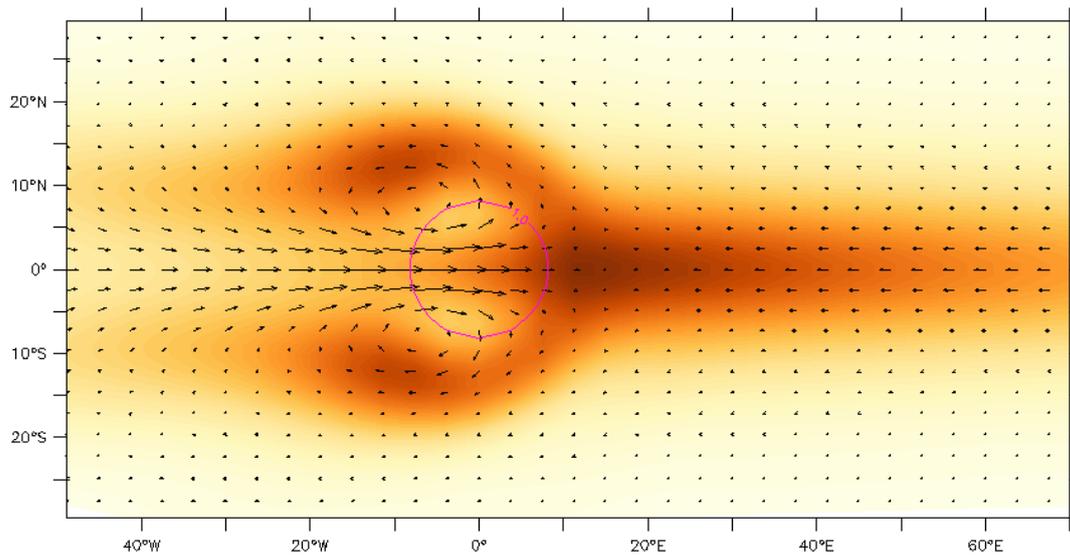


Origine de l'Oscillation Madden-Julian : analyse de la réponse dynamique à un chauffage convectif

Thibaut DAUHUT



Rapport de Stage de M2
M2 OACOS, Parcours Atmosphère
Encadrant : Jean-Philippe Duvel
Laboratoire de Météorologie Dynamique - ENS
de mars à juin 2012

Table des matières

1	Introduction	4
2	Cadre d'étude, chauffage convectif et réponse atmosphérique	5
2.1	Utilisation du cœur dynamique du modèle LMDz	5
2.2	Cadre d'étude proposé par Held et Suarez	5
2.3	Description du chauffage convectif	7
2.4	Premier ensemble de simulations	8
2.5	Suppression des perturbations baroclines	10
2.5.1	Réponse dynamique	11
2.5.2	Réponse thermique	14
2.5.3	Réponse au niveau du sol	14
2.5.4	Autres différences avec l'étude de Vishal Dixit	15
2.6	Définition des tests statistiques	15
2.6.1	Résultats pour la simulation témoin	15
2.6.2	Résultats pour les simulations avec gradient méridien de température	17
2.7	Importance relative de la relaxation en température	17
3	Sensibilités de la réponse dynamique aux paramètres du chauffage	20
3.1	Sensibilité à la vitesse d'intensification du chauffage et à son extinction	20
3.1.1	Influence de l'extinction du chauffage sur la réponse dynamique	20
3.1.2	Délai de mise en place de la réponse dynamique	20
3.1.3	Influence de la durée du chauffage sur la réponse dynamique	23
3.2	Sensibilité à l'altitude du maximum du chauffage convectif	23
3.2.1	Réponse dynamique à un chauffage <i>top-heavy</i>	23
3.2.2	Variation de la durée d'un chauffage <i>top-heavy</i>	26
3.3	Sensibilité à l'étendue horizontale du chauffage	28
4	Conclusions et perspectives	31
5	Remerciements	32

1 Introduction

Le sujet de cette étude est la dynamique associée aux forts épisodes convectifs observés lors de l'oscillation Madden-Julian. Ce phénomène oscillant s'observe aisément dans l'océan Indien équatorial où phase de convection renforcée alterne avec phase de convection réduite. Nombre d'autres grandeurs physiques attestent la présence de ce phénomène ondulatoire, d'une période de 30 à 90 jours (on parle de variabilité intra-saisonnière), se propageant d'ouest en est le long du rail équatorial à une vitesse moyenne de 5 m/s. On retrouve notamment une signature en couverture nuageuse ou en volume des précipitations - directement liés à la convection, mais aussi en pression de surface, en intensité des vents et en température de surface de la mer (Woolnough, Slingo et Hoskins, 2000 ; Zhang, 2005).

Cependant, alors que l'oscillation Madden-Julian (MJO) a été mise en évidence depuis plusieurs dizaines d'années, elle pose encore aujourd'hui de nombreux problèmes, notamment concernant notre aptitude à la simuler par nos modèles de circulation générale actuels (Slingo et al., 1996).

Notre incapacité à simuler correctement ce phénomène pourrait être due au fait que certains processus physiques moteurs de cette oscillation nous échappent encore. Dans la continuité des études menées par Jin et Hoskins en 1995 et Dixit et Duvel en 2011, nous avons choisi d'étudier dans le détail la réponse dynamique atmosphérique qui a lieu suite à un *chauffage convectif*. On entend par « chauffage convectif » le chauffage généré par le dégagement de chaleur latente associé à la forte convection. Notre analyse porte donc sur la conséquence dynamique d'un forçage thermique sachant que causes et conséquences ne se distinguent pas si aisément puisque la réponse dynamique induit elle aussi des effets thermiques par advection d'enthalpie et processus adiabatiques.

Dans une première partie nous décrirons les outils nous servant à modéliser l'atmosphère, notre protocole expérimental et les premières observations. Une description qualitative et quantitative de la réponse atmosphérique au chauffage convectif sera proposée. Dans la deuxième partie nous réaliserons une série de tests de sensibilité de cette réponse dynamique aux caractéristiques du chauffage convectif. Enfin, dans la troisième partie nous ferons le bilan de notre étude, nous mettrons en évidence les facteurs en faveur d'une propagation vers l'est du signal de l'Oscillation Madden-Julian et nous proposerons de nouvelles perspectives pour des recherches ultérieures.

2 Cadre d'étude, chauffage convectif et réponse atmosphérique

2.1 Utilisation du cœur dynamique du modèle LMDz

LMDz est un modèle de circulation générale atmosphérique développé par le LMD (Laboratoire de Météorologie Dynamique) (Sadourny et Laval, 1984). Il s'agit d'un code numérique en différence et volumes finis s'appuyant sur les équations primitives de la physique et de la dynamique des fluides. Dans notre étude nous exploitons uniquement son cœur dynamique. La résolution choisie est de 96 points en longitude et 95 points en latitude avec une grille régulière, et de 19 niveaux de pression en altitude. La coordonnée verticale est $\sigma = p/p_{surf}$ où p_{surf} représente la pression au sol pour chaque région et chaque pas de temps. Le schéma d'intégration temporelle est dit *Matsuno-Leapfrog* c'est-à-dire qu'il calcule les grandeurs physiques au pas de temps suivant en utilisant leurs valeurs aux deux pas de temps précédents (schéma *leapfrog*) et qu'il corrige la divergence éventuelle des pas de temps paires et impaires en faisant régulièrement appel à une intégration temporelle de *Matsuno* (Matsuno, 1966) (tous les cinq pas de temps). Le pas de temps choisi est $dt_{vr} = 3$ minutes, nous conservons des sorties instantanées des grandeurs physiques (ou moyennées sur un pas de temps pour tous les flux) toutes les 6h et des moyennes journalières toutes les 24h.

2.2 Cadre d'étude proposé par Held et Suarez

Le modèle LMDz fournit également des paramétrisations servant à représenter les phénomènes physiques non résolus (Hourdin et al., 2006) et en particulier le chauffage dû à la convection. Or nous souhaitons étudier la réponse dynamique à ce type de chauffage. Pour ce faire nous n'utilisons pas la paramétrisation du LMDz et nous imposons un chauffage convectif dont nous choisissons les caractéristiques. Pour représenter l'influence de la surface et le refroidissement radiatif des masses d'air nous nous plaçons dans le cadre de la modélisation proposée par Held et Suarez en 1994 à savoir :

1. une atténuation du vent dans les basses couches due à la friction : $-k_f \vec{u}$
2. une relaxation en température potentielle : $-k_T(\theta - \theta_{eq})$

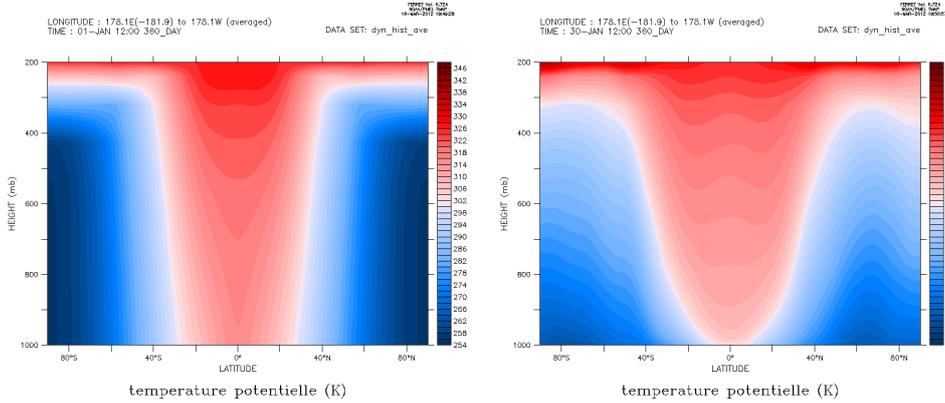


FIGURE 1 – À gauche : champ de température potentielle θ_{eq} vers lequel se fait la relaxation thermique. Celle-ci varie en altitude et latitude, comme proposé par Held et Suarez, voir Formule 1. À droite : champ de température potentielle θ moyenné zonalement et sur la trentième journée d'une simulation avec le LMDz et dont les conditions initiales sont : champ de température potentielle θ_{eq} et aucun vent.

Dans ce cadre tout échauffement diabatique est uniquement dû à la relaxation thermique :

$$\left(\frac{d\theta}{dt}\right)_{total} = \left(\frac{\partial\theta}{\partial t}\right)_{advection} + \left(\frac{\partial\theta}{\partial t}\right)_{relaxation}$$

Cette modélisation a été mise au point afin de pouvoir tester les cœurs dynamiques de tout modèle de circulation générale (Held et Suarez 1994). Quelque soit le code numérique servant à simuler la dynamique des fluides atmosphériques (en différence finies, en harmoniques sphériques ...), une circulation où l'advection d'enthalpie compense exactement la relaxation thermique doit se mettre en place après un certain temps de simulation. Le champ de rappel θ_{eq} a été choisi de manière à ce que cette circulation corresponde en moyenne à la circulation climatologique observée sur Terre. C'est bien ce que l'on observe avec le cœur dynamique du LMDz. La formule exacte du champ de rappel en température potentielle est donnée par l'équation 1 :

$$\theta_{eq} = \max(T_{tp}\sigma^{-\kappa} , \theta_0 - \Delta_y \sin^2 \phi - \Delta_z \log(\sigma) \cos^2 \phi) \quad (1)$$

où $T_{tp} = 200$ K est choisie comme température de la tropopause et sert de minorant au champ de température de l'atmosphère, $\Delta_y = 60$ K représente l'écart de température entre l'équateur et les pôles, ϕ est la latitude et $\Delta_z = 10$ K quantifie le gradient vertical de température potentielle.

La figure 1 représente à gauche le champ θ_{eq} vers lequel se fait la relaxation et à droite le champ θ moyenné zonalement et sur le trentième jour d'une simulation dont les conditions initiales sont : le champ de température potentielle θ_{eq} et aucun vent. Durant ces trente jours de simulation le système atmosphérique passe de l'état initial imposé non-équilibré à un état équilibré : c'est l'ajustement du modèle (couramment appelé *spin-up*). L'écart entre les deux champs θ et θ_{eq} provoque une relaxation (dont la formule est donnée ci-dessus) qui correspond à des phénomènes diabatiques comme les flux de chaleur sensible à la surface et le rayonnement thermique des parcelles. L'advection d'enthalpie par la circulation atmosphérique, voir figure 2, compense exactement cette relaxation. On retrouve comme sur Terre les cellules de Hadley et de Ferrel, les jets d'ouest à la tropopause des moyennes latitudes, la tendance générale d'ouest dans le reste de la troposphère des moyennes latitudes et les Alizés dans les basses couches de la bande inter-tropicale.

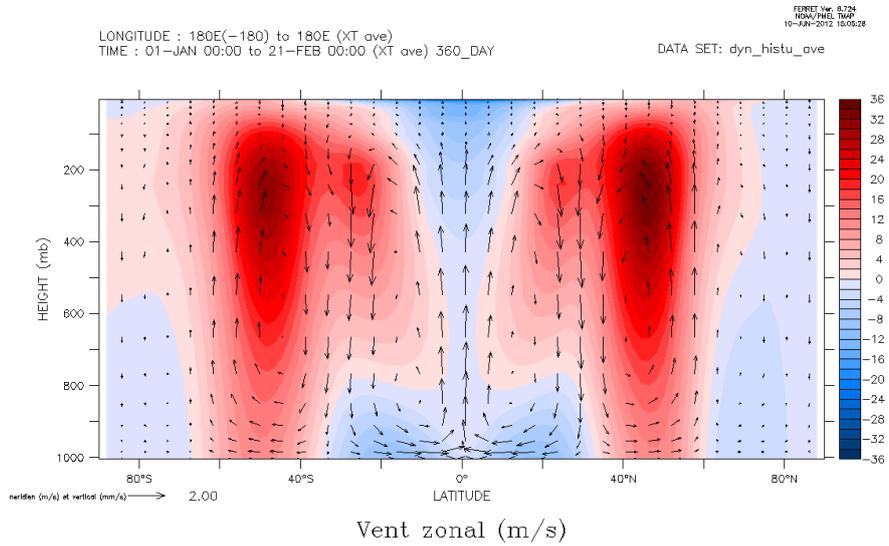


FIGURE 2 – Données moyennées zonalement et sur les 50 derniers jours d'une simulation qui dure environ 3 ans. En fond et en couleur : le vent zonal en m/s. En vecteur : le vent méridien et vertical avec un étalon commun de longueur équivalente à 2 m/s pour le vent méridien et 2 mm/s pour le vent vertical.

