



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

Présentée et soutenue le 14/11/2016 par :
Thibaut Dauhut

Hector the Convecteur
archétype des orages tropicaux hydratant la stratosphère

JURY

FRANK ROUX	LA, Toulouse	Président du Jury
SANDRINE BONY	LMD, Paris	Rapporteuse
PETER HAYNES	DAMPT, Cambridge	Rapporteur
FRANÇOISE GUICHARD	CNRM, Toulouse	Examinatrice
DANIEL KIRSHBAUM	DAOS, Montréal	Examineur
FRÉDÉRIC HOURDIN	LMD, Paris	Examineur
JEAN-PIERRE CHABOUREAU	LA, Toulouse	Directeur de thèse
PATRICK MASCART	LA, Toulouse	Directeur de thèse

École doctorale et spécialité :

SDU2E : Océan, Atmosphère, Climat

Unité de Recherche :

Laboratoire d'Aérodynamique (Université de Toulouse - CNRS)

Directeurs de Thèse :

Jean-Pierre Chaboureau et Patrick Mascart

Rapporteurs :

Sandrine Bony et Peter Haynes

Hector the Convecton
archétype des orages tropicaux
hydratant la stratosphère

Auteur :

Thibaut DAUHUT

Directeurs :

Jean-Pierre CHABOUREAU

Patrick MASCART

Résumé

Les orages tropicaux jouent un rôle incertain dans le transport de l'air troposphérique dans la stratosphère limitant notre capacité à prévoir le climat futur. Le transport par les orages pourrait en effet être sous-estimé dans les modèles de climat aux résolutions trop grossières. L'efficacité de ce transport est analysée à partir de simulations numériques de l'orage *Hector the Convectoid* jusqu'à une résolution de 100 m, la plus fine jamais utilisée pour un cas de convection très profonde. Les percées nuageuses, qui avaient été observées à son sommet à 18 km d'altitude, sont reproduites et l'hydratation nette de la stratosphère est quantifiée. La contribution des orages tropicaux au flux d'eau de la troposphère à la stratosphère est ainsi estimée à près de 20 %. La quasi-convergence aux résolutions de 200 m et 100 m suggère que de telles résolutions sont nécessaires pour représenter correctement les ascendances. L'analyse individuelle des ascendances indique que les deux plus grandes contribuent à plus de 90 % du flux de masse vers la basse stratosphère. Elles sont plus larges, plus puissantes et contiennent plus d'eau que les plus grandes ascendances une heure avant et une heure après, et leur cœur convectif apparaît très peu dilué. L'alimentation en surface par des lignes de convergence intensifiées par des poches froides et la faible dilution des deux plus grandes ascendances sont déterminantes dans l'apparition de la convection très profonde. L'analyse isentropique de la circulation générale dans Hector confirme le flux de masse calculé par l'analyse des ascendances. Elle le corrige dans les basses couches en prenant en compte les flux turbulents, et en haute troposphère en filtrant les ondes de gravité. Elle met en évidence l'importance du dégagement de chaleur latente dû à la congélation dans les plus grandes ascendances pendant la phase de percée en stratosphère.

Abstract

The tropical thunderstorms play an uncertain role in the transport of tropospheric air into the stratosphere, limiting our capability to predict the future climate. The transport by the thunderstorms may be underestimated by the climate models, due to their coarse resolutions. The efficiency of this transport is analysed using numerical simulations of the thunderstorm *Hector the Convecton* with resolutions down to 100 m, the finest ever used for a case of very deep convection. The overshoots, that were observed at its top at 18 km altitude, are captured and the net hydration of the stratosphere is quantified. The contribution of the tropical thunderstorms to the water flux from the troposphere to the stratosphere is then estimated to about 20 %. The almost convergence at 200 m and 100 m suggests that such resolutions are necessary to correctly represent the updrafts. The individual analysis of the updrafts indicates that the two tallest contribute beyond 90 % of the mass flux into the stratosphere. They are larger, more vigorous and contain more water than the tallest updrafts one hour before and one hour after, and their convective core was weakly diluted. The supply from the surface by the convergence lines, intensified by the cold pools, and the weak dilution of the two tallest updrafts are determinant for the development of very deep convection. The isentropic analysis of the overturning inside *Hector* confirms the mass flux computed with the updrafts analysis. It corrects the estimate in the lower troposphere by taking into account the turbulent flux, and in the upper troposphere by filtering out the gravity waves. It highlights the importance of the latent heating due to freezing in the two tallest updrafts during the phase of overshoot in the stratosphere.

Sommaire

Introduction	1
1 Les orages tropicaux	7
1.1 Phénoménologie	7
1.2 Mécanismes de la convection	13
1.3 Structure des orages	19
1.4 Processus diabatiques	26
1.5 Entraînement d'air environnant	30
2 Simulations de <i>Hector the Convect</i>	37
2.1 <i>Hector the Convect</i> , un laboratoire naturel	37
2.2 Simulations avec le modèle Més	50
2.3 Présentation de l'article	68
2.4 <i>Large-Eddy Simulations of Hector the Convect making the stratosphere wetter</i>	71
3 Dynamique de Hector lui permettant d'atteindre la stratosphère	79
3.1 Identification des ascendances	80
3.2 Présentation de l'article	82
3.3 <i>Giga-LES of Hector the Convect and its two tallest updrafts up to the stratosphere</i>	84
4 Transport irréversible et processus diabatiques dans Hector	105
4.1 Analyse isentropique	106
4.2 Présentation de l'article	109
4.3 <i>The irreversible mass transport across the troposphere by Hector the Convect</i>	112
Conclusions et perspectives	131
Références	139

Introduction

Les orages tropicaux sont les acteurs principaux du transport d'air de la surface vers la haute troposphère tropicale jusqu'à 10 à 15 km d'altitude (Folkins et al., 2006; Fueglistaler et al., 2009). Ce transport est déterminant pour la composition de la stratosphère. Les masses d'air stratosphériques proviennent en effet principalement de la haute troposphère tropicale pour être ensuite redistribuées vers les moyennes et les hautes latitudes par la circulation de Brewer-Dobson (Brewer, 1949; Holton et al., 1995; Butchart, 2014). L'influence des orages dépend de la position de leur sommet vis-à-vis de la TTL (fig. 1). Dans les tropiques, la base de la stratosphère (la tropopause) peut être définie comme l'altitude où la température est la plus basse (le point froid), ce qui correspond en moyenne au niveau où la température potentielle vaut 380 K. Elle se situe vers 17 km d'altitude. La TTL (*Tropical Tropopause Layer*) est une couche intermédiaire autour de la tropopause tropicale, entre 14 et 18,5 km d'altitude (Fueglistaler et al., 2009). Le transport direct en stratosphère est réalisé par les orages et les cyclones tropicaux qui possèdent à leur sommet des percées nuageuses suffisamment élevées pour entrer directement en stratosphère (e.g. Adler and Mack, 1986; Danielsen, 1993; Dessler, 2002; Fueglistaler et al., 2009). Seule une faible part de l'air des percées nuageuses est transportée irréversiblement en stratosphère, le reste retombe en troposphère à cause de la stratification. Ce transport direct ne concerne qu'un nombre très réduit d'orages, la plupart du

transport convectif n'atteignant pas 14 km d'altitude. Le transport indirect se fait par étapes, les masses d'air sont d'abord élevées dans la TTL par la convection puis le chauffage radiatif permet aux masses d'air de gagner en flottabilité et de traverser le point froid en environ un mois (Corti et al., 2006). Tandis que le transport indirect permet d'expliquer l'alimentation en air de la circulation de Brewer-Dobson (Corti et al., 2006), les épisodes de transport direct, d'étendue spatiale et temporelle moindre, peuvent cependant avoir un impact significatif sur la composition de la stratosphère. En particulier, l'humidité a augmenté de 2,1 % par an entre 1950 et 1990 sans que l'on comprenne pourquoi (Roscoe and Rosenlof, 2011). La moitié de cette hydratation de la stratosphère est attribuée aux variations des concentrations en méthane, dont l'oxydation est une source de vapeur en stratosphère (Etheridge et al., 1998). Une hypothèse serait que l'autre moitié soit directement liée au transport d'eau à travers la tropopause tropicale.

Ces variations sont importantes à comprendre car elles sont déterminantes pour l'évolution du climat (par effet de serre) et influencent l'épaisseur de la couche d'ozone (la vapeur d'eau réagit avec l'ozone en stratosphère, causant une diminution des concentrations en ozone). Cependant, aucun des modèles atmosphériques à l'échelle planétaire (GCM, *General Circulation Models*) n'est capable de reproduire les variations de l'humidité en stratosphère (Garcia et al., 2007). Ceci pourrait venir d'un biais dans la représentation par les GCM du transport convectif, ce transport n'étant pas explicitement résolu par ces modèles dont les mailles sont de l'ordre de la centaine de kilomètres. Le transport est représenté par des paramétrisations de la convection profonde, calibrées sur les altitudes généralement atteintes par les orages tropicaux : 10 à 15 km d'altitude (Fueglistaler et al., 2009).

L'impact des orages tropicaux sur l'humidité de la basse stratosphère est l'objet de nombreux débats (voir par exemple la revue de Fueglistaler et al., 2009).

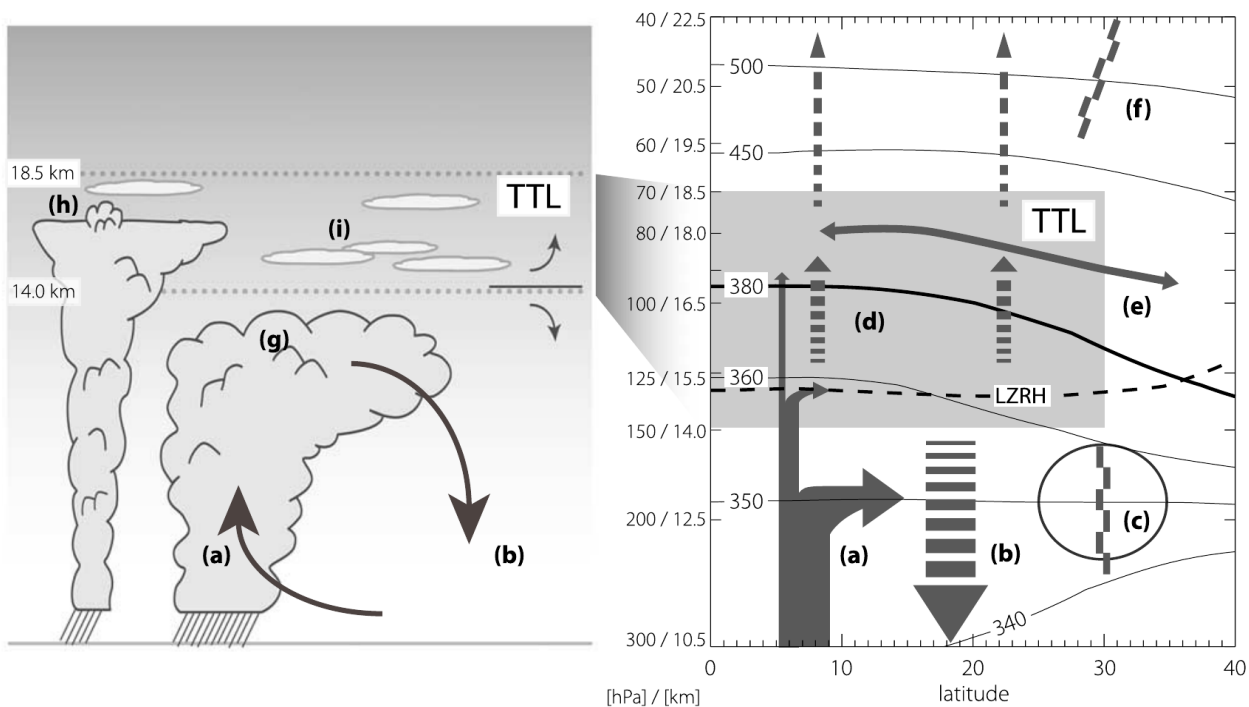


FIGURE 1 – Schéma représentant les orages tropicaux de convection profonde (en a, g) et de convection très profonde (en h), ainsi que leur contribution à la circulation méridienne moyenne. À gauche : processus nuageux, et à droite : circulation méridienne moyenne. Les flèches indiquent la circulation, la ligne tiretée noire correspond au niveau de chauffage radiatif nul en ciel clair (LZRH) et les lignes continues correspondent aux isentropes (niveaux à température potentielle constante, en Kelvin, basés sur la réanalyse ERA-40). La tropopause qui correspond au niveau à 380 K est mise en évidence par une ligne épaisse. (a) Convection profonde : son déentraînement, maximum autour de 13 km d'altitude, diminue rapidement avec l'altitude dans la TTL et pénètre rarement dans la stratosphère. Elle est le lieu d'un transport vertical rapide de masses d'air depuis la couche limite jusqu'en TTL. (b) Subsidence due au refroidissement radiatif. (c) Position des jets subtropicaux, qui limitent les échanges quasi-isentropes entre la troposphère et la stratosphère. (d) Ascension diabatique forcée, équilibrée par le chauffage radiatif. (e) Transport méridien rapide de masses d'air et mélange. (f) *Surf zone*, qui isole relativement les tropiques de la zone de mélange dû au déferlement des ondes. (g) Nuage convectif profond. (h) Percée nuageuse, qui correspond à une ascendance dépassant son niveau de flottabilité neutre (*overshoot* en anglais). (i) Cirrus omniprésents, optiquement et géométriquement fins, étendus horizontalement, souvent formés *in situ*. Les relations altitude - pression - température potentielle sont basées sur les moyennes annuelles des champs de température, avec des altitudes arrondies au demi kilomètre le plus proche. Schéma tiré de Fueglistaler et al. (2009), reproduit avec la permission de l'*American Geophysical Union*.

Divers processus de déshydratation de la stratosphère par les orages ont été proposés (Danielsen, 1982; Sherwood and Dessler, 2000, 2001). Ils reposent principalement sur le fait que l'air transporté au sommet des orages est extrêmement froid, et donc extrêmement sec par effet de saturation. Cependant, il faut que les masses d'air soient soumises à ces très basses températures suffisamment longtemps pour être efficacement déshydratées par la condensation de la vapeur puis par la sédimentation des cristaux de glace (Holton and Gettelman, 2001; Corti et al., 2008). Hassim and Lane (2010) relèvent que l'effet net des percées nuageuses sur l'humidité de la TTL et de la stratosphère est variable d'un événement à l'autre, dépendant entre autre du niveau de saturation en vapeur d'eau de la région où le transport a lieu.

Plusieurs campagnes de mesures confirment l'impact des orages tropicaux sur la composition de la basse stratosphère (Pommereau, 2010). La campagne TROCCINOX-2 (*Tropical Convection, Cirrus and Nitrogen Oxides-2*) a eu lieu début 2005 au Brésil. Des particules de glace ont été observées jusqu'à 2 km au-dessus de la tropopause (Chaboureau et al., 2007; Corti et al., 2008). Les observations suggèrent que ces particules de glace proviennent de percées nuageuses au sommet de l'orage qui était observé simultanément.

La campagne SCOUT-O3 (*Stratosphere-Climate links with emphasis On the Upper-Troposphere and lower stratosphere*) a eu lieu fin 2005 au nord de l'Australie. Le 30 novembre 2005, les observations lidar à bord de l'avion stratosphérique Geophysica relèvent une preuve sans précédent de l'hydratation de la stratosphère par des percées nuageuses au-dessus de l'orage nommé *Hector the Convecton* (Corti et al., 2008). Les observations de la campagne SCOUT-AMMA au Niger en août 2006 relèvent également la présence de poches humides en stratosphère (entre les niveaux de température potentielle 370 et 420 K), en lien avec la présence en amont de systèmes convectifs de méso-échelle (Khaykin

et al., 2009). Pour un des systèmes convectifs, la coïncidence entre injections de glace au sommet du système et poches humides en stratosphère a pu également être observée, mais par des instruments différents.

L'objectif de cette thèse est double. Il s'agit d'une part de quantifier la contribution des orages tropicaux au flux d'eau de la troposphère vers la stratosphère. D'autre part, il s'agit de mieux comprendre comment la convection peut affecter la composition de la stratosphère. Pour cela, l'organisation de la convection et le transport irréversible associé sont analysés en détail. L'orage *Hector the Convectector* est sélectionné en tant qu'archétype des orages tropicaux qui hydratent la stratosphère. Le cas du 30 novembre 2005 sert d'objet d'étude pour l'ensemble des travaux de cette thèse.

Pour remplir cet objectif, des simulations de l'orage *Hector the Convectector* du 30 novembre 2005 sont réalisées avec le modèle atmosphérique Méso-NH, un modèle dit CRM (*Cloud Resolving Model*) car il représente explicitement les nuages. Des résolutions spatiales de l'ordre de 100 m et 1 km sont utilisées afin de représenter correctement les percées nuageuses qui ont été observées au sommet de Hector et les processus internes à l'orage, notamment les ascendances qui sont les acteurs principaux du transport convectif. Les résolutions de l'ordre de 100 m permettent même d'échantillonner les tourbillons les plus énergétiques à l'intérieur des nuages. Ces tourbillons sont à l'origine de la dissipation turbulente de l'énergie des ascendances et de la dilution des ascendances avec l'air environnant. L'utilisation de CRM en mode LES (*Large-Eddy Simulation*), c'est-à-dire avec des résolutions suffisamment fines pour représenter ces grands tourbillons, a longtemps été restreinte aux études de la couche limite atmosphérique (e.g. Siebesma et al., 2003). L'augmentation des capacités de calcul et les développements récents des modèles atmosphériques CRM pour les supercalculateurs à architecture massivement parallèle permettent à présent l'utilisation des CRM

en mode LES pour l'étude de la convection profonde (e.g. Khairoutdinov and Randall, 2006; Khairoutdinov et al., 2009).

Le chapitre 1 dresse un panorama des orages tropicaux qui atteignent la stratosphère. Les mécanismes à l'origine de la convection sont présentés. La structure et les processus physiques internes aux systèmes convectifs sont ensuite détaillés. Une attention particulière est portée sur l'entraînement de l'air environnant qui affecte directement le transport convectif.

Le chapitre 2 présente les simulations de Hector réalisées pour la thèse. Il commence par un état de l'art des études sur Hector. Le modèle atmosphérique Més0-NH et sa configuration pour les simulations de Hector sont présentés. L'évolution générale de Hector dans les simulations est ensuite décrite et confrontée aux observations radar. L'étude sur la sensibilité de l'hydratation par Hector à la résolution est résumée afin d'introduire l'article *Large-Eddy Simulations of Hector the Convective making the stratosphere wetter*.

Le chapitre 3 porte sur l'étude de l'organisation de la convection pour atteindre la stratosphère. Après avoir présenté la méthode originale d'identification des ascendances, les résultats sont résumés, puis l'article *Giga-LES of Hector the Convective and its two tallest updrafts up to the stratosphere* est reproduit.

Le chapitre 4 présente l'analyse du transport irréversible et des processus diabatiques dans Hector. Les principes de l'analyse isentropique appliquée à un système convectif sont d'abord introduits. Cette analyse a vocation à offrir une vue d'ensemble de la circulation générale à l'intérieur de l'orage, caractériser cette circulation et quantifier le transport irréversible. Les résultats de l'analyse isentropique de Hector sont résumés, puis l'article *The irreversible mass transport across the troposphere by Hector the Convective* est présenté.

Enfin, les différents résultats des chapitres précédents sont résumés et quelques perspectives de recherche sont proposées.

Chapitre 1

Les orages tropicaux

Ce chapitre dresse un panorama des orages tropicaux qui hydratent la stratosphère. Quelques notions de base de météorologie et la terminologie spécifique à l'étude de la convection profonde sont rappelées. Les mécanismes de la convection, la structure interne des orages ainsi que les processus qui les affectent, sont présentés ici avant d'être analysés pour le cas de l'orage Hector dans les chapitres suivants.

1.1 Phénoménologie

Un orage est une perturbation atmosphérique qui se manifeste sous la forme d'un cumulonimbus : un nuage très développé sur la verticale dont le sommet culmine en haute troposphère. L'orage est toujours accompagné d'éclairs et de tonnerre, généralement de rafales de vent en surface et de fortes pluies, et parfois de chutes de grêle. À l'intérieur de l'orage, de puissants courants ascendants et subsidents créent des zones d'intense cisaillement et de forte turbulence, redoutables pour l'aviation. Les cumulonimbus font partie de la famille des cumulus qui sont tous d'origine convective, c'est-à-dire qu'ils se forment par l'ascension



FIGURE 1.1 – Exemple de convection tropicale très profonde : l'orage *Hector the Convective*, photo personnelle prise à Darwin le 25 novembre 2015.

dans l'atmosphère de masses d'air chaudes et humides. Ils se distinguent des autres cumulus par leur sommet caractéristique en forme d'enclume (fig. 1.1). Les cumulonimbus apparaissent lorsque l'atmosphère est suffisamment instable, c'est-à-dire lorsque les masses d'air en surface sont suffisamment peu denses pour s'élever haut dans l'atmosphère. L'air chaud et humide de la surface s'élève en masse sur des zones très localisées, au niveau de **cellules convectives**.

Sous les tropiques, l'atmosphère est régulièrement très instable et les cumulonimbus atteignent généralement une altitude de 10 à 15 km (Fueglistaler et al., 2009). Il est bon de distinguer la convection qui se développe au-dessus de l'océan de celle qui se développe au-dessus des terres émergées. Au-dessus des terres, l'atmosphère est potentiellement plus instable, et la dilution des cellules convectives par l'air environnant est légèrement plus faible (Zipser, 2003). La convection dite continentale peut être beaucoup plus vigoureuse que la convection océanique : elle atteint des altitudes plus élevées, les cellules convectives contiennent plus d'**hydrométéores** (gouttes et cristaux de glace) et produisent plus d'éclairs (Zipser et al., 2006). La convection profonde peut atteindre la TTL située entre 14 et 18,5 km (Fueglistaler et al., 2009). Les orages tropicaux les plus violents atteignent la basse stratosphère, dont la base se situe vers 17 km d'altitude dans les tropiques (fig. 1), on parle alors de **convection très profonde**.

Variabilité géographique et saisonnière

Environ 130 orages tropicaux atteignent la basse stratosphère chaque jour (fréquence calculée à partir des observations *Tropical Rainfall Measuring Mission* (TRMM, Liu and Zipser, 2005) en prenant en compte la fréquence d'échantillonnage du satellite). Leur distribution spatiale observée pendant une année par le satellite *Global Precipitation Mission* (GPM, Liu and Zipser, 2015) indique une nette tendance à se développer au-dessus des terres (fig. 1.2a), le long de la zone de convergence inter-tropicale (abrégé par l'acronyme anglais ITCZ). Parmi l'ensemble plus large des orages qui atteignent la TTL (fig. 1.2b), deux tiers se développent au-dessus des terres émergées, un tiers au-dessus des océans. La convection très profonde est active toute l'année dans le bassin du Congo. Dans le reste de l'Afrique, elle se développe jusqu'à 15°N entre mars et novembre et jusqu'à 15°S pendant l'été austral (décembre, janvier, février). En Amérique du

Sud, la convection très profonde se développe entre l'équateur et 40°S de septembre à mars, et au nord de l'équateur entre mars et novembre. Elle est très active en Amérique Centrale pendant l'été boréal (juin, juillet, août). Au-dessus des archipels indonésiens, philippins et papouasiens, la convection très profonde est active toute l'année. Au-dessus de la péninsule d'Asie du Sud-Est et au sud de l'Inde, elle est présente entre mars et novembre, et au nord de l'Australie pendant l'été austral. L'orage Hector sélectionné ici fait partie de cette dernière catégorie.

Cycle diurne

Au cours de la journée, le rayonnement solaire réchauffe la surface terrestre, océans et terres émergées, et celle-ci réchauffe à son tour l'atmosphère par rayonnement infrarouge et par conduction au niveau de la surface. À la surface, le chauffage de l'atmosphère par rayonnement et conduction est quantifié par le **flux de chaleur sensible**. Par analogie, le **flux de chaleur latente** traduit le transfert d'énergie thermique entre la surface et l'air par le biais de l'évaporation et de la condensation de l'eau qui, respectivement, absorbe et dégage de la chaleur latente.

Ce chauffage par le bas de l'atmosphère la rend instable : les masses d'air à la surface deviennent moins denses que celles en altitude. La convection démarre et redistribue l'énergie en altitude. En début de matinée, la convection est peu profonde, le contenu en vapeur d'eau des masses d'air ne condense pas, il s'agit de convection sèche. Cette convection matinale conduit au mélange de l'air sur une couche de l'ordre d'un kilomètre d'épaisseur, appelée **couche limite atmosphérique** (CLA). Au-dessus, le reste de la troposphère n'est pas affecté par le mélange dû à la convection peu profonde, c'est la **troposphère libre**. Au cours de la journée, la CLA s'approfondit et la convection monte suffisamment

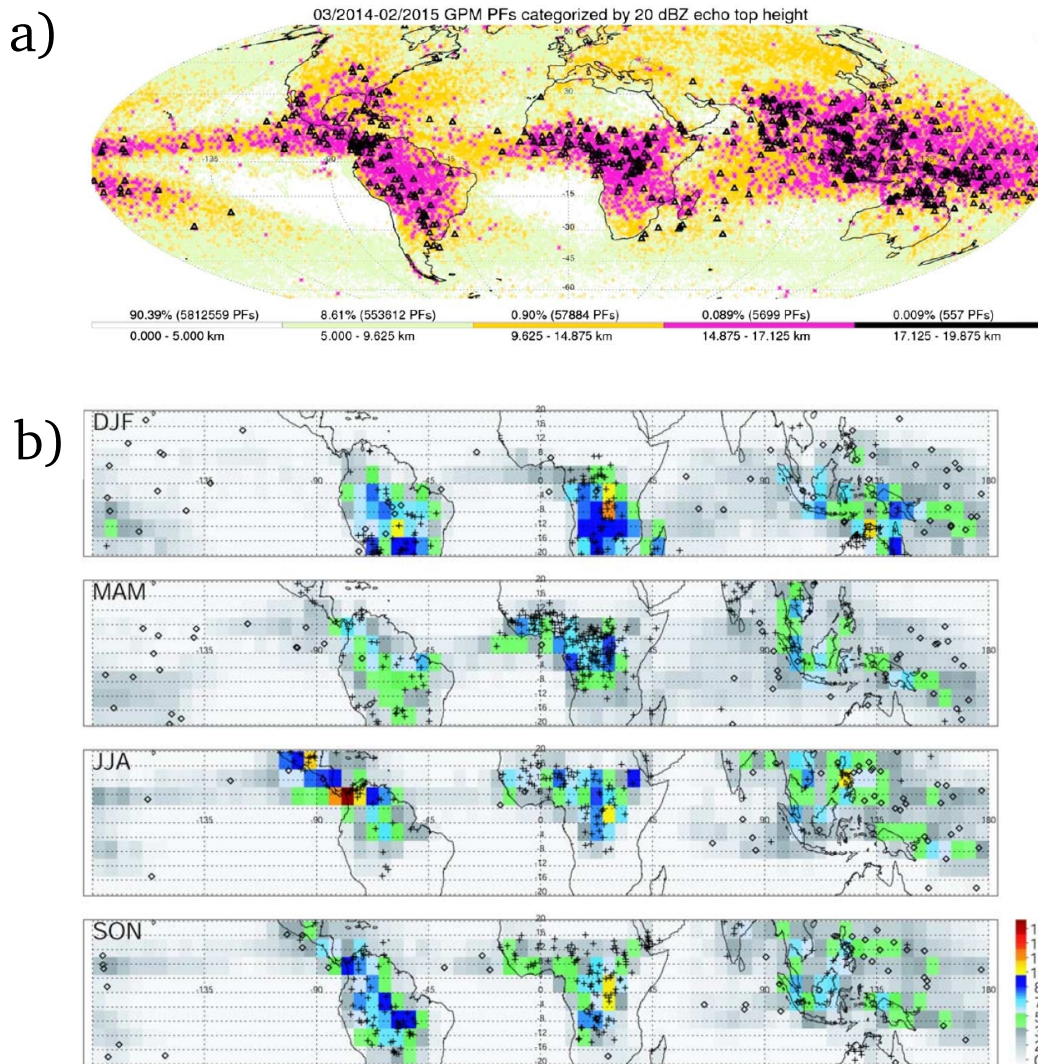


FIGURE 1.2 – Répartition géographique et saisonnière des systèmes convectifs précipitants. (a) Altitude (km) du sommet de l'écho à 20 dBZ renvoyé au radar précipitation à bord du satellite GPM entre mars 2014 et février 2015, les événements de convection très profonde sont en noir. (b) Densité (pour-mille) en systèmes convectifs précipitants qui percent la base de la TTL (à 14 km d'altitude) dans chaque échantillon de $5^\circ \times 5^\circ$ de surface, détectés par le radar précipitation du satellite TRMM pendant 5 ans d'observations. Les systèmes dont plus de 40% de la section vue depuis l'espace percent la base de la TTL sont repérés par des croix. Les systèmes dont la section vue depuis l'espace est supérieure à 10^5 km^2 sont repérés par des losanges. Tirés (a) de Liu and Zipser (2015) et (b) de Liu and Zipser (2005), reproduits avec l'autorisation de l'*American Geophysical Union*.

pour conduire à la condensation de vapeur d'eau et à l'apparition des premiers nuages, les cumulus humilis (dits « cumulus de beau temps »). Lorsque l'atmosphère est suffisamment instable, la convection continue de se développer, et les masses d'air passent le niveau de convection libre, c'est-à-dire le niveau à partir duquel les masses d'air connaissent une longue ascension pendant laquelle elles sont moins denses que leur environnement. Seul le mélange des masses d'air avec leur environnement affecte leur ascension, des nuages convectifs plus développés sur la verticale apparaissent : les cumulus congestus. Les précipitations et les poches froides associées (courants descendants, froids et denses, dus à l'évaporation des précipitations) poussent l'air chaud et humide de la surface à s'élever à former des cellules convectives plus larges, suffisamment larges pour ne pas être rapidement diluées lors de leur ascension dans la troposphère libre (Khairoutdinov and Randall, 2006). La vapeur d'eau transportée par ces larges cellules condense jusqu'en haute troposphère et forme les premiers cumulonimbus, caractérisés par leur sommet aplati en forme d'enclume. Une fois l'activité convective terminée, le cumulonimbus se dissipe mais son enclume persiste souvent sous la forme d'épais cirrus (nuages de haute altitude).

Sous les tropiques, la distribution en taille des cumulus est trimodale (Johnson et al., 1999) : les cumulus humilis, les cumulus congestus et les cumulonimbus coexistent et forment des populations dont les tailles sont assez distinctes. L'altitude du sommet des cumulus humilis et des cumulus congestus correspondent aux couches stables observées au-dessus de la couche limite et au niveau de congélation. Les cumulus humilis et cumulus congestus peuplent également les abords des cumulonimbus. Les poches froides générées sous les cumulonimbus sont à l'origine de ces plus petits voisins, elles entretiennent la distribution trimodale des cumulus (Khairoutdinov et al., 2009).

1.2 Mécanismes de la convection

La convection est l'ascension dans l'atmosphère de masses d'air chaudes et humides (peu denses) depuis la surface. Lors de cette ascension, les masses d'air se détendent et se refroidissent, car la pression atmosphérique diminue avec l'altitude. Leur ascension est entretenue tant qu'elles sont moins denses que l'air environnant, c'est-à-dire plus chaudes et/ou plus humides. Dans une première approximation, la densité des masses d'air dépend plus de leur température que de leur humidité. Pour pouvoir comparer les températures de masses d'air à des niveaux de pression différents, la **température potentielle** θ est définie en prenant en compte le refroidissement par détente et en supposant que cette détente se fasse de manière réversible et adiabatique, c'est-à-dire sans échange d'énergie ou de masse avec l'environnement :

$$\theta = T \left(\frac{p}{p_0} \right)^{-R/c_p} \quad (1.1)$$

où T est la température, p la pression, $p_0 = 1000$ hPa est une pression de référence, $R \simeq 287$ J/kg/K est la constante de l'air et $c_p \simeq 1006$ J/kg/K est la capacité thermique massique de l'air. Si l'ascension est maintenue et que la température diminue au point que les masses d'air arrivent à saturation en vapeur d'eau, la vapeur d'eau qu'elles contiennent condense, forme des gouttelettes nuageuses et libère la chaleur latente de condensation. Cette chaleur dépend de la masse d'eau qui condense et de la température. À 0°C , elle vaut $L_v = 2,5 \cdot 10^6$ J/kg. Le dégagement de chaleur latente augmente la flottabilité des masses d'air et leur permet de s'élever encore plus haut. Toujours dans l'idée de pouvoir comparer les températures de masses d'air à des niveaux différents, la **température potentielle équivalente** θ_e est définie en prenant en compte à la fois le refroidissement par détente et le chauffage par dégagement de chaleur latente, en supposant que

toute la vapeur condense sous la forme d'eau liquide. Une expression simplifiée est présentée ci-dessous, suivant Holton (2004) :

$$\theta_e \simeq \theta \exp \left[\frac{L_v r_v}{c_p T} \right] \quad (1.2)$$

où r_v est le rapport de mélange en vapeur d'eau. Une formulation plus détaillée est donnée par Emanuel (1994) afin que θ_e soit strictement conservée lors de transformations adiabatiques réversibles. De manière similaire, lorsque la température descend en-dessous de 0°C, la congélation de l'eau liquide et la déposition de vapeur sur les cristaux de glace produisent un dégagement supplémentaire de chaleur latente, conduisant à la définition d'autres températures potentielles équivalentes incluant la présence de phase glacée.

Force d'Archimède et flottabilité

La flottabilité b est l'accélération due à la force d'Archimède qu'une masse d'air subit lorsqu'elle a une densité différente de celle de son environnement. La densité d'une masse d'air ρ est fonction de sa température, de son humidité (car la vapeur d'eau est un gaz moins dense que l'air sec) et de sa charge en hydrométéores. Lorsque l'on néglige le volume des hydrométéores (5 à 6 ordres de grandeur inférieur au volume de l'air), la **densité** ρ d'une masse d'air s'exprime (cf. équation 4.3.5 dans Emanuel, 1994) :

$$\rho = \frac{p}{R_d T} \frac{1 + r_T}{1 + r_v / \chi} \quad (1.3)$$

où R_d est la constante de l'air sec qui vaut 287 J/kg/K, r_T est le rapport de mélange en eau totale (rapport entre la masse d'eau sous toutes ses phases et la masse d'air sec), r_v est le rapport de mélange en vapeur d'eau et $\chi = 0,622$ est le rapport entre la constante de l'air sec et la constante de la vapeur.

