosphère, **RQSP0** la hauteur de la transition de la tangente hyperbolique et **RQSDP** la largeur de la transition.

La phase de l'eau nuageuse est ensuite calculée, en fonction de la température. Le nuage est de phase mixte entre $T_{min} = -30\ ^\circ C$ et $T_{max} = 0\ ^\circ C$, avec une fraction d'eau liquide $x_{liq} = \sqrt{(T - T_{min}) / (T_{max} - T_{min})}$.

Etape 3 : auto conversion et précipitation

Une partie de l'eau nuageuse est convertie en précipitation et est donc perdue par le nuage. La perte d'eau liée aux précipitations pour les nuages d'eau liquide suit l'équation

$$\frac{dq_l}{dt} = -\frac{q_l}{\mathbf{CLTAU}} \left[1 - e^{-(q_l^{in}/\mathbf{CLC})^2} \right] \quad (\text{I.35})$$

issue de Sundqvist (1978), où q_l est le rapport de mélange d'eau liquide dans la maille et q_l^{in} l'eau liquide ramenée à la fraction nuageuse c'est-à-dire que $q_l^{in} = q_l/\alpha$ en kg d'eau liquide par kg d'air nuageux. La conversion de l'eau nuageuse en précipitations commence à être efficace lorsqu'elle atteint le seuil **CLC**, et cette conversion se fait avec le temps caractéristique **CLTAU**.

La perte de glace liée aux précipitations suit l'équation

$$\frac{dq_i}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho q_i w_i}{\partial z} \quad (\text{I.36})$$

où q_i est le rapport de mélange de glace dans la maille et w_i la vitesse de chute des cristaux de glace. Cette vitesse est proportionnelle à la vitesse de chute terminale des cristaux de glace $w_{i,\infty}$ suivant l'Equation I.37 (Heymsfield, 1977; Heymsfield and Donner, 1990), avec **FALLV** un paramètre libre.

$$w_i = \mathbf{FALLV} w_{i,\infty} \text{ avec } w_{i,\infty} = 3,29(\rho q_i)^{0,16} \quad (\text{I.37})$$

I.3.3.1 Paramétrisation du recouvrement vertical des précipitations

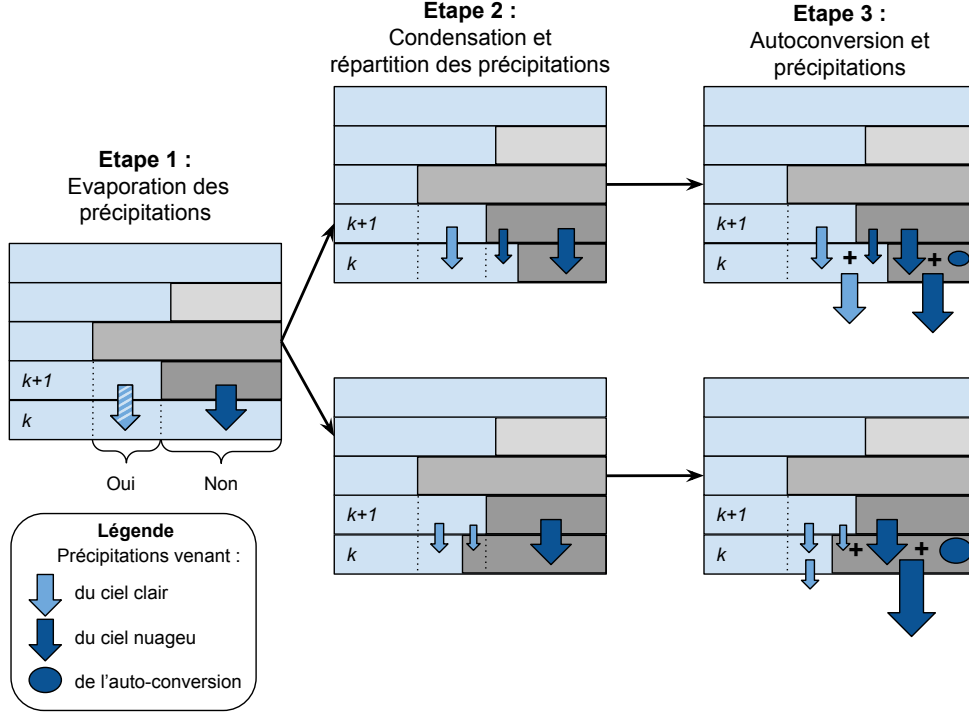


FIGURE I.6 – Schéma décrivant la paramétrisation de condensation grande échelle prenant en compte le recouvrement vertical des précipitations, sur quelques couches nuageuses d’une colonne du modèle. Il n’est pas montré ici (1) le cas où le nuage est recouvert par un nuage plus haut (disjoint), où la couche du sommet du nuage pourra recevoir un flux de précipitation ciel-clair venant de ce dernier et sur une fraction calculée par le modèle de recouvrement vertical des nuages (2) le cas où le flux de précipitation ciel-clair est trop faible par rapport à la fraction de maille qu’il occupe (d’un facteur **RI**) et commence à décroître. Sur le schéma, les couches de nuage sont disposées de manière à se recouvrir au maximum, c’est-à-dire à minimiser leur couverture nuageuse.

Une version plus récente du schéma de condensation grande échelle est utilisée pour certaines expériences de cette thèse. Cette paramétrisation modélise le recouvrement vertical des précipitations avec les nuages (Jakob and Klein, 2000; Touzé-Peiffer, 2021), et est schématisée Figure I.6. Elle prend en compte le fait que les précipitations du niveau $k + 1$ peuvent arriver dans la partie nuageuse ou dans la partie ciel-clair de la maille k . Les précipitations arrivant dans la partie nuageuse de la maille ne s’évaporent pas car elles arrivent dans un air supposé déjà saturé, contrairement à celles arrivant dans le ciel clair. Après condensation, les flux de précipitations venant du ciel clair et nuageux sont répartis dans la nouvelle partition ciel-clair/ciel-nuageux de la maille k , désormais connue. Puis l’étape d’autoconversion est appliquée au ciel nuageux, et ajoute une nouvelle source dans le flux de précipitation nuageux communiqué à la maille du dessous. Un seuil **RI** est introduit sur l’intensité des précipitations ciel-clair. A partir de ce seuil, la fraction de la maille dans laquelle ont lieu les précipitations ciel-clair décroît linéairement avec le flux de précipitation ciel-clair, afin d’éviter que cette fraction potentiellement grande passe à zéro d’une couche à l’autre. Ce seuil **RI** est un paramètre libre.