2.3 Description du chauffage convectif

Lors de la phase active de l'oscillation Madden-Julian, la convection profonde (par exemple au-dessus de l'océan Indien tropical) est renforcée. L'ascension des masses d'air est associée à la condensation de la vapeur d'eau accumulée dans la couche limite atmosphérique. Autour du système convectif on observe la subsidence adiabatique de masses d'air, appelée *subsidence compensatoire*. Le changement de phase de l'eau au sein du système convectif réchauffe par transfert d'enthalpie (communément appelée *dégagement de chaleur latente*) les masses d'air en ascension. Ce chauffage convectif a fait l'objet de nombreuses études (Frank et Mc Bride 1989, Houze 1989) et nous le modélisons par une fonction de chauffage fixe, choisie de symétrie cylindrique autour d'un point qui nous servira de référence (x_0, y_0) et s'atténuant sur l'horizontale avec l'allure d'une gaussienne. L'équation (2) donne la formule de cette perturbation :

$$\dot{\theta}_{perturbation} = Am \cdot \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{W}\right) \cdot f(\sigma) \cdot g(t) \quad (2)$$

avec Am son amplitude maximale, W sa largeur à mi-hauteur, $f(\sigma)$ son profil vertical et $g(t)$ son évolution temporelle. Sur la verticale, son intensité augmente linéairement depuis la surface jusqu'à une altitude de chauffage maximum σ_{max} puis diminue linéairement jusqu'à une altitude limite, voir les équations (3) :

$$f(\sigma) = \frac{\sigma - 1}{\sigma_{max} - 1} \text{ pour } \sigma > \sigma_{max} \text{ et } f(\sigma) = \frac{\sigma - 0,2}{\sigma_{max} - 0,2} \text{ pour } 0,2 < \sigma < \sigma_{max} \quad (3)$$

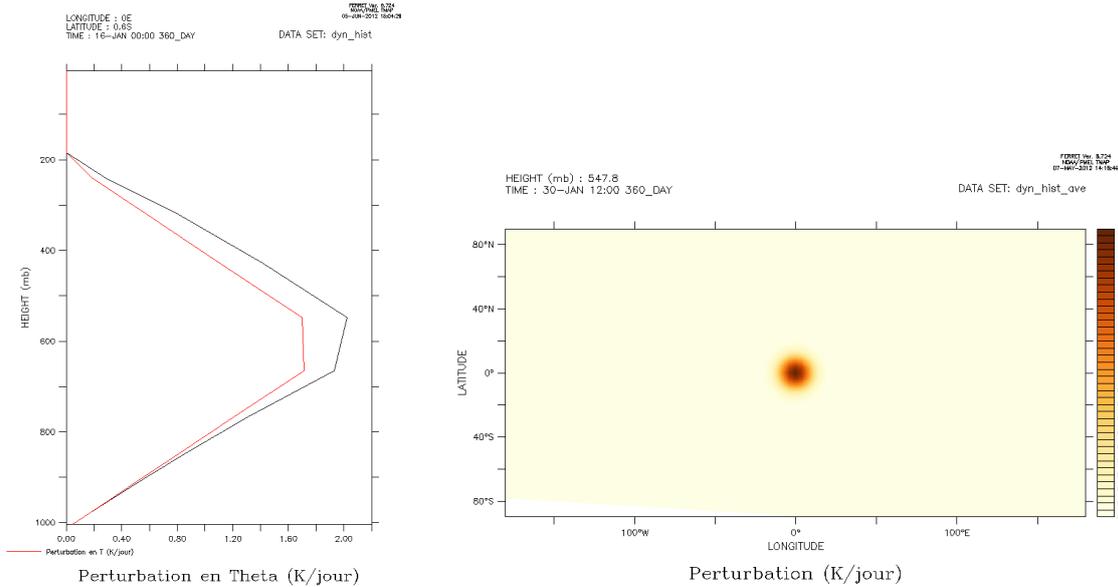


FIGURE 3 – Caractéristiques spatiales par défaut du chauffage convectif. A gauche : son profil vertical en (x_0, y_0) , en noir en température potentielle comme donnée par les formules 3 et en rouge l'équivalent en température thermodynamique. A droite : carte à 548 hPa (niveau le plus proche de σ_{max}) du chauffage convectif une fois son intensité maximale atteinte.

L'altitude de chauffage maximum peut être ajustée pour correspondre aux profils observés dits *top- et bottom-heavy* (respectivement $\sigma_{max} = 0,35$ et $\sigma_{max} = 0,6$ dans notre étude, d'après la figure 8 de Li et al 2008), tandis que l'altitude limite est arbitrairement fixée à $\sigma = 0,2$ et correspond à peu près à la tropopause tropicale, voir Figure 3 où le profil de chauffage en température thermodynamique a été superposé en rouge à celui en température potentielle, en noir. Nous n'appliquons pas cette perturbation de manière abrupte mais progressive dans le temps : l'intensité suit un arc de cosinus jusqu'à une valeur maximale puis, selon les simulations, elle reste constante ou s'atténue en suivant de nouveau un arc de cosinus. La figure 4 illustre le cas sans extinction du chauffage et l'équation (4) en donne l'évolution temporelle :

Caractéristiques du chauffage convectif	Variables Fortran	Variables des formules	Valeurs
Amplitude du maximum de chauffage	am	Am	2 K/jour
Altitude du maximum de chauffage	maxlevel	σ_{max}	0,6
Largeur à mi-hauteur du pic gaussien	Wx = Wy	W	10°
Durée avant le début du chauffage	bday	$bday$	0 jour
Durée d'intensification du chauffage	heatd	$heatd$	10 jours

TABLE 1 – Valeurs par défaut des caractéristiques du chauffage convectif.

$$g(t) = 0,5 - 0,5 \cdot \cos\left(\frac{t - bday}{heatd} \pi\right) \text{ pour } bday < t < bday + heatd \quad (4)$$

avec $bday$ la durée de simulation avant le début du chauffage et $heatd$ la durée de montée en intensité du chauffage. Ce chauffage, similaire à celui utilisé dans l'étude de Dixit et Duvel 2011, est appelé chauffage convectif.

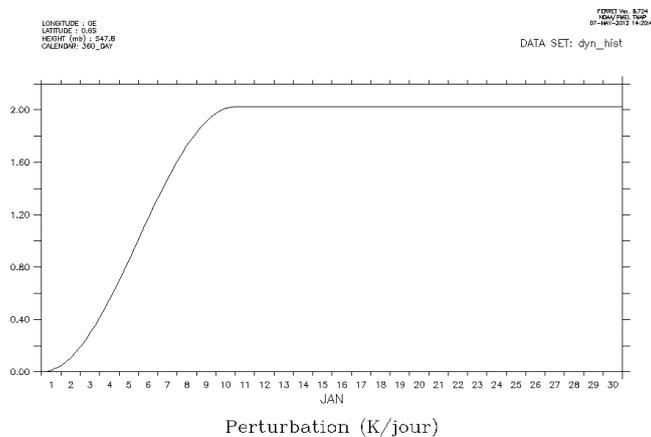


FIGURE 4 – Caractéristiques temporelles par défaut du chauffage convectif.

Le niveau du maximum de chauffage σ_{max} a été choisi d'après la figure 8 dans Li et al. (2008) et ne correspond malheureusement pas à l'un des niveaux de pression de notre modèle, c'est pourquoi le profil vertical du chauffage semble tronqué sur la figure 3. Par défaut le chauffage convectif reste constant une fois qu'il a atteint son intensité maximale et ses caractéristiques prennent les valeurs données dans la table 1.

2.4 Premier ensemble de simulations

Pour les premières simulations, on prend comme condition initiale l'atmosphère obtenue après un millier de jours de simulation sans chauffage convectif. À partir des sorties des simulations avec chauffage convectif, on calcule les anomalies des grandeurs physiques en soustrayant aux champs leur valeur dans le cadre de la *simulation de contrôle* (simulation ayant la même condition initiale mais sans chauffage convectif).

Un ensemble de simulations a été réalisé par Vishal Dixit en 2011. Dans chacune de ces simulations (appelées membres de l'ensemble) on obtient la réponse dynamique attendue : une forte ascendance des masses d'air au niveau du chauffage convectif et deux circulations différentes dans la haute troposphère et dans la basse troposphère où les anomalies de flux sont respectivement divergentes et convergentes. Comme cette réponse dynamique est relativement confinée le long de l'équateur, on parlera ensuite de *jets*, que l'on numérote de 1 à 4 comme sur la figure 5.

Pour obtenir la réponse moyenne de l'atmosphère, nous avons fait la moyenne sur les cinq membres de l'ensemble de Vishal Dixit. Le long de l'équateur, on a représenté à gauche de la figure 5 la composante zonale des anomalies de vents moyennées le quinzième jour de simulation.

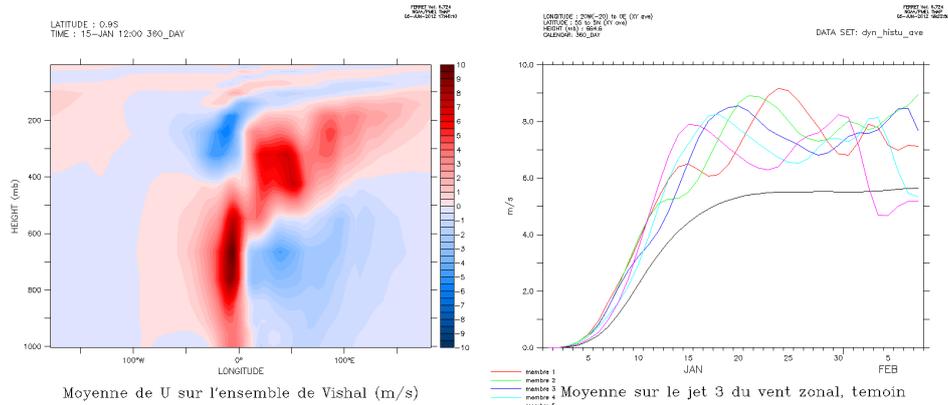


FIGURE 5 – À gauche : Coupe équatoriale du vent zonal U moyenné sur l'ensemble de Vishal et sur le quinzième jour de simulation. On remarque les quatre *jets*, numérotés d'ouest en est et de haut en bas. À droite : Vent zonal moyenné sur une zone correspondant au cœur du *jet 3* : $[20^{\circ}\text{W}, 0^{\circ}\text{E}] \times [5^{\circ}\text{S}, 5^{\circ}\text{N}]$ à 665 hPa, pour les 5 membres de l'ensemble (en couleur) et pour une simulation avec un champ de température de rappel modifié dont on parlera plus tard (en noir).

Nous nous intéressons tout particulièrement à l'établissement de cette réponse dynamique. Nous étudions donc l'évolution temporelle des anomalies de vents dans la zone de chacun des quatre *jets*. Pour le *jet 3* qui semble le plus intense, nous avons défini la zone suivante : $[20^{\circ}\text{W}, 0^{\circ}\text{E}] \times [5^{\circ}\text{S}, 5^{\circ}\text{N}]$ sur le niveau de pression à 665 hPa (niveau du maximum de ce *jet*). L'évolution temporelle de l'anomalie de vent zonal dans cette zone est donnée pour chacun des 5 membres de l'ensemble à droite de la figure 5. On constate une variabilité temporelle des vents assez importante malgré la soustraction des champs de contrôle. Cette variabilité temporelle est due aux perturbations baroclines des moyennes latitudes qui sont directement liés au gradient méridien de température. Ces tourbillons font onduler les vents d'ouest des moyennes latitudes, voir Figure 6. À cette échelle, si on comparait simulation de contrôle et membres de l'ensemble (*avec* chauffage convectif), on verrait peu de différences à cause de la prépondérance des vents climatologiques. Ces forts vents d'ouest viennent périodiquement perturber la réponse dynamique au niveau de notre chauffage, et ce au gré du passage des perturbations baroclines, voir Figure 7.

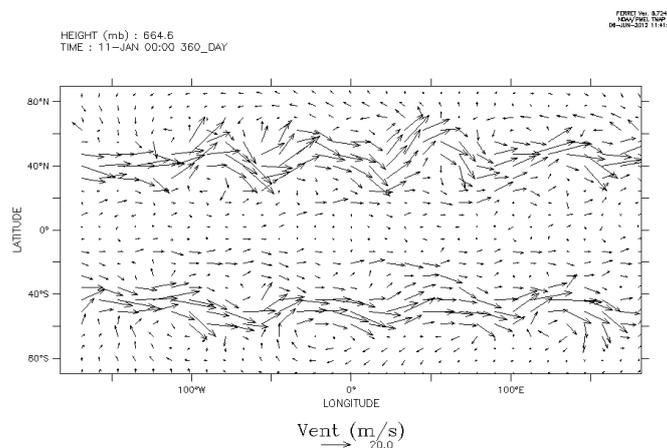


FIGURE 6 – Carte des vents à 665 hPa après dix jours de simulation sans perturbation en chauffage.

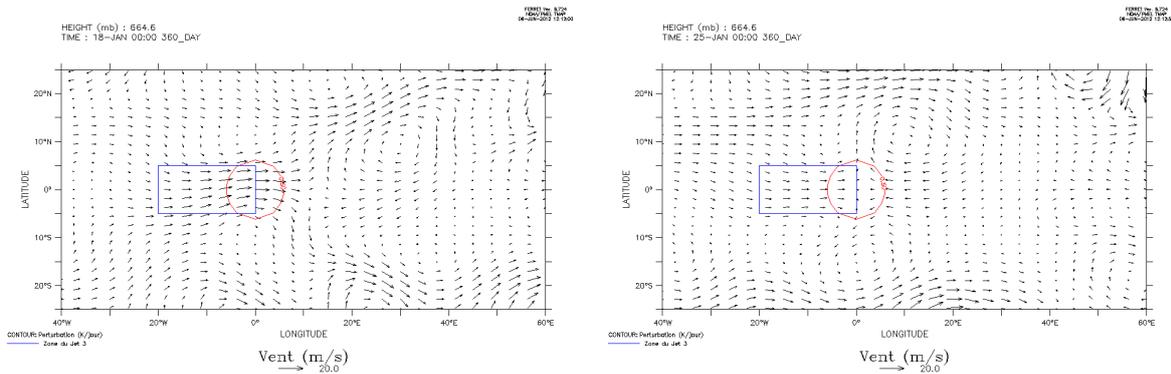


FIGURE 7 – Cartes des vents de l’un des membres de la simulation d’ensemble à 665 hPa, zoomées au niveau du chauffage (d’intensité supérieure à 0.5 K/jour à l’intérieur du cercle rouge) après 17 jours à gauche et 24 jours à droite. Le rectangle bleu représente la zone nous servant à moyenner le vent zonal pour évaluer la puissance du *jet 3*. Remarque : il s’agit du vent total, le champ de vent de la simulation de contrôle n’a pas été soustrait ici.

2.5 Suppression des perturbations baroclines

Comment se débarrasser de ces perturbations baroclines qui viennent périodiquement interférer avec notre réponse dynamique ? Étant donné que notre sujet d’étude se situe entre les deux Tropiques nous avons décidé de suivre la même logique que l’approximation *weak temperature gradient* (Sobel, 2001, par exemple) ainsi nous avons modifié le champ de température de rappel θ_{eq} de la modélisation de Held et Suarez. Plutôt que de garder un faible gradient méridien en température, nous l’avons complètement supprimé en imposant partout le même profil vertical de relaxation que celui donné à l’équateur : $\theta_{eq}(\sigma) = \theta_0 - \Delta_z \log(\sigma)$ ¹ où $\theta_0 = 315$ K est la température de surface et $\Delta_z = 10$ K. La figure 8 à gauche représente le champ de température potentielle au premier pas de temps d’une simulation sans chauffage convectif dans le cadre d’Held et Suarez, c’est donc approximativement le profil de rappel en température potentielle puisque celui-ci est imposé en condition initiale. À droite de la figure 8 est représenté le nouveau champ de température de rappel, sans gradient méridien.

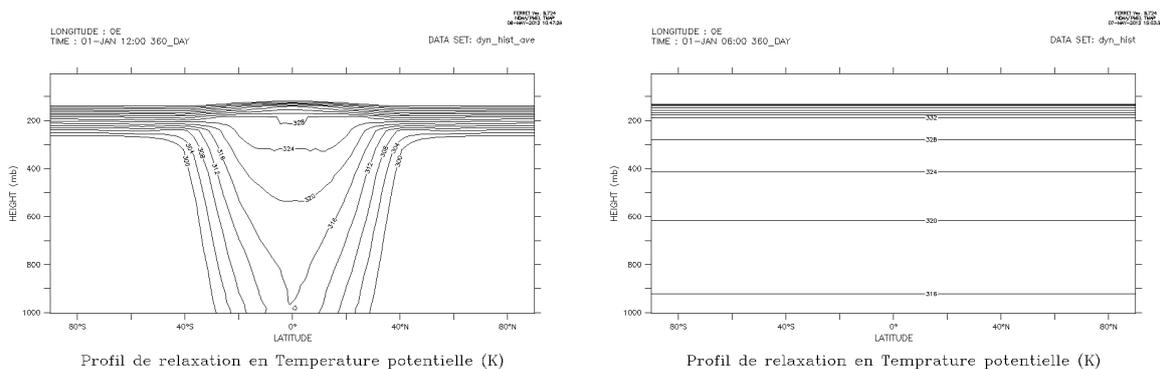


FIGURE 8 – À gauche : approximativement le champ de température potentielle de rappel proposé par Held et Suarez, variant avec altitude et latitude (voir également Figure 1). À droite : profil de rappel invariant avec la latitude ; la relaxation vers ce profil correspond à un rappel vers une **stratification**.