La **flottabilité** b est dérivée de l'équation du mouvement sur la verticale (cf. équation p.6 dans Emanuel, 1994) :

$$b = -g \left(\frac{\rho'}{\bar{\rho}} \right) \quad (1.4)$$

où $\bar{\rho}$ est la densité de l'environnement (supposé être homogène horizontalement et à l'équilibre hydrostatique) et $\rho' = \rho - \bar{\rho}$ est la différence de densité entre la masse d'air et son environnement. La charge en hydrométéores d'une masse d'air en ascension augmente sa densité via le facteur r_T . Pour les ascendances de convection profonde, la perte de flottabilité qui en résulte peut être significative. Grabowski (2015) indique que cette charge peut compenser le gain en flottabilité issu du dégagement de chaleur latente dû à la congélation des hydrométéores. En d'autres termes, une masse d'air en ascension peut gagner autant en flottabilité en larguant l'eau liquide sous forme de précipitations qu'en la congelant. La charge en hydrométéores, affectant la vigueur de la cellule convective dès la formation du nuage, a un plus grand impact sur l'énergie cinétique maximale de la convection que le dégagement de chaleur latente lié à la congélation (Orville and Chen, 1982).

Modèle de la particule

Pour évaluer jusqu'à quelle altitude une masse d'air est capable de monter, l'approche historique consiste à faire appel au modèle théorique de la particule (Morton, 1957; Turner, 1973). Ce modèle fait l'approximation que la masse d'air (par la suite appelée « particule ») ne subit pas de mélange avec l'air environnant. Il est possible de représenter son ascension sur un émagramme (fig. 1.3). Au sol, la particule est caractérisée par sa température et sa température de rosée, qui est la température à laquelle son contenu en vapeur d'eau commencera à saturer.

En partant du sol, la particule s'élève d'abord suivant une adiabatique sèche (T diminue mais θ est constante), puis lorsque sa température et sa température de rosée sont égales, elle a atteint le **niveau de condensation** (LCL), qui correspond à la base des nuages. Elle suit ensuite une adiabatique humide (T continue à diminuer mais θ_e est constante). Lorsque sa température dépasse la température de l'environnement, elle a atteint le **niveau de convection libre** (LFC). Elle continue alors son ascension le long de l'adiabatique humide jusqu'à ce que sa température diminue en-dessous de la température de l'environnement, l'altitude correspondante est le **niveau de flottabilité neutre** (LNB).

Lors de son ascension, la particule a traversé une couche atmosphérique où sa température était inférieure à celle de l'environnement et une autre où elle était supérieure. La différence de température correspond à la flottabilité de la particule, c'est-à-dire à son accélération sur la verticale. En intégrant l'aire entre la trajectoire de la particule et le profil de l'environnement dans chacune de ces deux couches, on obtient les valeurs de l'énergie d'inhibition de la convection (*CIN* en anglais) et de l'énergie potentielle de convection disponible (*CAPE* en anglais). La *CAPE* permet d'évaluer l'intensité de convection. Elle sera d'autant plus importante que (1) la trajectoire de la particule est distante du profil de l'environnement et que (2) la couche de flottabilité positive est profonde. Le premier facteur est un indicateur de la flottabilité de la particule pendant son ascension. Plus elle est élevée, plus son ascension sera rapide. Le second facteur est un indicateur de la profondeur de la couche à travers laquelle la convection profonde se développera. La *CIN* caractérise au contraire la barrière d'énergie à franchir pour que la particule en surface atteigne son niveau de convection libre et que la convection profonde se déclenche. Enfin, la particule arrive à son niveau de flottabilité neutre avec une vitesse verticale non-nulle et le dépasse. Ce dépassement donne lieu à une **percée nuageuse** au sommet du cumulonimbus.

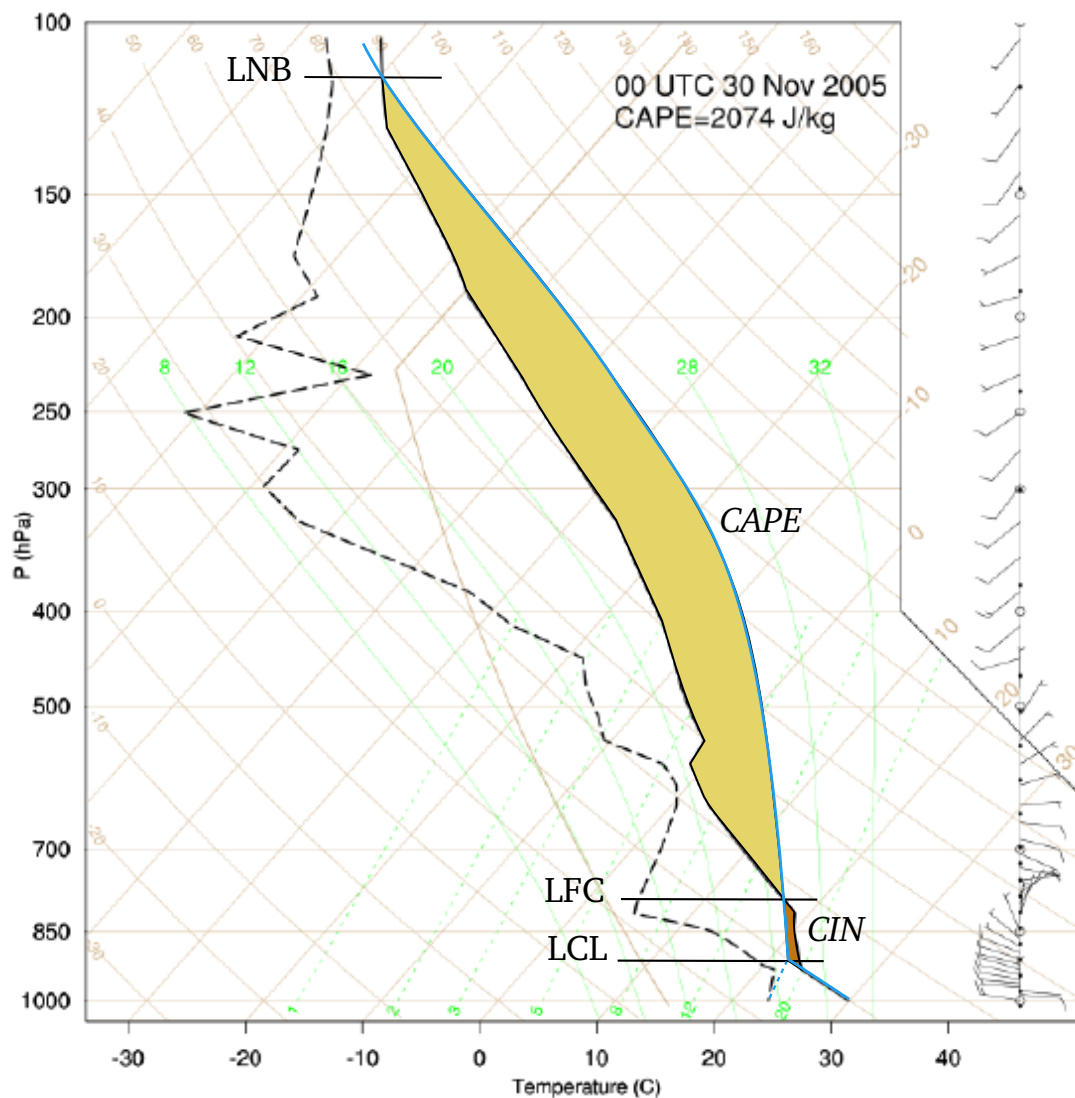


FIGURE 1.3 – Emagramme. En noir : profil de température (trait plein) et profil de température de rosée (trait tireté) issus du radio-sondage au-dessus de Darwin le 30 novembre 2005, à 9h30 heure locale. En bleu : isoligne de la température de rosée pour une particule partant de la surface (trait tireté) et trajectoire de la particule (trait plein) selon une adiabatique sèche jusqu'au niveau de condensation (LCL) puis selon une adiabatique humide jusqu'au niveau de flottabilité neutre (LNB), en passant par le niveau de convection libre (LFC) à partir duquel la température de la particule est supérieure à la température de l'environnement. La CAPE et la CIN sont proportionnelles aux aires respectivement jaune et orange, situées entre les profils du radiosondage et la trajectoire de la particule.

Éléments déclencheurs

Pour que la convection profonde se déclenche, il faut fournir aux masses d'air en surface une énergie suffisante pour dépasser l'inhibition de la convection. Les flux de surface peuvent fournir cette énergie, tandis que d'autres facteurs météorologiques peuvent pousser les masses d'air en surface à dépasser leur niveau de convection libre par une action mécanique. Parmi ces facteurs, on peut citer la brise créée par des hétérogénéités de surface, comme le contraste entre terre et mer (e.g. Wakimoto and Atkins, 1994), le vent anabatique créé par le rayonnement solaire sur les pentes d'un relief, le soulèvement du vent au-dessus d'un relief, la convergence et le soulèvement induits par des poches froides (e.g. Khairoutdinov et al., 2009), la collision entre front de rafale et front de brise (e.g. Kingsmill, 1995), ou encore la convergence de surface à grande échelle créée par des circulations synoptiques comme l'ITCZ.

Convergence du flux d'humidité en surface

En surface, les zones de convergence du flux d'humidité déterminent la position et l'intensité des cellules convectives en contrôlant leur alimentation en air humide. L'intensité de cette convergence dépend à la fois de la convergence à grande échelle, de l'humidité des basses couches et des circulations de méso-échelle (comme les fronts de brise) ou à l'échelle du système (comme les fronts de rafale). La localisation et la géométrie de ces zones de convergence dépendent du relief, des hétérogénéités de surface et des circulations de méso-échelle ou à l'échelle du système.

Lorsque le contenu en vapeur d'eau n'est pas homogène dans la couche limite, les cellules ont tendance à apparaître au-dessus des régions les plus humides (Khairoutdinov and Randall, 2006). Lorsque la convection est déjà active,

les nouvelles cellules de convection profonde ont tendance à apparaître au bord des poches froides qui s'étalent à la surface (Khairoutdinov et al., 2009), au niveau des fronts de rafale. Les nouvelles cellules convectives sont plus larges, moins diluées par l'entraînement et ont tendance à atteindre de plus hautes altitudes que les précédentes (Schlemmer and Hohenegger, 2014). Ainsi, les poches froides, en modulant la convergence en surface, jouent un rôle clé dans l'approfondissement de la convection (Kuang and Bretherton, 2006; Khairoutdinov and Randall, 2006; Khairoutdinov et al., 2009).

Importance du cisaillement

Enfin, d'autres facteurs météorologiques sont favorables au développement de la convection. Le **cisaillement vertical du vent** dans les basses couches organise les cellules convectives de telle sorte que les précipitations et les descentes d'air froid soient décalées de la zone d'alimentation en air chaud et humide du cumulonimbus. Les cellules peuvent alors s'organiser pour donner un orage multicellulaire ou une ligne de grain. Ces systèmes convectifs se propagent et leur durée de vie est notablement plus longue qu'une cellule convective isolée, qui ne dure que 30 à 60 minutes.

1.3 Structure des orages

Un cumulonimbus est fait de gouttelettes nuageuses liquides jusqu'au niveau de congélation, niveau isotherme à 0°C situé vers 5 km d'altitude dans les tropiques. Au-dessus, une partie des gouttelettes congèle et forme des cristaux de glace, le nuage est fait d'eau surfondue et de glace. Au-delà d'une certaine altitude (vers 11 km), la température est suffisamment basse (inférieure à -40°C environ) pour qu'il n'y ait virtuellement plus d'eau liquide, le cumulonimbus est

fait uniquement de particules glacées. Les hydrométéores précipitants (la pluie, la neige, le grésil et la grêle) se forment à l'intérieur du cumulonimbus et constitue une part non-négligeable de sa masse.

Le cumulonimbus est généralement constitué de plusieurs cellules convectives à des stades de maturité différents, on parle d'orage multicellulaire. Quand les cellules initiales sont au stade mature, les premières masses d'air en ascension ont atteint leur niveau de flottabilité neutre et ont transporté de l'eau jusqu'à cette altitude, sous forme d'hydrométéores nuageux (gouttelettes et cristaux) et d'hydrométéores précipitants (pluie, neige, grésil et grêle). Ces masses d'air s'étalent sur l'horizontale à leur niveau de flottabilité neutre, formant l'**enclume** du cumulonimbus. Les courants ascendants, ou **ascendances**, coexistent avec des courants subsidents, ou **subsidences**, qui se sont formés suite à l'évaporation d'une partie des hydrométéores. En effet, l'évaporation est un processus endothermique qui absorbe la chaleur des masses d'air et diminue ainsi leur flottabilité. Une fois qu'une cellule convective n'est plus alimentée en air chaud et humide de la surface, son ascendance cesse et il ne reste plus que la subsidence et l'amas nuageux formé en altitude, c'est le stade de dissipation. Lorsque les subsidences atteignent la surface, leurs masses d'air plus froides et plus denses que l'environnement forment des **poches froides** qui s'étalent sur le sol, provoquant des **fronts de rafales** à leurs bords. Les poches froides agissent comme des fronts froids au niveau des fronts de rafales, poussant et soulevant les masses d'air chaudes et humides encore en surface et déclenchant dans certains cas de nouvelles cellules convective. Si ces nouvelles cellules convectives contiennent des masses d'air particulièrement énergétiques, ces masses d'air pourront continuer leur ascension au-delà de leur niveau de flottabilité neutre, formant des **percées nuageuses** ou dômes protubérants au sommet du cumulonimbus.

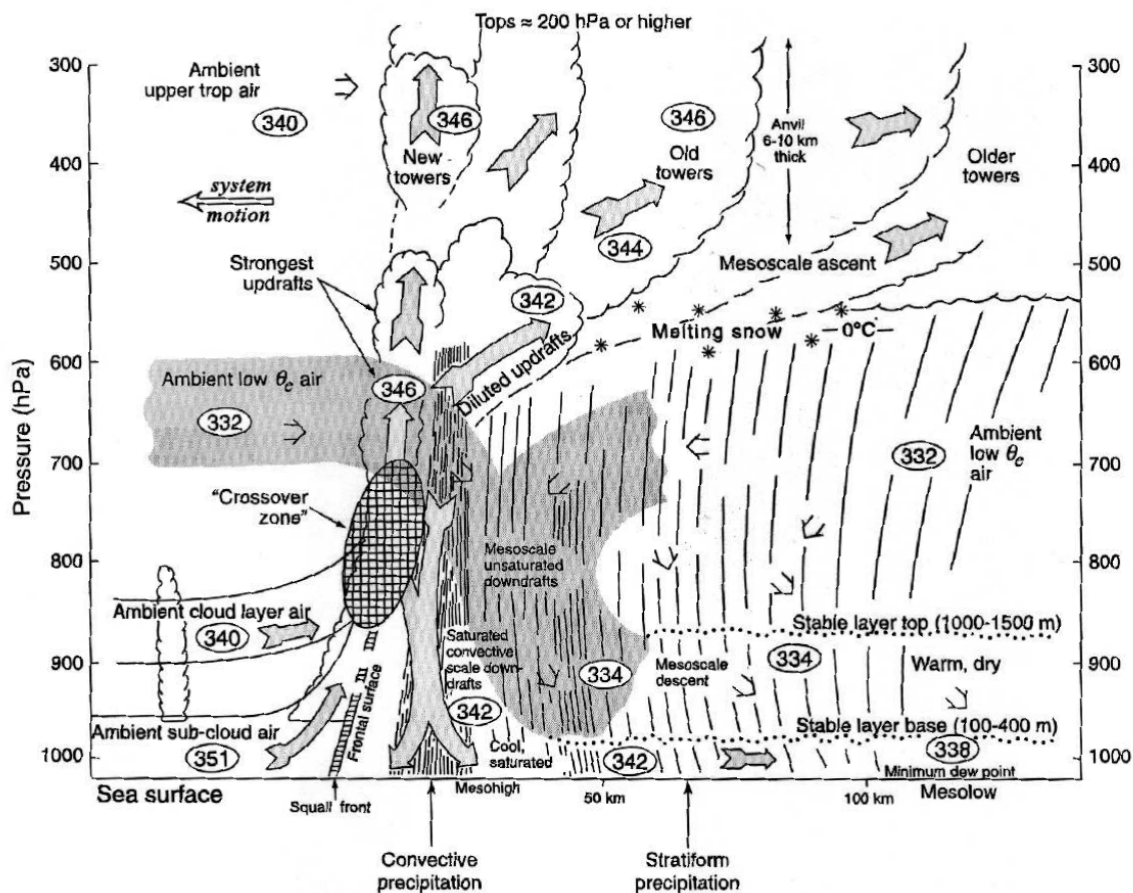


FIGURE 1.4 – Modèle conceptuel d'une ligne de grains tropicale océanique. Tous les flux sont relatifs à la ligne de grain qui se déplace de droite à gauche. Les nombres dans les ellipses sont des valeurs typiques de θ_e . Tiré de Zipser (1977), reproduit avec l'autorisation de l'American Meteorological Society.

La figure 1.4 représente schématiquement une coupe à travers une ligne de grain, qui est un orage multicellulaire dont les cellules convectives sont alignées. On y retrouve les ascendances et les subsidences, ainsi qu'un front de rafale (*squall front*) à l'avant du système qui soulève l'air chaud et humide de la couche limite. Les valeurs de θ_e de l'air dans le système et dans son environnement sont données à titre indicatif. La **partie convective** avec les ascendances et subsidences rapides à l'avant du système se distingue clairement de la **partie strati-forme** (Houze, 1997) à l'arrière du système.

Les ascendances

Les **ascendances** sont définies comme les régions des nuages où les masses d'air montent sous l'effet de la convection. Elles sont le lieu d'un transport de masse irréversible vers le haut. Elles sont à distinguer des ondes de gravité, qui, lorsqu'elles ne déferlent pas, ne transportent pas de masse. La distinction entre les deux n'est pas facile car la convection génère des ondes de gravité (Lane et al., 2001), les ascendances et les ondes sont alors simultanées et presque co-localisées (Pauluis and Mrowiec, 2013). L'intensité et la taille des ascendances sont très variables, et dépendent surtout de la taille de la cellule convective dont elles font partie (Schumacher et al., 2015; Yang et al., 2016). La plupart des ascendances (70 à 90 %) font moins de 500 m de large (Yang et al., 2016) et contribuent en général significativement au flux de masse (de l'ordre de 20 à 35 %). Dans les cumulonimbus tropicaux, les ascendances les plus grandes font plusieurs kilomètres de largeur (jusqu'à 4 km de large jusqu'à 4 km d'altitude et jusqu'à 7 km au-delà, Yang et al., 2016), et plus de 17 km sur la verticale (Varble et al., 2014). Elles présentent des vitesses verticales très élevées, pouvant dépasser 10 m/s entre 2 km d'altitude et la tropopause (Varble et al., 2014; Yang et al., 2016). Les distributions des vitesses verticales indiquent que les vitesses les plus élevées se trouvent vers 10 km d'altitude (Schumacher et al., 2015), avec plus de 11 m/s en valeur médiane et plus de 22 m/s pour le 90^{ème} centile (Varble et al., 2014). En comparaison, la convection peu profonde et les cumulus congestus présentent des vitesses verticales maximales vers 4 km, avec respectivement 6 m/s et 8 m/s (Schumacher et al., 2015). Les nuages stratiformes et les enclumes des cumulonimbus présentent aussi des ascendances, avec des vitesses verticales maximales respectivement de l'ordre de 1,5 et 1 m/s.

Selon les situations, les ascendances peuvent être vues comme des panaches stationnaires, c'est le cas notamment des ascendances hautes à l'intérieur des

orages ; ou alors comme des bulles passagères, ce qui est plus approprié pour les petits nuages, aussi larges que hauts (Squires and Turner, 1962; de Rooy et al., 2013), ou en phase de développement (Sherwood et al., 2013). Cependant, des observations (e.g. Ludlam and Scorer, 1953) et des études basées sur des simulations LES (Zhao and Austin, 2005; Heus et al., 2009) ont montré que les systèmes convectifs particulièrement grands et avec une longue durée de vie abritent des successions de bulles qui s'élèvent depuis à peu près le même endroit, chacune montant plus haut que les bulles précédentes. En adoptant le paradigme des bulles, Sherwood et al. (2013) suggèrent que l'entraînement d'air environnant dans les ascendances affecte nettement moins leur quantité de mouvement que leurs concentrations en constituants matériels. Yano (2014) rappelle que le modèle du panache stationnaire pour représenter les ascendances n'est *a priori* pas compatible avec la vision des ascendances en tant que succession de bulles. Ceci n'invalide pas nécessairement la capacité du modèle du panache à représenter l'effet collectif des ascendances (transport de masse, chauffage convectif, etc.).

L'air dans les ascendances de convection profonde a d'abord été supposé venir de la couche limite uniquement, selon le modèle de la zone d'enjambement (*crossover zone* en anglais, voir fig. 1.4) mis en avant par Betts (1976) et Zipser (1977). Des analyse d'observation radar et de simulations ont remis en cause ce modèle en montrant l'importance de l'alimentation de la convection par des masses d'air venant d'une couche plus profonde que la couche limite seule (Kingsmill and Houze, 1999; Bryan and Fritsch, 2000), en particulier lorsque la troposphère libre est humide (Mechem et al., 2002). En étudiant les trajectoires de masses d'air initialisées dans la couche limite et dans la troposphère libre à l'avant d'une ligne de grain, McGee and van den Heever (2014) ont montré que, en effet, les ascendances atteignant au moins 10 km d'altitude sont composées principalement d'air provenant d'altitudes supérieures à 2 km. Cependant, les

ascendances les plus puissantes contiennent de l'air venant d'une couche bien plus réduite près de la surface. Les masses d'air provenant de la basse troposphère libre (4 à 6 km d'altitude) ont des vitesses verticales moyennes plus faibles en haute troposphère et semblent alimenter davantage la périphérie des ascendances ou les ascendances moins intenses.

Les subsidences

Les **subsidences** sont, symétriquement aux ascendances, les régions du cumulonimbus où les masses d'air descendent de manière irréversible. Certaines apparaissent au bord des ascendances, là où l'air nuageux se mélange avec l'air environnant et les hydrométéores s'évaporent, diminuant la flottabilité des masses d'air (Jonas, 1990; Rodts et al., 2003; Heus and Jonker, 2008; de Rooy et al., 2013; Glenn and Krueger, 2014). Ces subsidences forment des sortes de coquilles ou **gainés subsidentes** autour des ascendances. Pour la convection peu profonde, ces gainés subsidentes induisent un flux de masse vers le bas comparable au flux de masse des ascendances (Jonker et al., 2008; Heus et al., 2009). Les ensembles constitués des ascendances et de leurs gainés subsidentes rappellent la vision en bulles chaudes des ascendances, dans lesquelles la circulation d'air s'organise sous la forme d'un tore (Sherwood et al., 2013; Yano, 2014).

Les poches froides

D'autres subsidences se forment là où la pluie précipite dans des masses d'air sous-saturées. L'évaporation de la pluie conduit là aussi à une diminution de la température et de la flottabilité. Ces subsidences atteignent rapidement le sol et forment des **poches froides** qui s'étalent sous l'effet de leur densité importante (Byers and Braham Jr., 1949; Simpson, 1999). Ces poches 2 à 3 degrés Celsius

plus froides que leur environnement (Young et al., 1995), induisent une hausse du flux de chaleur sensible d'un facteur deux à quatre (Young et al., 1995; Tompkins, 2001a). Elles peuvent faire 3 à 7 km de rayon et durer 2h30 dans le cas de convection isolée (Feng et al., 2015). Pour la convection multicellulaire, les poches froides peuvent entrer en collision. Dans ce cas, elles sont plus intenses (en terme de flottabilité négative) et plus profondes que les poches froides isolées (Feng et al., 2015). Elles jouent un rôle décisif dans le déclenchement de nouvelles cellules convectives (Byers and Braham Jr., 1949) qui apparaissent au-dessus de leurs bords où θ_e est élevée (Tompkins, 2001a). Les poches froides déclenchent les nouvelles cellules convectives à la fois de manière dynamique, en soulevant les masses d'air de la surface, et thermodynamique, en aidant réduisant l'inhibition (la *CIN*) rencontrées par ces masses d'air avant d'atteindre leur niveau de convection libre (Torri et al., 2015). Les nouvelles cellules convectives sont en général plus larges et plus hautes que les précédentes (Schlemmer and Hohenegger, 2014). La représentation des poches froides et leur rôle dans le déclenchement de nouvelles cellules convectives est un défi pour les modèles qui ne résolvent pas explicitement les nuages, en particulier à cause de leur nature propagative (Grandpeix et al., 2010).

Les percées nuageuses

Les **percées nuageuses** sont les extensions du cumulonimbus au-delà de son sommet plat. Elles peuvent mesurer plusieurs kilomètres de haut et sont formées par les ascendances qui atteignent les plus hautes altitudes. Certaines dépassent même la tropopause de quelques kilomètres (de Reus et al., 2009), atteignant jusqu'à 19-20 km d'altitude. Une percée nuageuse est un phénomène local et bref. Elle se développe du sommet du cumulonimbus à son altitude maximale en 10-30 min, puis s'affaisse en une quarantaine de minutes (Chaboureau et al.,

2007; Frey et al., 2015) sous l'effet de la flottabilité négative des masse d'air qui la constituent. Elle peut conduire à une anomalie positive en vapeur d'eau aux altitudes les plus hautes atteintes (Grosvenor et al., 2007; Chaboureau et al., 2007). La masse nuageuse restante forme alors un dôme au sommet du cumulonimbus. Les percées nuageuses et les dômes peuvent couvrir des surfaces de l'ordre de la centaine de kilomètres carrés à 14-16 km d'altitude, de la dizaine de kilomètres carrés à 16-18 km d'altitude et du kilomètre carré au-delà (Corti et al., 2008; Hassim and Lane, 2010). Il est possible de les observer depuis les avions qui volent suffisamment haut, depuis l'espace, grâce à leur température de brillance particulièrement basse (jusqu'à -90°C environ) (Chaboureau et al., 2007; Young et al., 2012), et depuis le sol par radar, mais dans ce cas les observations sont partielles et doivent être corrigées (Hassim and Lane, 2010). La taille réduite et le temps de vie court des percées nuageuses pendant leur phase de croissance les rendent difficiles à représenter dans les modèles atmosphériques, malgré leur importance pour le transport (Pommereau, 2010). Pour des orages tropicaux du Brésil et du Pacifique ouest, Chaboureau et al. (2007) et Dessler (2002) ont calculé un flux de masse de la troposphère vers la stratosphère associées aux percées nuageuses de l'ordre de 10^{-4} kg/m²/s. Les percées nuageuses provoquent également d'intenses subsidences, conduisant à un transport d'air stratosphérique en troposphère (Frey et al., 2015).

1.4 Processus diabatiques

Processus microphysiques

Les changements de phase du contenu en eau d'une masse d'air dégagent ou absorbent de la chaleur latente. Cet échange de chaleur se fait directement avec

la masse d'air et affecte son énergie thermique $c_p T$. La condensation et l'évaporation dégage et absorbe, respectivement, la chaleur latente de vaporisation L_v , dont la valeur varie avec la température. L_v vaut $2,5 \cdot 10^6$ J/kg à 0°C . La congélation et le givrage dégagent la chaleur latente de fusion L_f , tandis que la fonte conduit à une absorption de chaleur latente de fusion. L_f varie peu avec la température, elle vaut respectivement $0,33$ et $0,24 \cdot 10^6$ J/kg à 0 et -40°C . La déposition de vapeur sur les cristaux de glace dégage la chaleur latente de sublimation L_s , tandis que la sublimation des cristaux de glace conduit à une absorption de chaleur latente de sublimation. L_s , qui est la somme de L_v et L_f , varie très peu aux températures négatives. L_s vaut $2,83 \cdot 10^6$ J/kg entre 0 et -100°C .

Pour évaluer l'importance relative des processus microphysiques dans le dégagement de chaleur latente, McGee and van den Heever (2014) ont calculé le bilan des taux chauffage pour des masses d'air alimentant une ligne de grain tropicale simulée par le modèle atmosphérique RAMS (Cotton et al., 2003) doté d'un schéma microphysique sophistiqué. En-dessous de 6 km d'altitude, le dégagement de chaleur latente provient principalement de la nucléation des gouttelettes de nuage (jusqu'à $+80$ K/h environ) et de la condensation (jusqu'à $+40$ K/h environ). À partir du niveau de congélation et jusqu'à 2,5 km au-dessus, le givrage des gouttelettes et la congélation de la pluie contribuent à hauteur de $+8$ à 12 K/h environ. Entre 6 et 12 km d'altitude, le dégagement de chaleur latente est dominé par la déposition de vapeur sur les hydrométéores glacés, avec des taux de chauffage supérieurs à $+40$ K/h atteignant parfois $+100$ K/h entre 6 et 8 km. Ce taux de chauffage conséquent peut s'expliquer par la valeur élevée de la chaleur latente de sublimation et par l'importance du processus de Bergeron qui provoque l'évaporation des hydrométéores liquides et la déposition de vapeur sur la glace, car la pression de vapeur saturante vis-à-vis de la glace est plus basse que celle vis-à-vis de l'eau liquide. Les taux de refroidissement dus à la

fonte des hydrométéores glacés près du niveau de congélation sont de l'ordre de -5 à 10 K/h. Ces bilans sont dressés pour des masses d'air venant de la surface, les taux de chauffage et de refroidissement sont plus modérés pour les masses d'air venant d'altitudes plus élevées. Dans une autre étude avec le modèle RAMS, Seigel and van den Heever (2013) montrent que dégagement et absorption de chaleur latente peuvent avoir lieu en cycle, formant une source d'énergie importante pour les ascendances. Les hydrométéores comme la grêle se forment dans l'ascendance puis en sont rejetés. A l'extérieur ils chutent sous le niveau de congélation et peuvent fondre. En étant réintégrés dans l'ascendance quelques niveaux plus bas, ils peuvent être le lieu d'un nouveau dégagement de chaleur latente en servant de support à la déposition de vapeur ou en congelant. Ce recyclage des hydrométéores est un processus d'intensification de la convection profonde encore peu documenté.

Processus radiatifs

Les transferts radiatifs peuvent également induire un chauffage ou un refroidissement des masses d'air. Cependant, à l'intérieur d'un système de convection profonde et dans son proche environnement, le chauffage par dégagement de chaleur latente domine le chauffage radiatif avec une amplitude supérieure de plusieurs ordres de grandeur (McGee and van den Heever, 2014). Le refroidissement radiatif n'est significatif qu'au sommet du nuage (sur une couche de l'ordre de 1 à 2 km), avec une amplitude de -2 K/h, même si, là aussi, le refroidissement dû à la microphysique domine l'effet radiatif d'un ordre de grandeur au moins.

Processus turbulents

Les mouvements convectifs (ascendances, subsidences, poches froides) sont par nature turbulents : ils produisent un cisaillement du vent qui génère des tourbillons. Une partie de leur énergie cinétique est transférée par les grands tourbillons vers les tourbillons d'échelle inférieure, jusqu'à une échelle où les forces de viscosité de l'air dissipent l'énergie cinétique (l'échelle de Kolmogorov, de l'ordre de 0,1 mm dans l'atmosphère). On fait généralement référence à ce flux d'énergie des grandes vers les petites échelles par le terme de « cascade d'énergie » (Kolmogorov, 1941). Les tourbillons induisent également des échanges de masses d'air entre les mouvements convectifs et leur environnement. Plus les tourbillons sont grands, plus ils sont efficaces pour incorporer de l'air de l'environnement dans les mouvement convectifs (phénomène d'**entraînement**) et éjecter de l'air de l'ascendance dans l'environnement (contribution au **détraînement**). La turbulence est plus ou moins intense en fonction de la phase de développement du cumulonimbus. Les processus qu'elle induit (entraînement, détraînement, mélange) affectent la dynamique du nuage, en diluant ses propriétés et en diminuant sa flottabilité (Devenish et al., 2012; de Rooy et al., 2013). La compréhension de ces processus est un sujet de recherche important depuis plusieurs décennies (Cotton et al., 2010).

L'interface entre une ascendance et son environnement est le lieu d'une forte turbulence, à cause du fort cisaillement horizontal du vent vertical et des forts gradients de flottabilité. À l'aide d'observations radar Doppler depuis avion, Damiani et al. (2006) ont montré la présence de tourbillons de l'ordre de 500 m à l'interface entre un cumulus et son environnement, favorisant l'intrusion d'air sec au sein du nuage. Par des simulations numériques, Klaassen and Clark (1985) identifient des structures de l'ordre de 125 m à l'interface des nuages, dont l'origine serait liée à des instabilités thermodynamiques comme les instabilités de

Rayleigh-Taylor ou de Kelvin-Helmholtz. Par analogie entre les ascendances et les jets tels qu'ils peuvent être reproduits en laboratoire, plus les ascendances sont larges, plus elles sont susceptibles de conserver sur une longue distance un cœur qui est moins affecté par la turbulence que leurs bords. Dans ce cas, les masses d'air au bord des larges ascendances voient une plus grande dissipation de leur énergie cinétique par la turbulence et une plus grande dilution par mélange avec l'air de l'environnement. Au contraire, au cœur de ces larges ascendances, les masses d'air peuvent monter à grande vitesse et être moins affectées par le mélange avec l'environnement. Ces cœurs convectifs peuvent contribuer significativement au transport convectif. C'est l'hypothèse des *hot towers* décrite plus bas.

1.5 Entraînement d'air environnant

L'**entraînement** est l'incorporation, à l'intérieur d'une ascendance, d'air venant de son environnement (la description est valide de la même manière pour une subsidence, un nuage, un ensemble de nuages...). L'entraînement se fait par les côtés de l'ascendance (fig. 1.5), et non par son sommet, comme cela a pu être vérifié par le suivi de masses d'air entraînées dans une étude LES (Heus and Jonker, 2008). L'entraînement d'air par les ascendances permet l'augmentation du flux de masse convectif avec l'altitude (e.g. de Rooy et al., 2013). Certaines quantités, comme le contenu total en eau, sont conservées à l'échelle du système constitué de l'ascendance et de l'air entraîné. Ainsi, l'entraînement d'air conduit à une **dilution** du contenu en eau de l'ascendance, et de la même manière, du contenu en tout autre constituant moins présent dans l'environnement que dans l'ascendance.

Le mélange de l'ascendance et de l'air environnant peut conduire à la formation d'hydrométéores ou à leur changement de phase. Par exemple, lorsque l'air de l'ascendance est saturé en vapeur d'eau et contient des hydrométéores, si l'air de l'environnement est sous-saturé alors leur mélange conduit à l'évaporation d'une partie des hydrométéores, ce qui absorbe de la chaleur latente et diminue la flottabilité.

Dans une cellule de convection profonde, sous le niveau de congélation, la température équivalente potentielle θ_e des masses d'air provenant de la surface diminue à cause de l'entraînement et du mélange avec l'air environnant plus sec (fig. 1.4). Cet effet est compensé au-dessus du niveau de congélation par le dégagement de chaleur latente due à la congélation et à la déposition de vapeur sur les cristaux de glace (McGee and van den Heever, 2014). En contribuant aux changements de θ_e des masses d'air en ascension, l'entraînement affecte l'altitude à laquelle la convection entraîne des hydrométéores et humidifie l'environnement.