Notons que cette paramétrisation nécessite d’introduire un modèle de recouvrement vertical des nuages, ce qui n’était pas le cas jusqu’à présent, à part pour le transfert radiatif. Le modèle choisi est le modèle maximum-aléatoire, dans lequel les couches nuageuses adjacentes se recouvrent de manière à minimiser leur couverture nuageuse totale, alors que les couches

de nuages séparées par du ciel-clair se recouvrent de manière aléatoire (décrit plus en détail Section ??).

I.3.4 Paramétrisation de la convection profonde

La convection profonde est le processus à l'origine de la formation des cumulonimbus, les nuages d'orages. Cette convection est caractérisée par des mouvements d'air ascendants qui, une fois enclenchés au sommet de la couche limite convective, sont renforcés par la chaleur libérée par la condensation de l'eau. Les courants ascendants au cœur des cumulonimbus atteignent souvent plusieurs dizaines de m.s^{-1} . La convection profonde atteint souvent la tropopause, soit une vingtaine de kilomètre à l'équateur. Lorsque le nuage atteint l'altitude de flottabilité neutre, il s'étale et forme une enclume. Cette convection est toujours accompagnée de nuage et de précipitations.

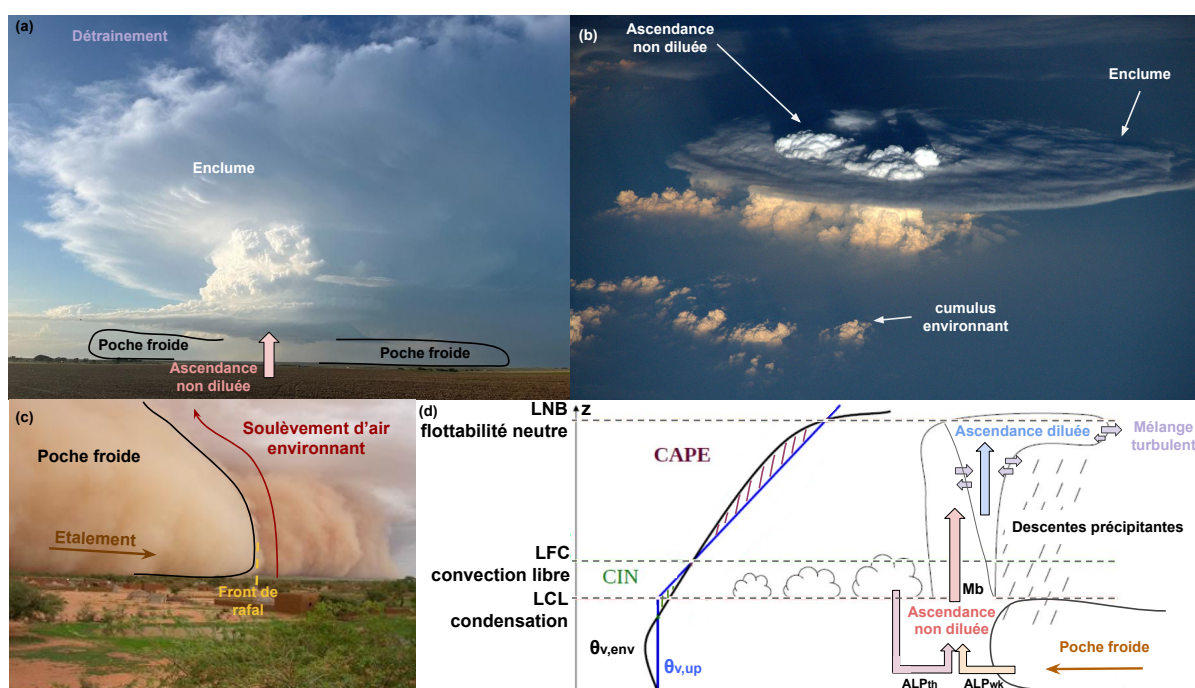


FIGURE I.7 – Photos et schémas appuyant les images véhiculées dans la construction du modèle de convection et de son couplage avec les processus sous nuageux. En haut à gauche : photo de cumulonimbus avec localisation de l'enclume, de la base de l'ascendance adiabatique et des poches froides; en haut à droite : cumulonimbus vu d'en haut avec le sommet de l'enclume qui s'étale sous la tropopause, les nuages bourgeonnant qui overshoot au milieu et des cumulus de couche limite autour; en bas à gauche : photo d'un haboob au Sahel, tempête de poussières créée par le front de rafale d'une poche froide (photo de François Guichard et Laurent Kergoat); en bas à droite : schéma conceptuel du schéma de convection et de son couplage avec les processus sous-nuageux.

La paramétrisation de la convection profonde dans LMDZ6A est basée sur une version modifiée du schéma en flux de masse de d'Emanuel (Emanuel, 1991, 1993), modifiée par (Grandpeix et al., 2004) et accompagnée d'une paramétrisations des poches froides (Grandpeix and Lafore, 2010; Grandpeix et al., 2010).

Tout comme pour la convection peu profonde, la paramétrisation de la convection profonde représente une population de cumulonimbus qui se produirait dans une maille par un cumulonimbus effectif. Le transport convectif dans ce cumulonimbus effectif est modélisé par des flux de masse et des matrices d'échange d'air entre les trois zones considérée comme constituant un cumulonimbus. Elles sont schématisés Figure I.7 (d).

Une ascendance adiabatique qui n'entraîne pas d'air latéralement au dessus de la base du nuage, mais est "épluchée" petit à petit. Elle est supposée suffisamment rapide pour emporter avec elle l'eau liquide ou solide condensée en son sein.

Une population d'ascendances ou descentes diluées, lesquelles sont saturées, créée en mélangent une fraction d'air épluchée de l'ascendance adiabatique avec de l'air de l'environnement selon une PDF imposée. Elle est découpée en bins, puis chaque parcelle d'air correspondant à un bin est "envoyée" à son niveau (couche) de flottabilité neutre, créant ainsi une matrice dont chaque terme est un échange d'air entre deux couches du modèle. Avant de former ces mélanges, on fait précipiter l'ascendance adiabatique dans un troisième compartiment, puis à nouveau on fait précipiter l'eau en excès de la saturation avant que le flux ascendant ou descendant ne détraîne dans l'environnement. Les PDF utilisées pour fabriquer les ascendances mélangées ont été modifiées par Grandpeix et al. (2004) par rapport à la version originale du schéma d'Emanuel.