Avec cette nouvelle température de rappel, appelée *profil de rappel uniforme*, nous nous affranchissons non seulement des perturbations baroclines mais aussi de la mise en place de la circulation climatologique. Il nous suffit de prendre comme condition initiale le champ de température de rappel et aucun vent, nous n’avons alors plus besoin d’attendre l’ajustement du modèle en début de simulation (*spin-up*) et le chauffage peut commencer dès le premier jour.

1. En réalité la température (thermodynamique) de relaxation est arbitrairement minorée par la température à la tropopause $T_{tp} = 200$ K, ainsi la formule valable dans tout notre modèle est $\theta_{eq}(\sigma) = \max(\theta_0 - \Delta_z \log(\sigma), T_{tp} \sigma^{-\kappa})$.

La simulation avec les paramètres du chauffage convectif par défaut (voir paragraphe 2.3) et avec le profil de rappel uniforme est appelée *simulation témoin*. Rapidement on observe comme dans le cas de Vishal Dixit, la réponse attendue : l’ascension des masses d’air au niveau du chauffage, une circulation divergente au-dessus et convergente en-dessous, voir Figure 9 à droite.

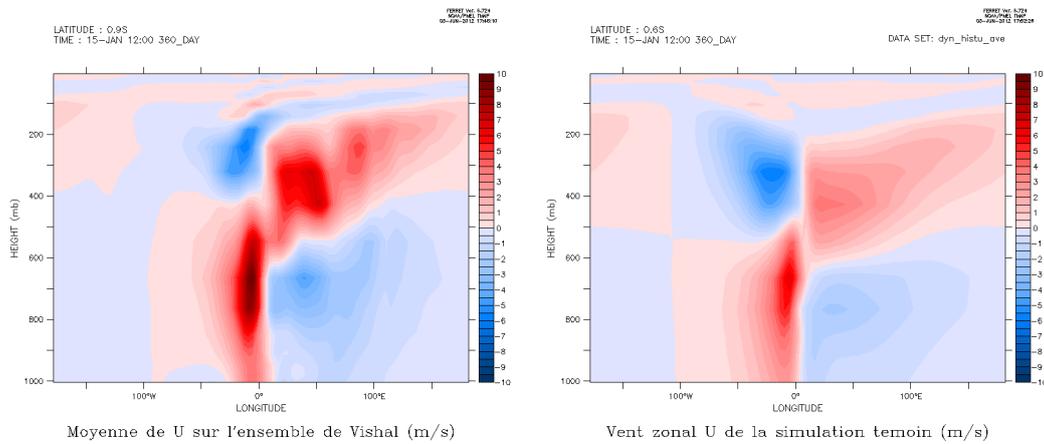


FIGURE 9 – Coupe équatoriale du vent zonal moyenné sur l’ensemble de Vishal Dixit à gauche et obtenue dans notre simulation témoin avec profil de température de rappel uniforme à droite. Ce sont les données moyennées sur le quinzième jour de simulation.

2.5.1 Réponse dynamique

Les figures 10 et 11 permettent d’avoir un aperçu de la réponse dynamique due au chauffage convectif les cinquième et quinzième jours de simulation. Les coupes longitude-altitude prises au niveau de l’équateur sont ce que nous appellerons par la suite *coupes équatoriales*. Sur les coupes équatoriales 10.1 et 11.1 on observe la mise en place des 4 jets. D’abord relativement symétriques par rapport à la zone de chauffage, on remarque le quinzième jour que les jets 1 et 3 à l’ouest du chauffage se sont propagés moins loin mais sont plus intenses que les jets 2 et 4 à l’est.

L’extension plus grande à l’est peut s’expliquer grâce au modèle de Gill qui prévoit une réponse atmosphérique similaire à une onde de Kelvin à l’est et à une onde de Rossby à l’ouest. L’analogie permet d’expliquer la propagation environ trois fois plus rapide de la réponse dynamique à l’est, comme l’atteste le diagramme spatio-temporel sur la figure 12 à gauche. On y voit l’établissement des jets 1 et 2. La différence principale avec la réponse atmosphérique dans le modèle de Gill est que cette dernière est stationnaire. Au contraire, nos simulations numériques nous permettent d’observer la phase transitoire : la mise en place de la réponse dynamique. Notre intérêt se porte sur ces premiers instants car la réponse dynamique associée est susceptible d’influencer la convection, par exemple en modifiant la convergence de couche limite, l’évaporation etc. C’est alors l’évolution de tout le système convectif qui peut en être affecté et plus généralement la propagation de l’oscillation Madden-Julian.

La différence d’intensité entre les jets à l’est et ceux à l’ouest peut se comprendre en regardant les cartes des vents 10.2, 10.3, 11.2 et 11.3. Sur ces cartes, à 321 hPa on se situe au-dessus du maximum de chauffage et les vents sont divergents, tandis qu’à 665 hPa c’est le contraire. On distingue bien l’allure d’onde de Kelvin des vents à l’est et les deux tourbillons caractéristiques d’une onde de Rossby à l’ouest. Ces deux tourbillons (cycloniques en bas et anticycloniques en haut) confinent davantage le long de l’équateur le flux atmosphérique à l’ouest du chauffage que celui à l’est, d’où la plus grande intensité des jets 1 et 3 à l’ouest. De plus, sur les cartes 10.3 et 11.3 on peut voir que le jet 3 d’ouest traverse la longitude de chauffage maximum et que donc la convergence dans les basses couches se fait à l’est du chauffage convectif. Il s’agit d’un des facteurs en faveur d’une propagation vers l’est du signal convectif de l’oscillation Madden-Julian.

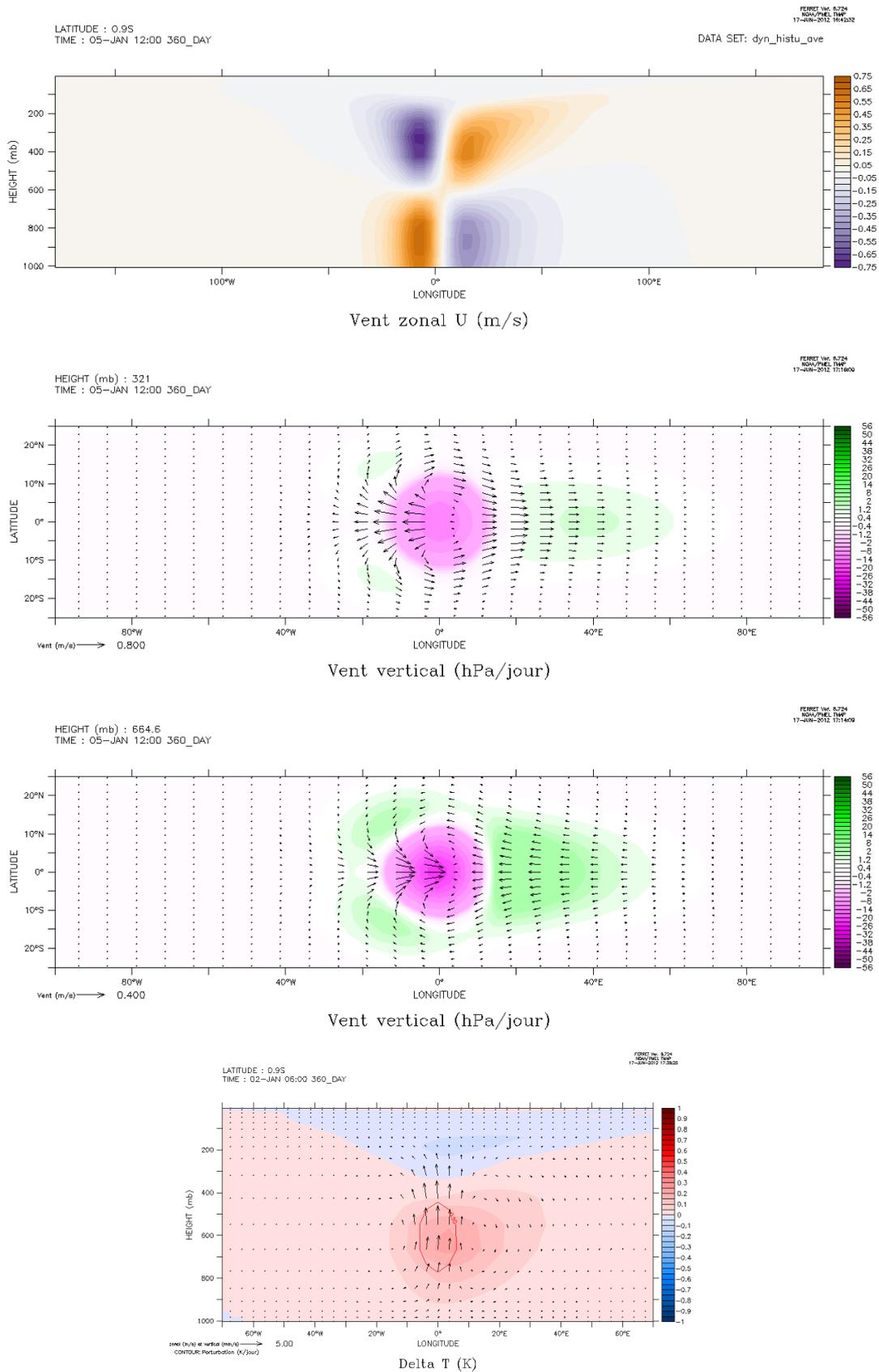


FIGURE 10 – Réponse de l’atmosphère moyennée le **cinquième jour** de simulation. De haut en bas : **1.** coupe équatoriale du vent zonal, **2.** carte des vents horizontaux à 321 hPa avec le vent vertical en couleur (magenta ascendant et vert subsident, attention l’échelle est différente entre -2 et +2 hPa/jour), **3.** idem à 665 hPa et **4.** coupe équatoriale de l’écart au champ de température thermodynamique de rappel, superposé au vent, l’étalon correspondant à 5 m/s pour la composante zonale et à 5 mm/s pour la composante verticale, le contour rouge délimite la zone où le chauffage est supérieur à 0,5 K/jour.

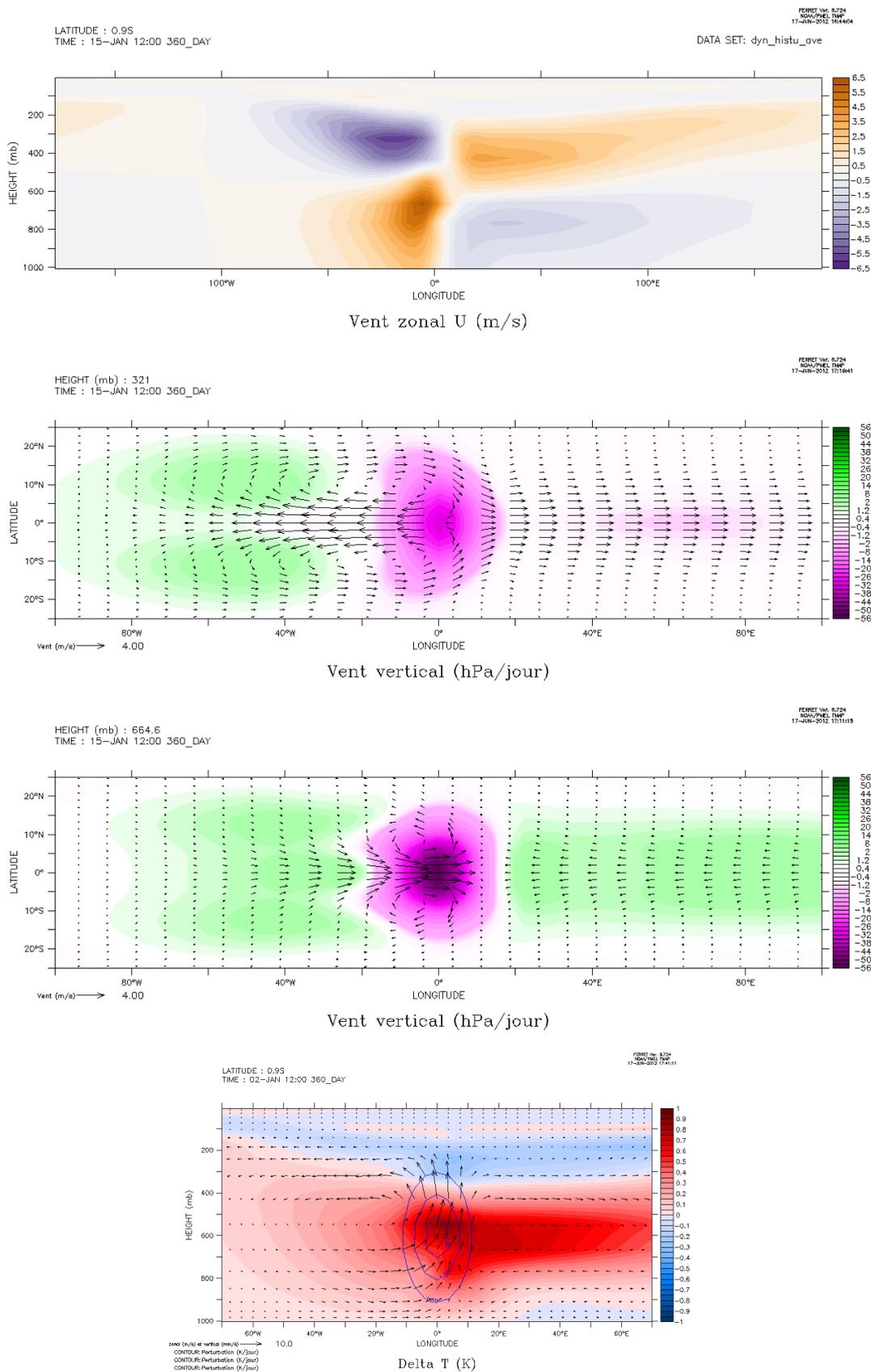


FIGURE 11 – Réponse de l’atmosphère moyennée le **quinzième jour** de simulation. De haut en bas : **1.** coupe équatoriale du vent zonal, **2.** carte des vents horizontaux à 321 hPa avec le vent vertical en couleur (magenta ascendant et vert subsident, attention l’échelle est différente entre -2 et +2 hPa/jour), **3.** idem à 665 hPa et **4.** coupe équatoriale de l’écart au champ de température thermodynamique de rappel, superposé au vent, l’étalon correspondant à 5 m/s pour la composante zonale et à 5 mm/s pour la composante verticale, les niveaux bleus représente le chauffage par pas de 0,5 K/jour.