Modèle *bulk*

Il est possible de modéliser l'entraînement avec un modèle à deux réservoirs. Un réservoir (*bulk* en anglais) est constitué par les ascendances (les variables de ce réservoir porteront l'indice u) ; l'autre réservoir, l'environnement, contient tout le reste de l'atmosphère (les variables de ce réservoir porteront l'indice e). Le modèle se base sur une variable conservative q , c'est-à-dire une variable qui est conservée en l'absence de mélange et dont la valeur varie comme le barycentre des valeurs en cas de mélange. Il est possible de considérer le rapport de mélange en eau totale par exemple (rapport de la masse d'eau sous toutes ses phases sur la masse d'air sec). Ce modèle fait l'hypothèse que les variations de q sur la verticale sont le fait du mélange de l'air du réservoir u (ascendances) avec une

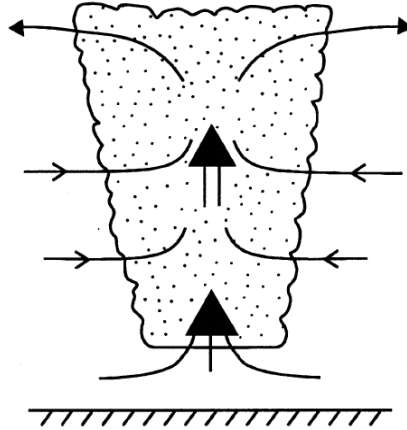


FIGURE 1.5 – Le modèle du panache pour une ascendance nuageuse, sur lequel s'appuie le modèle *bulk* de l'entraînement. L'air est entraîné sur les côtés et il est supposé être rapidement et uniformément mélangé à l'intérieur de l'ascendance. L'ascendance nuageuse détraîne principalement à son niveau de flottabilité neutre. Reproduit de Bretherton (1997) (avec l'autorisation de Springer Science+Business Media Dordrecht) qui l'a adapté de Arakawa and Schubert (1974).

partie de l'air du réservoir e (environnement). Ce mélange est caractérisé par le taux d'entraînement ϵ , calculé de la manière suivante (e.g. de Rooy et al., 2013) :

$$\frac{\partial q_u}{\partial z} = \epsilon (q_e - q_u) \quad (1.5)$$

Le modèle relie les variations du flux de masse convectif $M_u = \int_u \rho w$ au taux d'entraînement ϵ par la formule suivante :

$$\frac{\partial M_u}{\partial z} = (\epsilon - \delta) M_u \quad (1.6)$$

où δ est le taux de détraînement qui représente la masse qui quitte le réservoir des ascendances pour rejoindre celui de l'environnement.

Le calcul des taux d'entraînement et de détraînement à partir des propriétés des ascendances et de l'environnement issues de simulation LES indique que ces taux diminuent avec la taille des ascendances (Kuang and Bretherton, 2006; Khairoutdinov and Randall, 2006; Del Genio and Wu, 2010; de Rooy et al.,

2013). Lorsque la base des ascendances se trouve sous la base du nuage, leur taux d'entraînement est particulièrement élevé, de l'ordre de 2 /km (Del Genio and Wu, 2010; de Rooy et al., 2013). L'entraînement est minimum au niveau de la base des nuages, ou légèrement au-dessus, avec des valeurs allant de 0,5 à 0,2 /km en fonction de la taille des ascendances. Le taux d'entraînement reprend des valeurs de l'ordre de 2 /km au sommet de la convection peu profonde et des cumulus congestus de convection continentale (Del Genio and Wu, 2010), ce qui n'est pas observé pour la convection océanique (de Rooy et al., 2013). À mesure que la convection se développe, l'entraînement diminue. Pour la convection profonde, l'entraînement est de l'ordre de 0,2 et 0,5 /km, à la base et au sommet des ascendances, respectivement.

Le taux de déentraînement présente des amplitudes et des variations dans le temps beaucoup plus larges que le taux d'entraînement (de Rooy and Siebesma, 2008). Le taux de déentraînement est maximal juste en-dessous du sommet du nuage. Le long de l'ascendance, plus l'ascendance est développée verticalement, plus le taux de déentraînement est faible. De plus, le profil du flux de masse M apparaît bien plus sensible au taux de déentraînement qu'au taux d'entraînement, mais il dépend aussi des propriétés des ascendances elles-mêmes (comme leur flottabilité) (de Rooy and Siebesma, 2008) et de l'humidité de l'environnement (Derbyshire et al., 2004).

D'autres approches que le modèle *bulk* cherchent à relier les taux d'entraînement et de déentraînement à l'organisation de méso-échelle de la convection lorsque des poches froides apparaissent (e.g. Hohenegger and Bretherton, 2011). En particulier, le fait que l'entraînement latéral à la base des ascendances diminue à mesure que la convection s'approfondit semble être lié au fait que la vitesse verticale à la base des ascendances est plus élevée lorsque celles-ci apparaissent au-dessus des fronts de rafales provoqués par les poches froides (Del Genio and

Wu, 2010). L'humidité de la troposphère libre semble également influencer ces taux, mais il n'y a pas de consensus sur l'effet net. Dans l'approche de Kain and Fritsch (1990), le taux d'entraînement est augmenté lorsque l'humidité de la troposphère libre est plus élevée, tandis que c'est l'inverse dans l'approche de Bechtold et al. (2008). Cette dernière a l'avantage d'avoir nettement amélioré les performances de prévision du modèle du Centre européen pour les prévisions météorologiques à moyen terme (connu sous l'acronyme anglais ECMWF).

Hypothèse des « *hot towers* »

La convection profonde est la force motrice de la circulation de Hadley, circulation faite d'une branche ascendante près de l'équateur et d'une branche subsidente au niveau des tropiques du Cancer et du Capricorne. À la suite de campagnes de mesures, Riehl and Malkus (1958) ont émis l'hypothèse qu'il existait des tours chaudes non-diluées, pilotant la circulation de Hadley. Cette hypothèse, depuis lors appelée *hot tower*, n'a pas été confirmée par les campagnes de mesure ultérieures. Ces campagnes n'ont rapporté que peu de preuves de l'existence de tours convectives non-diluées (e.g. LeMone and Zipser, 1980; Anderson et al., 2005). La dilution par l'environnement est bien présente et son effet refroidissant est dominant dans les basses couches, mais le chauffage par la microphysique glacée compense cet effet dans la moyenne et la haute troposphère (Zipser, 2003; Fierro et al., 2009; McGee and van den Heever, 2014). Ce chauffage par dégagement de chaleur latente est suffisant pour que les masses d'air de la surface atteignent la haute troposphère tropicale (Romps and Kuang, 2010). Fierro et al. (2009) ont finalement proposé une nouvelle définition des « *hot towers* » : n'importe quelle tour convective dont la base se trouve dans la couche limite et le sommet dans la haute troposphère tropicale, voire au-delà.

Entraînement d'air humidifié par la convection antérieure

L'**humidification de la troposphère** par la convection antérieure, que ce soit à grande échelle comme lors du passage d'une onde de Madden-Julian, ou à l'échelle locale lorsque plusieurs cellules convectives se succèdent, est favorable au développement vertical de la convection (Lin and Johnson, 1996; Tompkins, 2001b; Chaboureau et al., 2004). En effet, lorsque l'air environnant est humide, la dilution des masses d'air chaudes et humides pendant leur ascension diminue moins leur flottabilité que lorsqu'il est sec (Holloway and Neelin, 2009). L'humidification de la troposphère pourrait également contribuer au contrôle du cycle diurne de la convection (Chaboureau et al., 2004) : la convection peu profonde transporte de la vapeur d'eau dans la basse troposphère libre jusqu'à ce que l'humidité y est suffisamment proche de la saturation, réduisant l'inhibition de la convection et permettant à la convection profonde de démarrer. Cependant, Hohenegger and Stevens (2013) indiquent que l'humidification de la troposphère libre par les cumulus congestus serait trop lente pour expliquer la transition en quelques heures de la convection peu profonde à profonde, et que celle-ci serait davantage déclenchée par une ascension forcée, que ce soit par une circulation de grande échelle ou de méso-échelle, des ondes, des poches froides, etc. Dans ce cas, la troposphère serait humidifiée plutôt par de la convergence d'humidité.

Entraînement d'air au-dessus du niveau de flottabilité neutre

Au-dessus du niveau de flottabilité neutre, les masses d'air des ascendances sont plus denses que leur environnement et extrêmement froides. L'entraînement d'air environnant diminue la densité des ascendances et leur permet d'atteindre des altitudes supérieures à celles estimées par le modèle de la particule (fig. 1.6). L'entraînement d'air de la TTL ou de la stratosphère dans les percées

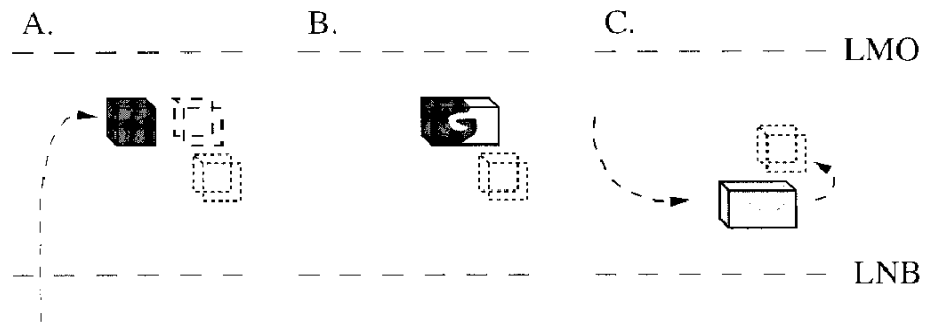


FIGURE 1.6 – Processus de mélange permettant aux percées nuageuses de se stabiliser au-dessus du sommet du cumulonimbus. (A) La masse d’air de la percée nuageuse dépasse son niveau de flottabilité neutre (LNB). (B) Elle se mélange avec l’air environnant. (C) Le mélange se stabilise au-dessus du LNB initial. La couche entre la LNB et le niveau maximum de percée (LMO) correspond à la TTL et a un rôle similaire à la couche d’entraînement. Tiré de Sherwood and Dessler (2001) avec l’autorisation de l’*American Meteorological Society*.

nuageuses est semblable à l’entraînement par les ascendances peu profondes au-dessus de la couche limite atmosphérique (Sherwood and Dessler, 2001). Ce processus contribue à la capacité des percées nuageuses au sommet des cumulonimbus à atteindre la stratosphère. Le mélange turbulent dans les percées nuageuses qui atteignent la stratosphère participe au refroidissement observé environ 1 km au-dessus du point froid (jusqu’à -4 K en moyenne d’après Pomereau and Held, 2007) et à un flux descendant de chaleur (Sherwood et al., 2003; Robinson and Sherwood, 2006). Comme les percées nuageuses sont particulièrement froides, le chauffage radiatif pourrait également contribuer à leur ascension jusqu’en stratosphère (Sherwood and Dessler, 2000; Dessler, 2002).

Chapitre 2

Simulations de *Hector the Convectoid*

2.1 *Hector the Convectoid*, un laboratoire naturel

Hector (fig. 1.1) est un orage multicellulaire qui se développe régulièrement au-dessus des îles Tiwi (Fig. 2.1), à l'extrême nord de l'Australie (Fig. 2.2). C'est l'un des plus grands orages sur Terre (Zipser et al., 2006), avec un sommet pouvant atteindre jusqu'à 20 km d'altitude. Lorsqu'il est complètement développé, Hector recouvre une surface comparable à celle des îles Tiwi, soit 170 km d'est en ouest et 90 km du nord au sud. Ses dimensions exceptionnelles et sa position isolée le rendent visible à une centaine de kilomètres à la ronde, comme par exemple depuis Darwin, capitale de l'état australien *Northern Territory*, située sur le littoral à 100 km au sud des îles Tiwi. Hector se développe en fin de matinée, son intensité est maximum dans l'après-midi et il se dissipe en fin de journée. Environ 75 % des cas sont détectés entre 15h30 et 18h30¹ (Keenan et al., 1989). Du fait de sa position isolée, de sa régularité et de ses dimensions, Hector est devenu une référence géographique pour les pilotes et les marins, qui, pendant la seconde guerre mondiale, l'ont surnommé *Hector the Convectoid*.

1. Toutes les heures sont exprimées en **heure locale**, soit UTC + 9h30.



FIGURE 2.1 – Les îles Tiwi (Bathurst à l’ouest et Melville à l’est) vues depuis le satellite Landsat 7. L’archipel mesure 170 km d’est en ouest et 90 km du nord au sud.

Les îles Tiwi (fig. 2.1) sont baignées par les eaux chaudes de la *Warm Pool* (fig. 2.2, la température de surface de la mer varie entre 29 et 31°C toute l’année, sauf en juin-juillet-août où la température est plus basse de 1 à 3 degrés). Le relief de ces îles est assez plat, quelques petites collines culminent à 80 m de haut, 120 m pour la plus haute. Les îles sont recouvertes de forêt d’eucalyptus et de mangrove au niveau des côtes (Carbone et al., 2000). Le peuple aborigène Tiwi, qui compte aujourd’hui environ 2 500 personnes, vit sur ces îles depuis plus de 7 000 ans. Les saisons humides et les saisons sèches sont dictées par le flux de mousson. 90 % des pluies annuelles tombent pendant la saison humide, qui dure de novembre à avril approximativement (Keenan and Carbone, 1992). Le flux de mousson vient de la basse troposphère équatoriale, et passe au-dessus des îles Tiwi de l’ouest vers l’est. Pendant la mousson, le cisaillement vertical du vent horizontal est limité à la couche limite atmosphérique (1,5 km au-dessus de la surface) (Keenan and Carbone, 1992), les contrastes thermiques terre-mer sont peu marqués du fait des fortes pluies qui gorgent le sol d’eau (Ferretti and Gentile, 2009), la convection est alors peu vigoureuse (les systèmes convectifs

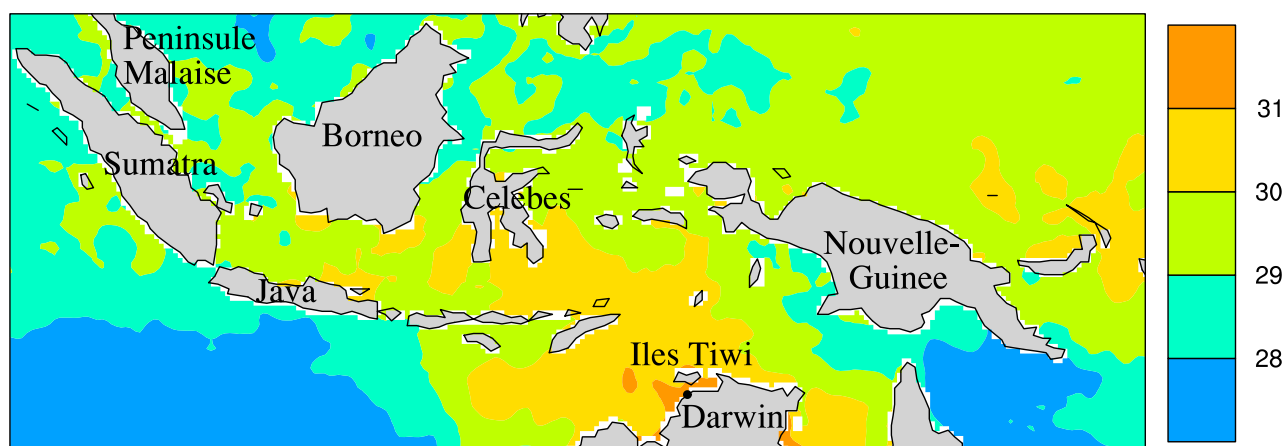


FIGURE 2.2 – Les îles du Continent Maritime et la *Warm Pool*, étendue océanique à l'est de l'océan Indien et à l'ouest de l'océan Pacifique, dont la surface est particulièrement chaude. Les températures de surface de la mer, moyennées sur le mois de novembre 2005, sont en degrés Celsius. Les données proviennent du site web de *Physical Sciences Division, Earth System Research Laboratory, NOAA, Boulder, Colorado* : <http://www.esrl.noaa.gov/psd/> (Reynolds et al., 2007).

présentent des ascendances faibles et atteignent des altitudes usuelles de convection profonde). Au contraire, pendant les périodes de transition de la mousson (novembre - décembre) et de pause de la mousson (février - mars), les systèmes convectifs continentaux et côtiers (liés à la brise de mer) se forment et sont très vigoureux. Ces périodes sont caractérisées par un flux d'est vers 3 km d'altitude (soit environ 700 hPa) qui provient du continent australien (Keenan and Carbone, 1992). Hector, dont le déclenchement est intimement lié à la brise de mer, ne se développe quasiment jamais pendant la mousson, mais 65 % des jours pendant les périodes de transition et de pause de la mousson (Keenan et al., 1989).

La régularité de Hector et sa localisation précise en font un objet d'étude exceptionnel pour les météorologues. Plusieurs instruments de mesure fixes sont installés à proximité. Le radar polarimétrique Berrimah en bande C (5,3 cm de longueur d'onde) installé à 9,5 km à l'est du centre ville de Darwin, fonctionne en permanence et détecte les précipitations. Tous les jours, deux radio-sondages

sont lancés depuis Darwin, à 9h30 et 21h30, par le centre du *Bureau of Meteorology* chargé de la prévision du temps dans la région. Ils permettent d'obtenir les profils de vent, de température et d'humidité de l'atmosphère. Également sur place, un site du réseau américain de mesure du rayonnement atmosphérique (ARM) mesurait, entre autres, les valeurs intégrées sur la colonne atmosphérique de quantité d'eau précipitable (PWV) et d'eau liquide nuageuse (Cadeddu et al., 2013) jusque fin 2014. D'autres mesures sont prises depuis l'espace. Chaque jour, le satellite géostationnaire japonais de la série MTSAT fournit des images dans le visible et dans l'infra-rouge de la couverture nuageuse. Le satellite basse altitude de la mission américano-japonnaise TRMM (Kummerow et al., 2000) est passé quant à lui tous les 42 jours au-dessus des îles Tiwi entre novembre 1997 et avril 2015, avec notamment à son bord un radar précipitation (PR) et un capteur passif micro-onde (TMI) qui permettaient d'obtenir des informations sur le contenu en vapeur d'eau, et sur la structure verticale du contenu en eau nuageuse et en précipitation des systèmes convectifs (Liu and Zipser, 2005). Ponctuellement, de plus amples moyens de mesure (notamment aéroportés) sont mis en place à l'occasion de campagnes internationales. Parmi celles-ci, on compte notamment les campagnes *Island Thunderstorm EXperiment* (ITEX) en 1988, *Maritime Continent Thunderstorm EXperiment* (MCTEX) en 1995, *Stratosphere-Climate links with emphasis On the Upper-Troposphere and lower stratosphere* (SCOUT-O3) en 2005 et *Tropical Warm-Pool-International Cloud Experiment* (TWP-ICE) en 2006. Ces campagnes avaient pour but d'étudier le déclenchement de la convection profonde et son cycle de vie (ITEX, MCTEX), le rôle de la convection profonde dans les échanges troposphère-stratosphère et son impact sur l'humidité en basse stratosphère (SCOUT-O3) et les propriétés microphysiques des cumulonimbus, de leur enclume et des cirrus émanant de leur dissipation (TWP-ICE).

Influence des conditions météorologiques sur le développement de la convection

L'apparition de Hector, bien que très fréquente en période de transition et de pause de la mousson, est très difficile à prévoir (Keenan and Carbone, 1992; Carbone et al., 2000; Ferretti and Gentile, 2009, prévisionnistes de Darwin, communication personnelle, 2015). C'est pourquoi de nombreuses études (Golding, 1993; Carbone et al., 2000; Crook, 2001; Saito et al., 2001; Ferretti and Gentile, 2009) ont analysé le forçage et les éléments déclencheurs de Hector, dans le but de comprendre quelles sont les conditions météorologiques favorables et défavorables au développement de la convection. Les campagnes de mesure ITEX et MCTEX ont été menées en 1988 et 1995, prenant Hector comme objet d'analyse pour étudier les systèmes convectifs qui se développent au-dessus des îles du continent maritime. Une attention particulière est portée sur les mécanismes de déclenchement de ces systèmes et leur cycle de vie.

Critères de développement

Comme vu précédemment, la tendance de vent d'est à 3 km d'altitude, caractéristique des périodes de transition de la mousson et de pause de la mousson semble nécessaire au développement de Hector (Keenan and Carbone, 1992), tandis qu'un taux d'humidité trop faible ou trop élevé dans les basses couches (Crook, 2001; Ferretti and Gentile, 2009) ou un trop fort contenu en eau dans le sol (Ferretti and Gentile, 2009) y sont défavorables. Une couverture nuageuse importante par des cirrus denses n'est pas nécessairement défavorable, les îles Tiwi semblent en effet toujours fournir des flux de chaleur suffisants en surface (Simpson et al., 1993).

Mécanismes de forçage

L'orientation du vent à la surface, l'orientation de son cisaillement vertical et la forme des Îles Tiwi modulent l'organisation de la convection peu profonde en début de journée. Ils déterminent ainsi le temps mis par la convection profonde pour se déclencher, ainsi que le mécanisme de forçage (Carbone et al., 2000; Saito et al., 2001). En particulier, la brise de mer joue un rôle clé dans le déclenchement de Hector (Carbone et al., 2000; Saito et al., 2001; Ferretti and Gentile, 2009). Deux types de forçages sont définis en fonction de ce qui conduit à une forte convergence du flux d'humidité en basse couche (fig. 2.3) :

- type A : forçage issu de la convergence des fronts de brise de mer venant de la côte nord et de la côte sud,
- type B : forçage issu de l'interaction entre un front de brise de mer et un front de rafale, généré par un courant de densité sous de la convection développée plus tôt dans la journée.

Environ 80 % des orages Hector sont déclenchés par le forçage de type B (Carbone et al., 2000). Le forçage de type A peut être vu comme un mécanisme par défaut lorsque les conditions météorologiques ne permettent pas le forçage de type B. Le forçage de type A est rendu possible lorsqu'une inhibition importante de la convection retarde le déclenchement des précipitations, ou lorsque la production de poches froides est limitée par une trop faible réserve de flottabilité négative en troposphère (DCAPE). Dans ces deux cas, les fronts de brise de mer ont le temps de traverser les îles sur une suffisamment longue distance pour se rencontrer et déclencher Hector par le forçage type A (Carbone et al. (2000), fig. 2.3 gauche). Au contraire, une plus forte humidité dans les basses couches semble favoriser le forçage de type B par rapport au type A (Crook, 2001), mais ceci n'est valide que lorsque tous les autres paramètres sont inchangés (Gentile and Ferretti, 2016). Enfin, il est important de noter que le léger relief des îles

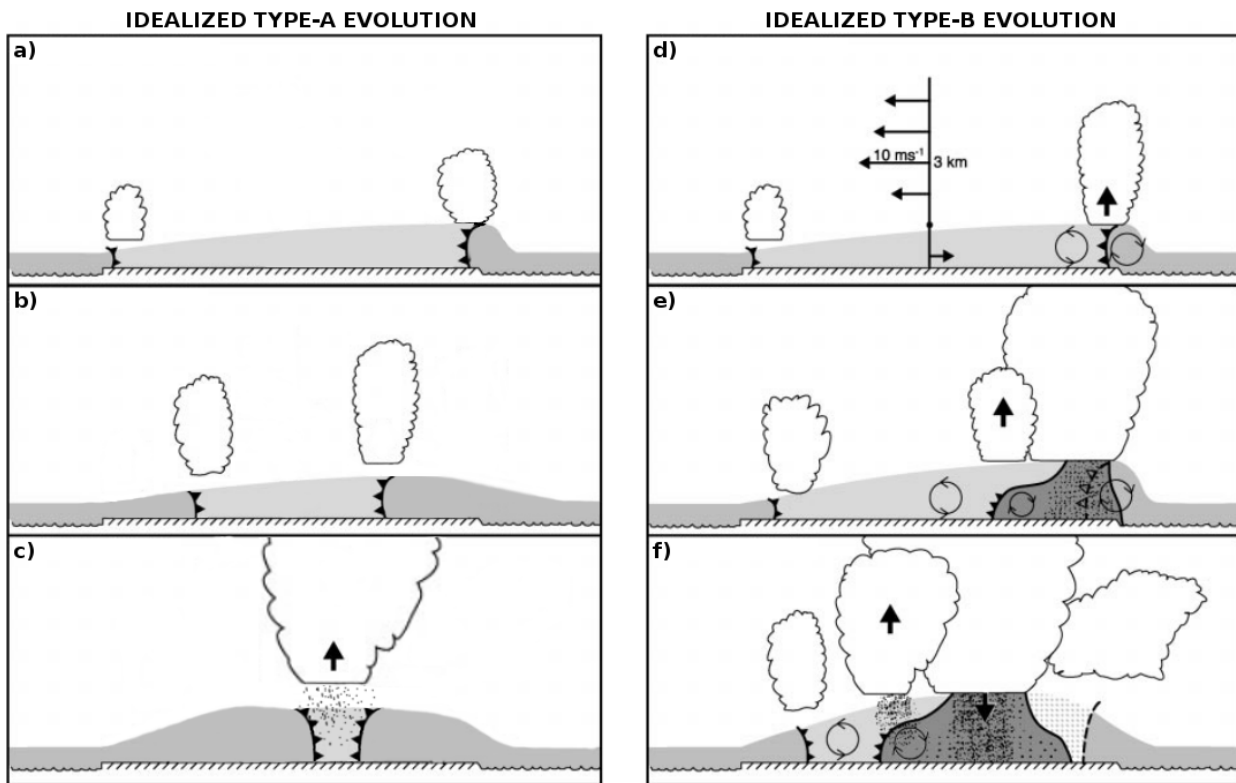


FIGURE 2.3 – Évolution idéalisée de la convection due aux forçages de type A et de type B. La couche limite est en gris, plus le gris est foncé, plus l'air est froid. Les diagrammes ne sont pas à l'échelle. **Gauche : forçage de type A, selon une coupe nord-sud.** (a) L'inhibition à la convection est élevée, la convection qui se développe au-dessus des fronts de brise est peu profonde. (b) Les fronts de brise ont le temps de pénétrer dans les terres avant que la convection ne forme des précipitations. (c) Les fronts de brise se rencontrent et déclenchent la convection profonde et les précipitations. **Droite : forçage de type B, selon une coupe est-ouest.** (d) La tendance ouest à la surface et la tendance d'est à 3 km forme un cisaillement fort et crée une vorticité horizontale ambiante. La vorticité liée au front de brise à l'est est opposée, facilitant l'apparition de convection congestus. (e) Tandis que la convection liée au front de brise à l'ouest peine à s'approfondir, la convection à l'est est bien développée, elle forme des précipitations. Ces précipitations créent une poche froide qui se propage vers l'intérieur des terres. Au niveau du front de rafale, la vorticité est opposée à la vorticité ambiante, facilitant la formation de nouvelles cellules de convection précipitante. (f) La convection devient de plus en plus profonde à mesure que les fronts de rafale soulèvent l'air chaud de la surface des îles, jusqu'à ce qu'ils rencontrent le front de brise ouest, créant les cellules les plus développée sur la verticale. Gauche : schémas personnels adaptés de Carbone et al. (2000) par Guillaume Amiel et moi-même. Droite : schémas tirés de Carbone et al. (2000). Avec l'autorisation de l'*American Meteorological Society*.

Tiwi peut contribuer au déclenchement de Hector (Golding, 1993), en particulier lorsque les fronts de brise ou les fronts de rafale sont canalisés par les collines (Gentile et al., 2014).

Le développement de Hector se fait de manière progressive. Le matin, le soleil réchauffe la surface des îles Tiwi au-dessus de laquelle la convection sèche apparaît. À mesure que la couche limite se développe, les panaches thermiques grandissent et la vapeur à leur sommet condense, formant des cumulus humilis. Ces cumulus humilis épaisissent et forment les premières précipitations. Les cumulus deviennent congestus et les zones de convergence en basse couche se déplacent et s'agrègent, pilotées par la brise de mer et/ou les poches froides. Les fronts de brise interagissent entre eux ou avec les fronts de rafale, déclenchant de la convection profonde très vigoureuse. Les cumulonimbus atteignent rapidement la TTL voire la basse stratosphère, après quoi la convection perd en intensité. Plusieurs étapes peuvent être définies pour décrire cette croissance graduelle (Saito et al., 2001; Gentile et al., 2014), les étapes de condensation, de précipitation et d'agrégation des cellules sont représentées sur la figure 2.4.

Modulation de l'intensité

L'intensité de Hector varie également d'un événement à l'autre, cela se traduit par des vents ascendants plus ou moins forts, un contenu en hydrométéores plus ou moins important et une altitude du sommet plus ou moins élevée. Parmi les conditions météorologiques, une CAPE élevée et des vents de surface faibles et alignés selon l'axe principal des îles Tiwi favorisent une convection intense (Crook, 2001; Gentile and Ferretti, 2016).

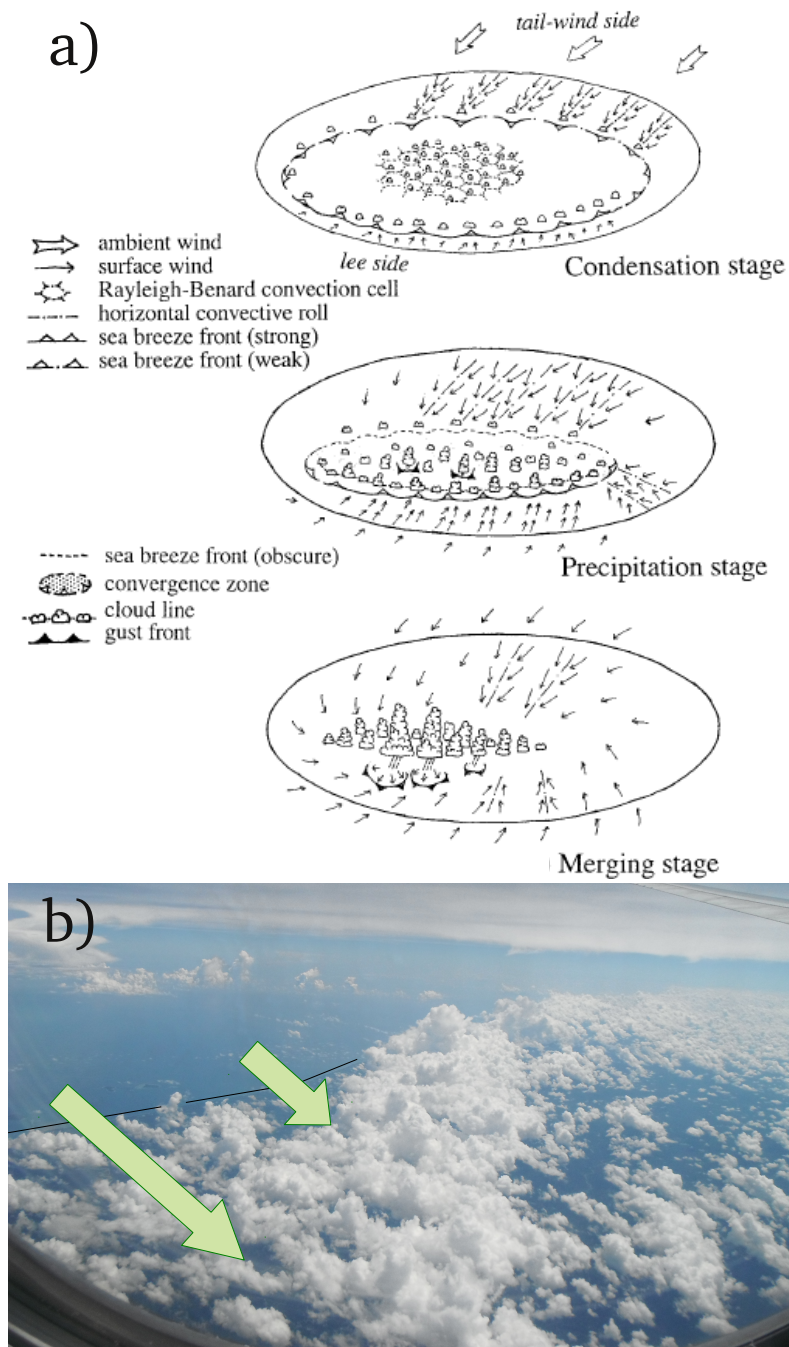


FIGURE 2.4 – (a) Modèle conceptuel de l'évolution de la convection au-dessus d'une île du Continent Maritime, schéma tiré de Saito et al. (2001) avec l'autorisation de l'*American Meteorological Society*. (b) Cumulus humilis et cumulus congestus alignés le long du front de brise, photo personnelle prise depuis l'avion vers midi au-dessus de la Nouvelle-Guinée ; la côte nord de la Nouvelle-Guinée est surlignée par le trait noir et la circulation de surface de la brise de mer est représentée par les grandes flèches vertes.

Contribution de la convection aux échanges troposphère-stratosphère

Comme Hector peut atteindre la basse stratosphère, le projet européen SCOUT-O3 (novembre - décembre 2005) avait pour but d'étudier les échanges entre la troposphère et la stratosphère à son sommet. Ces échanges sont particulièrement importants dans les tropiques à cause de la présence d'intenses systèmes convectifs comme Hector et du fait que la stratosphère est alimentée en air depuis la troposphère dans les tropiques. Pour caractériser les conséquences de ces échanges, l'avion russe M55-Géophysica a réalisé des mesures d'espèces chimiques, d'aérosols et de particules de glace jusqu'en stratosphère au-dessus de Hector (Vaughan et al., 2008). Les conditions météorologiques étaient proches des conditions moyennes climatologiques : la mousson n'était pas encore établie sur Darwin, l'oscillation *El Niño - Southern Oscillation* était dans une phase neutre et les ondes équatoriales étaient peu influentes pendant la période d'observation (Brunner et al. (2009), fig. 2.5, les passages des ondes équatoriales sont mis en évidence par les lignes noires épaisses). Entre le 16 novembre et le 3 décembre 2005, Hector se développa 13 jours. Le cas du 30 novembre 2005 fut particulièrement vigoureux et les conditions météorologiques ont été favorables à deux missions aéroportées successives, une pendant le développement de Hector, l'autre pendant sa phase mature. La première mission rapporta une preuve sans précédent de l'hydratation de la stratosphère par la convection (Corti et al., 2008). C'est pour ces raisons que l'orage Hector du 30 novembre 2005 a été sélectionné par de nombreuses études (e.g., Corti et al., 2008; Ferretti and Gentile, 2009; Chemel et al., 2009; Frey et al., 2015), et par celles présentées dans ce mémoire, pour étudier la capacité de la convection à affecter les échanges troposphère-stratosphère.