Les descentes précipitantes ou descentes insaturées qui reçoivent l'ensemble des précipitations formées lors de l'épluchage ou lors du déentraînement dans l'environnement. Une fraction de ces descentes s'effectue partie en dehors du nuages, dans de l'air non saturé en humidité, permettant leur évaporation. Cette évaporation de quantités très importantes de précipitations force des mouvements subsidants rapides. En dessous de la base des nuages, c'est l'intégralité des précipitation qui est hors des nuages. Leur réévaporation est à l'origine des courants de densité, ou poches froides, créées sous les cumulonimbus. Un paramètre libre important de ces descentes est la fraction de la surface de la maille qu'elles couvrent. Cette fraction **SIGDZ** est imposée et constante sur la verticale.

En pratique, les tendances convectives Q_1 et Q_2 sont séparées en deux parties : une partie saturée et une partie insaturée. Les tendances saturées Q_1^{sat} et Q_2^{sat} tiennent compte de l'ascendance adiabatique, des ascendances et descentes diluées et d'une subsidence compensatoire. Les tendances insaturées Q_1^{unsat} et Q_2^{unsat} tiennent compte des descentes insaturées ainsi qu'une ascendance compensatoire de ces descentes.

I.3.4.1 L'efficacité de l'auto-conversion d'eau liquide nuageuse en pluie

C'est est un des processus clé, qui module fortement l'intensité de la convection profonde ainsi que les nuages et l'humidité de la haute troposphère.

Cette efficacité de précipitation EP est comprise entre 0 et une valeur maximum, paramètres ajustable EP_{max} , selon

$$EP = \min \left[\max \left(1 - \frac{\epsilon}{q_c}, 0 \right), EP_{\text{max}} \right] \quad (\text{I.38})$$

où q_c est le rapport de mélange de l'eau condensée et ϵ est donné par :

$$\epsilon = \text{ELCV} \quad \text{si } T_c > 0 \quad (\text{I.39})$$

$$= \text{ELCV}(1 - T_c/\text{TLCV}) \quad \text{sinon} \quad (\text{I.40})$$

où T_c est la température en degrés Celsius, **TLCV** (-55°C par défaut) est une température critique, toujours négative, renforçant l'efficacité de précipitation pour les températures très froides, et **ELCV** (par défaut 0.003 kg/kg) une concentration critique d'eau condensée. Si $q_c < \text{ELCV}$, alors l'efficacité de précipitation est systématiquement nulle.

Le paramètre **OMEPMAX** = $1 - EP_{\text{max}}$ (pour *One Minus EP_{max}*) est un des paramètres les plus sensibles pour le tuning du modèle global. On choisit de régler **OMEPMAX** plutôt que EP_{max} car il contrôle plus directement la fraction minimum d'eau liquide non précipitée dans la partie haute du cumulonimbus, qui deviendra l'humidité de l'air détrainée de la convection.

De plus, EP_{\max} prend des valeurs très légèrement inférieure à 1. L'efficacité maximale de l'auto-conversion est généralement atteinte en haut du nuage de convection profonde.

Dans la haute troposphère tropicale ce déentraînement d'eau nuageuse est la principale source d'humidité (avec l'advection verticale à grande échelle). Si les conditions sont réunies, cette eau va se transformer en nuage haut (cirrus); et c'est le schéma de condensation grande échelle qui va s'en charger. C'est là qu'intervient le paramètre **FALLV**, comme un facteur sur la vitesse terminale des cristaux de glace. Plus **FALLV** est grand, plus les cristaux tombent vite, donc moins il y a de nuages haut et donc moins il va rester d'humidité quand le nuage va se dissiper. On peut donc dire que **OMEPMX** règle la source d'humidité dans la haute troposphère et **FALLV** son puits.

Dans les zones où on a à la fois source et puits d'humidité, les valeurs de ces deux paramètres peuvent se compenser lors d'un exercice de tuning pour à la fin avoir la bonne humidité dans la haute troposphère. Cette humidité va ensuite être transportée par la dynamique dans les moyennes latitudes. Si maintenant on se place à un endroit où il n'y a plus de convection profonde, il n'y a plus que **FALLV** qui joue; toujours comme un facteur sur le puits d'humidité de la haute troposphère. Ainsi, dans ces régions, les deux facteurs ne se compensent plus. **FALLV** va donc contrôler à quel point l'humidité de la haute troposphère (générée par la convection profonde dans les tropiques) va être transportée vers les plus hautes latitudes. Une valeur faible de **FALLV** résultant en une haute troposphère extra tropicale plus humide et plus nuageuse (Fester et al., en préparation).

I.3.4.2 Déclenchement de la convection profonde

La convection profonde est un processus à seuil. La colonne atmosphérique peut être instable au regard de l'instabilité convective mais il faut en général que les particules d'air ascendantes franchissent une inhibition convective (ou CIN) à la base des nuages. Pour que la convection profonde se déclenche, il faut que de l'air chaud de la couche limite soit soulevé suffisamment haut pour atteindre le niveau de convection libre (LFC pour *Level of Free Convection*).

Une spécificité des travaux développés au LMD depuis plus d'une vingtaine d'années autour de Jean-Yves Grandpeix est d'avoir mis la question du déclenchement et du contrôle de l'intensité (fermeture) convective au cœur de ses recherches. Dans ce que l'on appelle la "Nouvelle physique" de LMDZ, qui correspond aux versions de LMDZ à partir de la version LMDZ5B développée pour CMIP5 (Hourdin et al., 2013), le déclenchement de la convection profonde dépend de processus sous nuageux. Ce déclenchement dépend en particulier de l'intensité des mouvement convectifs de la couche limite, représentés au travers du modèle du thermique (Section I.3.2), et des poches froides créées sous les cumulonimbus par la réévaporation des pluies convectives. Ces poches froides, en s'étalant horizontalement, soulèvent de l'air à l'avant de leur "front de rafale" des parcelles d'air, pouvant déclencher de nouvelles cellules convectives.