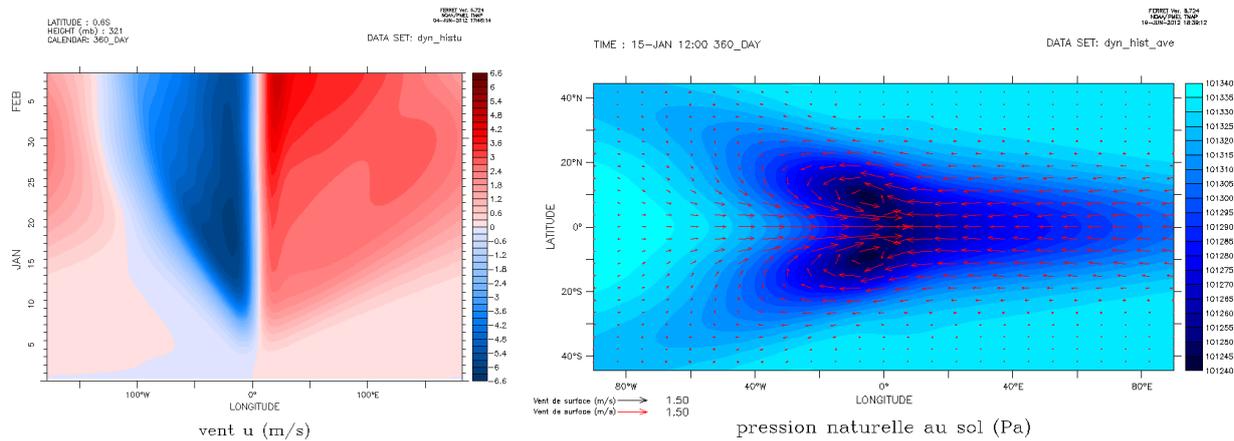


FIGURE 12 – À gauche : diagramme spatio-temporel du vent zonal U à l'équateur et à 321 hPa. À droite : carte de la pression au sol et des vents à 1004 hPa, moyenne sur le quinzième jour.

2.5.2 Réponse thermique

L'advection d'enthalpie participe au réchauffement de toute la troposphère équatoriale au-delà d'un certain temps de simulation, comme on peut le voir sur la figure 11.4. Dans quelle mesure est-ce réaliste? À court terme on peut imaginer que la réponse dynamique déforme la zone réchauffée. Sur les graphiques 10.4 et 11.4 on observe d'ailleurs que c'est à l'est que l'atmosphère est davantage réchauffée. Mais à plus long terme ce changement de température de l'atmosphère équatorial conduit à un *changement de climatologie* avec notamment le renforcement du *jet 3* d'ouest. On entend par « changement de climatologie » la mise en place durable de spécificités atmosphériques, absentes des conditions initiales. Ainsi on peut faire le parallèle entre d'une part, l'évolution vers une troposphère plus chaude entre les Tropiques que dans les moyennes latitudes, et d'autre part, le passage d'un profil de rappel uniforme à celui variant avec la latitude proposé par Held et Suarez. L'évolution des vents et en particulier du *jet 3* est alors autant la conséquence de ce changement de situation que du chauffage convectif lui-même.

Le réchauffement de la troposphère en dehors de la zone de chauffage et en particulier à l'est peut s'expliquer par l'advection d'enthalpie mais pas uniquement. En effet, les basses couches à l'est où les vents sont d'est, sont également réchauffées. Ceci s'explique notamment par la subsidence de masses d'air provenant de régions où la température potentielle est initialement plus élevée et à la compression adiabatique. De la même manière au dessus de la zone de chauffage on remarque une anomalie froide qui persiste tout au long de la simulation, Graphiques 10.4 et 11.4. Celle-ci est due à la détente adiabatique des masses d'air en ascension dans un environnement où θ croît avec l'altitude.

2.5.3 Réponse au niveau du sol

Une dépression se creuse rapidement sous le chauffage convectif et atteint après deux semaines une forme relativement stationnaire, illustrée à droite de la figure 12. On note que son amplitude ne dépasse pas 1 hPa et que certaines régions périphériques à la dépression se retrouvent en très légère surpression. Ces gradients de pression provoquent des vents non négligeables : de l'ordre du m/s, affectant notamment l'est de la zone de chauffage. Dans le cadre de l'océan Indien où habituellement les vents sont d'ouest à l'équateur, on peut voir ces vents d'est comme une anomalie de vent négative. Cet affaiblissement des vents diminue les flux de chaleur sensible et l'évaporation ce qui peut conduire comme l'ont montré Woolnough et al. (2000) à une élévation de la température de surface de la mer, propice à la convergence des vents et à une future zone de convection. C'est un facteur favorable à la propagation vers l'est de l'oscillation de Madden-Julian.

2.5.4 Autres différences avec l'étude de Vishal Dixit

Il faut noter une dernière différence avec la situation où il y a un gradient méridien de température de rappel. Dans chacun des membres de l'ensemble de Vishal Dixit on note une réponse dynamique plus intense que dans notre cas avec profil de rappel uniforme. Cela se vérifie avec le *jet 3* qui est dans notre simulation bien plus faible : de l'ordre de 5 m/s contre 7,5 m/s en moyenne dans les membres de la simulation d'ensemble, voir Figure 5 à droite. Le renforcement des *jets* dans le cas avec gradient méridien de θ_{eq} pourrait venir du transport de moment zonal des moyennes latitudes vers l'équateur. Cet apport de moment zonal positif renforcerait le *jet 3* et ainsi également la circulation divergente dans les hautes couches, c'est-à-dire les *jets 1 et 2*. Cette différence d'intensité des vents n'est qu'un faible inconvénient, cela n'empêche pas d'autres résultats d'être mis en évidence au cours de notre étude avec le profil de rappel uniforme.

De plus avec ce profil de relaxation uniforme, nous avons vu que la réponse dynamique était relativement confinée le long de l'équateur. Nous avons donc choisi de changer de grille spatiale du modèle et passer d'une grille régulière à une **grille sinusoïdale** : la résolution spatiale de cette grille est fonction du sinus de la latitude.

2.6 Définition des tests statistiques

À l'avenir, pour caractériser la réponse dynamique de l'atmosphère nous aurons recours à des tests statistiques sur les *jets*. Ceux-ci répertorient pour chaque simulation l'altitude du maximum des *jets* ainsi que jour d'occurrence, longitude et intensité du maximum du *jet 1* respectivement comme indicateurs du temps de mise en place, de l'étendue et de l'amplitude de la réponse dynamique. Ces tests sont réalisés à l'aide des données de vent zonal moyennées par journée.

2.6.1 Résultats pour la simulation témoin

Pour notre *simulation témoin*, les résultats de ces tests sont reportés dans la table 2. On constate que les maxima des quatre *jets* sont sur quatre niveaux différents. La plupart du temps l'imprécision sur le niveau de pression et la longitude de ces maxima est due à la résolution verticale et horizontale de notre modèle. Dans le cas présent où il n'y a pas extinction du chauffage, le maximum d'intensité de la réponse dynamique (d'après celui du *jet 1*) a lieu 19 jours après le début de la simulation soit après 9 jours de chauffage à pleine intensité. La figure 13 complète ces données statistiques en illustrant l'allure du vent zonal le long de l'équateur au niveau des maxima et après 19 jours de simulation. On observe que le *jet 3* (courbe rouge en haut de la figure 13) est plus localisé que le *jet 1* (courbe noire) et que ceux-ci, entre les tourbillons de Rossby, sont effectivement plus intenses et localisés que les *jet 2 et 4* à l'est (courbes en bas de la figure 13). Concernant les *jets 1 et 3* on remarque (Figure 13 en haut) que les vents qui leur sont associés recouvrent et dépassent le centre du chauffage : les vents d'est en altitude commencent dès 5°E pour le *jet 1* et les vents d'ouest dans les basses couches atteignent 15°E pour le *jet 3*. Ce décalage vers l'est des zones de convergence des flux dans les basses couches, de divergence des flux dans les hautes couches et donc des mouvements ascendants est un autre facteur en faveur de la propagation vers l'est de l'Oscillation Madden-Julian.

Caractéristiques	Simulation témoin
Altitude du <i>jet 1</i> (hPa)	321 ±47
Altitude du <i>jet 2</i> (hPa)	428 ±57
Altitude du <i>jet 3</i> (hPa)	665 ±55
Altitude du <i>jet 4</i> (hPa)	767 ±46
Jour de maximum d'intensité du <i>jet 1</i> (jour)	19 ±0,5
Longitude du maximum d'intensité du <i>jet 1</i> (° W)	18 ±2
Maximum d'intensité du <i>jet 1</i> (m/s vers l'ouest)	6,2 ±0,1

TABLE 2 – Résultats des tests statistiques sur l'altitude des *jets* et le maximum du *jet 1* appliqués à la *simulation témoin*. Les incertitudes, à moins d'être précisées à nouveau, sont valables pour tout résultat similaire aux tests statistiques sur les *jets* puisqu'elles sont intrinsèques au modèle.

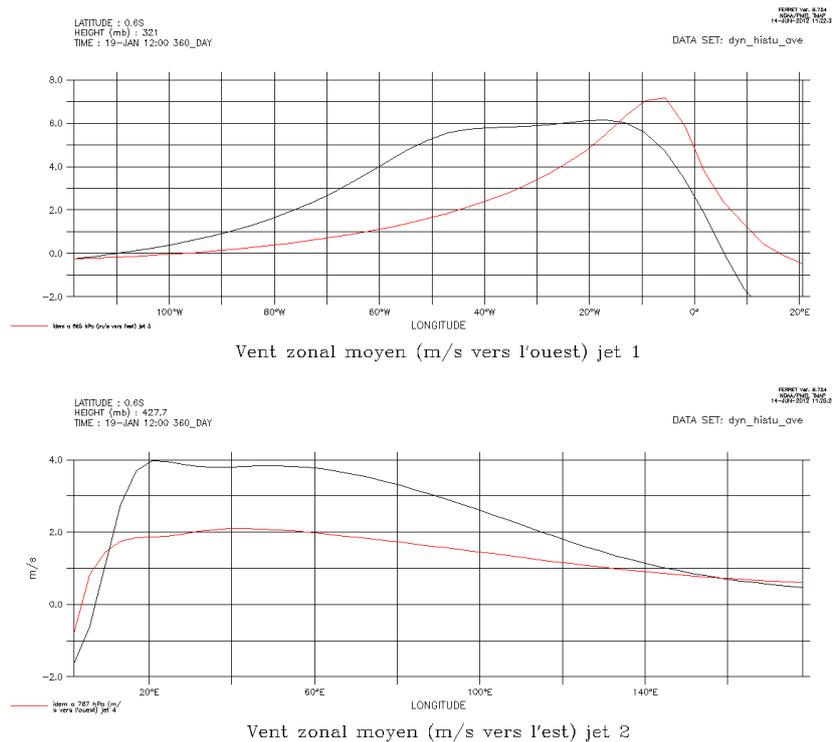


FIGURE 13 – Allure du vent zonal après 19 jours de simulation. **En haut**, allure à l'ouest : en **noir** à 321 hPa et en m/s vers l'ouest (niveau du maximum du *jet 1*) et en **rouge** à 665 hPa et en m/s vers l'est (niveau du maximum du *jet 3*). **En bas**, allure à l'est : en **noir** à 428 hPa et en m/s vers l'est (niveau du maximum du *jet 2*) et en **rouge** 767 hPa et en m/s vers l'ouest (niveau du maximum du *jet 4*).

Profil de relaxation thermique :	uniforme	Held et Suarez
Altitude du <i>jet 1</i> (hPa)	321	185 ±25
Altitude du <i>jet 2</i> (hPa)	428	321 ±47
Altitude du <i>jet 3</i> (hPa)	665	665 ±55
Altitude du <i>jet 4</i> (hPa)	767	665 ±55
Jour de maximum d'intensité du <i>jet 1</i> (jour)	19	19*
Longitude du maximum d'intensité du <i>jet 1</i> (° W)	18	7 ±4
Maximum d'intensité du <i>jet 1</i> (m/s vers l'ouest)	6,2	7 ±0,1

TABLE 3 – Rappel des résultats des tests statistiques sur l'altitude des *jets* et le maximum du *jet 1* pour la *simulation témoin* (sans gradient) et résultats pour la moyenne d'ensemble (avec gradient). *Les tests statistiques ont été arbitrairement appliqués le dix-neuvième jour de simulation pour l'ensemble de Vishal Dixit.

2.6.2 Résultats pour les simulations avec gradient méridien de température

Lorsque le profil de rappel en température présente un gradient méridien, on parlera de profil de rappel d'Held et Suarez, sinon de profil de rappel uniforme. Pour quantifier les différences de réponse dynamique dans ces deux cas, on a réalisé les tests statistiques sur l'altitude des *jets* et le maximum du *jet 1* sur les simulations correspondantes. Pour le cas du profil uniforme, on utilise la *simulation témoin* et pour le cas du profil de rappel d'Held et Suarez on fait la moyenne des champs sur l'ensemble des membres de Vishal Dixit. Dans les deux cas, les paramètres du chauffage convectif ont leur valeur par défaut. Tous les résultats aux tests statistiques sont rappelés dans la table 3. Étant données les repères temporels différents pour les membres de l'ensemble et la variabilité temporelle des vents dans ces simulations, on a fait l'hypothèse que le maximum d'intensité du *jet 1* avait lieu aussi 19 jours après l'apparition du chauffage convectif. On constate une élévation du maximum de tous les *jets* (sauf le 3) dans le cas de la simulation d'ensemble (avec profil de rappel d'Held et Suarez). L'intensité maximum du *jet 1* atteste bien le renforcement de la réponse dynamique dans ce cas. La réponse semble également plus confinée aux abords de la zone de chauffage, mais cela ne se vérifie pas clairement sur la figure 9.

2.7 Importance relative de la relaxation en température

Avant d'entamer les tests de sensibilité de la réponse atmosphérique aux paramètres du chauffage convectif, nous souhaitons analyser sa sensibilité à un autre paramètre : le coefficient de relaxation en température. De la valeur de ce coefficient k_T dépend la vitesse du rappel vers la stratification. On imagine donc une forte variabilité de l'évolution de l'atmosphère en fonction de ce paramètre.

Tout d'abord il faut revenir sur la traduction numérique de ce rappel vers le profil d'équilibre θ_{eq} . Dans le script cette relaxation se fait en température potentielle (*itau* représente le pas de temps courant) :

$$\theta(itau + 1) = \theta(itau) + \dots - k_T \cdot (\theta(itau) - \theta_{eq})$$

La valeur du coefficient de rappel k_T a été prise par défaut égale à ce que proposaient Held et Suarez, à savoir un coefficient assez rapide dans les basses couches de l'atmosphère tropicale $k_T^{surf} = 1/(4 \text{ jours})$ et graduellement plus faible à mesure que l'on s'écarte des tropiques et de la surface : $k_T^a = 1/(40 \text{ jours})$. Ces valeurs correspondent à ce que nous appelons le coefficient de relaxation *standard*. Voici la formule exacte du coefficient de rappel thermique (σ est la coordonnée verticale et ϕ est la latitude. σ_b , le niveau limite de l'influence de surface, est pris égal à 0,7) :

$$k_T = k_T^a + (k_T^{surf} - k_T^a) \cdot \max(0, \frac{\sigma - \sigma_b}{1 - \sigma_b}) \cdot \cos^4 \phi$$

Cette variation du coefficient de rappel traduit l'influence importante de la surface dans les tropiques avec, entre autres, des flux d'énergie renforcés par les transferts de chaleur sensible.

Coefficient	minimal	standard	double	quadruple	décuple	-	maximal
k_T^{surf}	0	(4 jours) ⁻¹	(2 jours) ⁻¹	(1 jour)	(9h36) ⁻¹	(30min) ⁻¹	(3min) ⁻¹
k_T^a	0	(40 jours) ⁻¹	(20 jours) ⁻¹	(10 jours) ⁻¹	(4 jours) ⁻¹	(5h) ⁻¹	(30min) ⁻¹

TABLE 4 – Valeurs du coefficient de relaxation thermique dans les différentes simulations.