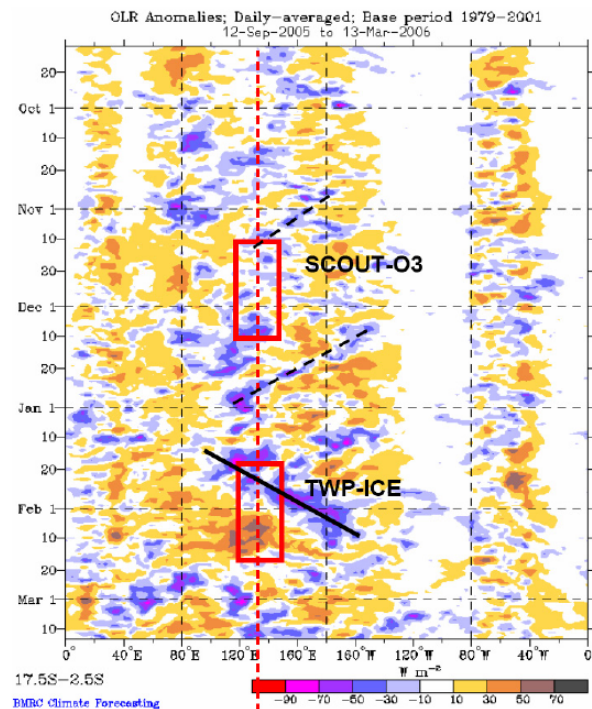


FIGURE 2.5 – Diagramme Hovmöller (longitude, temps) de l’anomalie de rayonnement infrarouge sortant de l’atmosphère (OLR) pendant l’été austral 2005 - 2006 pour le sud des tropiques (2,5° S - 17,5° S). La longitude de Darwin est indiquée par la ligne rouge tiretée. Les périodes couvertes par SCOUT-O3 et TWP-ICE sont indiquées par les rectangles rouges. Reproduit de Brunner et al. (2009) avec leur permission, leur source est l’*Australian Bureau of Meteorology*.

Le 30 novembre 2005 à 9h30 (fig. 1.3), un vent assez faible (5 m/s d’amplitude) souffle d’ouest-nord-ouest en surface, apportant de l’air humide de l’océan au-dessus des îles Tiwi. L’humidité relative présente un fort gradient avec plus de 85 % sur la façade ouest et environ 70 % sur la façade est (Ferretti and Gentile (2009), réanalyses de l’ECMWF à 750 m d’altitude). À 3 km d’altitude, la tendance est diamétralement opposée, un vent d’est-sud-est souffle à 5 m/s depuis le continent australien, apportant de l’air sec. Sur les trois premiers kilomètres au-dessus de la surface, l’atmosphère présente donc un important cisaillement vertical du vent horizontal bien que le vent horizontal lui-même soit d’intensité modérée. L’instabilité de l’atmosphère est élevée dès 9h30 puisque la CAPE est de 2074 J/kg. Enfin la tropopause se situe à 17 km d’altitude (Corti et al., 2008).

Ce jour-là, Hector se développa jusqu'à 18 km d'altitude (Corti et al., 2008). Il était composé de deux cellules principales. La première cellule se développa à 13h, son extension verticale était maximum à 14h50 et les précipitations étaient maximales à 15h d'après les observations radar (Ferretti and Gentile, 2009). La deuxième cellule se développa à 5 - 10 km de la première et atteint la même extension verticale maximale à 16h. L'activité convective diminua à partir de 18h. Des percées nuageuses en stratosphère ont été observées au sommet de Hector entre 15h10 et 16h30 (la photo sur la fig. 2.6b donne un exemple de percée nuageuse, bien que l'altitude d'observation soit plus basse que dans le cas de Hector). Les percées nuageuses ont conduit à une injection de 1 à 11 équivalent-ppmv de glace dans la basse stratosphère où le contenu en vapeur d'eau est de 4 ppmv (Corti et al., 2008). La sublimation des cristaux de glace conduit à une hydratation moyenne de la stratosphère (moyenne du contenu en vapeur entre les niveaux 380 et 420 K) entre +0,06 et +2,24 ppmv (évaluations à partir de simulations avec les modèles ARW et UM, respectivement, par Chemel et al., 2009). Les percées nuageuses de Hector en stratosphère ont également conduit à un important transport d'air stratosphérique en haute troposphère (Frey et al., 2015). À la tropopause, où le contenu en ozone usuel est de l'ordre de 100 ppbv, une augmentation de + 50 ppbv d'ozone a été observée.

Microphysique des systèmes convectifs très profonds

La structure microphysique des systèmes convectifs tropicaux, qui présentent une région glacée très développée, détermine leurs impacts radiatifs, dynamiques et chimiques sur l'environnement. La partie du nuage dans laquelle se forment les cristaux de glace peut s'étendre sur une dizaine de kilomètres d'altitude, voire une quinzaine pour les systèmes les plus grands. Saito et al. (2001) relèvent l'importance des processus glacés pour renforcer l'intensité de Hector et

déterminer les distributions verticales du chauffage et de l'humidification. Les propriétés microphysiques de Hector ont été analysées à l'occasion des campagnes de mesure SCOUT-O3 (Brunner et al., 2009) et TWP-ICE (May et al., 2008). En haute troposphère et basse stratosphère, la phase de développement de Hector révèle des cristaux plus petits (jusqu'à 300 μm de large) que durant la phase mature (certains dépassant les 1,6 mm de large), période pendant laquelle les cristaux ont d'avantage le temps de s'agréger et de s'accroître par givrage (Frey et al., 2014). Pendant la phase de déclin de Hector, des cirrus très étendus et d'environ 6 km d'épaisseur sont générés à son sommet et persistent au moins 6h après sa dissipation (Frey et al., 2014, exemple sur la fig. 2.6a).

Le 30 novembre 2005, les distributions de taille des particules dans les nuages de glace au sommet de Hector révèlent la présence de larges cristaux jusqu'à 1,4 km au-dessus de la tropopause (de Reus et al., 2009). Des cristaux mesurant jusqu'à 400 μm ont été observés, alors qu'usuellement dans les tropiques le rayon effectif des particules de glace est d'environ 3 μm à la tropopause. Ces nuages glacés, formés à la suite des percées en stratosphère de Hector, contiennent $4 \cdot 10^{-4}$ à $4 \cdot 10^{-3}$ grammes de glace par kilogramme d'air sec. L'humidité relative (vis-à-vis de la glace) de l'environnement dans lequel ils ont été observés varie de 75% (sous-saturation) à plus de 150 % (forte sur-saturation). Le calcul des temps de résidence des cristaux de glace (dépendant de leur vitesse de sédimentation et donc de leur taille) et celui des taux de sublimation (dépendant de leur taille et de l'humidité relative de leur environnement) confirment le fort potentiel d'hydratation locale de la stratosphère par les percées en stratosphère au sommet de Hector (de Reus et al., 2009; Frey et al., 2014). Les études isotopiques indiquaient déjà l'importance du transport convectif de particules glacées pour expliquer le contenu en eau de la basse stratosphère (Moyer et al., 1996; Keith, 2000; Dessler et al., 2007; Chemel et al., 2009).



FIGURE 2.6 – (a) Dissipation de l'enclume de Hector donnant un fin cirrus qui voile la haute troposphère jusqu'au-dessus de Darwin - photo personnelle prise le 25 novembre 2015 vers 18h30. (b) Exemple de nuage de glace formé à la suite d'une percée nuageuse qui dépasse le sommet des autres nuages, photo prise en avion à environ 11 km d'altitude, dans la région de l'archipel d'Okinawa au sud du Japon, le 12 novembre 2015 vers 7h, heure locale.

2.2 Simulations avec le modèle Méso-NH

L'orage tropical Hector du 30 novembre 2005 a été intensément observé par la campagne de mesure SCOUT-O3. L'avions stratosphérique M55 Geophysica a pu survoler Hector à deux reprises ce jour-là : lors de son développement et lors de sa dissipation. Il a rapporté les mesures lidar qui constitue une preuve sans précédent de l'hydratation de la stratosphère par un système convectif. Ce cas, qui a déjà fait l'objet de nombreuses études observationnelles et numériques, est sélectionné dans cette étude pour servir d'archétype de la convection atteignant la stratosphère. Afin d'évaluer le transport net d'eau en stratosphère par la convection (chapitre 2), l'organisation de la convection conduisant aux percées nuageuses en stratosphère (chapitre 3) et le transport irréversible de masse à travers la troposphère par les systèmes très profonds (chapitre 4), l'orage Hector du 30 novembre 2005 est simulé à l'aide du modèle atmosphérique régional Méso-NH (modèle de Méso-échelle Non-Hydrostatique).

Dans la suite, le modèle est d'abord présenté de manière générale. Les configurations propres au cas d'étude sont ensuite détaillées. Enfin, les simulations sont décrites et confrontées aux observations.

Présentation du modèle

Mésos-NH (Lafore et al., 1998) est un modèle non-hydrostatique en points de grille (eulérien) qui fait l'hypothèse d'un écoulement anélastique pour éliminer la propagation rapide d'ondes sonores. Il est développé à Toulouse conjointement par le Laboratoire d'Aérodynamique (LA) et le Centre National de Recherche Météorologique (CNRM) depuis 1993. Une version améliorée de la version 4-9-4 est utilisée pour cette étude afin de pouvoir lancer le modèle sur des super-calculateurs massivement parallèles (Pantillon et al., 2011), c'est-à-dire des machines réalisant des calculs par des milliers de processeurs simultanément. En pratique, on ne parle pas de processeurs mais de nœuds de calcul, sur lesquels plusieurs cœurs réalisent des calculs en parallèle. Chaque cœur peut lui-même être divisé en plusieurs *threads* ou cœurs virtuels. En 2011, la scalabilité du code Mésos-NH avait été testée jusqu'à 130 000 cœurs, elle a depuis été démontrée jusqu'à deux millions de *threads*.

La dynamique non-hydrostatique de Mésos-NH permet de simuler les mouvements de l'atmosphère allant du millier de kilomètres (anticyclones, dépressions) au kilomètre (brise, écoulements orographiques), voire au mètre (petits tourbillons en couche limite ou dans les nuages), ou moins encore (turbulence dans les couches limites stables). Le cœur dynamique du modèle est un système eulérien d'équations différentielles partielles qui correspondent aux équations du mouvement de l'air. La discrétisation de l'espace se fait sur une grille de type C suivant la classification de Arakawa. La coordonnée verticale est l'altitude de Gal-Chen and Somerville (1975) permettant aux niveaux verticaux de suivre le

terrain. Les variables suivantes sont pronostiques, c'est-à-dire calculées à chaque pas de temps et nécessaires pour relancer le modèle : les trois composantes du vent u , v et w , la température potentielle θ , l'énergie cinétique turbulente TKE , les rapports de mélange en vapeur d'eau et en hydrométéores r_* . Il est possible d'y ajouter un certain nombre de rapports de mélange en traceurs passifs s_* . L'advection de la quantité de mouvement est réalisée par un schéma d'advection conservatif en flux, centré d'ordre 4, associé au schéma temporel *Leapfrog*. L'advection des variables scalaires se fait par le schéma d'advection en volume fini *Piecewise Parabolic Method* (PPM) associé au schéma temporel *Forward in Time*.

Configuration du modèle

Grille atmosphérique

Le domaine de simulation couvre largement les îles Tiwi et inclut une marge d'une quarantaine de kilomètres dans chaque direction horizontale pour que les bords du domaine ne perturbent pas le développement de Hector. Le domaine s'étend sur $256 \times 204,8 \text{ km}^2$, de la surface à 25 km d'altitude. Les ondes de gravité générées par la convection sont dissipées dans les trois derniers kilomètres au sommet du domaine (couche éponge) afin d'éviter leur réflexion non-physique vers le bas. L'espace est échantillonné par une projection Mercator car le domaine est suffisamment près de l'équateur. Sur la verticale, les niveaux sont espacés de 100 m sauf pour les quatorze premiers niveaux au-dessus de la surface où l'échantillonnage vertical est plus fin (jusqu'à un niveau tous les 40 m) afin de mieux représenter les tourbillon de couche limite. Sur l'horizontale, le maillage de l'atmosphère se fait de manière régulière dans les directions zonale et méridienne. Cinq maillages différents sont utilisés pour réaliser cinq simulations du même événement avec des résolutions horizontales différentes.

L'espacement horizontal des mailles est de 100, 200, 400, 800 et 1 600 m. Le domaine de simulation étant le même pour toutes les simulations, le nombre de points varie de 1,3 milliard à 5,2 millions. Seule la résolution horizontale varie d'une simulation à l'autre, tout le reste de la configuration décrite ci-après est gardée identique afin de faciliter la comparaison entre simulations.

Les simulations les plus fines, avec des maillages de 100 et 200 m de côté, échantillonnent suffisamment l'espace pour représenter les petits nuages, voire même les grands tourbillon intra-nuageux (*Large Eddies* en anglais). Elles sont appelées *Large-Eddy Simulations* (LES). La simulation la plus fine, avec des mailles de 100 m, est nommée *Giga-LES* car elle compte plus d'un milliard de points. Les cinq simulations ont été réalisées à l'occasion de la mise en service du super-calculateur Turing de l'IDRIS. Le projet a été sélectionné en tant que *Grand Challenge Turing* et a bénéficié d'une allocation de ressources informatiques exceptionnelles (huit millions d'heures de calcul utilisant plus de 16 000 cœurs, soit le quart de Turing à son installation).

Les processus physiques d'échelle sous-maille, radiatif et d'échange avec la surface ne sont pas résolus explicitement par Méso-NH. Leurs effets sur l'écoulement atmosphérique sont pris en compte grâce à des paramétrisations ou à des modèles externalisés.

Représentation des transferts radiatifs

Les transferts radiatifs sont les échanges d'énergie par rayonnement électromagnétique. Le rayonnement solaire réchauffe la surface là où il n'est pas occulté et diffusé par les aérosols et par les nuages ou absorbé par les gaz. La surface, les nuages et l'air rayonnent également, dans la gamme des grandes longueurs d'onde (infra-rouges) et échangent ainsi de l'énergie, tandis qu'une partie quitte l'atmosphère vers l'espace. Les transferts radiatifs sont calculés pour chaque co-

bonne atmosphérique en faisant l'approximation à deux courants, c'est-à-dire en considérant pour chaque gamme de longueur d'onde un flux montant et un flux descendant. Le code utilisé est très proche du code opérationnel de l'ECMWF décrit dans Gregory et al. (2000). Ce code utilise le schéma de Fouquart Morcrette pour les courtes longueurs d'onde et le schéma *Rapid Radiative Transfer Model* pour les grandes longueurs d'onde.

Représentation de la turbulence d'échelle sous-maille

La turbulence est l'ensemble des mouvements tourbillonnaires désordonnés de l'air, dont la taille, la localisation et l'orientation sont difficilement prévisibles. Ces mouvements transfèrent l'énergie cinétique des grandes échelles vers les petites échelles où l'énergie cinétique est dissipée par viscosité. Ils provoquent également la diffusion de propriétés de l'air comme l'énergie thermique, la quantité de mouvement, le contenu en vapeur, le contenu en hydrométéores ou en tout autre composant atmosphérique (gaz, aérosols, etc.). Les maillages de l'atmosphère utilisés pour les simulations ne résolvent explicitement que les mouvements de l'air dont la taille est supérieure à la taille des mailles. La dissipation visqueuse d'énergie cinétique et les flux causés par les mouvements turbulents de plus petite échelle doivent être calculés et intégrés à l'évolution de l'atmosphère par un schéma de turbulence.

Le schéma de turbulence de Cuxart et al. (2000) est utilisé ici dans sa version 3D car les maillages utilisés peuvent produire de forts gradients et de forts cisaillements du vent dans les trois directions de l'espace. Pour le calcul de la dissipation et des flux turbulents tridimensionnels, les équations des moments du second ordre sont séparées en une partie isotrope et une partie anisotrope. Les moments d'ordre supérieur, l'effet Coriolis et la courbure de la Terre sont négligés, tout comme les termes instationnaires des équations de la partie ani-

sotrope. L'équation pour la partie isotrope constitue l'équation d'évolution de l'énergie cinétique turbulente TKE (une des variables pronostiques du modèle). Le schéma est dit d'ordre 1,5 car seule cette partie des moments du second ordre est pronostiquée. L'autre partie des moments du second ordre, les flux turbulents, est diagnostiquée à partir d'une formulation en « K-gradient », c'est-à-dire qu'ils sont estimés proportionnels aux gradients des champs 3D résolus des variables pronostiques. Les facteurs de proportionnalité K_* dépendent de la taille caractéristique des tourbillons les plus énergétiques, représentée par la longueur de mélange l , et de l'activité de la turbulence, estimée à partir de la racine carrée de la TKE . La longueur de mélange l est estimée à partir de la formulation locale de Deardorff (1980). Il s'agit en général de la racine cubique du volume de la maille, mais elle est limitée par la distance au sol et elle diminue fortement en cas de stabilité thermique.

Del Genio and Wu (2010) ont réalisé des simulations de convection continentale pendant la campagne TWP-ICE avec des mailles horizontales de 600 et 125 m et ils ont noté que la simulation avec la résolution la plus fine est plus turbulente. Les taux d'entraînement qu'ils ont calculé présentent des variations similaires dans le temps et en fonction de la taille des ascendances, mais l'amplitude de l'entraînement est plus grande à fine résolution.

Représentation de la microphysique

La microphysique nuageuse décrit la formation des hydrométéores, leurs taux de conversion et leurs taux de précipitation. Elle a un grand impact sur les transferts radiatifs (effet écran et effet de serre des nuages), sur les bilans d'énergie thermique (par le dégagement et l'absorption de chaleur latente lors des changements de phase de l'eau) et sur les taux précipitation en surface. Il est important de distinguer les hydrométéores glacés des hydrométéores liquides car leurs pro-

priétés radiatives et leurs vitesses de chute diffèrent. De plus, le dégagement de chaleur latente lors du passage des hydrométéores de l'état liquide à l'état solide est significatif, de l'ordre de 10 % de celui dû à la condensation, ce qui contribue au développement vertical des systèmes convectifs profonds. Les vitesses de chute plus faibles des hydrométéores glacés augmentent leur temps de résidence, ce qui est particulièrement important pour le calcul de l'hydratation de la TTL et de la stratosphère par les percées au sommet des nuages par exemple.

La microphysique nuageuse est représentée dans Méso-NH par le schéma ICE3 (Pinty and Jabouille, 1998, fig. 2.7) qui répartit le contenu en eau entre six réservoirs (schéma *bulk* en anglais). Un réservoir correspond au contenu en eau sous sa forme gazeuse : la vapeur d'eau. Deux réservoirs correspondent aux hydrométéores liquides : l'eau liquide nuageuse qui représente les gouttelettes qui ne précipitent pas et l'eau de pluie qui précipite. Trois réservoirs correspondent aux hydrométéores solides : la glace nuageuse qui représente les cristaux de glace qui ne précipitent pas, la neige et le grésil qui peuvent précipiter. Les contenus en eau des réservoirs est donné en chaque point de grille par leurs rapports de mélange (les six variables pronostiques r_*), c'est-à-dire les rapports entre les masses d'eau des réservoirs et la masse de l'air sec dans la maille. Le schéma ICE3 est un schéma à un moment : seuls les rapport de mélange des réservoirs sont calculés, les distributions en taille des hydrométéores sont supposées suivre des courbes prédéterminées (lois gamma généralisées ou log-normales).

Les équations pronostiques d'évolution des rapports de mélange sont obtenues en prenant en compte l'ensemble des processus représentés sur la figure 2.7. En pratique, les taux de formation, croissance, conversion et précipitation des hydrométéores sont déduits à partir des moments des distributions en tailles à l'intérieur des réservoirs. Ces moments sont donnés par des formules relativement simples ce qui évite de calculer explicitement les distributions en taille.

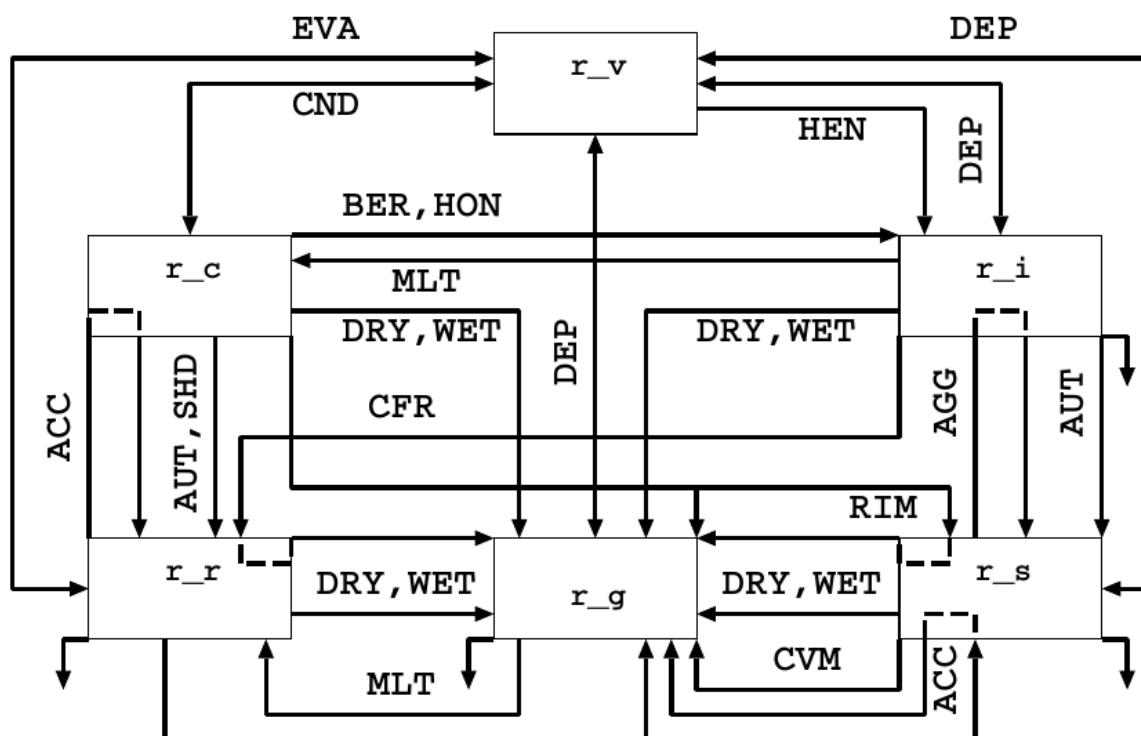


FIGURE 2.7 – Les six réservoirs d'eau et les processus microphysiques représentés par le schéma ICE3. **Les réservoirs** : r_v vapeur d'eau, r_c eau liquide nuageuse, r_i glace nuageuse, r_r pluie, r_g grésil, r_s neige. **Les processus de conversion** : EVA évaporation et condensation de la pluie, DEP déposition et sublimation, CND condensation et évaporation de l'eau nuageuse, HEN nucléation hétérogène, BER processus de Bergeron, HON nucléation homogène, MLT fonte, DRY croissance sèche du grésil, WET croissance humide du grésil, ACC accréation, AUT autoconversion, SHD collecte puis éjection d'eau liquide par le grésil, CFR congélation par contact, AGG aggrégation, RIM givrage, CVM conversion de la neige en grésil par fonte partielle. **Les précipitations** sont représentées par des flèches pointant vers le bas.

Le schéma ICE3 repose sur une série d'hypothèses. Les deux principales sont : premièrement, six réservoirs pour le contenu en eau suffisent à décrire la diversité des hydrométéores, et deuxièmement, les lois choisies pour les distributions en taille n'induisent que des biais négligeables dans les taux de conversion et de précipitation des hydrométéores. Ce schéma suppose également l'ajustement à saturation. En pratique, à la fin du calcul des rapports de mélange, si le contenu en vapeur d'eau dépasse le contenu à saturation, alors le surplus en vapeur se condense ou se dépose, et si l'air dans la maille est sous-saturé en présence d'hydrométéores, alors une partie du contenu en hydrométéores s'évapore ou se sublime en vapeur jusqu'à atteindre la saturation. Cette hypothèse d'ajustement à saturation est commune à beaucoup de schémas microphysiques *bulk*. Cependant elle conduit à des tendances diabatiques dues au dégagement et à l'absorption de chaleur latente trop concentrées près des niveaux de condensation et de congélation (Lebo et al., 2012; Grabowski and Jarecka, 2015). Ces biais dans la répartition du chauffage diabatique peut générer des ascendances et des subsidences plus fortes que dans la réalité ce qui peut conduire à une surestimation du transport d'eau, amplifiée par rétroaction positive (Varble et al., 2014).

Le schéma à deux moments LIMA (Vié et al., 2016), qui sera disponible dans la prochaine version de Méso-NH, ne fait pas d'ajustement à saturation et devrait réduire les biais décrits précédemment. De plus, de forts taux de sous-saturation et de sur-saturation ont été observés en TTL et en basse stratosphère (de Reus et al., 2009), l'absence d'ajustement à saturation pourrait donc influencer les estimations faites de l'hydratation de la stratosphère par la convection très profonde. Enfin, LIMA possède plusieurs variables pronostiques supplémentaires pour la concentration en nombre (le second moment) des noyaux de nucléation et des noyaux glaciogènes, activables et activés, et des hydrométéores de trois des réservoirs. Les concentrations en nombre des cristaux de glace déter-

minent leur distribution en taille et modulent ainsi leur taux de sublimation et la quantité de vapeur d'eau qui se dépose sur eux (Morrison et al., 2009). Les schémas à deux moments (comme LIMA) et ceux dotés de classes de taille pour les hydrométéores (schémas *bin*) pourraient améliorer l'estimation de l'hydratation de la stratosphère par la convection très profonde. En revanche, les coûts numériques de ces schémas sont nettement supérieurs à ceux des schémas *bulk* à un moment, c'est une des raisons pour lesquelles ICE3 a été choisi.

Par ailleurs, à très basse température (au-delà de -50°C), de nouvelles structures cristallographiques de la glace apparaissent, modifiant la forme des cristaux. Les vitesses de chute des cristaux, leur taux de sublimation et la vitesse de déposition de la vapeur sur ces cristaux sont alors différentes par rapport aux régions moins froides. Ces subtilités ne sont pas représentées par ICE3. Leur impact est généralement limité mais, dans le cas de la convection atteignant la tropopause tropicale, les percées nuageuses au sommet des cumulonimbus ont des températures inférieures à -70°C . Il serait donc intéressant d'améliorer ce schéma afin de l'adapter aux très basses températures. La prise en compte de la forme des cristaux permettrait de mieux représenter leur capacitance (par la correction des vitesses de déposition et sublimation) et leur sédimentation (par la correction des vitesses de chute).

Représentation de la surface

Les lignes de côte et le relief sont obtenus à partir de la base de données GTOPO30 (source : lta.cr.usgs.gov/GTOPO30), dont la résolution est de $30''$ d'arc, soit un peu moins de 1 km. Les données de surface ont ensuite été interpolées sur les différentes grilles. La résolution kilométrique des données physiographiques assure que les simulations à 100, 200, 400 et 800 m voient toutes le même relief. Les flux d'énergie de la surface à l'atmosphère sont calculés par

le modèle de surface SURFEX. Sur l'océan, la température de surface de la mer, qui varie peu au cours de la journée, est maintenue constante à 29°C. Les flux de surface air-mer, calculés à partir des gradients verticaux dans la couche de surface atmosphérique, ne varient donc qu'en fonction de l'évolution des champs de vent, de température et d'humidité de l'air dans le premier niveau au-dessus de la surface. Sur terre, la température du sol est initialisée à 30°C et son contenu en eau à 0,16 m³/m³ à partir des analyses de l'ECMWF. Le modèle de surface ISBA (Noilhan and Planton, 1989) calcule les flux d'énergie et d'eau entre la terre et l'air. Il prend en compte la couverture végétale et la nature du sol avec les répartitions entre sable et argile. L'hydrologie est représentée par trois couches de sol dont l'évolution du contenu en eau est calculé par ISBA à partir de l'évaporation et des précipitations. L'hypothèse que la température de surface de la mer est constante n'est pas très forte, en effet la température de la mer à Darwin ne varie que de 0,4°C au maximum sur une journée (source : www.seatemperature.org). L'utilisation d'un modèle de couplage air-mer aurait été coûteux en ressources numériques et d'un intérêt très limité.

Conditions atmosphériques initiales et aux bords du domaine

Les simulations ont été réalisées dans un cadre idéalisé : l'atmosphère a été initialisée en tout point du domaine selon le profil de température et de vitesse des vents issu du radio-sondage lancé à 9h30 (00h UTC) à Darwin (Fig. 1.3). Le profil d'humidité issu du radio-sondage a été utilisé jusqu'à 13 km d'altitude. Au-dessus, entre 13 et 17 km d'altitude, le contenu en vapeur d'eau a été initialisé à partir des données de l'ECMWF. Au-delà, le contenu en vapeur d'eau a été initialisé à partir des observations décrites par Corti et al. (2008) : une valeur qui augmente linéairement avec l'altitude entre 2 ppmv à 17 km et 4 ppmv à 18 km, puis un contenu en eau uniforme de 4 ppmv au-dessus.

Cinq traceurs passifs ont été initialisés à la valeur de 1 dans cinq couches atmosphériques différentes, et 0 en dehors. Ces couches sont séparées successivement par le sommet de la couche limite, le niveau de fonte (à environ 5 km d'altitude), le bas de la TTL (déterminé comme le niveau $\theta = 360$ K) et l'altitude du point froid (à environ $\theta = 370$ K).

Aux bords du domaine, les conditions aux limites sont ouvertes, c'est-à-dire qu'aucun forçage n'est appliqué. Là où le flux au bord du domaine est sortant, le modèle n'est pas contraint. Là où il est entrant, la température, l'humidité, la direction et l'intensité du vent sont prescrites par le profil initial de l'atmosphère. Ce choix a été fait car les conditions météorologiques varient peu au cours de la journée, comme l'environnement des îles Tiwi est océanique.

Les sorties pronostiques et diagnostiques du modèle

Les simulations ont été réalisées pour reproduire 10 heures de l'évolution de l'atmosphère, entre 9h30 et 19h30. Les champs 3D des variables pronostiques sont sauvegardés toutes les 15 minutes pour toutes les simulations, sauf pour celle à 200 m pour laquelle ils ont été sauvegardés toutes les minutes entre 9h30 et 14h30. Le domaine d'analyse est centré sur les Îles Tiwi et il couvre une surface rectangulaire de 173,2 x 93,2 km². Les valeurs moyennes de 12 variables (dont les précipitations instantanées et accumulées) et les profils verticaux moyens de 19 variables (dont les rapports de mélange en hydrométéores), sont calculés au-dessus du domaine d'analyse et sauvegardés toutes les 5 minutes.

A ces sorties pronostiques du modèle, il est possible d'ajouter des sorties diagnostiques. Il s'agit de champs calculés ou recalculés *a posteriori* qui permettent d'accéder à de nouvelles variables comme la température potentielle équivalente θ_e et les flux de surface. La méthode d'identification des ascendances décrite dans le chapitre 3 a été implémentée parmi les diagnostics, pour bénéficier des biblio-

thèques de calcul parallèle de Méso-NH, cela permet de lancer ce diagnostic sur les grilles comprenant jusqu'à 1,3 milliards de points.

Les cinq simulations permettent l'étude de la sensibilité des résultats à la résolution, présentée en fin de chapitre. La simulation à 100 m discrétise suffisamment l'espace pour pouvoir étudier individuellement les ascendances (chapitre 3). La simulation à 200 m, dont les champs tridimensionnels ont été sauvegardés toutes les minutes, sert entre autres à l'analyse isentropique du chapitre 4.

Description des simulations et confrontation aux observations

L'animation en 3D disponible sur <https://youtu.be/xjPumywGaAU> (fig. 2.8) représente le développement de l'orage Hector pendant les cinq premières heures de la simulation à 200 m. Elle est représentative de l'évolution de la convection dans les quatre autres simulations, à ceci près que le développement est plus rapide et les tourbillons nuageux sont moins visibles pour les simulations aux résolutions les plus grossières, en particulier à 1 600 m. D'un point de vue pratique, 1 seconde d'animation est obtenue en visualisant dix champs tridimensionnels successifs du contenu en hydrométéores, soit dix minutes de temps simulé. L'enveloppe nuageuse correspond à un contenu seuil en hydrométéores de 0.01 g/kg. L'animation a été réalisée avec l'aide de Philippe Wautelet, ingénieur de recherche CNRS du Laboratoire d'Aérodynamique, à l'aide du logiciel VisIt.

La convection peu profonde se développe quasiment uniformément au-dessus des îles dès le début de la simulation à 9h30. À partir de 11h30 environ des cumulus congestus apparaissent, d'abord à l'extrémité est des îles puis uniformément. À partir de 12h, les premiers cumulonimbus se développent. Peu après 12h30, de nouveaux cumulonimbus apparaissent entre les précédents et atteignent la tropopause peu avant 13h. Les percées nuageuses en stratosphère sont reconnaissables aux ondes de gravité qu'elles génèrent au niveau de la tro-

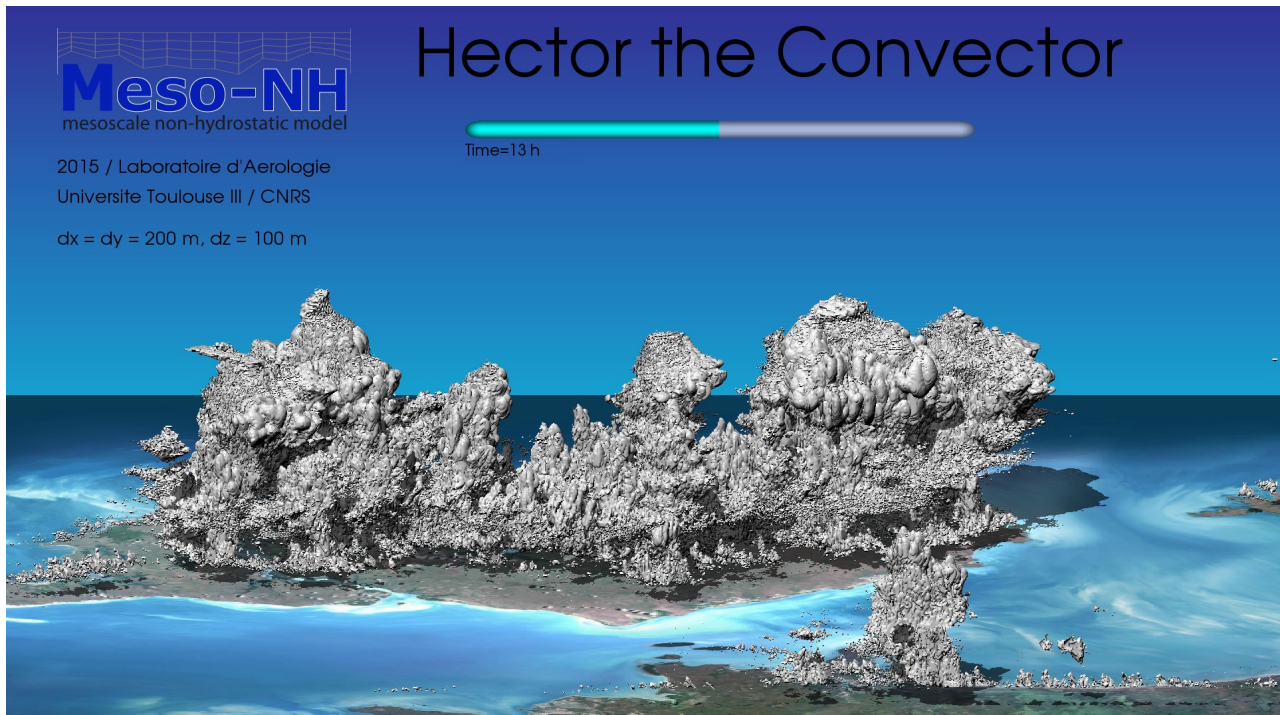


FIGURE 2.8 – Vue tridimensionnelle de *Hector the Convector* dans sa phase la plus intense. Instantané issu de l’animation réalisée à partir de la simulation à 200 m. L’animation est visible en ligne sur <https://youtu.be/xjPumywGaAU>

popause. La masse nuageuse s’étale en haute troposphère, formant l’enclume du nuage. Les percées nuageuses en stratosphère s’étalent également, formant de minces couches nuageuses au-dessus de l’enclume.