Pour formaliser le contrôle du déclenchement par les poches froides, Grandpeix and Lafore (2010) introduisent le concept d'énergie disponible pour la convection, ou *ALE* pour *Available Lifting Energy*. Cette énergie peut venir soit des thermiques (ALE_{th}), soit des poches froides (ALE_{wk}). Il faut donc, pour que la convection profonde se déclenche, satisfaire à l'inégalité :

$$ALE = \max(ALE_{th}, ALE_{wk}) > CIN \quad (I.41)$$

I.3.4.3 La fermeture convective

Une fois la convection déclenchée, reste à déterminer son intensité, caractérisée dans LMDZ par le flux de masse à la base du nuage. Cette étape constitue la fermeture du schéma de convection profonde.

Ce flux de masse à la base du nuage, M_b , est défini à partir de la puissance de soulèvement disponible, notée ALP pour *Available Lifting Power*, fournie soit par les thermiques (ALP_{th}) soit par les poches (ALP_{wk}). Cette énergie disponible à la base de la convection doit être suffisante pour que l'énergie cinétique à la base de la convection profonde soit non nulle, ce qui donne la relation de fermeture suivante :

$$M_b = \frac{ALP_{bl} + ALP_{wk}}{2.w_b^2 + |CIN|} \quad (I.42)$$

où w_b , la vitesse verticale minimale exigée à la base du nuage pour que la convection ait lieu, est une fonction de la pression (croissant en s'éloignant de la surface) faisant intervenir deux paramètres libres supplémentaires :

$$w_b = \mathbf{WBSRF} + \frac{\mathbf{WBTOP}}{1 + 500/(P_s - P_{LFC})} \quad (I.43)$$

où P_s est la pression à la surface et P_{LFC} la pression au niveau de convection libre ou LFC. Cette formule avait été introduite dans la version 5B de LMDZ, première version dite "nouvelle physique" développée à l'occasion de l'exercice CMIP5, pour prendre en compte via la hauteur de la base du nuage convectif un contraste océan continent (la base des nuages est plus haute sur continent que sur océan (Hourdin et al., 2013)).

I.3.4.4 Energie et puissance de soulèvement fournies par les thermiques

L'énergie cinétique disponible fournie par les thermiques est calculée à partir de la vitesse maximum des panaches thermiques sous le niveau de condensation $W_{th,max*}$,

$$ALE_{th} = \frac{1}{2} W_{th,max*}^2 \quad (I.44)$$

La puissance disponible ALP_{th} peut être formulée comme un débit massique multiplié par une énergie cinétique (comme un flux d'énergie cinétique) :

$$ALP_{bl} = \mathbf{ALPBLK} \frac{1}{2} \overline{\rho w^3} \quad (I.45)$$

où \mathbf{ALPBLK} est l'efficacité de la transmission de la puissance des thermiques à la convection profonde. Plus ce facteur est grand, puis la puissance fournies par les thermiques est grande, donc plus le flux de masse de la convection profonde à la base (M_b) est grand (et dépendant des thermiques), donc plus la convection est intense.

Si on remarque que la vitesse verticale décrite par le modèle du thermique vaut uniformément w_{th} dans le thermique et $\alpha w_{th}/(1 - \alpha)$ à l'extérieur (pour que les flux de masse ascendant et subsidant se compensent), on montre facilement que

$$\overline{w^3} = \left[\alpha - \frac{\alpha^3}{(1 - \alpha)^2} \right] w_{th}^3 = \frac{\alpha(1 - 2\alpha)}{(1 - \alpha)^2} w_{th}^3$$

I.3.4.5 Le modèle de poches froides

Le modèle de poches froides développé par Grandpeix and Lafore (2010); Grandpeix et al. (2010) est une des grandes originalités du modèle du LMD. Il suppose une population uniforme de poches circulaires de même rayon r , même hauteur, et s'étalant à une vitesse C^* . Les poches ont une densité surfacique imposée, différente sur continent (8 poches par 1000×1000 km² dans LMDZ6A) et sur océan (paramètre réglage \mathbf{WDENSO} égal par défaut à 10 poches par

$100 \times 100 \text{ km}^2$). Les poches sont de plus caractérisées par des profils verticaux d'écart de température potentielle $\delta\theta(z)$, d'humidité $\delta q_v(z)$ et de vitesse verticale $\delta\omega(z)$ entre la poche et son environnement. Si on note X_{wk} la valeur de la grandeur X dans la poche (wake) et X_{ex} sa valeur en dehors de la poches, alors $\delta X = X_{wk} - X_{ex}$.

L'écart de température entre la poche et son environnement est créé par la réévaporation des précipitation dans les poches. Cet écart est en général maximum (le plus négatif) près de la surface et s'annule à une hauteur h_{wk} , typiquement de quelques centaines de mètres sur océan et jusqu'à 2 km sur continent. Dans le modèle de poche, le profil de différentiel de vitesse verticale $\delta\omega$ décroît linéairement en fonction de la pression depuis la hauteur h_{wk} jusqu'à la surface où il s'annule. Dans cette partie, on suppose que l'étalement horizontale compense exactement la subsidence. Au dessus de h_{wk} , $\delta\omega$ décroît linéairement jusqu'à un niveau arbitraire 600 hPa. Dans cette partie haute, on suppose que l'accroissement de la vitesse verticale quand on s'approche de h_{wk} est compensé par un entrainement latéral e_{wk} .

De l'écart de température on déduit une énergie d'effondrement de la poche appelée *WAKE* (pour *Wake Available Potential Energy*) et donnée par :

$$WAKE = g \int \frac{\delta\rho}{\bar{\rho}} = -g \int_0^\infty \frac{\delta\theta_v}{\bar{\theta}_v} dz \quad (\text{I.46})$$

dont on déduit la vitesse d'étalement

$$C^* = \gamma \sqrt{2WAKE} \quad (\text{I.47})$$

où $\gamma = 0.33$, ρ est la masse volumique de l'air et θ_v sa température potentielle virtuelle.