Temps de relaxation en température ($1/k_T^a$)	∞	40 jours	10 jours	4 jours	5h	30 min
Max u(ouest,321 hPa) au cours du temps	3,64	3,42	2,94	2,34	0,386	0,0351
Max u(ouest,10 jours) sur la verticale	1,5	1,45	1,37	1,23	0,38	0,07
Max u(10 jours,321 hPa) le long de l'équateur	4,8	4,7	4,5	4,2	1,9	0,41

TABLE 5 – Amplitude du vent pour chacune des simulations et pour chacun des graphiques de la figure 14. Première ligne pour l'évolution temporelle du vent zonal à l'ouest et à 321 hPa, deuxième ligne pour le profil vertical du vent zonal à l'ouest après 10 jours de simulation et troisième ligne pour l'allure du vent zonal le long de l'équateur à 321 hPa et après 10 jours de simulation.

Pour tester l'influence de ce paramètre k_T sur la réponse atmosphérique nous avons doublé, quadruplé et décuplé ce coefficient (tout en gardant le rapport de proportionnalité $k_T^{surf} = 10 \times k_T^a$) sans obtenir beaucoup de changements. Nous avons alors testé des valeurs extrémales pour ce coefficient. Comme valeur minimale nous avons pris $k_T = 0$ uniformément dans toute l'atmosphère et comme valeur maximale nous ne pouvions pas dépasser $1/dt_{vr}$, où $dt_{vr} = 3 \text{ min}$ est la valeur du pas de temps. Les différentes valeurs du coefficients de relaxation thermique utilisées sont répertoriées dans la table 4. Sur la figure 14, on constate que l'annulation du coefficient de relaxation n'induit pas beaucoup de changements, du moins aux échelles de temps considérées (d'une dizaine ou vingtaine de jours). On pourra donc traiter sans distinction les simulations avec le coefficient de relaxation *standard* et celles sans relaxation thermique. Une comparaison d'ordre de grandeur permet de se rendre compte que la relaxation thermique a peu d'influence dans nos simulations. Pour $k_T^a = 1/(40 \text{ jours})$ on obtient une amplitude maximale du terme de relaxation $-k_T(\theta(t) - \theta_{eq})$ de l'ordre de 0,05 K/jour soit une amplitude environ 40 fois plus faible que notre forçage.

Seules sortent du lot les deux simulations avec les k_T les plus élevés. Au plus fort coefficient de relaxation ($k_T^{surf} = 1/dt_{vr}$) on observe des vents zonaux très faibles (tous inférieurs à 0,5 m/s). Les jets sont certes plus faibles mais ils se mettent plus vite en place et leur maximum se situe plus en altitude. On note également un resserrement de l'influence du chauffage convectif : celle-ci s'atténue rapidement au-delà de 20°W et 30°E. Ceci peut se comprendre qualitativement en considérant que l'énergie fournie au système a moins besoin de se propager dans la troposphère pour se faire dissiper par une telle relaxation thermique.

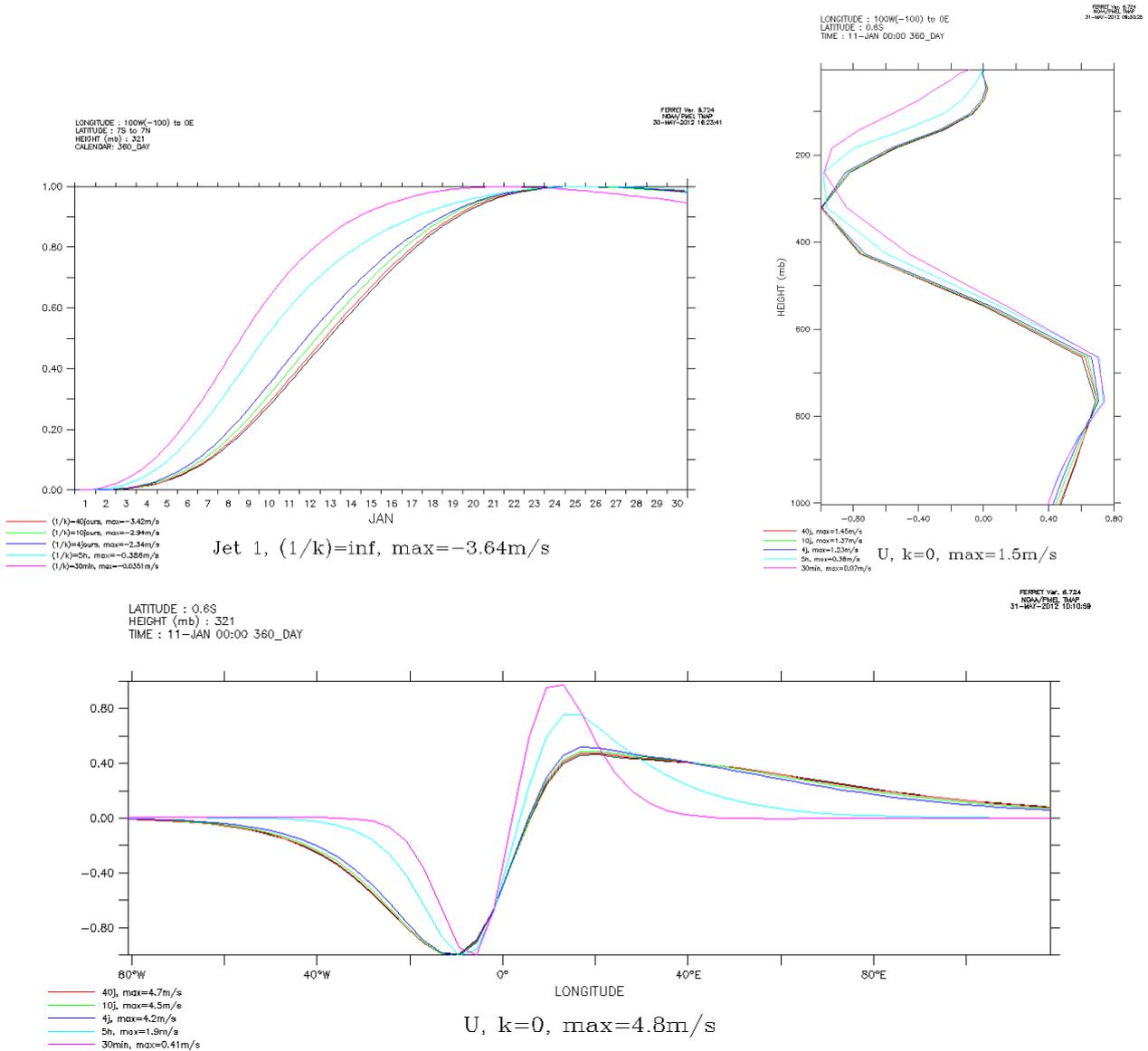


FIGURE 14 – Sur tous ces graphiques, les amplitudes maximales sont ajustées à 1 et leurs valeurs numériques sont données en légende et dans la table 5. En haut à gauche : évolution temporelle du vent zonal à l’ouest du chauffage et à 321 hPa, ce qui correspond globalement au *jet 1*. En haut à droite : profil vertical du vent zonal à l’ouest du chauffage après 10 jours de simulation ; on y voit les *jets 1 et 3*. En bas : allure du vent zonal selon la longitude à 321 hPa et après 10 jours de simulation (*jets 1 et 2*). On entend par à l’ouest du chauffage la zone de 100°W à 0°E et de 7°S à 7°N servant à faire des moyennes. k_T^a prend ici pour valeurs : 0 en noir, (40 jours)⁻¹ valeur *standard* en rouge, (10 jours)⁻¹ en vert, (4 jours)⁻¹ en bleu foncé, (5h)⁻¹ en bleu clair et (30 min)⁻¹ en rose.

3 Sensibilités de la réponse dynamique aux paramètres du chauffage

3.1 Sensibilité à la vitesse d'intensification du chauffage et à son extinction

Étant donné que dans la réalité le chauffage convectif ne reste pas constant mais décroît après un certain temps, nous avons rajouté la possibilité d'extinction de notre chauffage convectif. Nous avons modélisé cette extinction par un arc de cosinus symétrique à celui de l'intensification et de même période. En faisant varier le paramètre `heatd` (durée de l'intensification et également durée de l'extinction), nous pouvons simuler tout un panel de chauffage convectif aux durées allant de 5 jours à 30 jours (période de l'oscillation Madden-Julian). Ainsi nous pourrions déterminer dans quelle mesure les chauffages convectifs impulsifs peuvent être initiateurs d'une onde de Madden-Julian, ou au contraire si ce sont plutôt les chauffages convectifs progressifs dans le temps.

3.1.1 Influence de l'extinction du chauffage sur la réponse dynamique

Le chauffage convectif des simulations précédentes était irréaliste car il restait constant indéfiniment. On peut se demander dans un premier temps quel est l'impact de l'extinction du chauffage. Étant donné que la durée de montée en intensité du chauffage dans les cas *sans* extinction (avec ou sans gradient méridien du profil de relaxation thermique) est de 10 jours (valeur par défaut du paramètre `heatd`), nous les comparons au cas *avec* extinction et avec `heatd` = 10 jours.

Les résultats aux tests statistiques sur l'altitude des *jets* et le maximum du *jet 1* sont répertoriés dans la table 6. L'extinction du chauffage au bout de 20 jours ne change en rien les caractéristiques géographiques des *jets*. On note juste que le maximum d'intensité apparaît plus tôt et est de plus faible amplitude. Cela se constate également sur la figure 15 et peut s'expliquer par un renforcement de la réponse dynamique lorsque le chauffage perdure. Ce renforcement tient 5 jours avant de saturer et est de relativement faible amplitude : de l'ordre de 1 m/s pour les moyennes sur les jets, le maximum du *jet 1* passe quant à lui simplement de 5,8 m/s à 6,2 m/s. Cependant il faut noter que la situation stationnaire obtenue dans le cas où le chauffage perdure n'est pas atteinte dans le cas avec extinction.

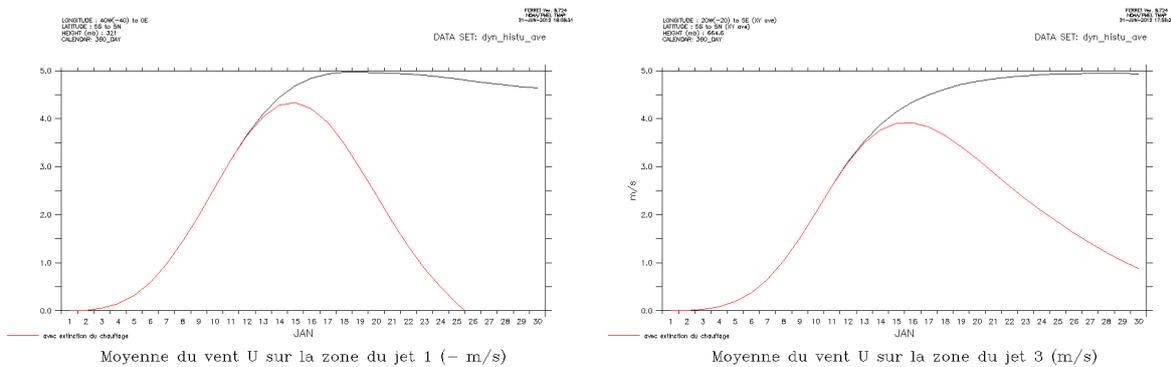


FIGURE 15 – Valeur du *jet 1* (à gauche) et du *jet 3* (à droite), dans le cas sans extinction (*simulation témoin*, en noir) et avec extinction (en rouge). La zone servant à moyenner le vent zonal U pour évaluer le *jet 1* est $[-40^{\circ}\text{W}, 0^{\circ}\text{E}] \times [-5^{\circ}\text{S}, 5^{\circ}\text{N}]$ à 321 hPa et celle pour évaluer le *jet 3* est $[-20^{\circ}\text{W}, 5^{\circ}\text{E}] \times [-5^{\circ}\text{S}, 5^{\circ}\text{N}]$ à 665 hPa.

3.1.2 Délai de mise en place de la réponse dynamique

Pour l'étude de sensibilité à la durée du chauffage, nous avons fait varier le paramètre `heatd` de 2,5 jours à 15 jours par pas de 2,5 jours. Nous avons évalué le temps de mise en place de la réponse dynamique et son amplitude grâce à l'évolution du *jet 3*, voir Figure 16. On remarque que quelque soit le temps de montée du chauffage, il y a toujours environ 4 jours de décalage entre le jour du maximum de chauffage convectif et celui du maximum d'intensité de la réponse dynamique, voir Figure 17 à gauche.

Extinction du chauffage (gradient méridient de θ_{eq}) :	oui (sans)	non (sans)	non (avec)
Altitude du <i>jet 1</i> (hPa)	321	321	185
Altitude du <i>jet 2</i> (hPa)	428	428	321
Altitude du <i>jet 3</i> (hPa)	665	665	665
Altitude du <i>jet 4</i> (hPa)	767	767	665
Jour de maximum d'intensité du <i>jet 1</i> (jour)	14	19	19
Longitude du maximum d'intensité du <i>jet 1</i> ($^{\circ}$ W)	18 ± 4	18	7 ± 4
Maximum d'intensité du <i>jet 1</i> (m/s vers l'ouest)	5,8	6,2	7

TABLE 6 – Résultats des tests statistiques sur l'altitude des *jets* et le maximum du *jet 1* appliqués aux simulations dont la montée en intensité du chauffage convectif se fait en 10 jours. Dans la première simulation le chauffage convectif diminue puis s'éteint au bout de 20 jours. Dans les deux suivantes il perdure. La deuxième est la *simulation témoin*, la troisième est la moyenne sur l'ensemble de Vishal Dixit (simulation avec le profil de rappel d'Held et Suarez).

Valeur de heatd :	2,5	5	7,5	10	12,5	15
Altitude du <i>jet 1</i> (hPa)	321	321	321	321	321	321
Altitude du <i>jet 2</i> (hPa)	428	428	428	428	428	428
Altitude du <i>jet 3</i> (hPa)	767	*716	665	665	665	665
Altitude du <i>jet 4</i> (hPa)	849	767	767	767	767	767
Jour du maximum du <i>jet 1</i> (jour)	5	8	11 ± 1	14	16	19
Longitude du maximum du <i>jet 1</i> ($^{\circ}$ W)	8	13	16 ± 8	18 ± 4	19	19
Intensité maximale du <i>jet 1</i> (m/s vers l'ouest)	2,9	4,8	5,4	5,8	5,8	6

TABLE 7 – Résultats des tests statistiques sur l'altitude des *jets* et le maximum du *jet 1* appliqués aux simulations avec extinction du chauffage convectif dont on fait varier la durée de montée en intensité du chauffage (**heatd**). Les incertitudes sur les niveaux de pression sont les mêmes que dans les tables 2 et 3 sauf pour * : ± 102 hPa car ce maximum a lieu sur deux niveaux.

Ce décalage entre maximum du forçage et maximum de la réponse dynamique est en partie la conséquence du déphasage entre chauffage et température (quadrature de phase). En effet c'est l'élévation de la température qui va, via une diminution de la densité et la force d'Archimède, provoquer l'ascension des masses d'air. Ce mouvement vertical produit surpression (ou augmentation du géopotentiel) dans la haute troposphère et dépression dans la basse troposphère. Ce sont ces gradients de pression avec les régions périphériques qui provoquent la réponse dynamique de l'atmosphère et notamment l'apparition des *jets*. Seulement, si la quadrature de phase était exacte on aurait une réponse suivant un sinus puisque notre forçage suit un cosinus. Comme **heatd** est la demi-période de l'évolution de notre forçage, le maximum d'amplitude de la réponse dynamique devrait avoir lieu après un délai $heatd/2$. Ce n'est le cas que pour la simulation avec **heatd** = 10 jours. Pour des chauffages convectifs plus impulsifs (**heatd** < 10 jours) le délai est plus long qu'un quart de période et pour des chauffages convectifs plus progressifs (**heatd** > 10 jours) le délai est plus court, voir Figure 17 à gauche.