L’évolution du contenu en hydrométéores, moyenné sur le domaine d’analyse, montre un bon accord entre les cinq simulations (fig. 2.9). L’approfondissement graduelle de la convection, visible sur l’animation, se retrouve entre 9h30 et 13h30 pour toutes les simulations sauf celle à 1 600 m de résolution. Cette dernière présente un développement explosif de la convection, peu profonde à 11h et très profonde (qui dépasse la tropopause) à 11h30. Ce résultat suggère qu’une résolution plus fine que 1 600 m est nécessaire pour représenter correctement la chronologie de la convection, avec ses phases successives. Plus la résolution est fine, plus le déclenchement de la convection congestus (qui atteint

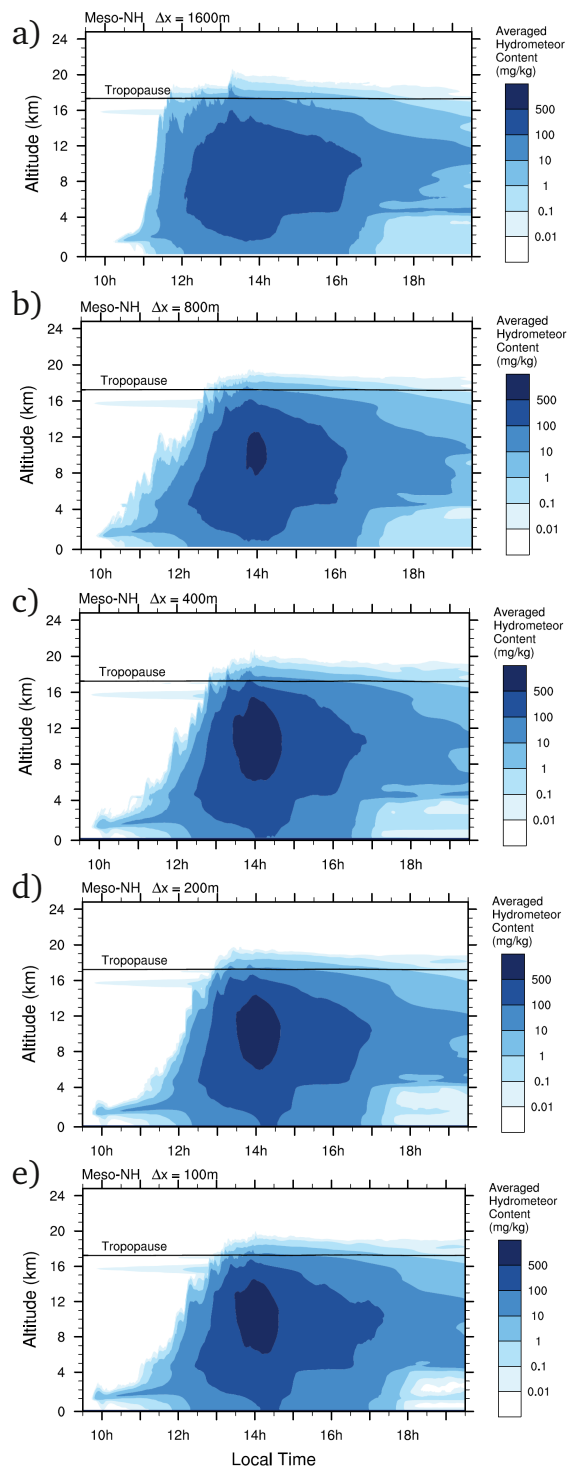


FIGURE 2.9 – Moyenne du contenu en hydrométéores sur le domaine d’analyse en fonction de l’altitude et du temps, pour les simulations à maille horizontale de 1 600 m (a), 800 m (b), 400 m (c), 200 m (d) et 100 m (e). La hauteur de la tropopause est indiquée par un trait continu noir.

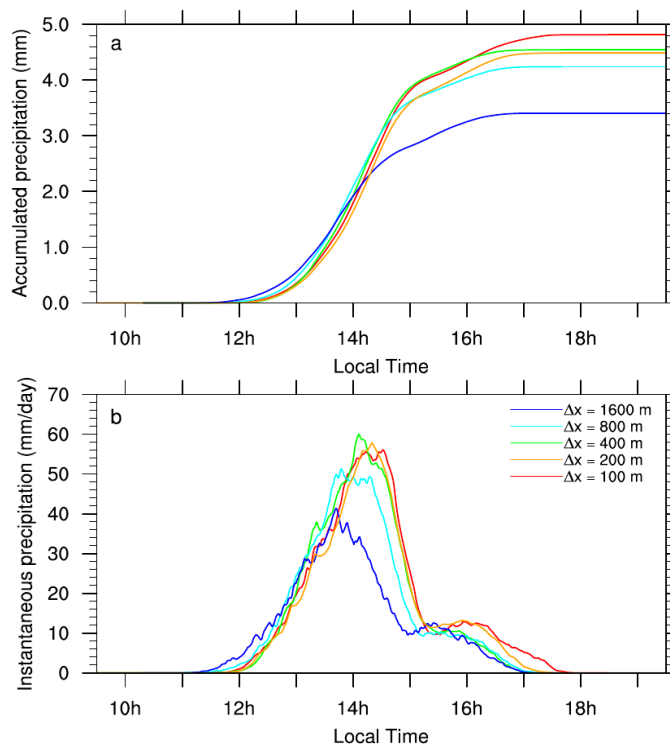


FIGURE 2.10 – Évolution des précipitations accumulées (a) et instantannées (b). Valeurs moyennées sur le domaine d’analyse pour les simulations à 100 m (rouge), 200 m (orange), 400 m (vert), 800 m (bleu ciel) et 1 600 m (bleu foncé).

le niveau de congélation, vers 5 km d’altitude) et celui de la convection profonde (qui atteint 12 km d’altitude environ) ont lieu tard dans la journée. Le contenu moyen en hydrométéores est plus faible aux résolutions les plus grossières, il ne dépasse jamais 500 mg/kg dans la simulation à 1 600 m par exemple. À partir de 15h environ, le contenu en hydrométéores diminue fortement sous le niveau de congélation. Au-dessus, la masse nuageuse de l’enclume persiste encore plusieurs heures.

L’évolution temporelle des précipitations sur les îles Tiwi (fig. 2.10) montre également un bon accord entre les cinq simulations. Comme pour le contenu en hydrométéores, seule la simulation à 1 600 m se démarque, avec des précipitations qui commence à baisser peu avant 14h, alors qu’elles continuent d’aug-

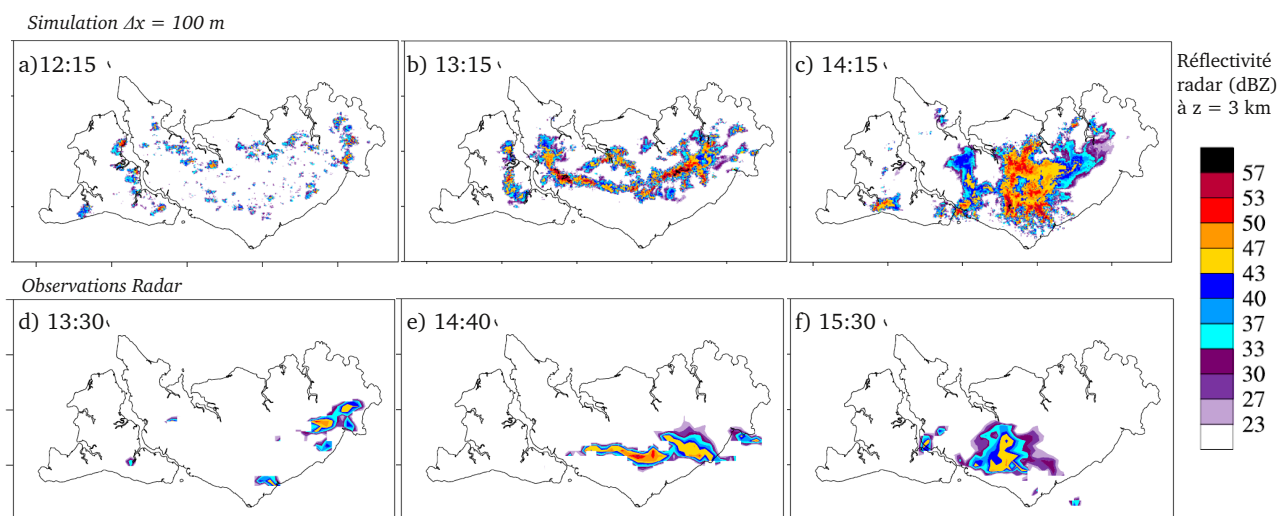


FIGURE 2.11 – Réflectivité radar à 3 km d’altitude dans la LES à 100 m (haut) et les observations par le radar CPOL de Berrimah (bas), situé à l’est de Darwin, à 50 km au sud de la pointe sud des îles Tiwi. La simulation présente une avance de 1h20 environ sur les observations. Alain Protat, chercheur du *Bureau of Meteorology* et responsable des observations par le radar Berrimah, m’a gentiment fourni ces données lors de ma visite au près de Todd Lane, à l’université de Melbourne.

menter jusqu’au taux instantané moyen de 60 mm/jour vers 14h15 dans les autres simulations. Les précipitations accumulées sont maximales dans la simulation à 100 m, avec un cumul moyen avoisinant 5 mm. Ce cumul maximal peut s’expliquer par les précipitations qui durent plus longtemps dans la simulation à 100 m, jusqu’à 17h30.

Les réflectivités radar peuvent être diagnostiquées par Méso-NH à partir des contenus en hydrométéores simulés. Le diagnostic est le plus fiable en basse troposphère, où les hydrométéores sont sous forme d’eau liquide et pour lesquels l’indice de réfraction est bien connu (au contraire des hydrométéores en phase mixte, mélange d’eau liquide, de glace et d’air). Les réflectivités sont présentées à 3 km d’altitude, suffisamment bas pour que les hydrométéores soient uniquement sous phase liquide et suffisamment haut pour que toute la surface des îles soit dans la zone de visibilité du radar Berrimah. L’organisation de la convection simulée par la LES à 100 m et celle observée par le radar Berrimah montrent

un accord relativement bon (fig. 2.11), malgré une avance d'environ 1h20 pour la simulation et la possible atténuation du signal radar par les précipitations le long du faisceau pour les observations.

La convection se développe davantage dans la simulation, en particulier sur les côtes au vent (ouest et nord), tandis que les cellules atteignent 3 km d'altitude uniquement à l'est et au sud des îles dans les observations (en accord avec la convection favorisée sur la côte sous le vent dans le forçage de type B, fig. 2.3). Cette différence peut être attribuée à l'initialisation de la simulation qui se fait à partir d'un profil identique en tout point du domaine. Le forçage à grande échelle, ainsi que les différences d'humidité en basse couche près du continent et au large, ne sont pas pris en compte dans les simulations. Le bon accord de la simulation avec les observations, malgré des conditions initiales semi-idéalisées, indique que le forçage à grande échelle est relativement faible pour cet événement du 30 novembre 2005. Dans la simulation et dans les observations, la convection atteignant 3 km d'altitude est d'abord isolée le long des côtes (fig. 2.11a,d), puis elle se déplace vers l'intérieur des îles jusqu'à former une bande est-ouest (fig. 2.11b,e), et enfin elle est concentrée au milieu des îles (fig. 2.11c,f) avant de se destabiliser en une ligne de grain qui se propage vers le sud-sud-ouest. La chronologie de l'événement déduite du rayonnement visible mesuré par le satellite MTSAT est similaire (Zhu et al., 2013). Cette comparaison avec les observations radar est préliminaire. Elle peut être améliorée avec l'utilisation du simulateur de radar de Mésoscale-NH, qui prend en compte la localisation du radar et l'atténuation du faisceau au cours de sa propagation. La comparaison des réflectivités peut également être complétée avec l'analyse de la structure verticale de Hector. Les distributions des réflectivités peuvent être comparées le long de la verticale, comme l'ont fait Varble et al. (2014) dans leur intercomparaison de modèles et de données radar.

Une des percées nuageuses reproduites par la LES à 100 m est également comparée aux observations (cf. fig. 1 de l'article qui suit). La percée nuageuse reproduite par la LES et celle observée par le lidar à bord de l'avion Geophysica mesurent toutes les deux une vingtaine de kilomètres de large, percent la tropopause (indiquée par le niveau à $\theta = 380$ K) et rentrent en stratosphère sur environ 1 km. Les percées nuageuses sont dispersées par les forts vents stratosphériques, générant une poche d'humidité qui s'étend horizontalement sur une quarantaine de kilomètres.

2.3 Présentation de l'article

L'article qui suit s'attache à étudier l'impact de la convection très profonde sur l'humidité de la stratosphère. La sensibilité des résultats à la résolution horizontale est également décrite.

Les résolutions de 100 et 200 m donnent des résultats cohérents, ce qui peut être attribué à un meilleur échantillonnage des tourbillons intra-nuageux et donc à une moins grande incertitude liée à la représentation de ces tourbillons par le schéma de turbulence. On parle de quasi-convergence aux résolutions hectométriques car les résultats divergent avec un écart relatif inférieur à 20 % pour l'hydratation de la stratosphère, mais la cohérence des simulations aux mailles de 100 et 200 m est plus marquée encore au vu des propriétés des ascendances et de l'évolution temporelle de l'eau en stratosphère. L'analyse d'une série de simulations de convection océanique profonde, réalisée avec des grilles très similaires à celles des simulations présentées ci-dessus, suggère même une convergence des propriétés statistiques des ascendances avec des mailles de 100 et 200 m de côté (Khairoutdinov et al., 2009).

L'hydratation nette de la stratosphère est quantifiée en intégrant le contenu en vapeur d'eau entre 17 et 20 km d'altitude, en basse stratosphère, à la fin de la simulation. Des coupes horizontales à 18 km d'altitude révèlent en effet la présence de grandes poches d'humidité au sommet de Hector (fig. 2 de l'article qui suit). Les vents stratosphériques, dépassant les 6,5 m/s vers l'ouest-sud-ouest, advectent rapidement ces poches d'humidité et conduisent à leur dispersion. À 18 h, le vent résiduel moyen a déjà conduit à un étalement de la poche principale d'une quarantaine de kilomètres de large et à une diminution de la concentration maximale de vapeur d'eau de 20 % (de 10 à 8 ppmv, soit une anomalie de +6 à +4 ppmv par rapport à l'humidité de fond de la basse stratosphère : 4 ppmv). À l'échelle de la planète, cette rapide dilution de l'injection de vapeur d'eau en stratosphère pose question quant à nos capacités à détecter ces phénomènes brefs et locaux. L'intégration du contenu en vapeur d'eau en fin de simulation indique une hydratation nette de la stratosphère d'environ 3000 t d'eau.

La contribution de l'ensemble des phénomènes de convection très profonde au flux d'eau de la troposphère à la stratosphère est évaluée à partir de l'hydratation calculée pour Hector. La montée en échelle, de l'hydratation locale au flux planétaire, nécessite de connaître la fréquence des événements pouvant transporter de l'eau en stratosphère comme Hector. Les autres cas de convection très profonde sont dénombrés à partir de cinq ans de détection des phénomènes précipitants par le radar à bord du satellite de la mission TRMM. Plus de 5500 systèmes convectifs ont dépassé la tropopause à 380 K de température potentielle et ont été détectés par le radar pendant ces cinq ans (Liu and Zipser, 2005). Or le satellite ne permet au radar de couvrir l'ensemble de la bande tropicale que par période de 42 jours. Ainsi, le nombre d'événements perçant en stratosphère est plus important encore et on l'évalue à plus de 230 000 sur les cinq ans, soit environ 130 événements par jour. En faisant l'hypothèse que, en moyenne, le

transport d'eau de ces événements égale celui calculé pour Hector, le flux d'eau de la troposphère à la stratosphère par la convection est évalué à $3,5 \cdot 10^8$ kg/jour. Comparé au flux total de $2 \cdot 10^9$ kg/jour (Lelieveld et al., 2007), la convection très profonde contribue au transport total d'eau de la troposphère à la stratosphère à hauteur de 18 %. Ce calcul est sujet à de grandes incertitudes. Tout d'abord, il n'a pas été montré que l'hydratation moyenne des systèmes convectifs très profonds est comparable à celui calculé pour Hector le 30 novembre 2005. Une très grande variabilité de l'impact de ces systèmes convectifs a été relevée (Hassim and Lane, 2010). L'intensité de Hector lui-même varie d'un événement à l'autre (Gentile and Ferretti, 2016). Enfin, le dénombrement de ces systèmes convectifs et le flux total d'eau de la troposphère à la stratosphère sont eux-mêmes sujets à de larges incertitudes. Pour autant, ce résultat semble indiquer que la convection très profonde contribue de manière non négligeable au flux d'eau de la troposphère à la stratosphère.

L'hydratation de la stratosphère par la convection est l'effet final auquel concourent plusieurs processus intra-nuageux. Le transport d'eau vers la stratosphère est dû à d'intenses ascendances chargées en hydrométéores, tandis que l'hydratation de la stratosphère est le fruit de la compétition entre la sédimentation et la sublimation des hydrométéores glacés au sommet de Hector. En troposphère, les ascendances sont définies comme l'ensemble des points où la vitesse verticale dépasse 1 m/s. La distribution de leurs vitesses verticales et de leur contenu en eau indiquent de fortes valeurs pour le 99^{ème} centile : plus de 20 m/s entre 6 et 12 km d'altitude et plus de 11 g/kg d'hydrométéores entre 7 et 15 km d'altitude. Les valeurs des 90^{ème} et 99^{ème} centiles des vitesses verticales et contenu en hydrométéores varient peu avec la résolution, excepté pour la simulation à maille de 1600 m qui présentent des valeurs bien plus faibles. Cette vigueur moins importante à basse résolution peut s'expliquer par un plus faible

entraînement de l'air chaud et humide dans les basses couches et à une dissipation turbulente et une dilution plus importante en troposphère qui se traduisent par une fraction nuageuse plus importante en troposphère libre. En stratosphère, l'injection d'eau par Hector est illustrée par l'évolution temporelle du contenu en eau au sommet de Hector. Le contenu en eau total augmente de l'équivalent de 10 ppmv entre 13 et 14 h (exception faite de la simulation à 1600 m qui a une heure d'avance sur les autres). Dans le même temps, le contenu en vapeur d'eau reste constant, indiquant que l'injection se fait sous forme de glace (l'eau liquide est absente à ces altitudes). Pendant les quatre heures qui suivent, le contenu en eau total diminue et celui en vapeur d'eau augmente, traduisant à la fois la sédimentation d'une partie des hydrométéores glacés et la sublimation du reste.

2.4 *Large-Eddy Simulations of Hector the Convective making the stratosphere wetter*

Article publié en 2015 dans *Atmospheric Science Letters*.

Large-eddy simulations of Hector the convective making the stratosphere wetter

Thibaut Dauhut, Jean-Pierre Chaboureaux,* Juan Escobar and Patrick Mascart

Laboratoire d'Aérodynamique, Université de Toulouse and CNRS, Observatoire Midi-Pyrénées, 14, avenue Edouard Belin 31400, France

*Correspondence to:

J.-P. Chaboureaux, Laboratoire
d'Aérodynamique, Université de
Toulouse and CNRS,
Observatoire Midi-Pyrénées, 14,
avenue Edouard Belin, 31400,
France.
E-mail: Jean-Pierre.Chaboureaux@
aero.obs-mip.fr

Abstract

A large-eddy simulation (LES) was performed for a Hector thunderstorm observed on 30 November 2005 over the Tiwi Islands. On that day, ice particles reaching 19-km altitude were measured. The LES developed overshooting updrafts penetrating the stratosphere that compared well with observations. Much of the water injected in the form of ice particles sublimated in the lower stratosphere. Net hydration was found with a 16% increase in water vapour. While moistening appeared to be robust with respect to the grid spacing used, grid spacing on the order of 100 m may be necessary for a reliable estimate of hydration.

Keywords: tropical tropopause layer; large-eddy simulation; deep convection

Received: 9 September 2013

Revised: 17 July 2014

Accepted: 19 August 2014

1. Introduction

The impact of tropical convection on the exchange between troposphere and stratosphere has long been considered negligible as thunderstorms only rarely reach heights exceeding 18 km. This supposed lack of rapid transfers of water and chemical components is simulated by existing climate models using horizontal grid spacings of 100 km or coarser. However, none of these models are able to explain the trends in stratospheric water vapour measured between 1950 and 2000 (e.g. Garcia *et al.*, 2007) or even the cooling trend in the upper tropical troposphere (Cordero, 2006). However, particles of ice and humid air pockets have been observed around convective systems in the lower tropical stratosphere in Brazil (Chaboureaux *et al.*, 2007; Corti *et al.*, 2008), West Africa (Khaykin *et al.*, 2009) and Australia (Corti *et al.*, 2008). Associated numerical studies with more detailed models run with kilometre grid spacing showed that the tropical convection could extend above the local tropopause and enter the lower stratosphere up to an altitude 20 km (Chaboureaux *et al.*, 2007; Grosvenor *et al.*, 2007; Chemel *et al.*, 2009). These studies support the idea that very deep convection can hydrate the stratosphere. However, the importance of the influence of transport by deep convection on the composition of the air in the upper troposphere and lower stratosphere remains an open and much debated question (e.g. Pommereau *et al.*, 2011).

Until now, numerical simulations of intense tropical storms reaching the lower stratosphere have most often been performed with a horizontal grid spacing of the order of 1 km. Because this resolution allows an explicit treatment of the convection, the models using such grid spacing are called cloud-resolving models

(CRMs) or nowadays convection-permitting models. However, the representation of motion within the clouds remains insufficiently resolved. In particular, the effect of sub-cloud scale eddies is assumed to be accounted for the subgrid turbulence parameterization. This makes the convective transport estimated from these simulations uncertain. Several studies (e.g. Bryan *et al.*, 2003; Petch, 2006) have thus advocated the use of grid spacing of the order of 100 m to represent the convective flow correctly. With such a grid spacing, eddies that contain most of the kinetic energy are resolved in the so-called large-eddy simulation (LES) while small eddies that carry negligible flux are subgrid processes.

The objective of this study is to explore the sensitivity of convective water transport in the tropical stratosphere to the horizontal resolution in the range generally used by CRM and LES. The finest resolution employed here is the cubic grid spacing of 100 m, making it the world's first explicit simulation of convective transport and turbulence associated with a storm reaching the lower stratosphere. The thunderstorm studied is Hector, a storm that grew daily during pre-monsoon on the Tiwi Islands north of Darwin, Australia. A convective plume rising through the tropopause was observed over Hector by lidar on board the aircraft Geophysica flying more than 18 km above (Corti *et al.*, 2008). A series of simulations were performed with horizontal grid spacings of 1600, 800, 400, 200 and 100 m. They all successfully simulated the thunderstorm during its full life cycle, from its genesis to its dissipation.

2. Model and numerical experiments

The simulations were run with the Meso-NH model (Lafore *et al.*, 1998) on a domain centred over the Tiwi

islands. Recent development in the large parallel computing capability of Meso-NH (Pantillon *et al.*, 2011) made possible to run the model with 16 384 cores in LES mode over a large domain ($2560 \times 2048 \times 256$ gridpoints or 1.34 billion total grid points), wide enough not to be affected by the open lateral boundary conditions. The grid spacing of 100 m allowed the model to resolve the convection explicitly. The model top was set to 25 km with the upper 3 km including a sponge layer to damp gravity waves generated by the convection. The model used parameterizations for turbulence (Cuxart *et al.*, 2000), mixed-phase clouds (Pinty and Jabouille, 1998), and surface–atmosphere exchanges (Noilhan and Planton, 1989) and the radiative scheme used at ECMWF (Gregory *et al.*, 2000). The LES run was compared to simulations performed with the same parameterizations over the same domain of 256×204.8 km, but with coarser horizontal grid spacing of 1600, 800, 400 and 200 m. The simulations were integrated for 10 h.

The model was initialized by the sounding launched from Darwin at 0000 UTC 30 November 2005 (i.e. 0930 LST) characterized by a convective available potential energy of 2074 J kg^{-1} . Between 13 and 17 km, the water vapour content was taken from the European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) analysis. Aloft, it was derived from the observations of Corti *et al.* (2008) with a linear increase from 2 ppmv at 380 K (~ 17 km) to 4 ppmv at 410 K (~ 18 km) and a 4 ppmv value aloft. No large-scale forcing was applied. Information on orography and land cover is obtained from 1-km resolution databases ensuring that the same surface description was applied for the simulations with horizontal grid spacing ranging from 100- to 800-m. Surface conditions were taken from the ECMWF analysis with a sea surface temperature of 302 K, a surface soil temperature of 303 K and a moisture content of $0.16 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3}$. Convection was triggered as the result of the sea breeze induced by the contrasting surface latent and sensible heat fluxes over land and sea. Outputs from the simulations were averaged over a rectangular domain of 173.2×93.2 km centred on the Tiwi islands and were saved every 5 min.

3. Results

Figure 1(a) shows a vertical section of total water across Hector at 1400 LST during its most intense phase in the LES. On the left, the storm cell dissipates leaving a wet pocket in the stratosphere. On the right, the cell is fully developed vertically. Its cloud envelope reaches the tropopause located 17 km away and a plume of condensed water is injected above an altitude of 19 km. Because of the rapid upward motion, the right-hand cell is upright and full of cloud particles in an unchanged background of water vapour. Figure 1(b) zooms in on some details of the left-hand plume. It displays a 15-km wide convective core at the tropopause. Aloft, the plume is characterized by a residual cloud a few hundred metres high surrounded by positive anomalies of

water vapour stretched by the shear of the stratospheric winds.

The dissipating plume shares some characteristics with what was observed from the stratospheric aircraft (Corti *et al.*, 2008). Figure 1(c) shows the backscatter ratio from lidar observations during 400 s, which corresponds to a distance of 80 km given a flight speed of 200 m s^{-1} . The convective core is also about 15-km wide at the tropopause. A straight plume reached 18 km altitude while cloud remnants are spread with the winds (note that the Geophysica aircraft did not have a straight flight path). A 15-ppmv maximum of total water was measured at the aircraft altitude, which was attributed to ice particles (Corti *et al.*, 2008). This maximum value roughly corresponds to the in-cloud values associated with the left-hand cell in the simulation. The observed maximum is however much lower than the values simulated in the right-hand cell shown in Figure 1(a). The aircraft measurement was made at 1620 LST, 20 min after the end of the convective episode (Chemel *et al.*, 2009).

Figure 2 shows the water vapour content at 18 km altitude in the LES. At 1400 LST, some pockets of moist air are located in the vicinity of the convective towers shown in Figure 1(a). Some of them are organized as rings around eyes of unchanged water contents, which are the imprints of convective plumes overshooting the altitude of 18 km. The other pockets of moist air were created by convective plumes reaching 18 km altitude at most. At 1800 LST, the storm activity had been over for 2 h. In the lower stratosphere, turbulent motions generated by convective updrafts had dissipated leaving a water vapour content fluctuating around 4 ppmv over the main island. A 50-km long pocket of moist air was located over the western coast of the Tiwi islands. This residual anomaly was transported westward away from the convective sources by the winds aloft. It reached water vapour values between 6 and 9 ppmv.

Because the main driving force of stratospheric hydration by Hector is the strength of the updrafts that carry water, we now compare the updraft intensity and hydrometeor content as well as cloud fraction and entrainment (calculated below freezing level using the standard bulk plume model) among the five simulations. Updrafts were defined as grid points where vertical wind speed exceeds 1 m s^{-1} . The distributions shown in Figure 3 were analysed between 1330 and 1530 LST and over a rectangular domain encompassing the Tiwi islands. In the boundary layer, the entrainment is dominated by the many small clouds. As expected, it is reduced with coarser resolution as small clouds are less resolved (thus less numerous). The reduced entrainment into the base of the updrafts makes them weaker at coarser resolution. As a result, the vertical velocity for the most rapid updrafts generally decreases with reduced resolution. The change in updraft properties at the cloud base with resolution has an impact on the vertical development of the convection up to the lower stratosphere. The strong updrafts in the boundary layer obtained by the three finest simulations reinforce the

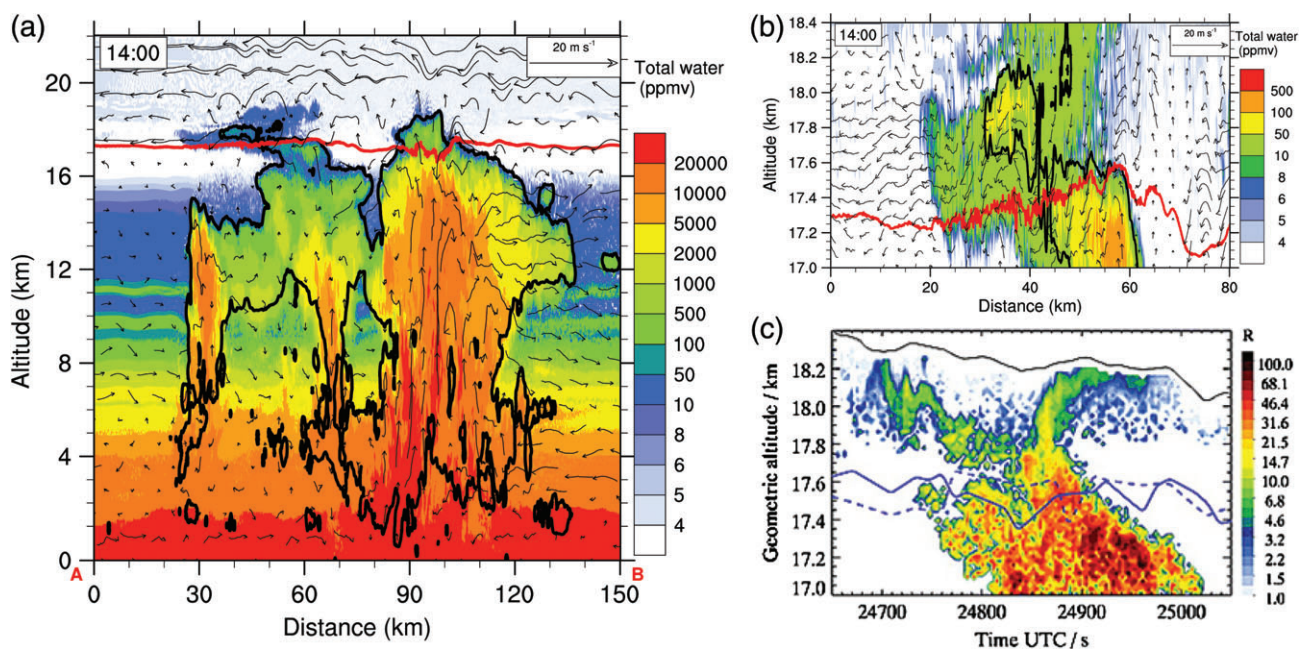


Figure 1. (a) Vertical section of total water across Hector on 30 November 2005 at 1400 LST along the line AB shown in Figure 2. (b) Zoom on the upper part of (a). (c) Backscatter ratio from lidar observation; figure taken from Corti *et al.* (2008). The 380-K isentropic surface is represented by a red line in (a) and (b), and a blue line in (c). The black line delineates the cloud limit with condensed water mixing ratio larger than 10^{-5} kg kg $^{-1}$ in (a) and (b) and the aircraft altitude in (c).

updrafts in the upper troposphere. The weaker updrafts produced in the boundary layer by the 1600-m simulation yield a larger cloud fraction and lower hydrometeor content in the free troposphere. This sensitivity of the updraft hydrometeor content to resolution is clearly seen above the freezing level and is the most dramatic for the 99th percentile updraft quantities. Around 17 km, the updraft hydrometeor content values decrease strongly reaching zero values at 19-km altitude. Above that level, upward wind velocities are due to gravity waves. Note that the 400-m simulation produces the highest vertical velocity. This is due to an underestimation of mixing in the boundary layer by the turbulence scheme (Honnert *et al.*, 2011). Such a drawback is a common modelling issue for grid spacing ranging between the mesoscale and LES limits, Wyngaard's so-called terra incognita. It is worth noting that near-convergence in the quantities shown in Figure 3 is obtained for the LES and the 200-m simulation.

Total water and water vapour were averaged every 5 min over the same rectangular domain as used to analyse updraft properties and in the layer between the tropopause and the maximum altitude reached by the convective plume, that is between 17- and 20-km altitude. The time evolution of water was similar among the simulations (Figure 4). All the simulations showed an abrupt increase in total water at 1300 LST that lasted about 1 h (at the exception of the 1600-m simulation for which convection started about 1 h earlier.) This short duration corresponds to the period of intense convection, which has been observed by radar (Chemel *et al.*, 2009). From 1400 LST onwards the total water decreased mostly due to hydrometeors precipitating below the 17 km altitude. From that time, the water

vapour increased from an average value of 3.7–4.3 ppmv at 1600 LST. Because the low temperature at the tropopause (188 K) limited the export of water vapour from the troposphere, the increase in water vapour was explained by ice crystals sublimating before they could reach the troposphere back. At 1830 LST the total water in excess was in the form of vapour only. This air, enriched in water vapour, was then transported outside the domain encompassing the Tiwi islands by the easterlies.

The total water and water vapour content in the lower stratosphere changed with the resolution. The coarser-resolution simulations tended to develop more rapidly, which resulted in ice injection from 1200 LST onwards, compared with 1320 LST in the LES. Because the water vapour was produced from the ice particles, its increase was also delayed by 80 min in the LES. The maximum of total water varied between 10 and 33 ppmv with the grid spacings of 1600 and 400 m, respectively. However, the LES and the 200-m simulation showed a similar maximum of 13 ppmv. The variation in the water vapour content maximum was small between 4.2 and 4.7 ppmv. These values correspond to a net increase in water vapour between 12 and 27%. Again, the LES and the 200-m simulation showed good agreement with an increase of 16 and 18%, respectively.

When integrating over the domain encompassing the Tiwi islands, a net hydration of 2776 t was found for the LES (against 2222, 2252, 4525 and 3263 t for the 1600-, 800-, 400- and 200-m simulations, respectively). By averaging over potential temperature levels 380–420 K (~ 17 –18.5 km), Chemel *et al.* (2009) found a moistening of 0.06 and 2.24 ppmv for the two models they run with a 1-km horizontal grid spacing.