La vitesse d'étalement permet à son tour de calculer l'évolution de la fraction de surface couverte par les poches σ_{wk} :

$$\frac{\partial\sigma_{wk}}{\partial t} = 2\pi r C^* D_{wk} = 2C^* \sqrt{\pi D_{wk} \sigma_{wk}} \quad (\text{I.48})$$

On a deux équations pronostiques pour l'évolution de $\delta\theta$ et δq_v à savoir :

$$\begin{cases} \partial_t \delta\theta = \frac{\delta Q_1^{cv} + \delta Q_1^{wk}}{C_p} - \bar{\omega} \partial_p \delta\theta - \frac{K_{gw}}{\tau_{gw}} \delta\theta, \\ \partial_t \delta q = \frac{\delta Q_2^{cv} + \delta Q_2^{wk}}{L_v} - \bar{\omega} \partial_p \delta q \end{cases} \quad (\text{I.49})$$

C'est la réévaporation des précipitations dans les courants insaturés qui est le moteur premier du développement des poches. Ce processus est traduit dans le modèle en attribuant le terme de chauffage Q_1^{unsat} à l'intérieur des poches alors que Q_1^{sat} agit à l'extérieur des poches. De façon cohérente avec ce découpage, on suppose que la partie saturée du schéma convectif voit les profils extérieurs aux poches, et les descentes insaturées l'intérieur des poches. Dans LMDZ6A, on suppose de plus que les thermiques ne s'activent que dans la fraction de la maille située à l'extérieur des poches froides. Le modèle du thermique induit donc également une tendance sur les écarts poche-environnement opposée à la tendance moyenne sur la maille. Au bout du compte, le contraste de tendances convectives (peu profonde et profonde) entre les poches et leur environnement s'écrit :

$$\begin{cases} \delta Q_1^{cv} = \frac{Q_1^{\text{unsat}}}{\sigma_{wk}} - \frac{Q_1^{\text{sat}}}{1-\sigma_{wk}} - Q_1^{\text{th}} \\ \delta Q_2^{cv} = \frac{Q_2^{\text{unsat}}}{\sigma_{wk}} - \frac{Q_2^{\text{sat}}}{1-\sigma_{wk}} - Q_2^{\text{th}} \end{cases} \quad (\text{I.50})$$

Le modèle de poches lui-même chauffe et humidifie de façon différenciée l'air à l'intérieur et à l'extérieur des poches, sous l'effet d'entraînement latéral d'air de l'environnement au dessus de h_{wk} , de subsidence dans les poches et d'ascendance compensatoire dans l'environnement :

$$\begin{cases} \frac{\delta Q_1^{wk}}{C_p} = -\frac{e_w}{\sigma_{wk}} \delta\theta - \delta\omega \partial_p \bar{\theta} - (1 - 2\sigma_{wk}) \delta\omega \partial_p \delta\theta \\ -\frac{\delta Q_2^{wk}}{L_v} = -\frac{e_w}{\sigma_{wk}} \delta q - \delta\omega \partial_p \bar{q} - (1 - 2\sigma_{wk}) \delta\omega \partial_p \delta q \end{cases} \quad (\text{I.51})$$

Les termes $-\bar{\omega} \partial_p \delta$ dans l'Equation I.49 viennent palier en partie le fait que les écarts δ ne sont pas transportés par la dynamique jusque là. On prend donc en compte, dans les paramétrisations, la partie verticale de l'advection grande échelle pour palier en partie ce manque.

Pour finir, le dernier terme, présent uniquement dans de la partie en θ de l'Equation I.49, correspond à la réduction des contrastes en température par les ondes de gravité avec un coefficient spécifié comme le rapport d'une efficacité K_{gw} sur une constante de temps τ_{gw} qui dépend de la fraction surfacique des poches et de la fréquence de Brunt-Väisälä.

C'est en s'étalant que les poches froides vont soulever de l'air et fournir une énergie et une puissance de soulèvement à la convection profonde. L'énergie disponible pour le soulèvement est prise proportionnelle à C^{*2} et se ramène finalement à

$$ALE_{wk} = W A P E \quad (\text{I.52})$$

La puissance de soulèvement est calculée comme un facteur d'efficacité **ALPWKK** fois la puissance horizontale fournie au niveau du front de rafale, produit pour chaque poche du débit de masse au niveau du front de rafale entourant la poche $2\pi\rho r h_{wk} C^*$ par l'énergie cinétique massique en $C^{*2}/2$, donnant finalement :

$$ALP_{wk} = \mathbf{ALPWKK} \rho D_{wk} C^{*3} h_{wk} \pi r \quad (\text{I.53})$$

I.3.4.6 Le déclenchement stochastique

La paramétrisation du déclenchement de la convection a évolué depuis la version initiale de Grandpeix and Lafore (2010) à l'occasion de la thèse de Nicolas Rochetin (Rochetin et al., 2014). Dans le cas où le déclenchement est réalisé par les panaches thermiques, en plus du fait que l'énergie disponible dépasse l'inhibition ($ALE_{th} > CIN$), on demande qu'au moins un cumulus soit suffisamment grand (taille évaluée comme la surface de la base du cumulus).

On peut plaquer plusieurs images derrière ce critère supplémentaire de déclenchement, liées à la façon dont on souhaite distinguer les paramétrisation de la convection peu profonde et profonde dans le modèle. La première est simplement de dire qu'on demande à "la convection profonde d'être profonde" c'est à dire d'atteindre typiquement au moins 5 km de haut. On peut aussi voir la convection profonde comme le processus qui conduit à la formation de nuages. On peut aussi se dire qu'on demande à la convection d'atteindre le point de congélation, à partir du quel le dégagement de chaleur latente dans les ascendance devient nettement plus grand. Enfin, on peut voir derrière ce critère supplémentaire comme lié au contrôle de la profondeur des cumulus par l'humidité troposphérique. En effet, une des fortes limitations de l'extension verticale des cumulus, est le fait qu'en entraînant de l'air sec de la troposphère libre, l'eau nuageuse se réévapore, provoquant à la fois une dissipation du nuage et un refroidissement des parcelles d'air, limitant ou stoppant leur ascension. Ce processus de limitation devient de moins en moins opérant au fur et à mesure que les cumulus grossissent, isolant le cœur du cumulus de l'air environnant.