Sur la figure 17 à droite, on a représenté la valeur du *jet 3* au moment de son maximum d'intensité (en rouge) et au moment du maximum d'intensité du chauffage (en vert). On remarque une quasi-linéarité entre la valeur du *jet 3* au maximum d'intensité du chauffage et la durée d'intensification de celui-ci. Tandis que la valeur maximale du *jet 3* semble suivre une croissance asymptotique en fonction de **heatd** et tendre vers une valeur limite proche de 5 m/s.

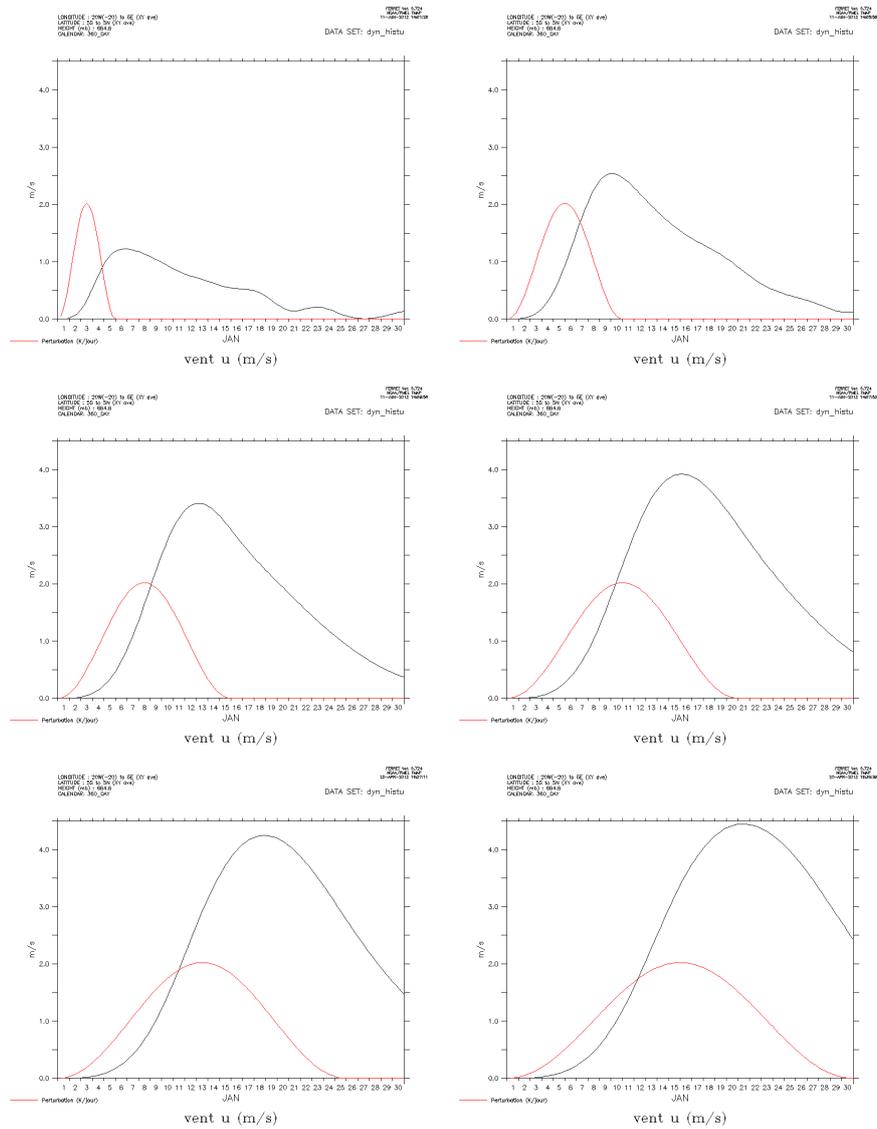


FIGURE 16 – Evolutions temporelles du chauffage convectif *bottom-heavy* (en K/jour) en rouge et de la valeur en m/s du *jet 3* en noir. On évalue ici la valeur du *jet 3* en moyennant le vent zonal sur $[20^{\circ}W, 5^{\circ}E] \times [5^{\circ}S, 5^{\circ}N]$ à 665 hPa. Le paramètre *heatd* prend ici les valeurs 2,5 jours, 5 jours, 7,5 jours, 10 jours, 12,5 jours et 15 jours.

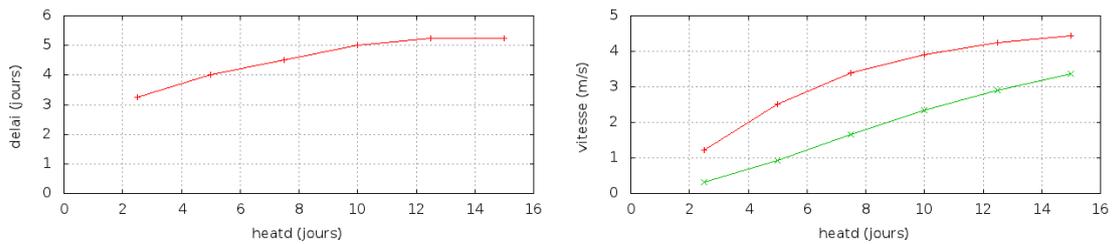


FIGURE 17 – Étude de sensibilité en fonction du paramètre *heatd*. À gauche : Variation du délai entre le maximum d’intensité du chauffage convectif et le maximum d’amplitude du *jet 3*. À droite : Variation de la valeur du *jet 3* à son maximum en rouge et au moment du maximum de chauffage convectif en vert.

3.1.3 Influence de la durée du chauffage sur la réponse dynamique

Les résultats aux tests statistiques sur l'altitude des *jets* et le maximum du *jet 1* sont résumés dans la table 7. La variation en vitesse d'intensification et en durée du chauffage ne semble pas affecter le niveau des *jets* sauf pour les chauffages très brefs où les jets des basses couches sont à plus basse altitude. Comme pour l'évolution du *jet 3* on a un décalage des dates des maxima d'intensité pour le *jet 1* et celui-ci a lieu plutôt de 3 à 4 jours après le maximum d'intensité du chauffage. On constate également que plus le chauffage convectif dure longtemps, plus la zone concernée par la réponse dynamique est large. Le maximum d'intensité du *jet 1* semble atteindre une position limite 19° à l'ouest du centre du chauffage convectif. L'augmentation de la durée du chauffage conduit également à une plus forte intensité des vents d'est du *jet 1*, mais de manière asymptotique vers une valeur proche de 6 m/s.

3.2 Sensibilité à l'altitude du maximum du chauffage convectif

De nombreuses études sur le chauffage convectif dû à la convection profonde dans les tropiques ont mis en évidence la variabilité de son profil vertical (Houze 1989, Schumacher 2003). Ils ont notamment mis en évidence la présence de deux composantes : l'une due aux pluies convectives, l'autre due aux pluies stratiformes. Les profils de chauffage convectif observés dans la réalité sont une combinaison de ces deux composantes et celle *top-heavy* est souvent importante dans les tropiques. Notre première fonction de chauffage décrite au paragraphe 2.3 correspond à un profil purement *bottom-heavy*. Nous allons à présent analyser la réponse dynamique à un chauffage convectif purement *top-heavy*. Pour cela nous modifions l'altitude du maximum de chauffage convectif : $\sigma_{max} = 0,35$ (Dixit et Duvel 2011), et on obtient le profil représenté sur la figure 18 à gauche.

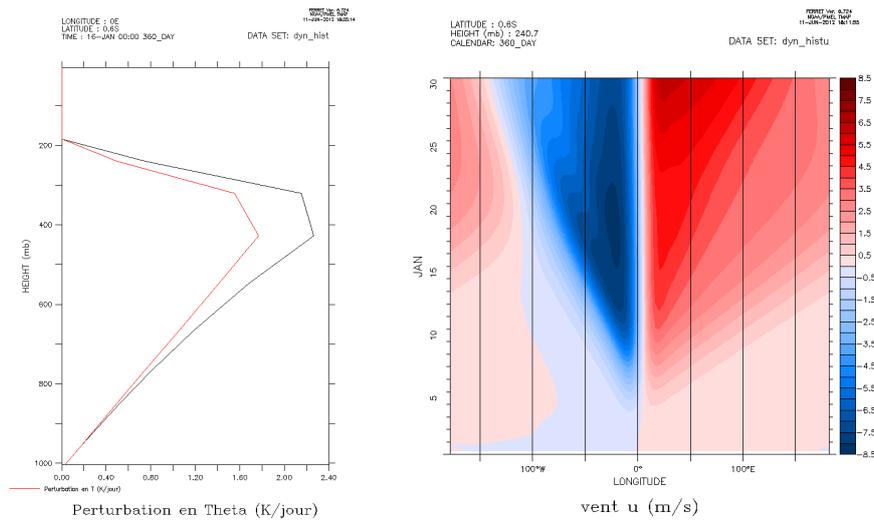


FIGURE 18 – A gauche : Le profil vertical de la perturbation au niveau de son axe de symétrie (0°E , 0°N) dans le cas *top-heavy*. A droite : Le diagramme spatio-temporel du vent zonal U à l'équateur, à 241 hPa.

3.2.1 Réponse dynamique à un chauffage *top-heavy*

D'un point de vue dynamique, on observe que seuls les jets des hautes couches (*1 et 2*) voient leur maximum se situer plus en altitude, voir Figure 19.1 et 20.1. Là encore le niveau du maximum de chauffage constitue une altitude critique entre réponse dynamique convergente (en-dessous) et réponse dynamique divergente (au-dessus)². Le diagramme spatio-temporel à droite de la figure 18 est pris à l'équateur et à 241 hPa ce qui permet de visualiser l'établissement des *jets 1 et 2*. On retrouve l'établissement trois fois plus rapide du *jet 2* à l'est du chauffage.

2. Étant donnée notre résolution verticale, « au-dessus du maximum de chauffage » (qui se situe à 350 hPa) signifie sur les niveaux de pression égale à 321 hPa et moins et « en-dessous » signifie sur les niveaux de pression égale à 428 hPa et plus.

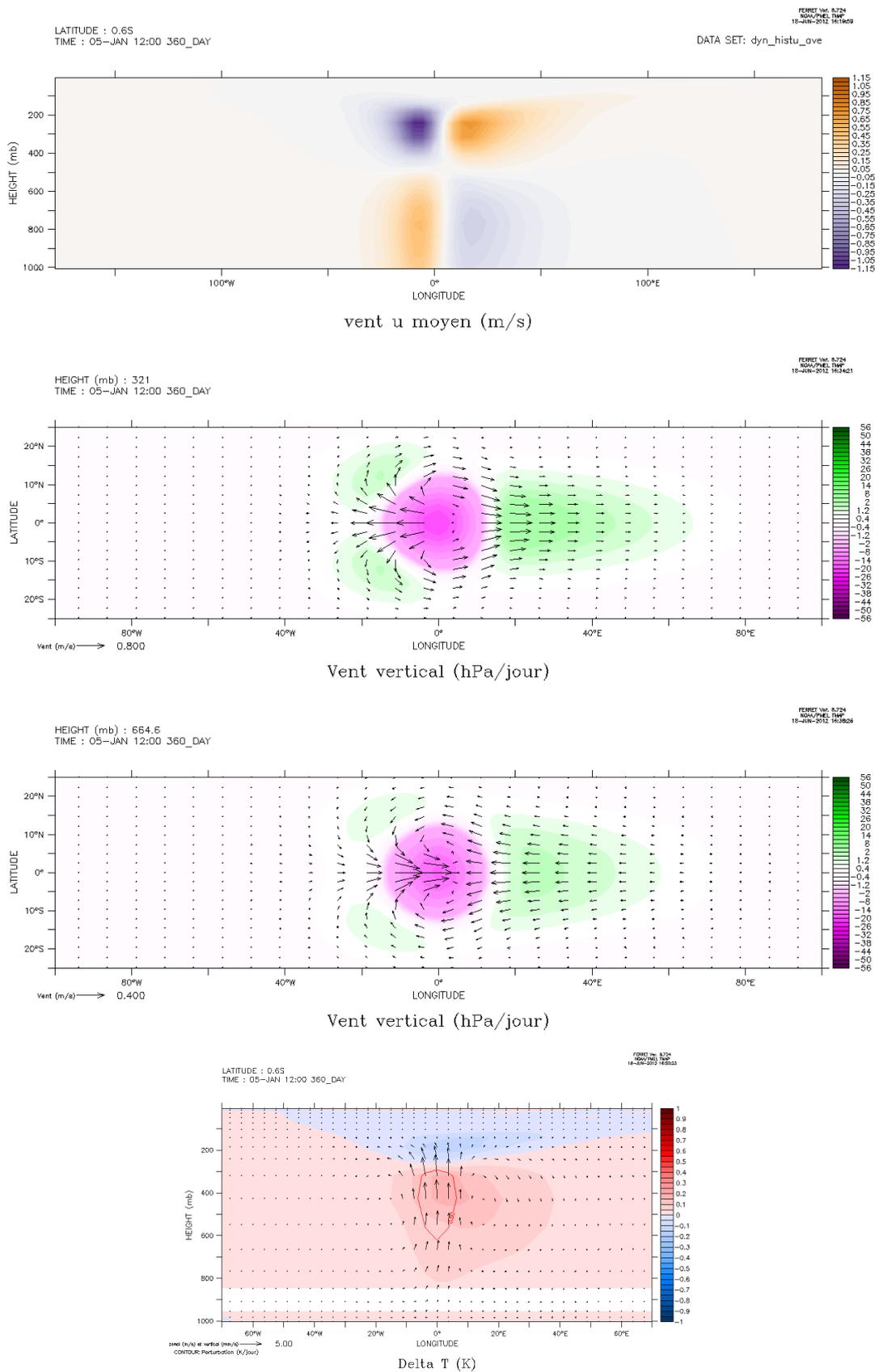


FIGURE 19 – Réponse de l’atmosphère moyennée le **cinquième jour** de simulation pour le cas *top-heavy*. De haut en bas : **1.** coupe équatoriale du vent zonal, **2.** carte des vents horizontaux à 321 hPa avec le vent vertical en couleur (magenta ascendant et vert subsident, attention l’échelle est différente entre -2 et +2 hPa/jour), **3.** idem à 655 hPa et **4.** coupe équatoriale de l’écart au champ de température thermodynamique de rappel, superposé au vent, l’étalon correspondant à 5 m/s pour la composante zonale et à 5 mm/s pour la composante verticale, le contour rouge délimite la zone où le chauffage est supérieur à 0,5 K/jour.