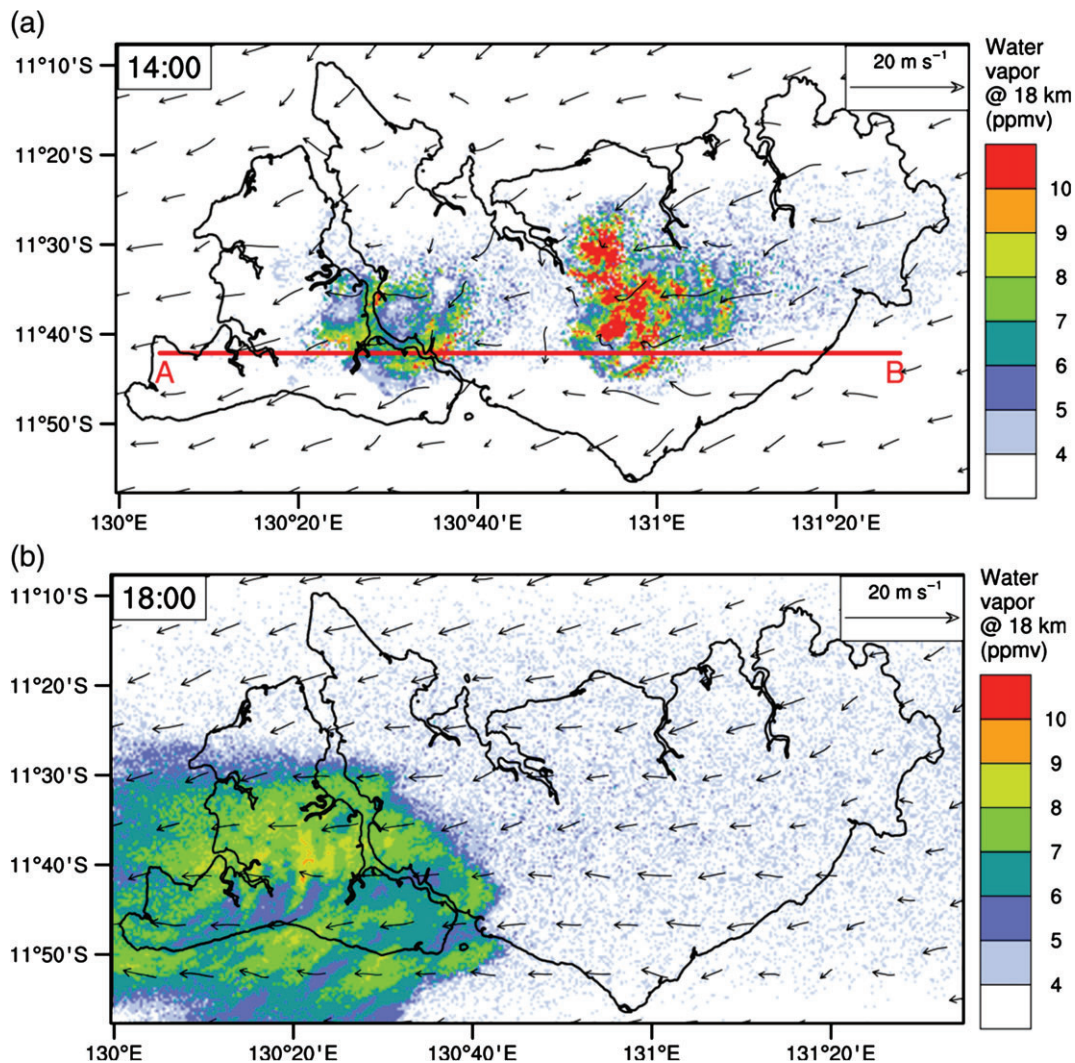


Figure 2. Water vapour mixing ratio (shading, ppmv) and horizontal wind (vector, m s^{-1}) at 18 km-altitude at (a) 1400 and (b) 1800 LST. In (a), the red line represents the position of the vertical cross section shown in Figure 1(a).

Integrated over their model domains and with an air density taken to be 0.165 kg m^{-3} , these increases corresponded to a net hydration of 1072 and 28 959 t, respectively. Thus, the estimates given here are in the range of those found by Chemel *et al.* (2009). However the range of uncertainty in the results of Chemel *et al.* (2009) is more than one order of magnitude. Further work, such as model intercomparison using the idealized set-up implemented here, is needed to reduce this strong uncertainty.

4. Concluding remarks

A LES of the storm Hector showed that it substantially hydrated the lower stratosphere by injecting ice particles, some of which sublimated into 2776 t of water vapour. As in simulations at coarser resolution, a moistening rather than a drying was robust with respect to the grid spacing. However, uncertainty on the water vapour content was high. It is worth mentioning that convergence on the import of water vapour into the

stratosphere has still not been attained between the LES and the 200-m simulation. Nevertheless, these two simulations do agree on the water vapour increase within 20%.

These small scale processes should have an impact on a large scale. From the estimated value of 2776 t, the local impact of Hector can be scaled up to calculate the contribution of the convective overshoots to the annual mean upward water vapour flux across the 100 hPa level ($2 \times 10^9 \text{ kg day}^{-1}$ according to Lelieveld *et al.* (2007)). On the basis of 5-year observations by the Tropical Rainfall Measuring Mission (TRMM) precipitation radar, 5512 tropical convection systems penetrated the 380-K potential temperature level (Liu and Zipser, 2005). Given a 50-day revisit time for TRMM, the contribution from convection would represent 18% of the total flux.

Of course this estimate needs to be appreciated with regard to the large uncertainties that are associated with all the figures given above. First, the local contribution of Hector found here is in the range of previous estimates but the degree of uncertainty on the

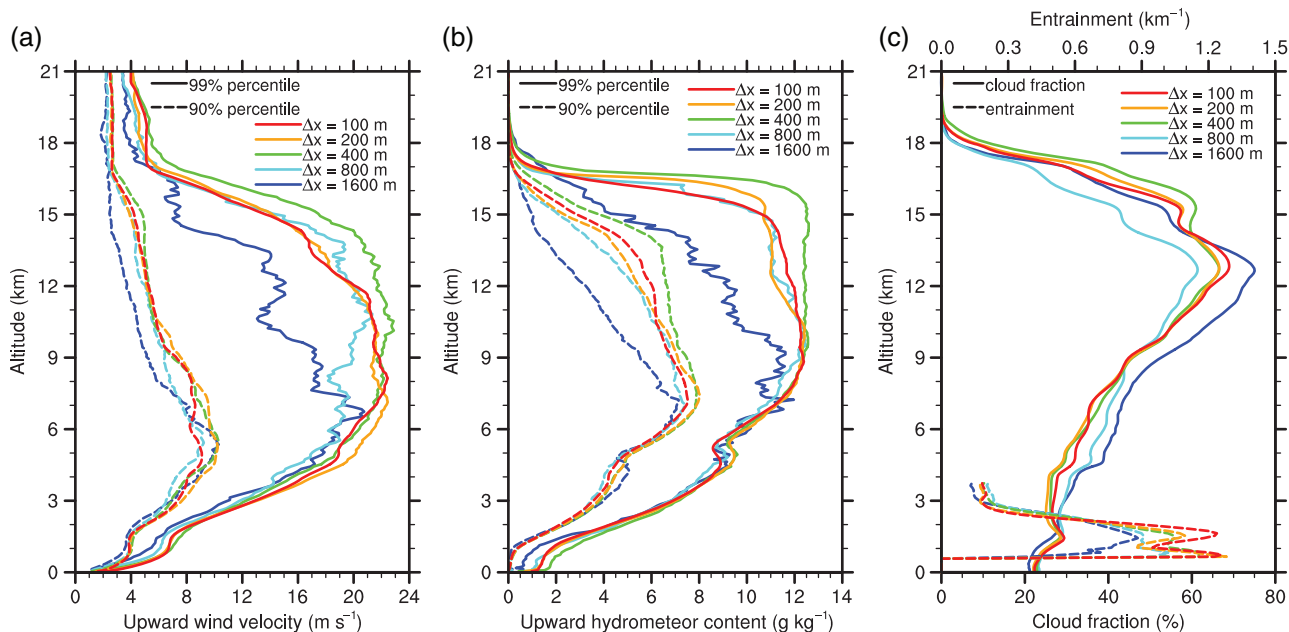


Figure 3. Vertical profiles of quantities obtained between 1330 and 1530 LST over the rectangular domain shown in Figure 2: 90th and 99th percentile upward (a) wind velocity and (b) hydrometeor content and (c) mean cloud fraction and entrainment (below freezing level).

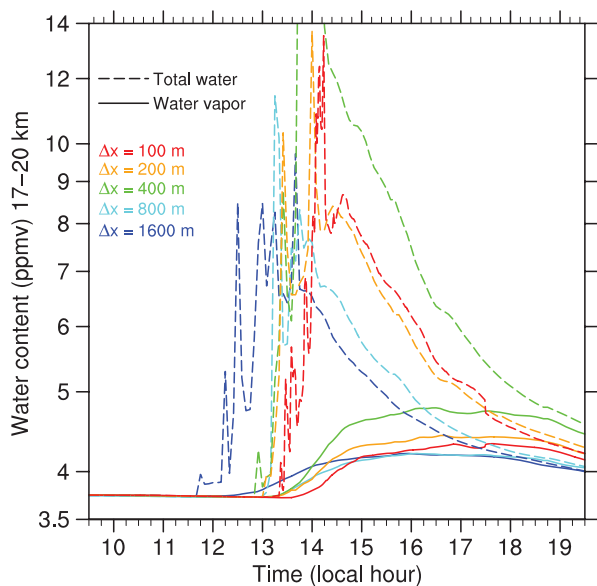


Figure 4. Total water (dashed line) and water vapour (solid line) mixing ratio averaged between 17 and 20 km altitude over the rectangular domain shown in Figure 2.

present results is larger than one order of magnitude. Second, the sensitivity to microphysics remains to be investigated as the microphysical processes are essential for controlling the water flux at the tropopause including the sublimation of ice into vapour and the change in buoyancy during phase transformation. An intercomparison between models running with a grid spacing of at least 200 m would allow to progress to be made on that point. Finally, the simulation of other storms in contrasting weather environments remains to be studied to assess the importance of the impact of convective transport on a global scale.

Acknowledgements

This research was supported by the CNRS/INSU LEFE MANGO project and StratoClim funded by the European Union Seventh Framework Programme under grant agreement no 603557. Computer resources were allocated by GENCI through projects 90569 and 100231 (Grand Challenge Turing).

References

Bryan GH, Wyngaard JC, Fritsch JM. 2003. Resolution requirements for the simulation of deep moist convection. *Monthly Weather Review* **131**: 2394–2416, doi: 10.1175/1520-0493(2003)131<2394:RRFTSO>2.0.CO;2.

Chaboureaud JP, Cammas JP, Duron J, Mascart PJ, Sitnikov NM, Voessing HJ. 2007. A numerical study of tropical cross-tropopause transport by convective overshoots. *Atmospheric Chemistry and Physics* **7**: 1731–1740, doi: 10.5194/acp-7-1731-2007.

Chemel C, Russo MR, Pyle JA, Sokhi RS, Schiller C. 2009. Quantifying the imprint of a severe Hector thunderstorm during ACTIVE/SCOUT-O3 onto the water content in the upper troposphere/lower stratosphere. *Monthly Weather Review* **137**: 2493–2514, doi: 10.1175/2008MWR2666.1.

Cordero EC, de F. Forster PM. 2006. Stratospheric variability and trends in models used for the IPCC AR4. *Atmospheric Chemistry and Physics* **6**: 5369–5380, doi: 10.5194/acp-6-5369-2006.

Corti T, Luo BP, de Reus M, Brunner D, Cairo F, Mahoney MJ, Martucci G, Matthey R, Mitev V, dos Santos FH, Schiller C, Shur G, Sitnikov NM, Spelten N, Vössing HJ, Borrmann S, Peter T. 2008. Unprecedented evidence for deep convection hydrating the tropical stratosphere. *Geophysical Research Letters* **35**: L10810, doi: 10.1029/2008GL033641.

Cuxart J, Bougeault P, Redelsperger JL. 2000. A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations. *Quarterly Journal of Royal Meteorological Society* **126**: 1–30, doi: 10.1002/qj.49712656202.

Garcia RR, Marsh DR, Kinnison DE, Boville BA, Sassi F. 2007. Simulation of secular trends in the middle atmosphere, 1950–2003. *Journal of Geophysical Research* **112**, doi: 10.1029/2006JD007485.

Gregory D, Morcrette JJ, Jakob C, Beljaars AM, Stockdale T. 2000. Revision of convection, radiation and cloud schemes in the ECMWF

- model. *Quarterly Journal of Royal Meteorological Society* **126**: 1685–1710, doi: 10.1002/qj.49712656607.
- Grosvenor DP, Choullarton TW, Coe H, Held G. 2007. A study of the effect of overshooting deep convection on the water content of the TTL and lower stratosphere from Cloud Resolving Model simulations. *Atmospheric Chemistry and Physics* **7**: 4977–5002, doi: 10.5194/acp-7-4977-2007.
- Honnert R, Masson V, Couvreux F. 2011. A diagnostic for evaluating the representation of turbulence in atmospheric models at the kilometric scale. *Journal of the Atmospheric Sciences* **68**: 3112–3131.
- Khaykin S, Pommereau J-P, Korshunov L, Yushkov V, Nielsen J, Larsen N, Christensen T, Garnier A, Lukyanov A, Williams E. 2009. Hydration of the lower stratosphere by ice crystal geysers over land convective systems. *Atmospheric Chemistry and Physics* **9**: 2275–2287, doi: 10.5194/acp-9-2275-2009.
- Lafore JP, Stein J, Asencio N, Bougeault P, Ducrocq V, Duron J, Fischer C, Hérelil P, Mascart P, Masson V, Pinty JP, Redelsperger JL, Richard E, Vilà-Guerau de Arellano J. 1998. The Meso-NH Atmospheric Simulation System. Part I: adiabatic formulation and control simulations. *Annals of Geophysics* **16**: 90–109, doi: 10.1007/s00585-997-0090-6.
- Lelieveld J, Brühl C, Jöckel P, Steil B, Crutzen PJ, Fischer H, Giorgetta MA, Hoor P, Lawrence MG, Sausen R, Tost H. 2007. Stratospheric dryness: model simulations and satellite observations. *Atmospheric Chemistry and Physics* **7**: 1313–1332, doi: 10.5194/acp-7-1313-2007.
- Liu C, Zipser EJ. 2005. Global distribution of convection penetrating the tropical tropopause. *Journal of Geophysical Research* **110**: D23104, doi: 10.1029/2005JD006063.
- Noilhan J, Planton S. 1989. A simple parameterization of land surface processes for meteorological models. *Monthly Weather Review* **117**: 536–549, doi: 10.1175/1520-0493(1989)117<0536:ASPOLS>2.0.CO;2.
- Pantillon F, Mascart P, Chaboureaud JP, Lac C, Escobar J, Duron J. 2011. Seamless Meso-NH modeling over very large grids. *Comptes Rendus Mécanique* **339**: 136–140, doi: 10.1016/j.crme.2010.12.002.
- Petch J. 2006. Sensitivity studies of developing convection in cloud-resolving model. *Quarterly Journal of Royal Meteorological Society* **132**: 345–358, doi: 10.1256/qj.05.71.
- Pinty JP, Jabouille P. 1998. A mixed-phase cloud parameterization for use in a mesoscale non-hydrostatic model: simulations of a squall line and of orographic precipitations. In *Conference on Cloud Physics*. American Meteorological Society: Everett, WA; 217–220.
- Pommereau JP, Garnier A, Held G, Gomes AM, Goutail F, Durry G, Borchi F, Hauchecorne A, Montoux N, Cocquerez P, Letrenne G, Vial F, Hertzog A, Legras B, Pissot I, Pyle JA, Harris NRP, Jones RL, Robinson AD, Hansford G, Eden L, Gardiner T, Swann N, Knudsen B, Larsen N, Nielsen JK, Christensen T, Cairo F, Fierli F, Pirre M, Maréchal V, Huret N, Rivière ED, Coe H, Grosvenor D, Edvarsen K, Di Donfrancesco G, Ricaud P, Berthelot J-J, Godefroy M, Seran E, Longo K, Freitas S. 2011. An overview of the HIBISCUS campaign. *Atmospheric Chemistry and Physics* **11**: 2309–2339, doi: 10.5194/acp-11-2309-2011.

Chapitre 3

Dynamique de Hector lui permettant d'atteindre la stratosphère

Ce chapitre explore la structure interne de Hector et plus particulièrement les courants ascendants qui la composent. L'objectif est de mettre en évidence les processus qui lui permettent d'atteindre et d'hydrater la stratosphère. La méthode d'identification des ascendances est expliquée dans un premier temps. Les ascendances peuvent alors être distinguées les unes des autres, contrairement au chapitre précédent où elles étaient caractérisées statistiquement. Une brève présentation de l'article « *Giga-LES of Hector the Convective and its two tallest updrafts up to the stratosphere* » est donnée en soulignant l'importance des deux plus grandes ascendances dans le transport vers la stratosphère et en résumant les processus menant au développement de ces deux structures. L'article est ensuite reproduit *in extenso*.

3.1 Identification des ascendances

Les ascendances sont les acteurs-clés du transport à l'intérieur des orages. Ce sont ces ascendances rapides qui transportent de l'air et de l'eau depuis la base des ascendances jusqu'à leur sommet. Selon l'intensité de la convection, ces ascendances peuvent atteindre la basse stratosphère. Comme les ascendances peuvent s'étendre horizontalement sur plusieurs kilomètres, la Giga-LES avec 100 m de maille échantillonne suffisamment l'espace pour qu'elles soient représentées explicitement. L'étude individuelle des ascendances est donc menée à partir de cette simulation.

Les mouvements verticaux sont correctement représentés par le modèle sur une gamme d'échelles qu'il est possible de déterminer à l'aide de spectres sur les vitesses verticales (spectre rouge dans la fig. 3 de l'article qui suit). Aux grandes échelles horizontales, allant de 75 à 7,5 km environ, le contenu en énergie est quasiment constant (du fait de l'initialisation homogène de la simulation par un même et unique profil atmosphérique). Aux petites échelles horizontales, inférieures à 7,5 km, l'énergie diminue avec l'échelle selon une loi de puissance en $-5/3$ (Kolmogorov, 1941). La cascade d'énergie des grandes aux petites échelles est correctement représentée jusqu'à une échelle de 200 m. L'énergie ne s'accumule pas ou ne fait pas défaut pour quelque échelle que ce soit puisque le spectre ne dévie pas de la courbe théorique. Les mouvements verticaux, et les ascendances en particulier, sont donc correctement représentés jusqu'à une échelle de 200 m. Aux échelles inférieures à 200 m, le schéma de turbulence de Méso-NH dissipe suffisamment l'énergie.

Les ascendances sont définies dans cette étude comme les régions connexes de l'espace où la vitesse verticale dépasse un certain seuil. Le défi est double puisqu'il s'agit à la fois de distinguer les ascendances les unes des autres, et de le faire

sur une grille contenant plus d'un milliard de points. Pour cela, un algorithme d'identification des ascendances a été développé de manière à ce qu'il puisse être exécuté par plusieurs processeurs en parallèle en utilisant la bibliothèque « *Message Passing Interface* ». Dans la pratique, les ascendances sont dans un premier temps détectées dans leur ensemble grâce au seuil sur la vitesse verticale. Ensuite, les ascendances sont distinguées les unes des autres par l'attribution d'un numéro unique d'identification. Cela conduit à la génération d'un champ 3D où tous les points appartenant à la même ascendance partagent le même numéro d'identification. L'appartenance d'un point de grille à une ascendance X se détermine en balayant l'espace sur l'horizontale puis sur la verticale, et en propageant l'information « appartient à l'ascendance X ». La difficulté rajoutée par le codage en parallèle vient du fait que le domaine est partagé entre les différents processeurs. Les processeurs doivent alors régulièrement communiquer entre eux, indiquant aux autres le numéro d'identification qu'ils attribuent aux ascendances au bord de leur sous-domaine, ainsi que les changements de numéros d'identification (ce qui est le cas lorsqu'une seule et même ascendance reçoit deux numéros différents par deux processeurs voisins). Un certain nombre d'itérations, non déterminé à l'avance, doit être effectué pour s'assurer qu'à la fin de l'identification plusieurs numéros d'identification ne soient pas attribués à différentes parties d'une seule et même ascendance. L'utilisation de tableaux communs à tous les processeurs pour renommer les ascendances permet l'exécution complète de l'algorithme sur la grille à plus d'un milliard de points en environ une minute et demie de temps d'horloge avec deux mille processeurs.

Un seuil de 10 m/s sur les vitesses verticales distingue les ascendances de leur environnement. Ce seuil a un double avantage. D'abord, il permet de filtrer les ondes de gravité dont l'amplitude maximale est de 4 m/s dans la Giga-LES (fig. 9 de l'article qui suit). Ensuite, il isole les courants ascendants les plus puis-

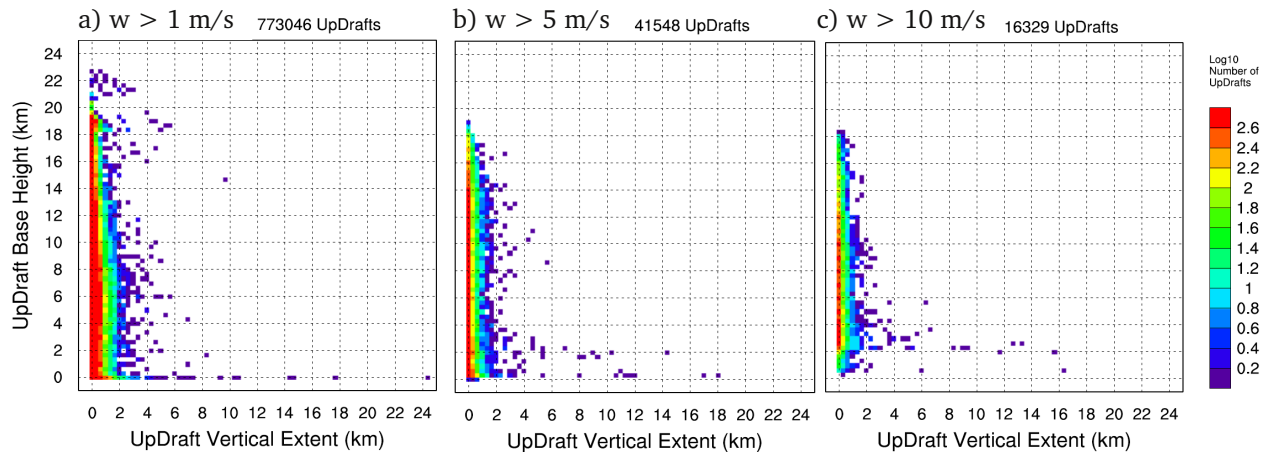


FIGURE 3.1 – Populations des ascendances dans la Giga-LES à 13h15, heure locale, détectées avec un seuil sur la vitesse verticale w de 1 m/s (a), 5 m/s (b) et 10 m/s (c).

sants. En effet, entre 13h30 et 15h30 et entre 3 et 15 km d'altitude, ce seuil se situe entre le 90^{ème} et le 99^{ème} centile de la distribution des vitesses verticales supérieures à 1 m/s (chapitre 2). Un seuil réduit conduit à détecter beaucoup plus d'ascendances, plus de 700 000 avec 1 m/s (fig. 3.1). Si le seuil est trop bas, 1 m/s par exemple, des ondes de gravité sont prises pour des ascendances (entre 20 et 23 km d'altitude par exemple) et les grandes ascendances s'étendent sur plus de 24 km de haut, soit jusqu'à 7 km au-dessus de la tropopause. Il est important de souligner que quelque soit le seuil utilisé, on retrouve les deux sous-populations de grandes et de petites ascendances décrites ci-dessous.

3.2 Présentation de l'article

Les ascendances individuelles ont été caractérisées dans l'article qui suit. Le nombre d'ascendances identifiées varie de quelques milliers à plus de 16 000 en fonction du stade de développement de Hector. Systématiquement deux sous-populations se distinguent, les petites ascendances avec des extensions verticales inférieures à 4 km et les grandes ascendances avec des extensions verticales su-

périeures à 4 km. Les grandes ascendances sont une douzaine et leur base est située à moins de 6 km d'altitude. Par rapport aux petites ascendances, les grandes ascendances sont plus larges et plus volumineuses. Lorsque la convection est la plus intense, les deux plus grandes ascendances se démarquent de toutes les autres avec une extension verticale de 16 km, un volume de près de 10^3 km^3 et une largeur maximale de près de 10 km. Ces deux plus grandes ascendances se caractérisent également par une largeur de plus de 4 km au niveau de leur base. La contribution de ces deux plus grandes ascendances au flux de masse de l'ensemble des ascendances dépasse les 90 % en TTL. Ces plus grandes ascendances ont des valeurs de flottabilité moyenne, de vitesse verticale et de contenu en hydrométéores supérieures à celles des plus grandes ascendances des phases de convection moins intenses. Du fait de leur faible dilution en troposphère, elles redistribuent efficacement la masse qu'elles transportent depuis leur base jusqu'en haute troposphère et en basse stratosphère.

Le développement de Hector jusqu'à la stratosphère est caractérisé par la définition de quatre phases de convection successives. Les phases de convection congestus, profonde, très profonde et mature sont définies en fonction de l'altitude maximale des nuages. Chacune dure une heure. Les plus grandes ascendances apparaissent au-dessus de lignes de convergence définies par de fortes valeurs de convergence du flux d'humidité dans les basses couches. Ces lignes de convergence apparaissent le long du front de brise puis, pendant la phase de convection congestus, elles sont progressivement pilotées par les poches froides dues aux précipitations. Les lignes de convergence se déplacent vers le centre des îles, s'intersectent et s'intensifient, menant à une convergence du flux d'humidité en surface supérieure à $7 \text{ g/m}^3/\text{min}$ pendant la phase de convection très profonde. Les deux plus grandes ascendances se développent alors au-dessus de ces zones d'intersection. Enfin, les plus grandes ascendances de convection ma-

ture n'atteignent pas la stratosphère à cause du refroidissement en surface dû aux poches froides.

3.3 Giga-LES of Hector the Convecton and its two tallest updrafts up to the stratosphere

Article accepté au *Journal of the Atmospheric Sciences*.

Giga-LES of Hector the Convective and its two tallest updrafts up to the stratosphere

THIBAUT DAUHUT*, JEAN-PIERRE CHABOUREAU, JUAN ESCOBAR AND PATRICK MASCART

Laboratoire d'Aérodynamique, Université de Toulouse, CNRS, UPS, France.

ABSTRACT

The dynamics of Hector the Convective, which overshoot into the stratosphere on 30 November 2005 over the Tiwi Islands, Australia, is investigated using a Giga Large-Eddy Simulation with a 100-m cubic mesh. Individual updrafts defined as 3D objects with vertical velocity above 10 m s^{-1} are identified. Among the 20 000 updrafts formed during the most intense phase, only a dozen were more than 4 km tall. The two tallest updrafts accounted for more than 90 % of the total vertical mass flux through the Tropical Tropopause Layer. Their locations were determined by low-level convergence lines first created by the sea breeze in the morning, then enhanced by cold pools due to cumulus congestus. They finally reinforced each other as they moved inland and intersected. The two tallest updrafts that overshoot the tropopause were contrasted with those occurring one hour earlier and later. They presented larger widths (up to 8 km), greater buoyancy (up to 0.1 m s^{-2}), stronger vertical velocities (up to 50 m s^{-1}) and larger hydrometeor contents (more than 10 g kg^{-1}). They kept their core weakly diluted on their way to the stratosphere with an entrainment rate as low as 0.08 km^{-1} . Both the low-level convergence lines intensified by cold pools and the reduced mixing in the troposphere were found to be determinant for the transition from deep to very deep convection.

1. Introduction

In the tropics, the very deep convective systems are so deep that they cross the tropical tropopause layer (TTL) and reach the stratospheric overworld (Holton et al. 1995). Because of their supposed scarcity, the capacity of very deep convective events to redistribute low-troposphere species into the stratosphere has long been considered negligible. Recent observations have attracted renewed attention to the role of very deep convection on the stratosphere composition. Ice particles were found in the lower stratosphere above continental Brazilian thunderstorms (Chaboureau et al. 2007; Nielsen et al. 2007) and over the famous thunderstorm Hector the Convective in Australia (Corti et al. 2008; de Reus et al. 2009). Associated Cloud Resolving Model (CRM) simulations were successful in simulating very deep convection (e.g., Chaboureau et al. 2007; Chemel et al. 2009; Liu et al. 2010). Dauhut et al. (2015) performed a series of Large-Eddy Simulations (LESs) and CRM simulations of Hector. They found a stratosphere hydration of 3000 tons over the storm episode, almost converging at 100- and 200-m horizontal grid spacings. Upscaling this hydration, they estimated the contribution of very deep convection to the troposphere-to-stratosphere water mass flux at 18%. This

result suggests that the very deep convection can have a large impact on the composition of the stratosphere.

An aspect of Hector not investigated so far is its internal organization that leads to the stratosphere hydration. Hector the Convective is a multicellular thunderstorm that develops on an almost-daily basis during the pre-monsoon period (November - December) above the Tiwi Islands, one hundred kilometers north of Darwin, Northern Australia (Keenan et al. 1989). Its regularity makes it a natural laboratory and the subject of many studies investigating the triggering of the most intense convection (Crook 2001; Saito et al. 2001; Ferretti and Gentile 2009), the microphysical properties of overshooting convection (Frey et al. 2014), the sensitivity of its representation to models (Chemel et al. 2009) and to their resolution (Dauhut et al. 2015). The last four studies focused on the event of 30 November 2005, documented during the Stratospheric-Climate Links with Emphasis on the Upper Troposphere and Lower Stratosphere (SCOUT-O3) campaign (Brunner et al. 2009). On that day, Hector comprised two main cells: the first was apparently triggered by the intersection of two sea breeze fronts in the east of the islands and the second by the encounter of the gusts produced below the first cell with another sea breeze front (Ferretti and Gentile 2009). Some pockets of ice crystals were observed to be injected into the stratosphere by Hector (Corti et al. 2008; de Reus et al. 2009).

*Corresponding author address: Thibaut Dauhut, Laboratoire d'Aérodynamique, Observatoire Midi-Pyrénées, 14 avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France.

E-mail: thibaut.dauhut@aero.obs-mip.fr

The goal of this article is to investigate the key processes that led the thunderstorm to overshoot into the stratosphere. The internal structure of Hector is investigated in terms of individual updrafts. The updrafts are the elementary structures of the active parts of the system, where air masses ascend faster than anywhere else. Previous studies have considered the updrafts all together and computed their statistical properties inside the whole volume of the updrafts (e.g., Khairoutdinov et al. 2009; Romps and Kuang 2010; Dauhut et al. 2015). Here, each individual updraft is identified through the application of a clustering algorithm. It is then possible to compute statistics on the population of updrafts, to detect any outstanding structures that enable Hector to reach the stratosphere, and to characterize them. In the following, it will be shown that the two tallest updrafts are those that matter for the hydration of the stratosphere.

The first question concerns the formation and the properties of the tallest updrafts that reach the tropopause. The mechanisms leading to the triggering and development of Hector will be investigated in detail. The second question addresses the efficiency of the transport toward the stratosphere. In particular, two characteristics determine how efficient the transport is: the vertical mass flux of the updrafts and the entrainment of environmental air. The latter measures how much the updrafts are diluted by the environment during their ascent in the atmosphere.

How this dilution affects the planetary boundary layer (PBL) air rising to the stratosphere is a long debated question. The existence of very tall updrafts with almost no dilution by environmental air was first postulated by Riehl and Malkus (1958). However, since this pioneering work, many CRM studies have shown the existence of dilution for updrafts. Typical mid-troposphere values of entrainment around 0.2 km^{-1} have been found for different deep convective cases (e.g., Khairoutdinov and Randall 2006; Del Genio and Wu 2010; de Rooy et al. 2013). In general, the entrainment rate is reduced with increasing convection depth (Del Genio and Wu 2010). The intensity of the entrainment is also lower in the middle of the updraft vertical extension, while larger values are found at the base (Del Genio and Wu 2010; de Rooy et al. 2013). A numerical study in radiative-convective equilibrium attested to the virtual absence of undiluted PBL air at the tropopause, and even at the freezing level (Romps and Kuang 2010). Instead, the capacity of the updrafts to overshoot the tropopause was attributed to the boost given by the release of latent heat due to the freezing of hydrometeors. For this Hector case of very deep convection, we will show the existence of two tall updrafts that experienced the least dilution ever evidenced, and accounted for most of the vertical mass flux into the stratosphere.

The use of a Giga-LES in this study is worth emphasizing. A few LES of deep convection have been run so far: A shallow-to-deep transition over land (Khairoutdinov and

Randall 2006), a maritime deep convection in near equilibrium (Khairoutdinov et al. 2009) and Hector the Convective (Dauhut et al. 2015). These studies show that the cumulus are quickly diluted by the mixing with the environment during the shallow convection phase. This quick dilution, a scale-aware process, affects the time needed by the convection to deepen. As a result, the updraft core velocities and total water content are larger at finer resolutions. This points out the need for a minimum of 100 or 200-m grid spacing to resolve the convective flow properly in a deep convective system.

This article is organized as follows. The simulation set up and the clustering method are described in section 2. The time evolution of the thunderstorm and its updrafts is characterized in section 3, where the importance of the tallest updrafts is shown. The formation, the properties and the mass transport of these tallest updrafts are investigated in section 4. The key processes leading to very deep convection are summed up in section 5, where perspectives for future work are suggested.

2. Model Design and Clustering Approach

a. Meso-NH Large-Eddy Simulation

The simulation (Dauhut et al. 2015) was performed with the anelastic non-hydrostatic mesoscale model Meso-NH (Lafore et al. 1998). The domain of simulation extended over a surface of $256 \times 204.8 \text{ km}^2$ centered over the Tiwi Islands (Fig. 1). Such a wide domain was chosen to avoid deep convection being affected by open conditions imposed at lateral boundaries. In the vertical, the model had 256 levels up to 25 km altitude to include the whole TTL and the lower stratosphere, with a damping layer in the uppermost 3 km. In the horizontal, the grid spacing was set at 100 m to resolve the most energetic eddies explicitly. With a computational domain of 1.34 billion grid points ($2560 \times 2048 \times 256$), this so-called Giga-LES was made possible thanks to the adaptation of Meso-NH for massively parallel computing (Pantillon et al. 2011). It was run for 10 h using 16 384 cores on an IBM BlueGeneQ. The prognostic model variables were saved every 15 min, generating 20 Tb of data. Physical parametrizations included a 3D turbulence scheme based on 1.5 order closure (Cuxart et al. 2000), a mixed-phase microphysical scheme (Pinty and Jabouille 1998), the radiative scheme used at the ECMWF (Gregory et al. 2000), and the Interactions between Soil, Biosphere and Atmosphere (ISBA) scheme (Noilhan and Planton 1989).