En pratique, La convection va se déclencher si il y a dans la maille au moins un cumulus plus grand qu'une taille seuil **STRIG**, paramètre ajustable. Pour savoir si c'est le cas, on utilise une approche stochastique d'où l'appellation de déclenchement stochastique. Rochetin et al. (2014)

ont pu montré, dans des simulations LES, que la distribution de surface des thermiques à la base des nuages, est composée de deux modes, avec des distributions exponentielles. Seule la "deuxième population", celle des plus gros nuages, peut conduire à un déclenchement. Pour le déclenchement stochastique, on utilise le panache moyen effectif du thermique pour déduire les paramètres de cette distribution de tailles. On fait un tirage aléatoire d'un nombre R entre 0 et 1 que l'on compare à la probabilité de non déclenchement suivante :

$$P_{\Delta t} = \left[\left(1 - \exp \left(-\frac{\mathbf{STRIG}}{S_2} \right) \right)^{N_2} \right]^{\Delta t / \tau} \quad (\text{I.54})$$

Si $R > P_{\Delta t}$ alors la convection profonde est déclenchée. Cette comparaison entre R et $P_{\Delta t}$ revient à tirer une surface de thermique et de la comparer à **STRIG**. Dans le code, $\tau = \text{tau_trig_deep}$ ou tau_trig_shallow et vaut 1800 ou 600 s.

Ce tirage aléatoire est nécessaire quand la probabilité de déclenchement est inférieure à un événement par maille. Si on suppose que la probabilité de déclenchement est uniforme horizontalement, ce déclenchement stochastique va permettre d'avoir la bonne statistique de déclenchement réalisée sur un grand nombre de mailles.

[Maëlle : j'ai relu jusqu'à la]

I.3.5 Transfert radiatif

On décrit très sommairement ici le code de transfert radiatif utilisé encore aujourd'hui en standard dans LMDZ, sachant que le chapitre ?? fera une beaucoup plus large part à la présentation du nouveau code de rayonnement Ecrad actuellement en cours de test.

Le modèle radiatif actuel (comme le nouveau) est en fait le code développé au CEPPMT pour le modèle de prévision IFS.

Ce modèle se base sur l'hypothèse plan-parallèle et sur une équation à deux flux (two stream) dans laquelle on sépare les photons entre des photons qui montent et des photons qui descendent, ou autrement dit le rayonnement montant (ou descendant) est traité en une grandeur flux unique représentant l'intégrale du rayonnement sur le long de directions pointant vers le bas (respectivement vers le haut).

En ce qui concerne l'absorption où l'émission par les gaz (notamment de la vapeur d'eau, du dioxyde de carbone, et de l'ozone) le traitement spectral est très différent pour le rayonnement thermique (essentiellement infra-rouge) et le rayonnement solaire.

Pour le rayonnement thermique, on néglige la diffusion et on suppose qu'il se propage selon un angle moyen zénithal θ donné par $1/\cos\theta = 1.67$. C'est ce qu'on appelle l'approximation diffuse. Le code RRTM (Rapid Radiative Transfer Model) importé pour faire l'intégration spectrale est un modèle dit k-corrélé, dans lequel l'intégration sur les fréquences est remplacée par une intégrations sur des coefficients d'extinction, sur un certain nombre d'intervalles spectraux. En l'occurrence 16 dans la versions utilisée dans LMDZ6A. [Ajouter citation de Mlawer et al., 1997]

Concernant le rayonnement solaire, celui-ci est décomposé en un rayonnement directionnel provenant du soleil, et d'un rayonnement diffus utilisant là aussi un angle moyen (le même que pour l'infra rouge[Vérifier]). L'intégration spectrale dans cette partie solaire ne repose pas dans la version actuelle sur une approche k-corrélée mais sur un modèle en bande large (6 au total) dans lesquelles les transmittivité sont calculées en fonction de la masse d'atmosphère traversée et d'une masse pondérée par la pression (pour tenir compte des effets non linéaires de saturation de l'absorption) Ce schéma est décrit dans [Ajouter citation de Fouquart and Bonnel (1980)].

Les paramétrisations des nuages et de la convection exposées plus haut fournissent au code radiatif des profils verticaux de fractions nuageuse et de contenu en eau des nuages en moyenne

sur la maille horizontale. En pratique, dans la version actuelle de LMDZ, on calcule séparément des profils pour la convection profonde et pour le schéma de condensation à grande échelle (qui rend compte également des nuages de convection peu profonde). Quand les deux types de nuages co-existent, on somme les fraction nuageuses (en bornant la somme à 1) et on effectue une moyenne pondérée des contenus en eau.

Il faut alors faire des hypothèses quant aux propriétés micro (taille de gouttes, phase) et macro physiques (géométrie) des nuages.

La partie microphysique est très sommaire. La répartition entre phase solide et liquide de l'eau condensée est imposée en fonction de la température. Pour l'eau liquide, un rayon moyen est utilisé. Il est soit constant sur le globe, soit il est relié à une concentration en aérosols dans la maille. Plus la concentration en aérosols pouvant servir de noyaux de condensation est grande, plus l'eau liquide condense en un grand nombre de petites gouttes d'eaux, rendant le nuage plus réfléchissant pour le rayonnement solaire et plus opaque (et donc émetteur) pour le rayonnement infra-rouge. Pour les cristaux de glace, le rayon effectif r_{ei} (ice effectif radius) est imposé comme une fonction linéaire de la température en degrés celsius, T_c , entre une valeur minimum $r_{ei,min}$ ($=16 \mu\text{m}$ par défaut) pour $T_c < -81 \text{ }^\circ\text{C}$, et une valeur maximum $r_{ei,max}$ ($=61.29 \mu\text{m}$ par défaut), atteinte pour $T_c = 0 \text{ }^\circ\text{C}$:

$$r_{ei} = \mathbf{REI} \times \max[(r_{ei,max} - r_{ei,min}) * T_c / 81.4 + r_{ei,max}, r_{ei,min}] \quad (\text{I.55})$$

Le paramètre **REI** est un facteur introduit intentionnellement pour le tuning.

Pour la prise en compte de la géométrie des nuages, le code sépare une colonne ciel clair et une colonne nuageuse dans la maille. Pour connaître la surface couverte par la colonne ciel-clair, il est nécessaire de faire des hypothèses sur le recouvrement des nuages entre deux couches du modèle atmosphérique. Dans la version standard de LMDZ, on utilise la version standard dite maximum-aléatoire, dans laquelle on suppose que les nuages de deux couches nuageuses adjacentes se recouvrent au maximum (avec l'idée qu'il s'agit en fait des mêmes nuages sur les deux couches) alors que deux couches nuageuses séparées par une couche sans nuages se recouvriront aléatoirement.