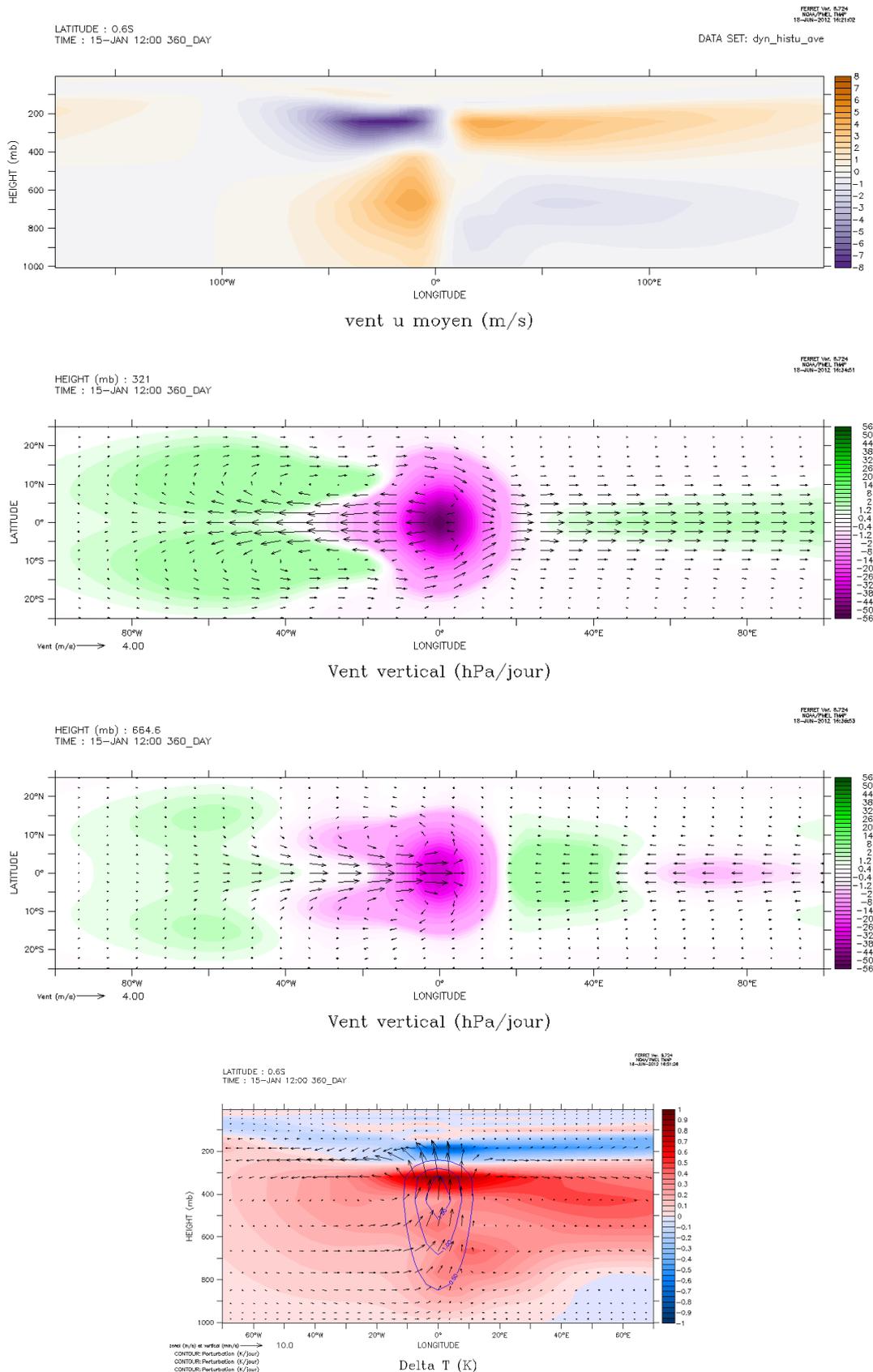


FIGURE 20 – Réponse de l’atmosphère moyennée le **quinzième jour** de simulation pour le cas *top-heavy*. De haut en bas : **1.** coupe équatoriale du vent zonal, **2.** carte des vents horizontaux à 321 hPa avec le vent vertical en couleur (magenta ascendant et vert subsident, attention l’échelle est différente entre -2 et +2 hPa/jour), **3.** idem à 665 hPa et **4.** coupe équatoriale de l’écart au champ de température thermodynamique de rappel, superposé au vent, l’étalon correspondant à 5 m/s pour la composante zonale et à 5 mm/s pour la composante verticale, les niveaux bleus représente le chauffage par pas de 0,5 K/jour.

Profil de chauffage convectif :	<i>bottom-heavy</i>	<i>top-heavy</i>
Altitude du <i>jet 1</i> (hPa)	321	241
Altitude du <i>jet 2</i> (hPa)	428	241
Altitude du <i>jet 3</i> (hPa)	665	665
Altitude du <i>jet 4</i> (hPa)	767	665
Jour de maximum d'intensité du <i>jet 1</i> (jour)	14	14
Longitude du maximum d'intensité du <i>jet 1</i> ($^{\circ}$ W)	18 \pm 4	22 \pm 4
Maximum d'intensité du <i>jet 1</i> (m/s vers l'ouest)	5,8	8

TABLE 8 – Résultats des tests statistiques sur l'altitude des *jets* et le maximum du *jet 1* pour deux simulations où la montée en intensité du chauffage convectif se fait en 10 jours puis celui-ci s'éteint en à nouveau 10 jours. Le niveau de pression du maximum de chauffage est de 600 hPa dans la première simulation et de 350 hPa dans la seconde.

Les résultats aux tests statistiques sur l'altitude des *jets* et le maximum du *jet 1*, comparés pour les chauffages convectifs *top-* et *bottom-heavy*, sont donnés dans la table 8. On observe une élévation de tous les *jets* sauf le 3, celle-ci est due à l'élévation du maximum d'intensité du chauffage convectif. Les deux *jets* divergents dans les hautes couches se retrouvent confinés sous la tropopause, au niveau de pression 241 hPa de notre modèle. Le jour d'occurrence de ce maximum d'intensité ne change pas mais son amplitude augmente dans le cas *top-heavy*, on peut l'expliquer justement par ce confinement dans la haute troposphère qui offre une section plus petite au flux divergent, celui-ci s'étendant alors plus loin (22° W plutôt que 18° W pour le *jet 1*) et avec une plus grande puissance (8 m/s au lieu de 5,8 m/s). Cela correspond aux résultats mis en évidence dans Schumacher et al. (2003) en accord avec Houze (1982) et Hartmann et al. (1984).

3.2.2 Variation de la durée d'un chauffage *top-heavy*

De la même manière que pour le cas *bottom-heavy* on teste l'influence de la durée du chauffage convectif *top-heavy* qui peut varier selon l'épisode de convection profonde. Avec des chauffages durant de 5 à 30 jours (ce qui correspond dans notre étude à une variation du paramètre `heatd` de 2,5 à 15 jours) on étudie comme sur la figure 16 le temps de réponse de l'atmosphère suite au chauffage convectif *top-heavy*. On observe sur la figure 21 une amplification du *jet 3* quand le chauffage dure de plus en plus longtemps. Cependant, comme dans le cas *bottom-heavy*, voir Figure 15, l'état stationnaire obtenu après une vingtaine de jours lorsque le chauffage reste constant n'est pas atteint ici. Les courbes de la figure 22 représente à gauche le délai entre maximum du chauffage et maximum du *jet 3*, celui-ci est plus court que dans le cas *bottom-heavy* (de 2,5 à 4,5 jours contre 3,1 à 5,1 jours, voir Figure 17) et à droite la valeur du *jet 3* à son maximum et au moment du maximum de chauffage. Ces deux dernières courbes semblent indiquer une saturation de l'amplification de la réponse dynamique suite à l'augmentation de la durée du chauffage.

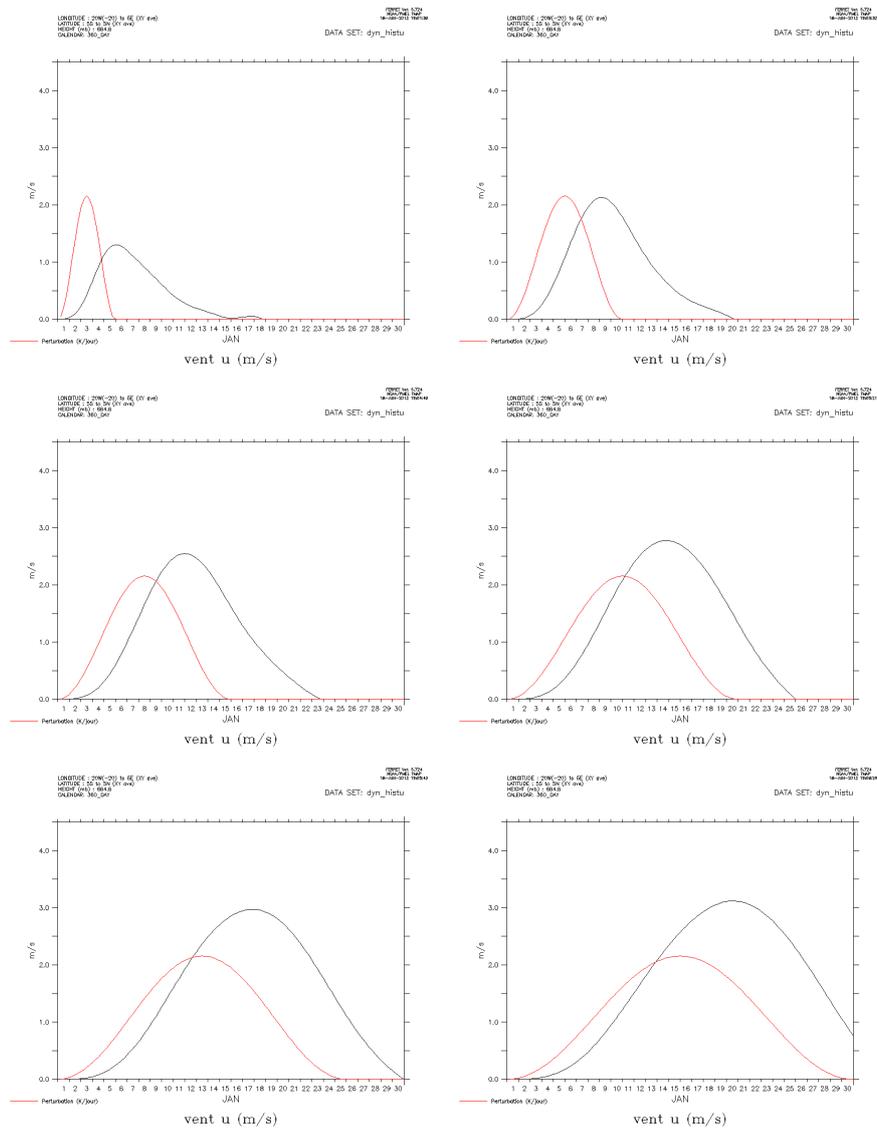


FIGURE 21 – Evolutions temporelles du chauffage convectif *top-heavy* (en K/jour) en rouge et de la valeur en m/s du *jet 3* en noir. On évalue ici la valeur du *jet 3* en moyennant le vent zonal sur $[20^{\circ}\text{W}, 5^{\circ}\text{E}] \times [5^{\circ}\text{S}, 5^{\circ}\text{N}]$ à 665 hPa. Le paramètre *heatd* prend ici les valeurs 2,5 jours, 5 jours, 7,5 jours, 10 jours, 12,5 jours et 15 jours.

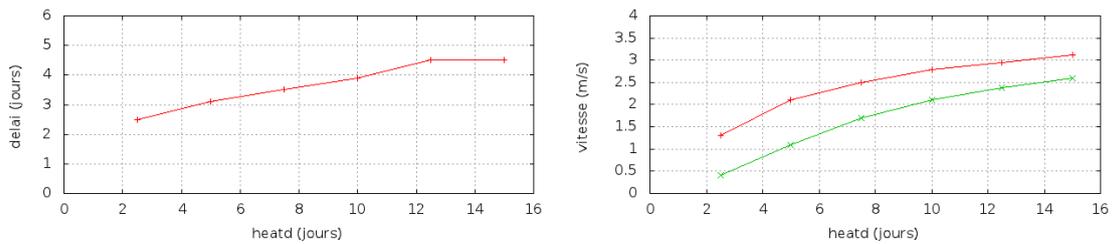


FIGURE 22 – Étude de sensibilité en fonction du paramètre *heatd* pour un chauffage *top-heavy*. À gauche : Variation du délai entre le maximum d'intensité du chauffage convectif et le maximum d'amplitude du *jet 3*. À droite : Variation de la valeur du *jet 3* à son maximum en rouge et au moment du maximum de chauffage convectif en vert.

Valeur de W (en degrés d'arc) :	2,5	5	7,5	10
Altitude du <i>jet 1</i> (hPa)	428	428	370	321
Altitude du <i>jet 2</i> (hPa)	428	428	428	428
Altitude du <i>jet 3</i> (hPa)	716 ± 51	665	665	665
Altitude du <i>jet 4</i> (hPa)	767	767	767	767
Jour de maximum d'intensité du <i>jet 1</i> (jour)	12	13	13	14
Longitude du maximum d'intensité du <i>jet 1</i> ($^{\circ}$ W)	2	7	13	18 ± 4
Maximum d'intensité du <i>jet 1</i> (m/s vers l'ouest)	0,85	2,4	3,8	5,8

TABLE 9 – Résultats des tests statistiques sur l'altitude des *jets* et le maximum du *jet 1* appliqués aux simulations avec extinction du chauffage convectif au bout de 20 jours (montée en intensité en 10 jours) dont on fait varier la largeur du chauffage (W).

3.3 Sensibilité à l'étendue horizontale du chauffage

De la même façon que le profil vertical et la durée du chauffage convectif peuvent varier d'un épisode de convection profonde à un autre, son étendue en longitude et latitude peut également varier. On teste ici l'influence de la largeur du chauffage convectif sur la réponse dynamique atmosphérique. Pour cela nous avons fait varier le paramètre W de notre fonction de chauffage de $2,5^{\circ}$ à 10° par pas de $2,5^{\circ}$. Les autres paramètres du chauffage convectif ont leur valeur par défaut, avec tout de même extinction du chauffage au bout de 20 jours. Tout d'abord nous nous intéressons au profil vertical de la réponse dynamique et à l'amplitude comparée des *jets 1 et 3*. Pour cela nous représentons la moyenne du vent zonal entre 100° W et 0° E au niveau de l'équateur le dixième jour de simulation en fonction du niveau de pression, voir Figure 23. Les amplitudes de l'extremum des différentes courbes (pour les différentes largeur de chauffage) ont toutes été normalisées à 1. On observe très peu de variations géométriques en fonction de la largeur W du chauffage. La différence d'amplitudes des réponses dynamiques est quantifiée par les valeurs maximales du *jet 1*, répertoriées dans la table 9. Le reste des tests statistiques sur l'altitude des *jets* ne révèle pas d'autres effets sur la forme de la variation en largeur si ce n'est l'élévation du *jet 1* et l'élévation légère du *jet 3* lors du passage d'un chauffage très étroit ($W = 2,5^{\circ}$) à des chauffages plus larges. Ce dernier est à rapprocher de l'élévation du *jet 3* lors de l'augmentation de la durée du chauffage, voir Table 7. Ce *jet 3*, plutôt stable dans les autres tests de sensibilité semble se mettre en place d'abord à plus basse altitude puis s'établit au niveau de l'isobare 665 hPa. À mesure de l'élargissement du chauffage convectif, le retardement du maximum d'intensité du *jet 1*, son écartement par rapport au centre du chauffage et sa plus grande amplitude traduisent tous une même chose : l'énergie injectée par un plus large chauffage est plus importante et la recirculation associée est de plus grande ampleur : elle est plus intense, s'étend plus loin et met plus de temps avant d'atteindre son maximum. Outre les valeurs de la table 9, les cartes de vents à 665 hPa de la figure 25 et les courbes de la figure 24 illustrent la différence d'ampleur de la réponse dynamique suite à la variation de la largeur W du chauffage.

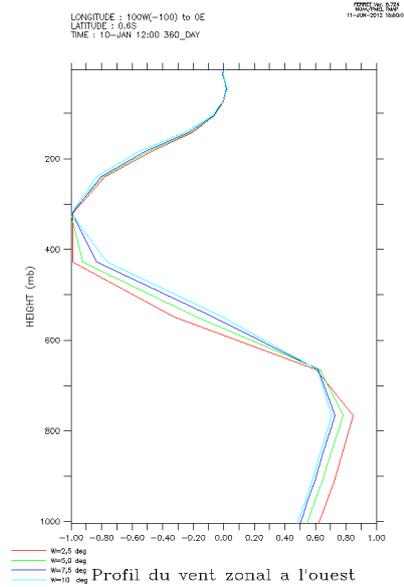


FIGURE 23 – Le dixième jour de simulation, le profil vertical du vent zonal moyenné à l'ouest, pour quatre largeurs W différentes du forçage thermique : $2,5^\circ$ 5° $7,5^\circ$ et 10° . Les amplitudes maximales ont été normalisées pour représenter les variations de profil.