The sounding (Fig. 2) launched from Darwin at 0930 LST (0000 UTC) on 30 November 2005 was used for the initial conditions. The convective available potential energy was 2074 J kg^{-1} . We extended the water vapor profile between 13 and 17 km with the water vapor content from the European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) analysis. Above 17 km, based on

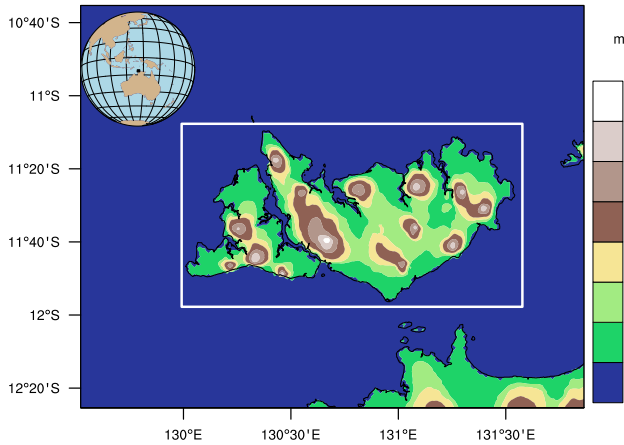


FIG. 1. Domain of simulation. The white rectangle is the domain of analysis, centered above the Tiwi Islands (Bathurst and Melville Islands, at the west and east, respectively). The black lines are the coast lines. The color shades indicate the altitude above sea level.

observations by Corti et al. (2008), the water vapor content increased from 2 ppmv at 380 K (17 km) to 4 ppmv at 410 K (18 km) and took a uniform 4-ppmv value aloft. No large-scale forcing was applied. The description of orography and land cover was obtained from 1 km resolution databases, in order to remain the same when applied to coarser resolution simulations (Dauhut et al. 2015). A sea surface temperature of 29°C, a surface soil temperature of 30°C and a moisture content of 0.16 m³ m⁻³ taken from the ECMWF analysis were used for surface initial conditions. Over the ocean, the sea surface temperature was kept constant with time. As a consequence, the change in air-surface fluxes was due to the variation in atmospheric temperature and wind only. Over land, the surface fluxes were computed by the ISBA scheme. This allows the land surface fluxes to evolve in time with the change of both soil and atmospheric variables.

To explore the sensitivity of Hector properties to the horizontal resolution, we performed additional simulations with grid spacings of 200, 400 and 800 m using the same parameterizations, domain and integration time. These simulations at coarser resolutions also reproduced Hector's overshoots and its water transport into the lower stratosphere (Dauhut et al. 2015). The vertical velocity distributions were relatively robust with the resolution for the grid spacings between 100 and 800 m. They all showed 90th percentile profiles of the upward wind velocity departing one from the other of less than 2 m s⁻¹. At 1300 LST, the spectra of the vertical motions between 9 and 12 km of altitude were compared to the theoretical spectrum (Fig. 3). For all resolutions, the kinetic energy contained in the vertical motions ranging from 7.5 to 75 km horizontal scale was almost constant, of the order of 10⁻¹ m² s⁻². At smaller horizontal scales, the kinetic energy decreased following the theoretical power law

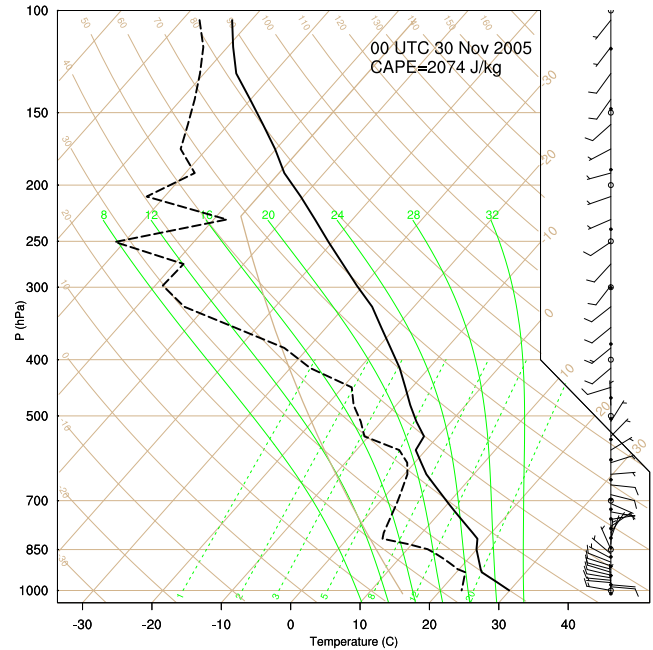


FIG. 2. Atmospheric profiles of temperature (solid line) and dewpoint temperature (dashed line) from the sounding taken in Darwin at 0930 LST 30 Nov 2005.

of $-5/3$. For the 400- and the 800-m grid spacings, the smallest scales contained too much kinetic energy compared to the theoretical spectrum. This suggests a lack of energy dissipation by the turbulence scheme for these grid spacings. In contrast, the spectra of vertical motions for the simulations with 100- and 200-m grid spacings fit the theoretical spectra very well for wavelengths shorter than 5 km. This shows that the vertical motions were well resolved down to a wavelength of 200 m for the LES. In the rest of the study, only the LES output (100-m grid spacing) will be considered.

b. Updraft Cluster Identification

We define updrafts as three-dimensional objects made of connected grid points for which the vertical velocity exceeds an arbitrary threshold. Once detected and identified, these objects can be described individually by computing geometrical, thermodynamical and dynamical properties. Updraft cluster identification consists in distinguishing the different updrafts and in giving a different identity number to each. In practice, two grid points of the atmosphere have the same updraft identity number if, and only if, they belong to the same updraft i.e. there is a path connecting them where the vertical velocity is over the threshold. Two criteria define our cluster identification: the vertical velocity threshold and the rules of connectivity.

The vertical velocity threshold is assumed to be large enough so that local fluctuations of the vertical velocity will not be considered as updrafts, and that the updrafts

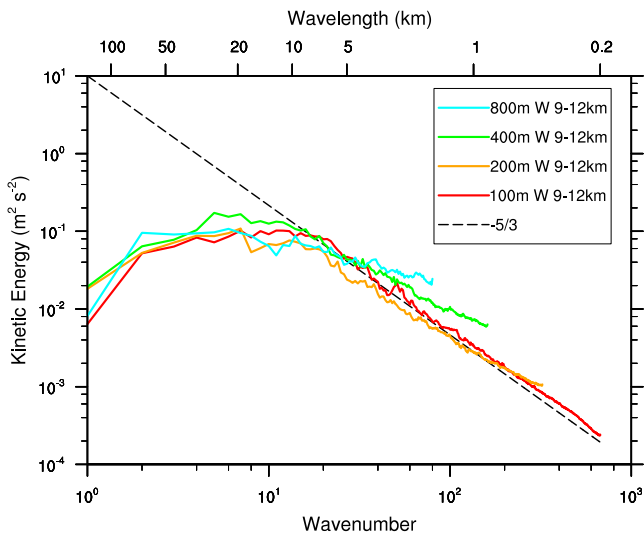


FIG. 3. Spectra of vertical motions at 1400 LST at 9-12 km altitudes, in the LES (100-m grid spacing), the 200-m, 400-m and 800-m simulations. The theoretical power law at $-5/3$ is shown with the black dashed line.

are properly separated from one another. A threshold of 1 m s^{-1} is commonly used (e.g., Khairoutdinov et al. 2009; Romps and Kuang 2010; Glenn and Krueger 2014) but accompanied by a threshold on condensed water content. In cases of very deep convection like Hector the Convect, strong gravity waves are excited (Lane et al. 2001), producing fluctuations of vertical wind in the upper troposphere and in the stratosphere, which must not be mistaken for updrafts. They reach a maximum amplitude of 4 m s^{-1} , which is much less than the strongest updrafts. Since the LES presents very large values of vertical velocity, up to 8 m s^{-1} for the 90th percentile and 22 m s^{-1} for the 99th percentile of the vertical velocities over 1 m s^{-1} (Dauhut et al. 2015), we selected a threshold of 10 m s^{-1} . Visual inspection supported this choice for the detection of updrafts.

The rules of connectivity determine the shape of the updrafts. Two contiguous grid points, i.e. sharing a common face either in the horizontal or the vertical direction, are considered as connected. Diagonal connections are considered only in the vertical direction, in order to take slantwise convection into account.

As the LES has more than one billion grid points, the updraft cluster identification had to be run on parallel computers for practical efficiency. The MPI library was used for communication between processors. We applied the updraft cluster identification algorithm to the snapshots of the whole 3-D simulated volume (available every 15 minutes) every time deep convection occurred. An example is given at 8 km altitude, at 1315 LST (Fig. 4a). The updrafts occupy only a small part of the cloud section. The ten largest updrafts can be identified, the smaller ones being too small to be noticed at the scale of the islands. The

whole population at this time, more than 16 000 updrafts distributed between around 1 and 18 km altitudes, was represented in terms of vertical extent versus base altitude, volume, maximal effective width and base effective width (Figs. 4b,c,d and e). The effective width is the diameter of a circle having the same area as the cross section of the updraft. Two main subpopulations were distinguished: short updrafts with a vertical extent of less than 4 km (the vast majority) and tall updrafts with a larger vertical extent (the remaining updrafts, between ten and twenty). The presence of the two different subpopulations was robust whatever the threshold on the vertical velocity. The short updrafts were characterized by a volume lower than 10 km^3 , a maximal effective width lower than 3 km and a base effective width lower than 2 km. The tall updrafts had a base below 6 km altitude, most of them even below 4 km altitude. The tall updrafts were contrasted from the short updrafts with a larger volume, most of them with a larger maximal effective width (up to more than 8 km), and a quarter of them with a significantly larger base effective width (up to 7 km). The two tallest updrafts, around 16 km tall, had the largest values of volume (both around 500 km^3), maximal effective width (both 8.7 km) and base effective width (6.9 and 4.7 km for the tallest and the second tallest updraft, respectively). These very large horizontal extents, even at the base, found for the tallest updrafts, suggest that a large effective width is a property that characterize them. Indeed, the effective widths at the base of the tallest updrafts were found limited up to 4 km for the rest of the time. The relation between the large horizontal extent and the dilution of the tallest updrafts needs to be investigated. The current study addresses this question by computing the effective entrainment rate of the tallest updrafts, and by quantifying the transport of conserved variables inside the tallest updrafts. First, the importance of the two tallest updrafts during the whole time deep convection occurred is highlighted in section 3b. Their characteristics are then investigated in section 4.

3. Overview

a. Main features

The life cycle of Hector reproduced by the LES, and in particular its gradual growth toward the stratosphere, are shown in Fig. 5. The vertical profile of the hydrometeor content, the precipitation and the surface fluxes, all averaged over the analysis domain shown in Fig.1, allow the time evolution of Hector to be characterized with different phases, most during one hour.

The pre-conditional phase spanned from the beginning of the simulation to 1115 LST. The increase of surface fluxes over land first yielded dry convection over the Tiwi Islands. Cumulus humilis then appeared at the top of the PBL from 1000 LST. In agreement with the study by Saito et al. (2001), visual inspection of horizontal sections of

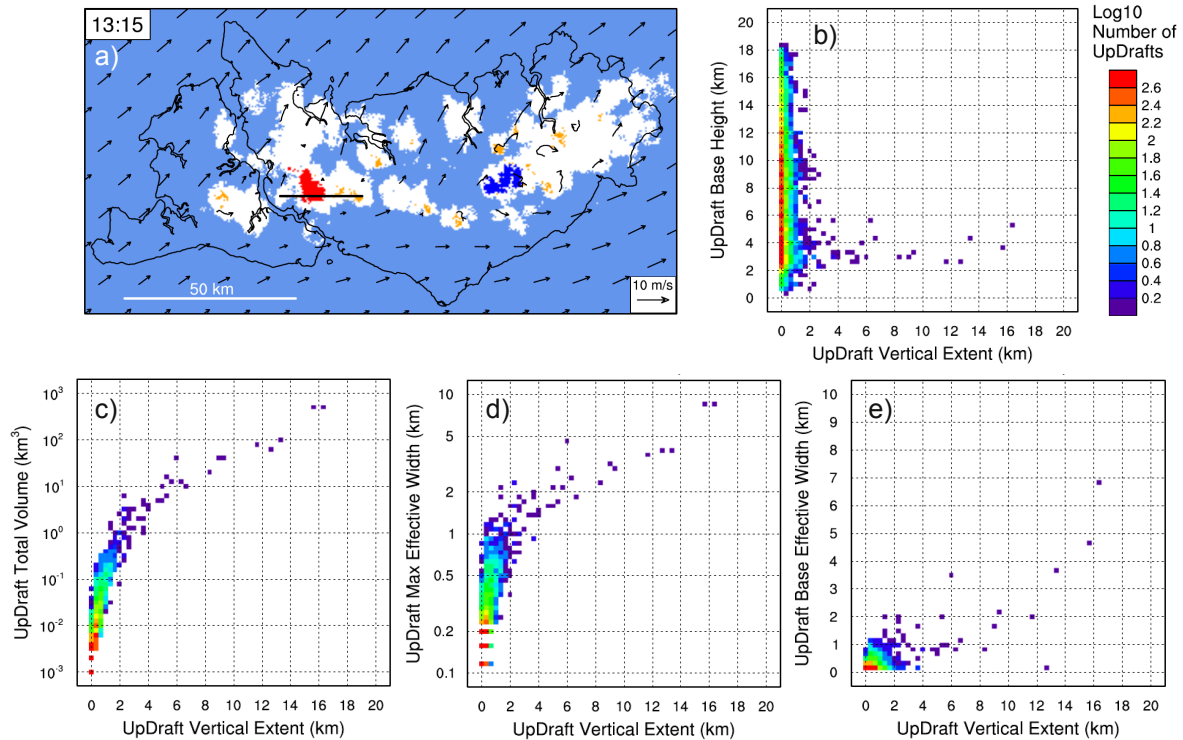


FIG. 4. LES outputs at 1315 LST. (a) Horizontal cross section of cluster identity numbers at 8 km altitude over the analysis domain. The two tallest updrafts are in blue and red and the others in orange. The clear sky is in blue, the cloud section in white (cloud content above 10 mg kg^{-1}). The arrows represent the horizontal wind at 8 km altitude. The straight black line corresponds to the position of the vertical cross section shown in Fig. 9b. Histograms of updraft population in terms of vertical extent (x axis) ($1/3 \text{ km}$ bin intervals) versus (b) altitude of their base ($1/3 \text{ km}$ bin intervals), (c) their total volume ($1/10$ logarithmic bin intervals), (d) their maximal effective width ($1/30$ logarithmic bin intervals), and (e) effective width of their base ($1/6 \text{ km}$ bin intervals). The color shading gives the logarithmic number of updrafts in each bin.

the wind components (not shown) revealed that convective rolls formed on the windward (west) side of the islands from 1030 LST, and that the sea breeze, due to the contrast in surface heat fluxes over land and sea, deflected the westlies toward the Tiwi Islands (the wind slightly rotated toward the islands along the northern and the south-western coasts, and its amplitude dramatically decreased along the south-eastern coast, i.e. the lee shore). At 1115 LST, the congestus phase began with the first cumulus congestus reaching the freezing level, around 5 km altitude. The precipitation became significant, of the order of 2 mm h^{-1} , from 1200 LST as some cumulus congestus passed the freezing level and reached an altitude of 10 km.

The deep convection phase appeared at 1215 LST with cumulonimbus tops around 14 km altitude, the lower bound of the TTL. The sensible heat flux over the islands was then maximum. During the following hour the precipitation increased steadily reaching 25 mm h^{-1} . At the surface of the islands, the sensible heat flux decreased back to its morning value, whereas the latent heat flux increased up to a maximum of 250 W m^{-2} . Meanwhile the growth of deep convection showed two gradual stages. First, the cumulonimbus tops stayed at around 14 km for half an hour, and then reached 16 km for another half

hour. At 1315 LST, the very deep convection phase started as cumulonimbus overshoot the tropopause (defined here by the 380-K potential temperature, which corresponds to the climatological cold-point tropopause situated around 17 km). During the following hour, the hydrometeor content steadily increased both in the stratosphere and in the troposphere while the precipitation increased drastically up to 56 mm h^{-1} , and the sensible and latent heat fluxes decreased to 180 W m^{-2} over the islands.

From 1415 LST onward, Hector lost its vigor. The hydrometeor content in the troposphere decreased. The precipitation remained at its highest value for half an hour, and then decreased sharply to 10 mm h^{-1} . At the surface, the heat fluxes continued to decrease over the islands, whereas they increased over the ocean because of the cold pools. In the stratosphere, the hydrometeor content decreased slowly due to sedimentation of ice particles. From 1515 LST onward, Hector was a more-stratiform-than-convective cloud system as the vertical velocity was strongly reduced (not shown). The precipitation rate remained almost steady (around 14 mm h^{-1}) for one hour, and then slowly decreased to zero at 1730 LST. Below the freezing level the hydrometeor content decreased significantly between 1700 and 1800 LST, to almost zero there-

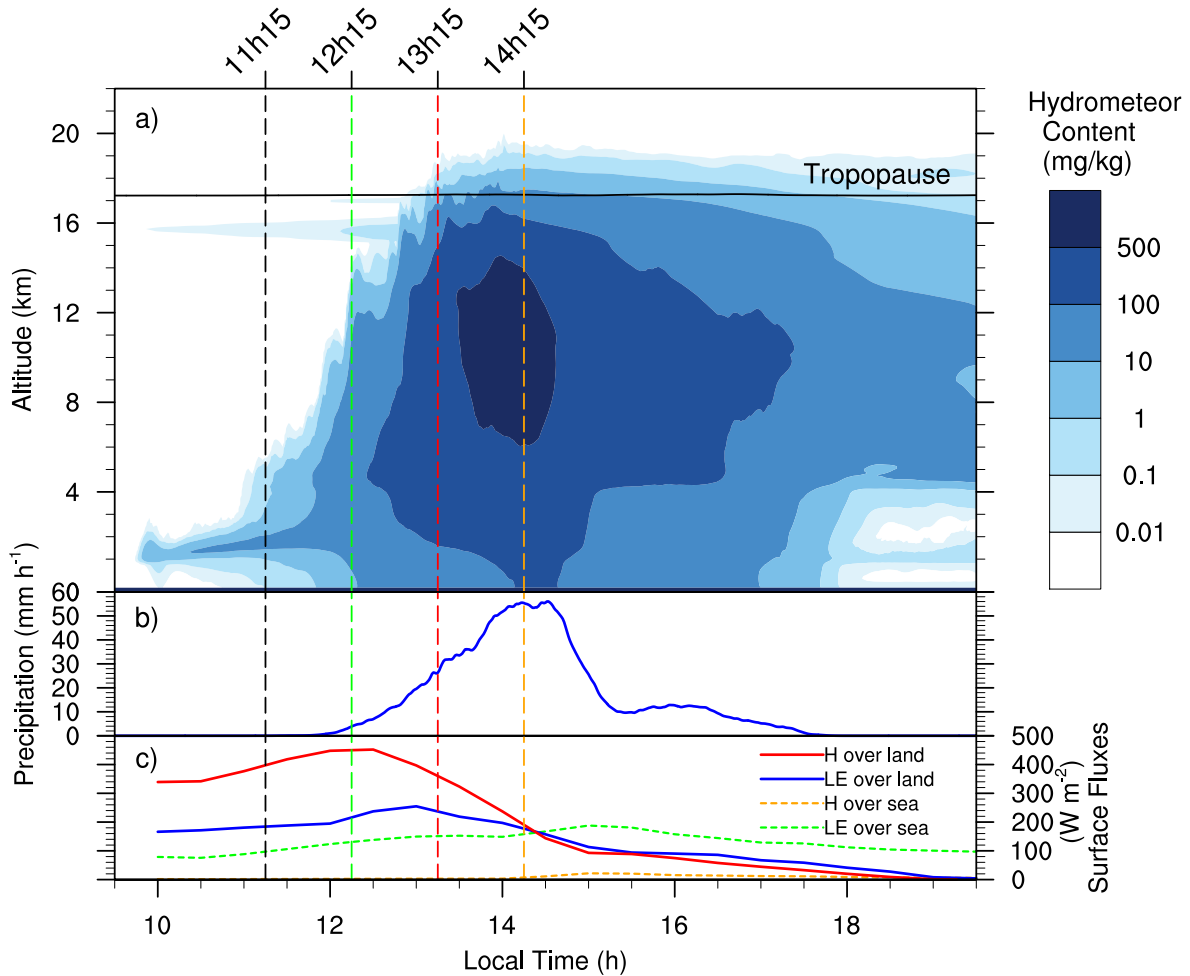


FIG. 5. Temporal evolution of (a) hydrometeor content, (b) precipitation rate at the surface and (c) surface fluxes. In (c), sensible and latent heat fluxes are in red and blue solid lines over the islands, and in orange and green dashed lines over the ocean, respectively. The key moments representative of the congestus, deep, very deep and mature convection phases are highlighted with the black, green, red and orange vertical dashed lines, respectively.

after. Aloft, the stratiform cloud in the troposphere and the hydrometeor content in the stratosphere decreased slowly, due to evaporation and advection out of the analysis domain.

We selected 1115, 1215, 1315 and 1415 LST as key moments, representative of the congestus, deep, very deep and mature convection phases, respectively. The evolution of the updraft population during the deep, very deep and mature convection phases is described in section 3b. The shape and properties of the tallest updrafts are studied in section 4.

b. Updraft Population

The identification of the updrafts over the whole domain resulted in large populations of three-dimensional objects with very diverse sizes and properties. The evolution of their number, their geometry and their mass flux through the freezing level and the base of the TTL is shown in

Fig. 6. All characteristics show a similar evolution in the early afternoon, with an increase during the deep convection phase, a peak during the very deep convection phase and a decrease during the mature convection phase. There were around 10 000 updrafts during the three phases but most of them were extremely short (less than 333 m tall, for instance, at 1315 LST in Fig. 4b). Among the few tall updrafts, the two tallest ones had similar vertical extents and, most of the time, they were at least 2 km taller than the others. We now focus on their contribution to the volume and to the air mass flux in order to determine whether they were the most important coherent structures in the vertical transport.

After an intermittent increase during the deep convection phase, the maximal vertical extent reached its largest value of around 16 km and then remained constant for half an hour (Fig. 6a). The number of updrafts increased steadily until the end of the very deep convection phase, when it peaked around 20 000. During the mature con-

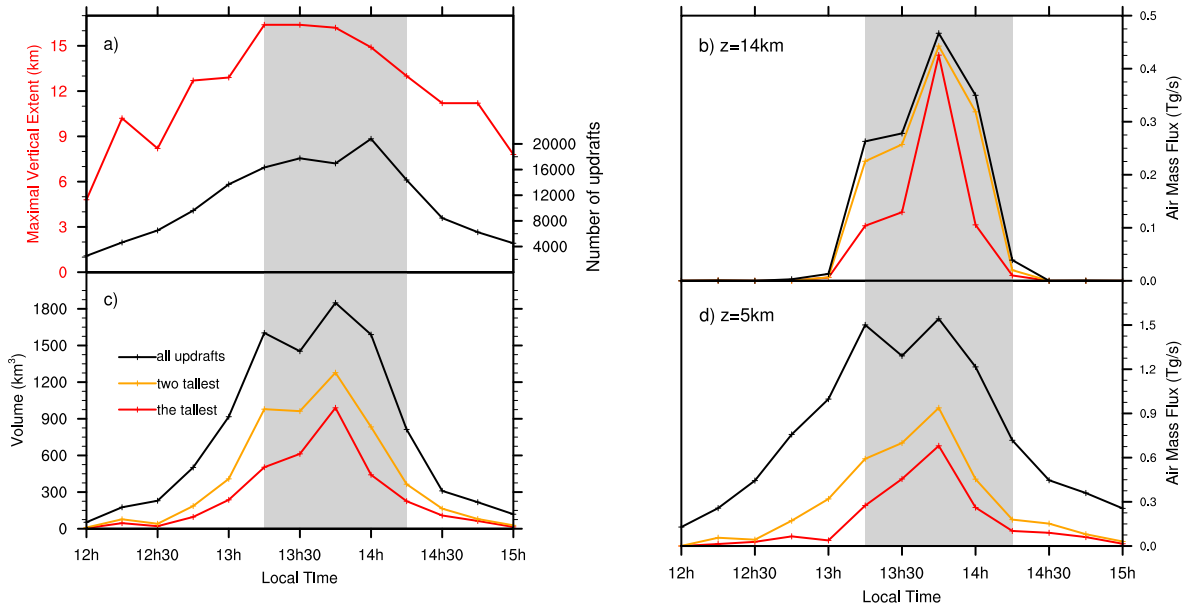


FIG. 6. Evolution of updraft characteristics: (a) maximal vertical extent in red and number of updrafts in black, (c) volume of the updrafts, (d) vertical air mass flux at 5 km altitude and (b) at 14 km altitude. The very deep convection phase is shaded in grey. In (b), (c), and (d) the values for all the updrafts, the two tallest updrafts and the tallest updraft are in black, orange and red, respectively.

vection phase, Hector experienced a decrease of the maximal extent of its updrafts, back to deep convection values (around 11 km) and a dramatic decrease in their number, which was divided by 5 in one hour, due to the decreasing convective activity (Fig. 5a).

The total volume of the updrafts (Fig. 6c) increased sharply during the deep convection phase (multiplied by 8 in one hour), peaked at 1 800 km³ during the very deep convection phase, and decreased sharply during the mature phase (divided by 10 in one hour). The increase in volume is representative of the growth of Hector in the vertical direction, whereas the decrease shows its weakening without any change in its vertical extent (see the hydrometeor content in Fig. 5a). Interestingly, the two tallest updrafts accounted for more than 60% of the total volume during the very deep convection phase and around 40% the rest of the time.

The air mass flux due to all the updrafts just above the freezing level (at 5-km altitude, Fig. 6d) was around 1.4 Tg s⁻¹ during the very deep convection phase. The contribution of the two tallest updrafts then accounted for 40 to 60%. At 14 km altitude (corresponding to the base of the TTL), the air mass flux was truly significant during the very deep convection phase only, 0.34 Tg s⁻¹ on average. It is noteworthy that the contribution of the two tallest updrafts accounted for 91% on average. At 1315 and 1400 LST, the second tallest updraft contributed even more than the tallest.

The very deep convection phase exhibited a maximum in the number of updrafts, their vertical extent, their volume and their air mass flux at different levels. The val-

ues during the deep and mature convection phases were lower but still significant for all properties, except for the flux through the base of the TTL. This flux characterized the ability of Hector the Convective to affect the composition of the TTL and the stratosphere. The two tallest updrafts contributed 91% of this flux, demonstrating that they were far more important than the other updrafts. It is of key importance to understand why and how such updrafts form, and what gives them the ability to transport low-tropospheric air into the TTL and the stratosphere. The following section tackles these questions.

4. Characteristics of the tallest updrafts

a. Development

As shown in the following, the tallest updrafts appear above areas of large moisture-flux horizontal convergence. The latter are organized into lines of large positive values in the PBL, called convergence lines hereafter. Maps of the moisture-flux horizontal convergence at 210 m above the surface (where they are best defined), together with maps of the potential temperature at the first model level (20 m above the surface), are shown for the congestus, deep, very deep and mature convection phases (Fig. 7). For the congestus phase, the formation of convergence lines is demonstrated using vertical sections of the tallest updraft across a line perpendicular to the coast (Fig. 8). For the deep, very deep and mature convection phases, vertical cross sections of the tallest updrafts are represented (Fig. 9). Vertical profiles of the atmosphere 15 min

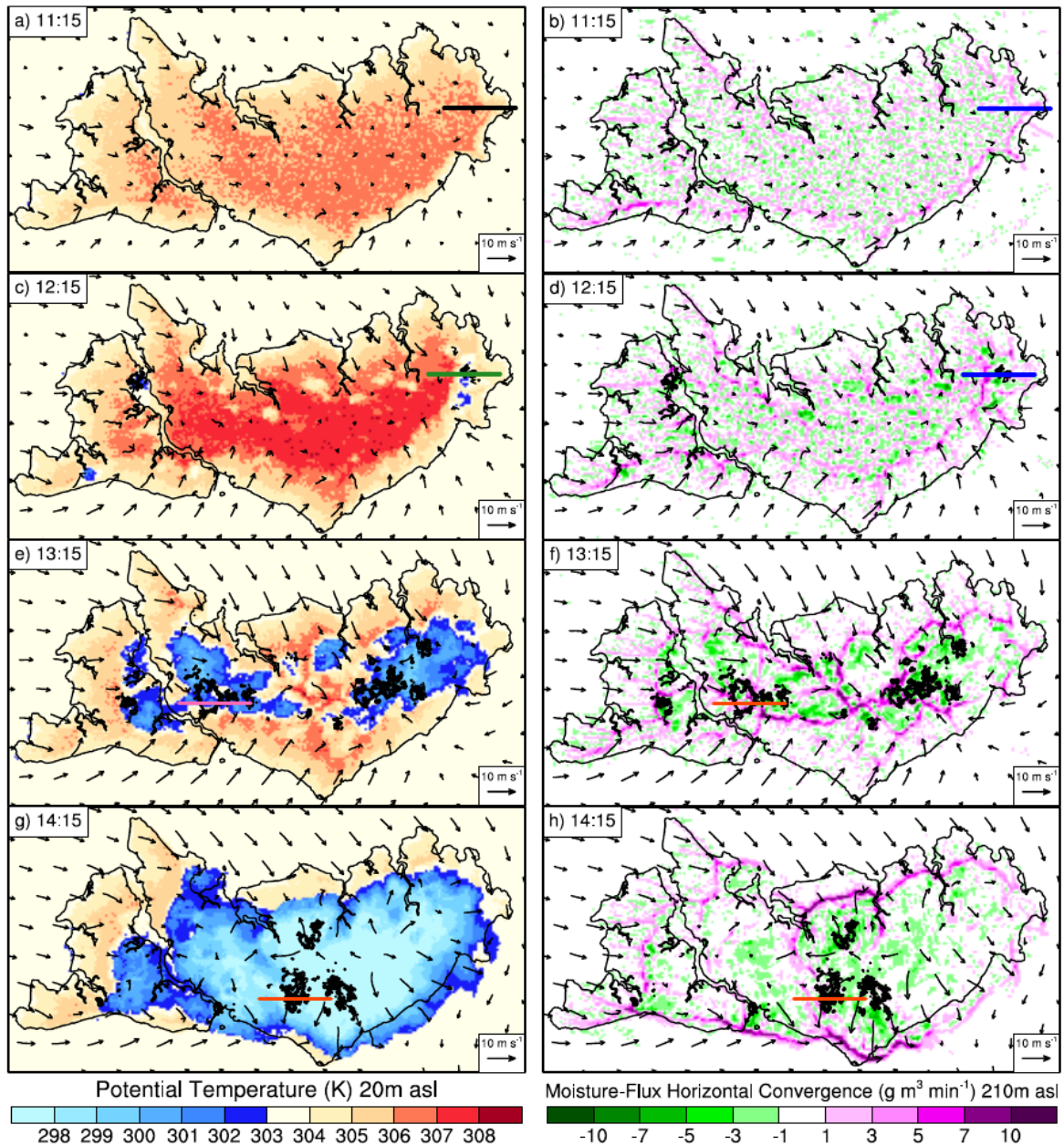


FIG. 7. Left: Horizontal cross sections of potential temperature at the first model level, 20 m above the surface. Right: Horizontal cross sections of moisture-flux horizontal convergence 210 m above the surface level. The horizontal wind is superimposed. From top to bottom, the congestus (1115 LST), deep (1215 LST), very deep (1315 LST) and mature (1415 LST) convection phases are represented. The black contours show the location of the updrafts at 10-km altitude. The colored straight lines indicate the positions of the vertical cross sections presented in Figs. 8 and 9.

before the development of these updrafts are examined in Fig. 10.

At 1115 LST, the congestus phase started. The near-surface potential temperature (Fig. 7a) was 2 K higher over the islands than over the ocean, because of the contrast in sensible heat flux that exceeded 300 W m^{-2} . The sea breeze developed for about 45 min and led to the convergence of the horizontal wind at the scale of the islands. Local values of moisture-flux horizontal convergence over

$3 \text{ g m}^{-3} \text{ min}^{-1}$ were reached along the coasts, forming early convergence lines (Fig. 7b). Vertical sections, crossing the early convergence line along the eastern coast of Melville Island (East Island) where the tallest updraft was located, are drawn perpendicular to the coast every 15 min (Fig. 8). For the congestus phase, the convergence lines are built along the coasts, where the sea breeze meets the buoyant air masses at the islands' surface. Above these lines, the cumulus congestus formed at the top of the PBL

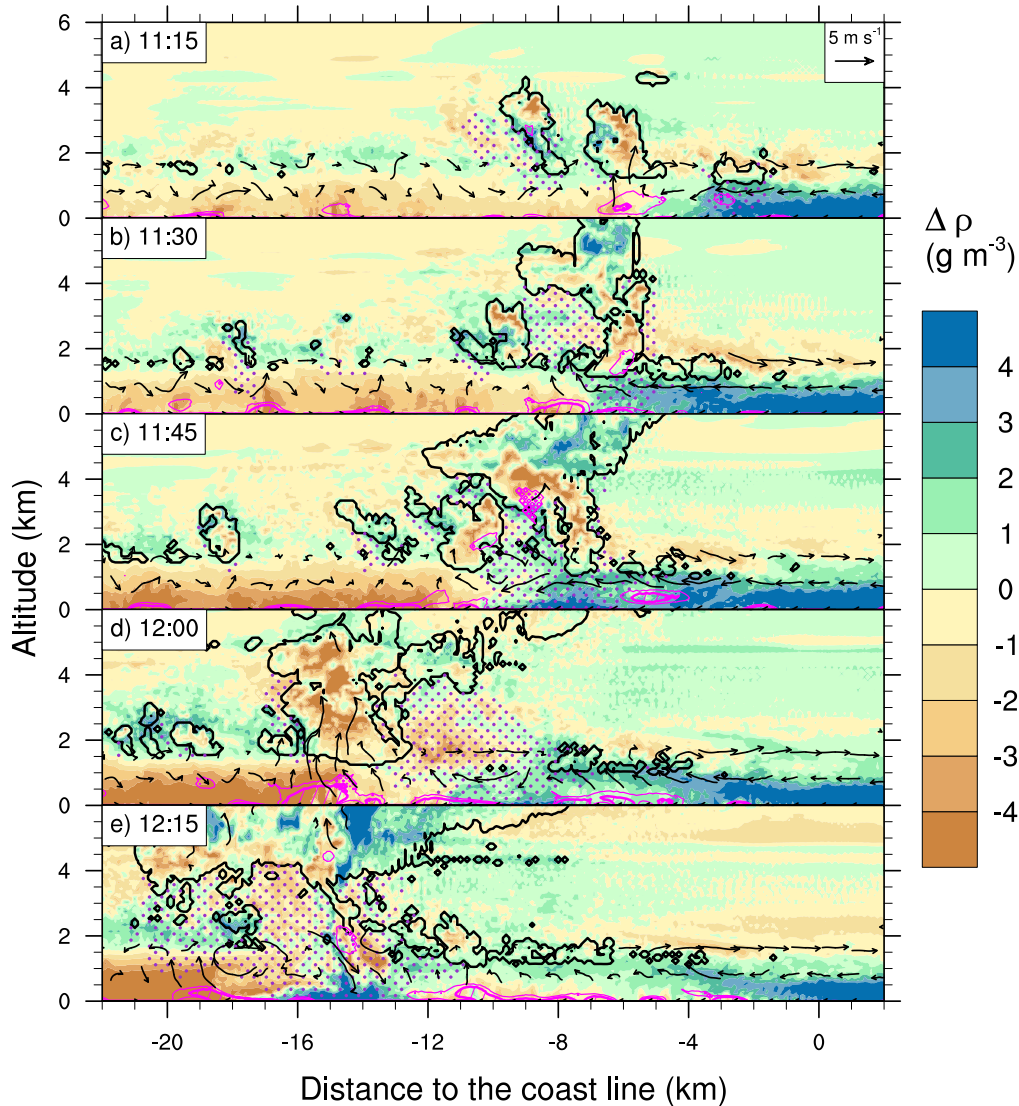


FIG. 8. Vertical sections, located across the blue line in Fig. 7 at 1115 LST, of density anomaly (color shading), zonal and vertical wind (arrows), cloud envelope (black contour at 5 mg kg^{-1}), rain mixing ratio over 10 mg kg^{-1} outside the clouds (dots), moisture-flux horizontal convergence over 3 and $5 \text{ g m}^{-3} \text{ min}^{-1}$ (magenta contours), at 1115 LST, 1130 LST, 1145 LST, 1200 LST and 1215 LST.

and extended up to the freezing level (e.g., at 6 km west of the coast at 1130 LST and at 15 km at 1200 LST). They produced rain and cold pools (at 8 km west of the coast at 1145 LST and at 15 km west at 1215 LST) that pushed the convergence lines further inland.