Les questions relatives à cette prise en compte de la géométrie des nuages seront largement discutées dans le chapitre ??.

I.4 Représentation des surfaces continentales dans ORCHIDEE

[Viser 2 à 3 pages] La suite c'est la compilation d'une partie de mes notes (sauf mes notes ORCHIDEE, dont j'ai retrouvé une partie)

Bibliographie

- Boucher, O., Servonnat, J., Albright, A. L., Aumont, O., Balkanski, Y., Bastrikov, V., Bekki, S., Bonnet, R., Bony, S., Bopp, L., Braconnot, P., Brockmann, P., Cadule, P., Caubel, A., Cheruy, F., Codron, F., Cozic, A., Cugnet, D., D’Andrea, F., Davini, P., de Lavergne, C., Denvil, S., Deshayes, J., Devilliers, M., Ducharne, A., Dufresne, J.-L., Dupont, E., Éthé, C., Fairhead, L., Falletti, L., Flavoni, S., Foujols, M.-A., Gardoll, S., Gastineau, G., Ghattas, J., Grandpeix, J.-Y., Guenet, B., Guez, Lionel, E., Guilyardi, E., Guimberteau, M., Hauglustaine, D., Hourdin, F., Idelkadi, A., Joussaume, S., Kageyama, M., Khodri, M., Krinner, G., Lebas, N., Levavasseur, G., Lévy, C., Li, L., Lott, F., Lurton, T., Luyssaert, S., Madec, G., Madeleine, J.-B., Maignan, F., Marchand, M., Marti, O., Mellul, L., Meurdesoif, Y., Mignot, J., Musat, I., Ottlé, C., Peylin, P., Planton, Y., Polcher, J., Rio, C., Rochetin, N., Rousset, C., Sepulchre, P., Sima, A., Swingedouw, D., Thiéblemont, R., Traore, A. K., Vancoppenolle, M., Vial, J., Vialard, J., Viovy, N., and Vuichard, N. (2020). Presentation and Evaluation of the IPSL-CM6A-LR Climate Model. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 12(7) :e2019MS002010.
- Cheruy, F., Ducharne, A., Hourdin, F., Musat, I., Vignon, É., Gastineau, G., Bastrikov, V., Vuichard, N., Diallo, B., Dufresne, J.-L., Ghattas, J., Grandpeix, J.-Y., Idelkadi, A., Mellul, L., Maignan, F., Ménégoz, M., Ottlé, C., Peylin, P., Servonnat, J., Wang, F., and Zhao, Y. (2020). Improved Near-Surface Continental Climate in IPSL-CM6A-LR by Combined Evolutions of Atmospheric and Land Surface Physics. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 12(10) :e2019MS002005.
- Emanuel, K. A. (1991). A scheme for representing cumulus convection in large-scale models. *J. Atmos. Sci.*, 48 :2313–2335.
- Emanuel, K. A. (1993). A cumulus representation based on the episodic mixing model : the importance of mixing and microphysics in predicting humidity. *A.M.S. Meteorol. Monographs*, 24(46) :185–192.
- Forget, F., Guerlet, S., Hourdin, F., Lebonnois, S., Millour, E., Spiga, A., Talagrand, O., and Turbet, M. (2024). Planétologie comparée et atmosphères extraterrestres au LMD. *Histoire de la recherche contemporaine*, 13(Tome XIII n°1).
- Grandpeix, J. and Lafore, J. (2010). A Density Current Parameterization Coupled with Emanuel’s Convection Scheme. Part I : The Models. *Journal of Atmospheric Sciences*, 67 :881–897.
- Grandpeix, J., Lafore, J., and Cheruy, F. (2010). A Density Current Parameterization Coupled with Emanuel’s Convection Scheme. Part II : 1D Simulations. *Journal of Atmospheric Sciences*, 67 :898–922.
- Grandpeix, J. Y., Phillips, V., and Tailleux, R. (2004). Improved mixing representation in Emanuel’s convection scheme. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 130 :3207–3222.
- Guillemot, H. and Hourdin, F. (2021). Modélisation du Climat. *Encyclopædia Universalis*.

- Hauglustaine, D. A., Hourdin, F., Jourdain, L., Filiberti, M.-A., Walters, S., Lamarque, J.-F., and Holland, E. A. (2004). Interactive chemistry in the Laboratoire de Météorologie Dynamique general circulation model : Description and background tropospheric chemistry evaluation. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 109(D4) :2003JD003957.
- Heymsfield, A. J. (1977). Precipitation Development in Stratiform Ice Clouds : A Microphysical and Dynamical Study. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 34(2) :367–381.
- Heymsfield, A. J. and Donner, L. J. (1990). A Scheme for Parameterizing Ice-Cloud Water Content in General Circulation Models. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 47(15) :1865–1877.
- Hourdin, F. (2005). *Représentation du transport direct et inverse dans les modèles globaux de climat et étude des couplages entre composition et dynamique atmosphérique sur Titan*. Habilitation to direct research (HDR), Université Paris-6.
- Hourdin, F. (2024). LMDZ : récit d’un physicien à la barre d’un modèle global dans la tempête climatique. *Histoire de la recherche contemporaine*, 13(Tome XIII n°1).
- Hourdin, F., Couvreux, F., and Menut, L. (2002). Parameterization of the Dry Convective Boundary Layer Based on a Mass Flux Representation of Thermals. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 59(6) :1105–1123.
- Hourdin, F., Foujols, M.-A., Codron, F., Guemas, V., Dufresne, J.-L., Bony, S., Denvil, S., Guez, L., Lott, F., Ghattas, J., Braconnot, P., Marti, O., Meurdesoif, Y., and Bopp, L. (2013). Impact of the LMDZ atmospheric grid configuration on the climate and sensitivity of the IPSL-CM5A coupled model. *Climate Dynamics*, 40(9) :2167–2192.
- Hourdin, F., Jam, A., Rio, C., Couvreux, F., Sandu, I., Lefebvre, M.-P., Brient, F., and Idelkadi, A. (2019). Unified Parameterization of Convective Boundary Layer Transport and Clouds With the Thermal Plume Model. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 11(9) :2910–2933.
- Hourdin, F., Rio, C., Grandpeix, J.-Y., Madeleine, J.-B., Cheruy, F., Rochetin, N., Jam, A., Musat, I., Idelkadi, A., Fairhead, L., Foujols, M.-A., Mellul, L., Traore, A.-K., Dufresne, J.-L., Boucher, O., Lefebvre, M.-P., Millour, E., Vignon, E., Jouhaud, J., Diallo, F. B., Lott, F., Gastineau, G., Caubel, A., Meurdesoif, Y., and Ghattas, J. (2020). LMDZ6A : The Atmospheric Component of the IPSL Climate Model With Improved and Better Tuned Physics. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 12(7) :e2019MS001892.
- Hourdin, F., Williamson, D., Rio, C., Couvreux, F., Roehrig, R., Villefranque, N., Musat, I., Fairhead, L., Diallo, F. B., and Volodina, V. (2021). Process-Based Climate Model Development Harnessing Machine Learning : II. Model Calibration From Single Column to Global. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 13(6) :e2020MS002225.
- Jakob, C. and Klein, S. A. (2000). A parametrization of the effects of cloud and precipitation overlap for use in general-circulation models. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 126(568) :2525–2544.
- Jam, A., Hourdin, F., Rio, C., and Couvreux, F. (2013). Resolved Versus Parametrized Boundary-Layer Plumes. Part III : Derivation of a Statistical Scheme for Cumulus Clouds. *Boundary-Layer Meteorology*, 147(3) :421–441.
- Jourdain, L., Bekki, S., Lott, F., and Lefèvre, F. (2008). The coupled chemistry-climate model LMDz-REPROBUS : Description and evaluation of a transient simulation of the period 1980–1999. *Annales Geophysicae*, 26(6) :1391–1413.
- Klemp, J. B. and Wilhelmson, R. B. (1978). The Simulation of Three-Dimensional Convective Storm Dynamics. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 35(6) :1070–1096.