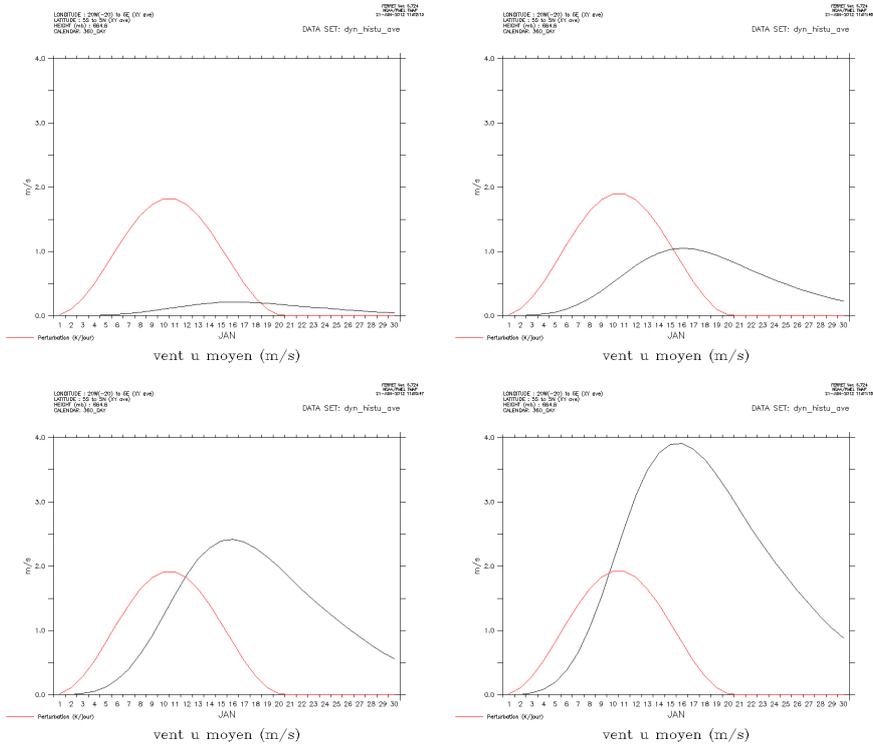


FIGURE 24 – Evolutions temporelles du chauffage convectif (en K/jour) en rouge et de la valeur en m/s du *jet 3* en noir. On évalue ici la valeur du *jet 3* en moyennant le vent zonal sur $[20^\circ\text{W}, 5^\circ\text{E}] \times [5^\circ\text{S}, 5^\circ\text{N}]$ à 665 hPa. Le paramètre W prend ici les valeurs $2,5^\circ$, 5° , $7,5^\circ$ et 10° de gauche à droite et de haut en bas.

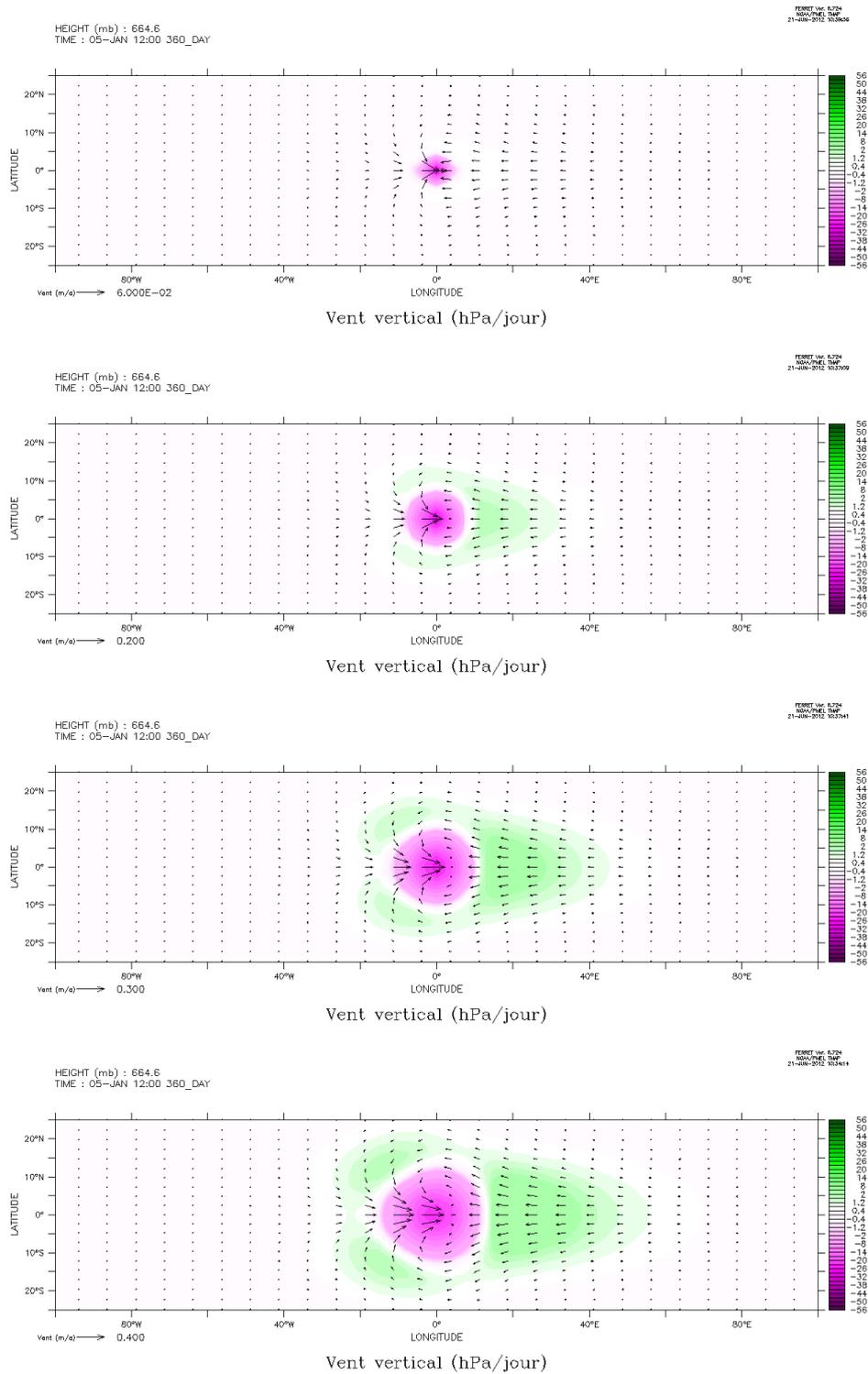


FIGURE 25 – Carte des vents horizontaux le cinquième jour de simulation à 665 hPa avec le vent vertical en couleur (magenta ascendant et vert subsident, attention l'échelle est différente entre -2 et +2 hPa/jour). De haut en bas : pour des largeurs de chauffage convectif W valant 2,5°, 5°, 7,5° et 10°.

4 Conclusions et perspectives

Dans le cadre de l'étude générale de la réponse dynamique à un chauffage convectif, notre modélisation, somme toute assez simple, a été validée par le fait que nous retrouvons les principales caractéristiques mises en évidence par les recherches antérieures : apparition de *jets* (Jin et Hoskins, 1995), circulation semblable à une onde de Rossby à l'ouest, renforcement des *jets* d'altitude dans le cas *top-heavy* (Schumacher et al., 2003) etc. Nous avons remarqué l'importance de la subsidence compensatoire dans le réchauffement de la troposphère et ce via la compression adiabatique des masses d'air. Nous avons noté également que les gradients méridiens de température à la surface de la Terre joue en faveur d'un renforcement de la réponse dynamique. Dans notre cas sans gradient, nous avons observés l'établissement d'une réponse stationnaire au bout d'une vingtaine de jours et ce pour un chauffage convectif d'amplitude maximum de 2 K/jour, d'une largeur de 10° et se mettant en place en 10 jours. Pour des chauffages plus faibles (moins larges ou plus courts) il semblerait que le *jet 3* (d'ouest, à l'ouest du chauffage) se forme à plus basse altitude. Lorsque le chauffage s'atténué, nous avons remarqué une diminution de la réponse dynamique environ 4 jours après le maximum de chauffage. Lorsqu'il dure plus longtemps, ou reste constant, la réponse dynamique atteint une saturation en amplitude.

Notre étude de sensibilité offre un panel de simulations où nous avons fait varier les principales caractéristiques de la fonction de chauffage modélisant le chauffage convectif. Cet échantillon a vocation à être confronté aux chauffages convectifs observés dans la réalité et aux réponses dynamiques de l'atmosphère qui y sont associées. La campagne Cindy-Dynamo menée entre octobre 2011 et mars 2012 devraient fournir prochainement des données de qualité pour confronter nos résultats aux observations.

Plusieurs facteurs en faveur de la propagation vers l'est de la perturbation ont été mis en évidence au cours de cette étude, ce qui est intéressant dans le cadre de l'Oscillation Madden-Julian. On retiendra le fait que le *jet 3* (d'ouest, à l'ouest du chauffage) traverse la longitude du maximum de chauffage et étend son influence clairement sous le chauffage voire jusqu'à quelque degrés à l'est du chauffage. L'influence étendue à l'est des vent d'ouest des basses couches implique également le décalage vers l'est de la convergence des vents. Or la convergence dans les basses couches est déterminante pour l'avenir des systèmes convectifs étant donné que c'est au niveau de la couche limite que s'accumule l'humidité, carburant de la convection profonde. Enfin, les vents d'est à l'est du chauffage sont la tendance dominante au sol, et comme l'ont montré Woolnough et al. en 2000, dans le cadre de l'océan Indien ceci peut provoquer l'affaiblissement des vents climatologiques à l'est. Les flux de chaleur sensible venant de l'océan diminuent alors, ce qui conduit à une anomalie positive de température de surface de la mer. Cette dernière est très favorable à la convergence des masses d'air dans la couche limite et favorise donc elle aussi la convection profonde à l'est. Seul point négatif, l'analyse du réchauffement de la troposphère équatoriale a mis en évidence un réchauffement par subsidence plus élevé à l'est du chauffage qu'à l'ouest. Ce réchauffement « par le dessus » a tendance à stabiliser la troposphère et à inhiber la convection.

De nombreuses pistes de recherche restent à explorer. Notamment concernant les études de sensibilité de la réponse dynamique aux paramètres du forçage. Il serait possible d'analyser l'influence d'un décalage du chauffage convectif hors de l'équateur (vers le Nord par exemple) ou encore celle d'une variation en amplitude maximale Am . Certains chercheurs ont mis en évidence la modélisation possible du chauffage convectif par un dipôle chauffage – refroidissement (Zhang, 2005), il serait intéressant d'analyser les caractéristiques de la réponse atmosphérique dans ce cas. Enfin, toute une étude énergétique pourrait être faite à la fois pour mettre en évidence les transferts d'énergie au sein du système et leur importance relative mais aussi pour définir une notion d'efficacité de la réponse atmosphérique : quantifier le rendement en énergie cinétique développée en fonction de l'énergie thermique (enthalpie) injectée. En particulier dans le cas de l'étude de sensibilité à la largeur du chauffage, une métrique de l'énergie injectée permettrait de relativiser la différence d'ampleur des réponses dynamiques obtenues.

5 Remerciements

Je tiens à remercier tout particulièrement Jean-Philippe Duvel qui m'a encadré durant ce stage et dont les conseils m'ont été précieux. Il m'a notamment appris à rendre plus claire la présentation de mes résultats. J'ai également apprécié l'autonomie qu'il m'a laissée pour mener mes recherches, dommage que toutes n'aient pas abouti avant la fin du stage, je pense notamment aux études concernant les transferts d'énergie au sein du système atmosphérique. Je remercie également Lionel Guez pour son aide essentielle à la prise en main du modèle et à l'exploitation des simulations réalisées par Vishal Dixit et lui-même en 2011. Je souhaite remercier chaleureusement Marine Remaud pour ses nombreux conseils, notamment concernant les références bibliographiques qui m'ont été très utiles, mais aussi pour les moments d'échange qui sont venus ponctuer nos travaux de recherche. Merci également à mes collègues Wael, Valérian, Sammy, Maxime, Bruno et Noé pour les moments passés ensemble et enfin à Pauline et Marie-Christine pour la bonne humeur qu'elles communiquent chaque jour au laboratoire.

Références

- [1] Dixit, V. and J.-P. Duvel, 2011 : Initiation to Gill type response to elevated heating in LMDz.
- [2] Frank, W. M. and J. L. McBride, 1989 : The vertical distribution of heating in AMEX and GATE cloud clusters, *J. Atmos. Sci.*, **46**, 3464-3478
- [3] Hartmann, D. L., H. H. Hendon and R. A. Houze Jr., 1984 : Some implications of the mesoscale circulations in tropical cloud clusters for large-scale dynamics and climate, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 113-121
- [4] Held, I. M. and M. J. Suarez, 1994 : A proposal for the intercomparison of dynamical cores of atmospheric general circulation models, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **75**, 1825-1830
- [5] Hourdin, F., I. Musat, S. Bony, P. Braconnot, F. Codron, J. L. Dufresne, L. Fairhead, M. A. Filiberti, P. Friedlingstein, J.Y. Grandpeix, G. Krinner, P. Levan, Z.X. Li, and F. Lott, 2006 : The LMDZ4 general circulation model : climate performance and sensitivity to parametrized physics with emphasis on tropical convection, *Climate Dynamics*, **27**, 787-813
- [6] Houze, R.A., Jr., 1982 : Cloud clusters and large-scale vertical motions in the tropics, *J. Meteor. Soc. Japan*, **60**, 396-410
- [7] Houze, R.A., Jr., 1989 : Observed structure of mesoscale convective systems and implications for large-scale heating, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **115**, 425-461
- [8] Jin, F. and B.J. Hoskins, 1995 : The direct response to tropical heating in a baroclinic atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, **52**, 307-319
- [9] Li, C., X. Jia, J. Ling, W. Zhou and C. Zhang, 2008 : Sensitivity of MJO simulations to diabatic heating profiles, *Climate Dynamics*, **32**, 167-187
- [10] Lin, J., B. Mapes, M. Zhang, M. Newman, 2004 : Stratiform precipitation, vertical heating profiles, and the Madden-Julian Oscillation, *J. Atmos. Sci.*, **61**, 296-309
- [11] Matsuno, T., 1966 : Numerical integrations of the primitive equations by a simulated backward difference method, *J. Meteor. Soc. Japan*, Ser. 2, **44**, 76-84
- [12] Sadourny, R. and K. Laval, 1984 : January and July performance of the LMD general circulation model, *A. Berger and C. Nicolis (eds) New perspectives in climate modeling*, Elsevier, Amsterdam, 173-197
- [13] Schumacher, C., R.A. Houze Jr. and I. Kraucunas, 2003 : The tropical dynamical response to latent heating estimates derived from the TRMM precipitation radar, *J. Atmos. Sci.*, **61**, 1341-1358
- [14] Slingo, J.M. and Coauthors, 1996 : Intraseasonal oscillation in 15 atmospheric general circulation models : Results from an AMIP diagnostic subproject, *Climate Dyn.*, **12**, 325-357
- [15] Sobel, A.H., J. Nilsson and L.M. Polvani, 2001 : The weak temperature gradient approximation and balanced tropical moisture waves, *J. Atmos. Sci.*, **58**, 3650-3665
- [16] Woolnough, S.J., J.M. Slingo and B.J. Hoskins, 2000 : The relationship between convection and sea surface temperature on intraseasonal timescale, *J. Climate*, **13**, 2086-2104
- [17] Zhang, C., 2005 : Madden-Julian Oscillation, *Rev. Geophys.*, **43**, RG2003