- Krinner, G., Viovy, N., de Noblet-Ducoudré, N., Ogée, J., Polcher, J., Friedlingstein, P., Ciais, P., Sitch, S., and Prentice, I. C. (2005). A dynamic global vegetation model for studies of the coupled atmosphere-biosphere system. *Global Biogeochemical Cycles*, 19(1).
- Madec, G. (2008). NEMO ocean engine, Note du Pole de modélisation, Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL). Technical Report 27, IPSL, France.
- Madeleine, J.-B., Hourdin, F., Grandpeix, J.-Y., Rio, C., Dufresne, J.-L., Vignon, E., Boucher, O., Konsta, D., Cheruy, F., Musat, I., Idelkadi, A., Fairhead, L., Millour, E., Lefebvre, M.-P., Mellul, L., Rochetin, N., Lemonnier, F., Touzé-Peiffer, L., and Bonazzola, M. (2020). Improved Representation of Clouds in the Atmospheric Component LMDZ6A of the IPSL-CM6A Earth System Model. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 12(10) :e2020MS002046.
- Mignot, J., Hourdin, F., Deshayes, J., Boucher, O., Gastineau, G., Musat, I., Vancoppenolle, M., Servonnat, J., Caubel, A., Chérut, F., Denvil, S., Dufresne, J.-L., Ethé, C., Fairhead, L., Foujols, M.-A., Grandpeix, J.-Y., Levavasseur, G., Marti, O., Menary, M., Rio, C., Rousset, C., and Silvy, Y. (2021). The Tuning Strategy of IPSL-CM6A-LR. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 13(5) :e2020MS002340.
- Monin, A. S. and Obukhov, A. M. (1954). Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere. *Contrib. Geophys. Inst. Acad. Sci. USSR*, 151(163) :187.
- Rochetin, N., Couvreur, F., Grandpeix, J.-Y., and Rio, C. (2014). Deep Convection Triggering by Boundary Layer Thermals. Part I : LES Analysis and Stochastic Triggering Formulation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 71(2) :496–514.
- Rousset, C., Vancoppenolle, M., Madec, G., Fichet, T., Flavoni, S., Barthélemy, A., Benshila, R., Chanut, J., Levy, C., Masson, S., and Vivier, F. (2015). The Louvain-La-Neuve sea ice model LIM3.6 : Global and regional capabilities. *Geoscientific Model Development*, 8(10) :2991–3005.
- Schlesinger, M. E., Oh, J.-H., and Rosenfeld, D. (1988). A Parameterization of the Evaporation of Rainfall. *Monthly Weather Review*, 116(10) :1887–1895.
- Sundqvist, H. (1978). A parameterization scheme for non-convective condensation including prediction of cloud water content. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 104(441) :677–690.
- Touzé-Peiffer, L. (2021). *Parameterization of Atmospheric Convection in Numerical Climate Models - Practices and Epistemological Challenges*. PhD thesis, Sorbonne Université.
- Vignon, E. (2017). *The Extreme Atmospheric Boundary Layer over the Antarctic Plateau and Its Representation in Climate Models*. Theses, Université Grenoble Alpes.
- Vignon, É., Arjald, K., Cheruy, F., Coulon-Decorzans, M., Dehondt, C., Dubos, T., Fromang, S., Hourdin, F., Lange, L., Raillard, L., Rivière, G., Roehrig, R., Sima, A., Spiga, A., and Tiengou, P. (2024). Designing a Fully-Tunable and Versatile TKE-l Turbulence Parameterization for the Simulation of Stable Boundary Layers. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 16(10) :e2024MS004400.
- Vignon, E., Hourdin, F., Genthon, C., Gallée, H., Bazile, E., Lefebvre, M.-P., Madeleine, J.-B., and Van de Wiel, B. J. H. (2017). Antarctic boundary layer parametrization in a general circulation model : 1-D simulations facing summer observations at Dome C. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 122(13) :6818–6843.
- Villefranche, N., Fournier, R., Couvreur, F., Blanco, S., Cornet, C., Eymet, V., Forest, V., and Tregan, J.-M. (2019). A Path-Tracing Monte Carlo Library for 3-D Radiative Transfer in Highly Resolved Cloudy Atmospheres. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 11(8) :2449–2473.

- Yamada, T. (1983). Simulations of Nocturnal Drainage Flows by a q2l Turbulence Closure Model. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 40(1) :91–106.