At 1215 LST , the deep convection phase began. The convergence lines, still parallel to the coast lines, were advected towards the islands' center by the sea breeze surface circulation (Fig. 7d). Few cold pools, shaded in blue in Fig. 7c, contributed to the inland advection of the convergence lines, and to their reinforcement, in the east of Melville Island and in the south of Bathurst Island. The moisture-flux horizontal convergence increased to $5 \text{ g m}^{-3} \text{ min}^{-1}$ in most of the convergence lines. In the east of Melville Island and between the two islands,

the two tallest updrafts reached 14 km altitude. The position of these updrafts at 10 km altitude was shifted by 4 km eastward compared to the closest convergence line. This shift in space was due to the delay between the time needed for deep convection to transport near-surface air to this altitude and the time spend by the convergence line to be advected further inland. One of the two tallest updrafts in the east of Melville Island is shown in Fig. 9a,d. Its base was thin (a few hundred meters) and the updraft became larger with altitude (up to $2\text{-}3 \text{ km}$). Its top was colocated with the top of the corresponding cloud, and was surrounded by an intense subsiding shell, with downward wind stronger than 5 m s^{-1} . Such a subsiding shell may have a strong influence on the interaction between the

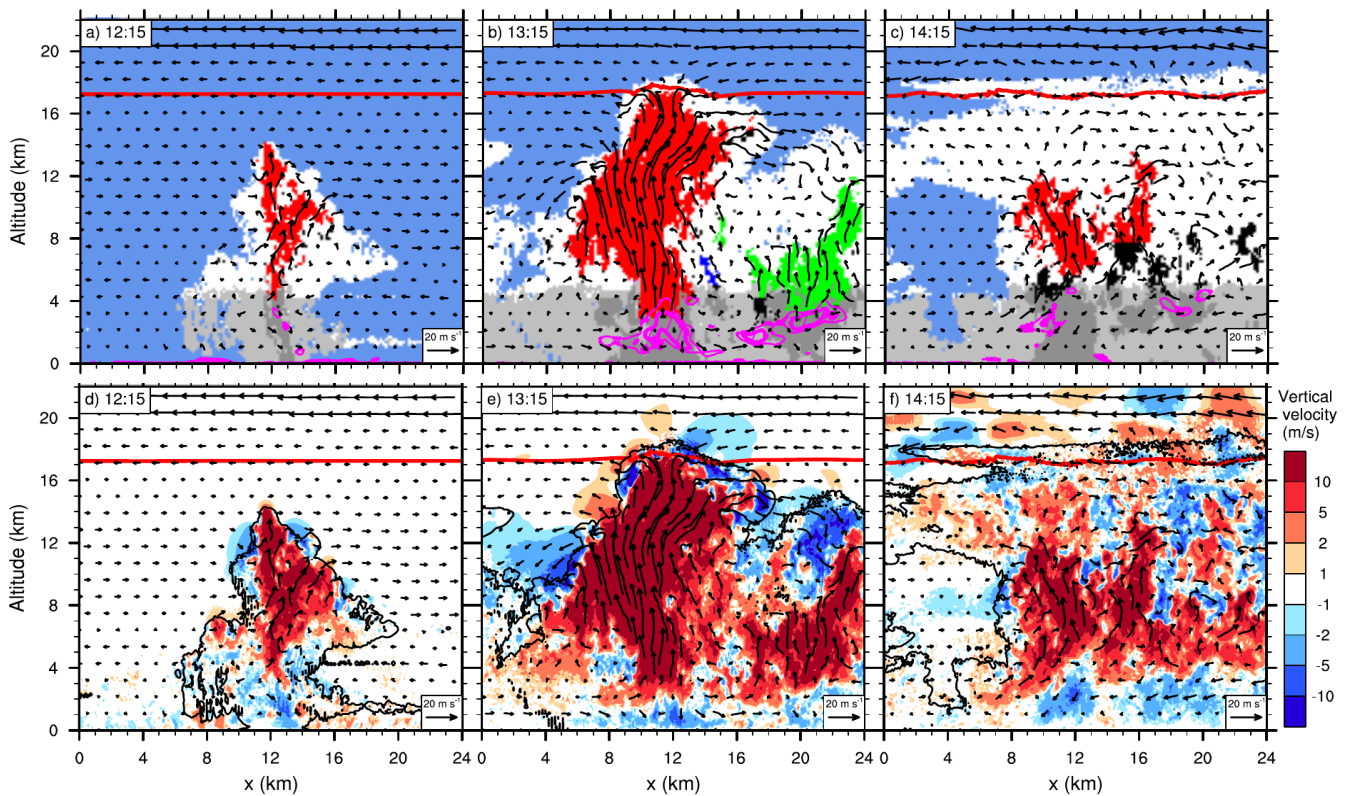


FIG. 9. Vertical cross sections of one of the two tallest updrafts at the deep (left), very deep (middle) and mature (right) convection phases, in the LES. Top: The tallest updraft is in red, the other updrafts are in bright colors or black. Clear sky is in blue, cloud with cloud content larger than 10 mg kg^{-1} is in white, rain heavier than 10 mg kg^{-1} is in grey and heavier than 2 g kg^{-1} is in dark grey. The magenta contours indicate areas of moisture-flux horizontal convergence over $3 \text{ g m}^{-3} \text{ min}^{-1}$ and $5 \text{ g m}^{-3} \text{ min}^{-1}$. Bottom: The vertical wind speed is shaded, the cloud and rain content larger than 10 mg kg^{-1} is contoured in black. The tropopause is represented by a red line.

developing cloud and its environment, by controlling the entrainment of humid air at the cloud top and sides.

At 1315 LST, the very deep convection phase started. The convergence lines (Fig. 7f) stopped being parallel to the coasts, they were then driven by the edges of the cold pools (Fig. 7e). Whereas some of the convergence lines started to be expelled out of the islands, some others continued to move towards the center of the islands (Fig. 7f), where they intersected with moisture-flux horizontal convergence larger than $7 \text{ g m}^{-3} \text{ min}^{-1}$. Above these lines, the two tallest updrafts developed up to almost 18 km altitude, one being located in the center-east of Melville Island and the other to the west of this island (shown in Fig. 9b,e). At the surface and at $x = 12 \text{ km}$ in Fig. 9b, the latter produced heavy rain, with more than 2 g kg^{-1} in the lowest 3 km. Its base at 3 km altitude was about 3 km across, and it was around 8-km large in the free troposphere, from 6 km altitude up to the TTL base at 14 km altitude. Its top reached the tropopause above 17 km and the corresponding cloud overshoot into the stratosphere. Intense subsiding shells were still present near the top of the tallest updraft, with downward wind stronger than 10 m s^{-1} , and along the edges of the tallest updraft, between 8 and 13 km al-

titudes. These intense downward motions occurred at the cloud edges, changing the properties of the entrained air, from dry to humid. The other updraft shown in Fig. 9b,e, at $x = 22 \text{ km}$, also produced heavy rain and had a large base, but its vertical development was inhibited by the subsiding air that detrained from the tallest updraft.

At 1415 LST, the mature convection phase began. The updrafts led by the intersection of the convergence lines at the island center gathered and connected with each other to form convective clusters (Fig. 7h). The tallest one is shown in Fig. 9c,f. The convective clusters generated heavy loads of rain below their bases. This led to a massive cold pool (Fig. 7g) that spread horizontally, with near-surface potential temperature down to less than 298 K (6 K less than outside the cold pool) and humidity divergence larger than $3 \text{ g m}^{-3} \text{ min}^{-1}$ over the center of the islands. This massive cold pool expelled the convergence lines out of the islands. The base of the convective cluster, between 4 and 6 km altitude, was multiple (Fig. 9c). Although it formed a connected structure extending more than 7 km horizontally, its shape was more complex than the very deep updraft in Fig. 9b. The top of the convective cluster was at 13 km altitude. Intense subsiding shells were

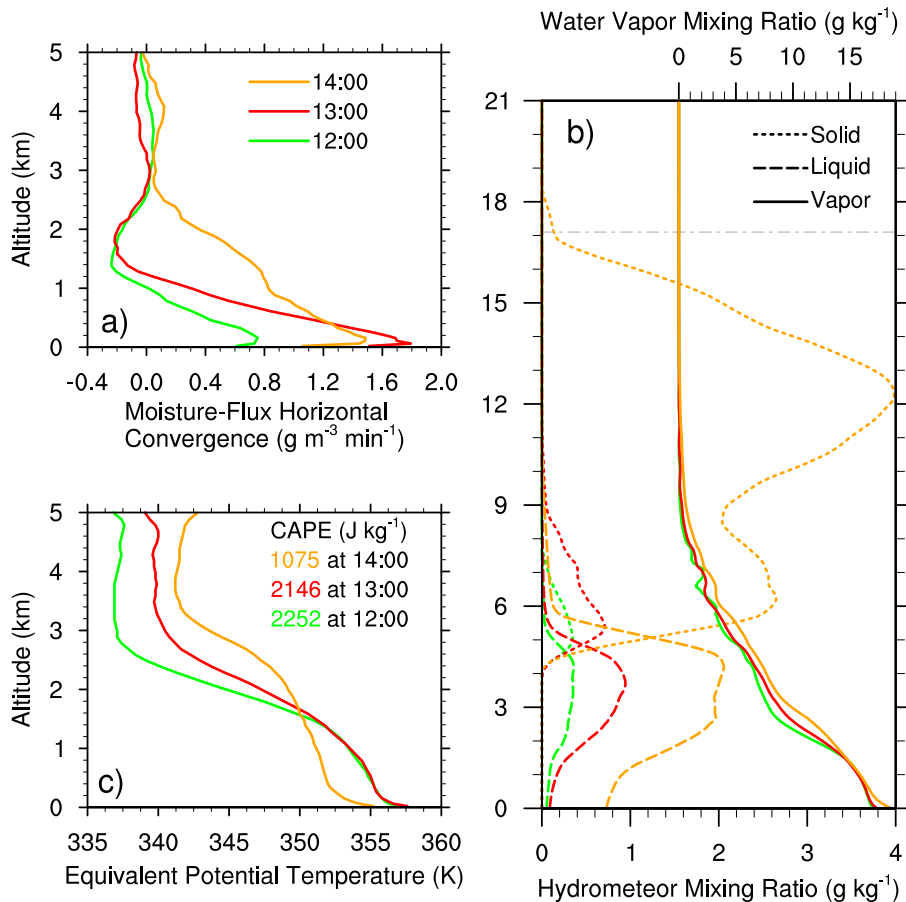


FIG. 10. Vertical profiles of (a) moisture-flux horizontal convergence, (b) water mixing ratio and (c) equivalent potential temperature, averaged in a cylinder of 8 km radius and centered at the location of the tallest updrafts shown in Fig. 9 but taken 15 minutes earlier than times shown in Fig. 9. The profiles preceding the deep, the very deep and the mature convection phases, at 1200, 1300 and 1400 LST, are in green, red and orange, respectively. In (b), water vapor mixing ratio is in solid lines, the sum of the liquid species in dashed lines and the sum of the solid species in dotted lines. The tropopause is located with a dash-dotted line in (b). The CAPE at the surface, computed from pressure and temperature fields averaged inside the cylinders, is indicated for 1200, 1300 and 1400 LST in (c).

no more located at the cloud top only, but were ubiquitous around the updrafts. Subsiding shells stronger than 5 m s^{-1} were found between 7 and 16 km altitudes. The overall structure of the vertical wind inside the cloud system appeared much more complex than for the deep and very deep convection phases, with variations of vertical velocities larger than 2 m s^{-1} that spread in the whole cloud system. The cloud showed a large anvil in the upper troposphere, between 11 and 15 km altitude, with an upper portion stretched by the easterlies between the tropopause and 18 km altitude (Fig. 9c).

To analyze the environment in which the tallest updrafts developed, the vertical profiles of moisture-flux horizontal convergence, equivalent potential temperature θ_e and water contents were averaged inside cylinders centered over these updrafts, 15 min before their occurrence (Fig. 10). The radius of the cylinders was 8 km, so as to entirely encompass the volume later occupied by the updrafts and their close environment. At 1300 LST, before the trig-

gering of the very deep convection phase, θ_e at the surface was 356 K (the same value as at 1200 LST), and the CAPE, 2146 J kg^{-1} , was very close to 1200 LST value. The moisture-flux horizontal convergence doubled (1.6 vs. $0.7 \text{ g m}^{-3} \text{ min}^{-1}$), due to the intensification of the convergence lines discussed above. The hydrometeor content in the low troposphere, up to 9 km altitude, also doubled in value compared to 1200 LST, with the cloud development of the deep convection. This gave an extra latent heat release when the liquid hydrometeors were entrained inside the updraft and frozen during their uplift. The water vapor content increased non-uniformly, with local increase around 1 g kg^{-1} . The intensification of the convergence lines, the loading of the low troposphere with liquid hydrometeors and the increase of humidity in the low troposphere may explain why the tallest updrafts reached the stratosphere after 1300 LST and not before. At 1400 LST, the liquid hydrometeor content had doubled again in comparison to 1300 LST (2 g kg^{-1} on average between 3 and

4.5 km), whereas the icy hydrometeor content ranged from 2 to 4 g kg⁻¹ between 5 and 15 km. These heavy loads of ice in the troposphere did not favor the growth of the updrafts to the stratosphere, since entrained ice particles only made a negative contribution to the buoyancy. In contrast, they could contribute to downdraft development, especially when downdrafts reached the freezing level and icy hydrometeors melted, absorbing latent heat. The water vapor content continued to increase non-uniformly, still with amplitudes around 1 g kg⁻¹. The main reason why the tallest updrafts grew less high during mature convection than during very deep convection could be found in the significant reduction of surface θ_e (-2.5 K on average). This reduction was due to massive cold pools reaching the surface, as can be seen in Fig. 7g, and the subsequent decrease of the CAPE value, here by a factor 2.

The tallest updrafts, and convection in general, appeared above the convergence lines that were first driven by the sea breeze surface circulation only, and then together with the downdrafts produced by the previous convection (in agreement with Saito et al. (2001)'s analysis). The humidity convergence at the surface increased and peaked when the convergence lines intersected over the islands' center. At this time (the very deep convection phase), the tallest updrafts had large bases and were supplied with surface air with large θ_e . They grew in an environment moistened by the previous deep convection and reached the stratosphere. Intense subsiding shells at the cloud top and sides may control the local interactions between the tallest updrafts and their environment. Later on (during the mature convection phase), the cold pools replaced the warm buoyant air at the surface with colder air: the tallest updrafts no longer reached the stratosphere.

b. Properties

The geometrical, dynamical, thermodynamical and microphysical properties of the tallest updrafts in the deep, very deep and mature convection phases were examined (Fig. 11). The geometry of the tallest updrafts is described using the vertical profile of the effective width in Fig. 11a. In the deep convection phase, the tallest updraft was 10 km tall and started at 4 km altitude. In the very deep convection phase, the tallest updraft was a convective plume that reached the lower stratosphere. Of the three phases, the very deep convection one presented the tallest updraft with the largest vertical extent (16 km), maximal effective width (more than 8 km between 8 and 12 km altitudes) and effective width of the base (more than 4 km). In the mature convection phase, the tallest updraft was the convective cluster shown in Fig. 9c. Its vertical and horizontal extents, 13 and 7 km respectively, were lower than those of the tallest updraft of the very deep convection phase.

Concerning the dynamical properties, vertical profiles of the average and maximal vertical velocities of the tallest

updrafts are shown in Fig. 11b. For the tallest updrafts of the deep convection and the mature convection phases, the vertical velocity was almost constant with altitude, with an average value between 14 and 16 m s⁻¹ and a maximum value between 25 and 35 m s⁻¹. For the very deep convection phase, the average vertical velocity was much greater, increasing from 15 m s⁻¹ at 4 km altitude to 22 m s⁻¹ at 10 km altitude, and then decreasing, back to 17 m s⁻¹ in the TTL between altitudes of 14 and 17 km. The maximal vertical velocity was also larger for the very deep convection phase than for the other two phases: over 45 m s⁻¹ between 7 and 14 km altitude, and over 33 m s⁻¹ in the TTL.

The positive buoyancy of the tallest updrafts (Fig. 11c) explains the large vertical velocities reported above. In order to quantify the negative contribution of the hydrometeor loading (Fig. 11d), the buoyancy computed without taking into account the hydrometeor loading is also shown in Fig. 11c. The tallest updrafts showed positive values of buoyancy (around 0.1 m s⁻²) up to their level of neutral buoyancy, between 10 to 13 km altitudes. As a consequence, they exhibited upward vertical velocities up to at least 3 km above their level of neutral buoyancy within the stratified TTL. The hydrometeor loading was around 8 g kg⁻¹, which acts to reduce the buoyancy by a factor 2. Note that at the freezing level (around 5 km), the liquid hydrometeor contents decreased sharply with height due to fast heterogeneous freezing of rain drops, but supercooled water remained up to 8 km altitude, due to more gradual homogeneous freezing of the cloud droplets. The tallest updraft of very deep convection presents outstanding properties. It extended even 5 km above its level of neutral buoyancy and exhibited the largest values of buoyancy and hydrometeor loading, up to 11 g kg⁻¹, and larger than 6 g kg⁻¹ up to the tropopause.

The upward transport of near-surface warm, moist air parcels is a source of buoyancy in the tallest updrafts. This process is examined using the profiles of the frozen moist static energy (MSE_i) of the tallest updrafts compared to the environment (Fig. 11e). The environmental profile was taken from the large scale oceanic environment, shown in Fig. 2. MSE_i is conserved when an air parcel exchanges no mass with its surrounding, even if its water content changes phase. Whatever the convection phases, the average MSE_i is almost constant with height in some large parts of the updrafts, suggesting little dilution there. Because the average MSE_i was larger than in the environment up to their level of neutral buoyancy, a large proportion of the buoyant air found in the tallest updrafts was likely transported with weak dilution from the islands surface, where it was heated by the intense heat fluxes (Figs. 5c and 10c). The average MSE_i however decreased with height at the updraft base. Further, the maximal values of MSE_i differed from the average ones, up to 10 K for the very

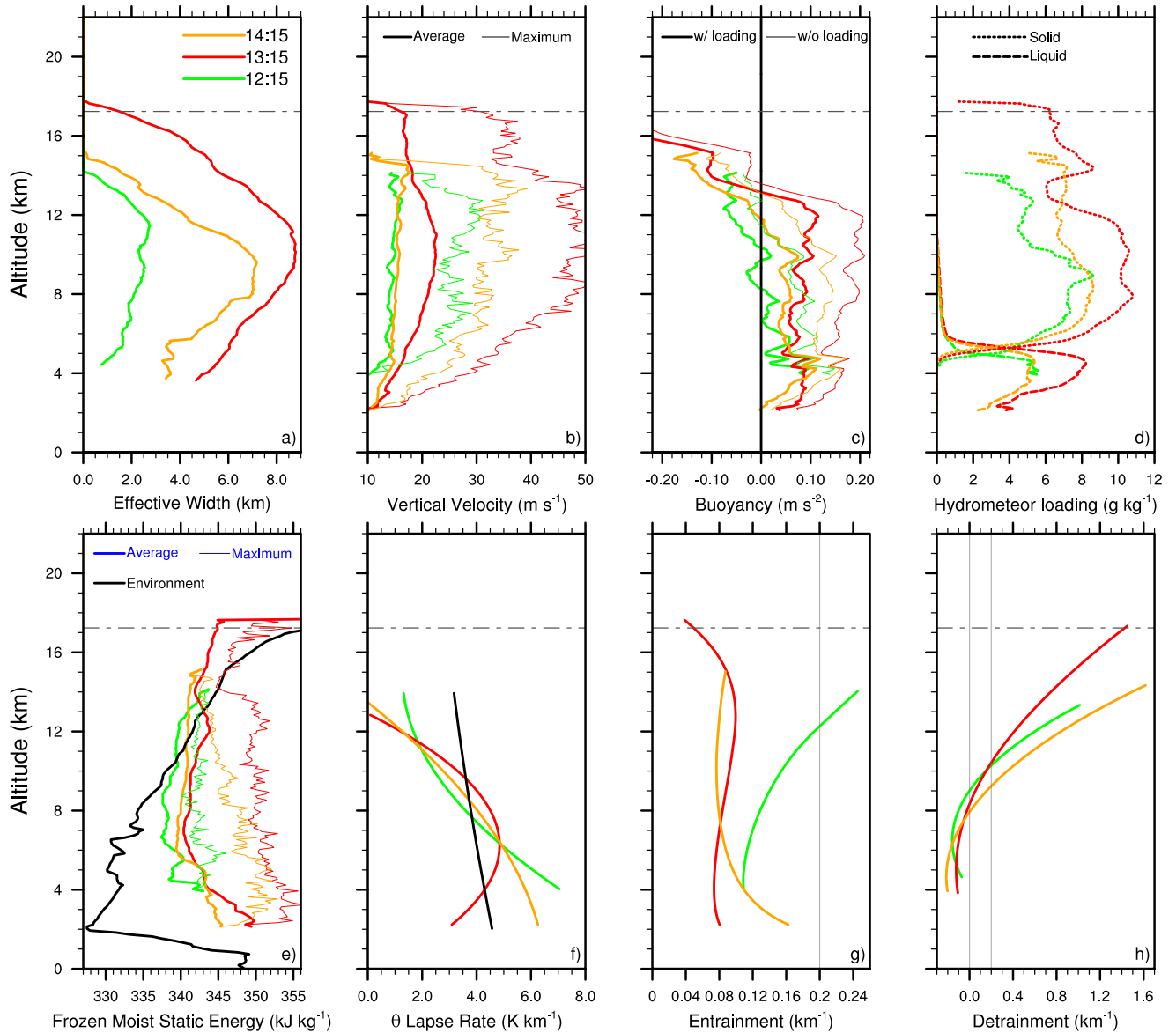


FIG. 11. Vertical profiles of (a) effective width, (b) vertical velocity, (c) buoyancy, (d) hydrometeor loading, (e) frozen moist static energy, (f) θ lapse rate, (g) entrainment and (h) detrainment, for one of the two tallest updrafts of the deep convection (1215 LST, green), very deep convection (1315 LST, red) and mature convection (1415 LST, orange) phases. For (b) vertical velocity and (e) frozen moist static energy, thick lines stand for average and thin lines for maximum values. For (c) buoyancy, thick lines stand for the total buoyancy and thin lines for the buoyancy computed without taking into account the hydrometeor loading. For (d) hydrometeor loading, the solid phase is represented by dotted lines and the liquid phase by dashed lines. For (e) frozen moist static energy and (f) θ lapse rate, the environment profile is in black. For (g) entrainment and (h) detrainment, vertical straight lines indicate 0 and 0.2 km^{-1} values for comparison. The tropopause is represented by a grey dash-dotted line.

deep convection phase. This indicates that dilution occurred within the tallest updrafts.

The latent heat release due to water condensation, freezing and deposition is the other source of buoyancy. In the absence of any dilution, the potential temperature θ can increase only because of the latent heat release. In order to investigate the latent heat release inside the tallest updrafts, their lapse rate, computed as the vertical gradient of their average potential temperature, is shown and compared to the environmental lapse rate (Fig. 11f). In the

absence of any latent heat release, the lapse rate in the updrafts ranges from zero without any mixing to the environmental lapse rate in case of complete mixing. Beyond, a larger lapse rate inside the updraft than in the environment necessarily implies some latent heat release. As a result, the updraft lapse rate was larger than the environmental one up to 8 to 10 km whatever the convection phases. This shows that the latent heat release contributed to their positive buoyancy. The largest and highest overtaking was found inside the tallest updraft of very deep convection,

between 7 and 10 km, in consistency with its largest buoyancy. The role of the latent heat release needs to be further investigated and quantified.

The entrainment of environmental air by the tallest updrafts (Fig. 11g) was computed considering that the total water content was conserved when no dilution occurred. The loss of water due to precipitation was neglected. The underlying assumption is that the local budget of the falling in and falling out precipitation is small compared to the change of total water content due to dilution. In order to compute entrainment rates, ε , that were comparable with the entrainment of the subgrid updrafts parametrized in the deep convection schemes, we used the bulk formula $dq_u/dz = \varepsilon(q_e - q_u)$ where the environmental profile of total water content q_e corresponds to the large-scale environment. Note that ε is subject to uncertainties relative to the conservative variable selected. It was calculated using MSE_i up to 6–8 km (below the altitude of the MSE_i minimum). Values of the same order than those derived from the total water content were obtained. Concerning the oceanic large-scale environment, it was assumed not to vary during the course of the simulation, so the initial profile shown in Fig. 2 was used for q_e . The vertical profiles of the averaged total water content in the updrafts q_u and the environmental profile were fitted in order to avoid large variations of entrainment with altitude.

The entrainment values of the tallest updrafts were low, of the order of 0.1 km^{-1} (Fig. 11g). Such a low value was found for the least entraining plume of oceanic tropical clouds up to 7 km (de Rooy et al. 2013) and of Amazonian deep convection up to 14 km (Khairoutdinov and Randall 2006). The tallest updraft of the deep convection phase showed larger values in the upper troposphere, over 0.2 km^{-1} above 12 km, in the range of typical entrainment rate found by Del Genio and Wu (2010). In contrast, the profile of entrainment of the very deep and mature convection phases was low even in the upper troposphere. The surrounding cloud may have had a buffering effect, as the tallest updrafts did not entrain air from the environment but rather cloudy air from the previous convection phase (see the water content 15 min earlier in Fig. 10b). Remarkably, the tallest updraft of the very deep convection phase exhibited an almost uniform entrainment of 0.08 km^{-1} between 2 and 18 km. It appeared then to be part of the least entraining updrafts up to the tropopause evidenced so far.

The capability of the tallest updrafts to redistribute air parcels at upper levels is illustrated with their detrainment δ (Fig. 11h). The detrainment is computed from the budget of the conservative variable used for the entrainment ε , leading to the expression $dM/dz = (\varepsilon - \delta)M$ where M is the vertical mass flux of the tallest updraft. Whatever the convection phases, the tallest updrafts showed detrainment values exceeding 0.4 km^{-1} above 12 km, strongly

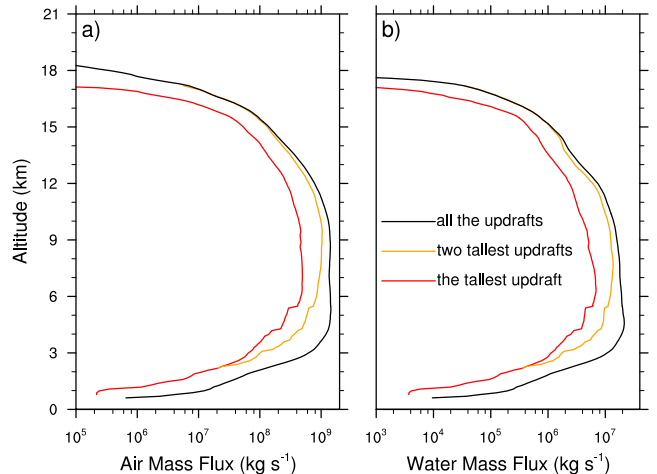


FIG. 12. Vertical profiles of vertical air mass flux (a) and vertical water mass flux (b), at 1315 LST in the LES. The contribution of the tallest updraft, the two tallest updrafts and all the updrafts are in red, orange and black, respectively.

increasing with the altitude up to around 20 times the values of the entrainment rate. Much larger detrainment rates than entrainment rates were already found by de Rooy and Siebesma (2008). Note that the tallest updraft of very deep convection redistributed air parcels up to the tropopause. This was at a much higher altitude than the ones of the two other convection phases, and this was directly linked with its larger vertical extent. At lower levels (from the base to 8 km altitude), the detrainment was slightly negative. These negative values noticed in previous studies (e.g., de Rooy and Siebesma 2010) are unphysical and usually cut off to zero. This is a limitation of the bulk model, which is due to the humidity of the air entrained into the tallest updrafts, larger than the bulk model for entrainment would assume.

Among the intense convection phases, the very deep convection phase stands out, with the tallest updrafts having exceptional dimensions (16 km tall and over 8 km wide), vertical velocities (over 15 m s^{-1} on average and over 30 m s^{-1} as the maximum), buoyancy (up to about 0.1 m s^{-2}), water loading (over 6 g kg^{-1} throughout the TTL) and extremely low entrainment (0.08 km^{-1}) up to the tropopause. The following section investigates the entrainment and the mass transport in these tallest updrafts in greater detail.

c. Mass and Water Transport

To analyze the capacity of the tallest updrafts to carry water and surface air masses up into the stratosphere, the vertical profiles of the air mass flux and the water mass flux are shown for the tallest updrafts at 1315 LST in Figs. 12a and b, respectively. The question of the dilution of the tallest updrafts with the environmental air was addressed with vertical cross sections of MSE_i , of turbulent kinetic

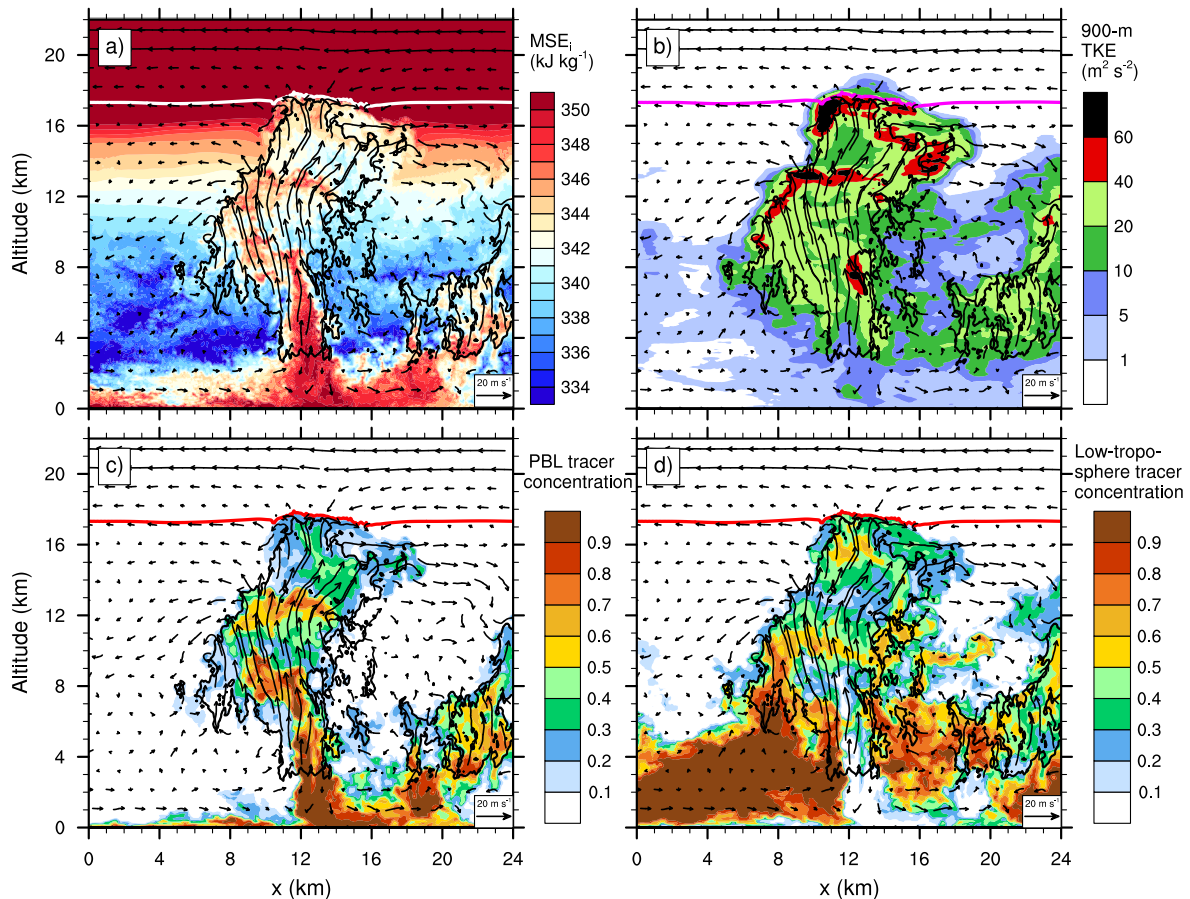


FIG. 13. Vertical cross sections of the second tallest updraft at 1315 LST: (a) frozen moist static energy, (b) turbulent kinetic energy, tracers initialized 15 min earlier (c) in the PBL and (d) between the PBL top and the freezing level.

energy (TKE) and of two low-troposphere passive tracers (Fig. 13). The origin of the air inside the tallest updrafts was quantified with five different passive tracers (Fig. 14).

The vertical profiles of the air mass flux and water mass flux were computed at 1315 LST, considering all the updrafts, the two tallest and the tallest one only (Figs. 12a, b). The air mass flux of 10^7 kg s^{-1} for all the updrafts at 17 km altitude, considering the area of the domain of simulation ($5 \cdot 10^{10} \text{ m}^2$), exactly matched the value of $2 \cdot 10^{-4} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ found by Chaboureau et al. (2007). They averaged the flux due to around 50 overshoots over 24 h, which is equivalent to the two tallest updrafts' contribution for the hour of very deep convection in our simulation. As already seen in Section 3b at two specific altitudes, the two tallest updrafts accounted for a large proportion of the air mass and water mass fluxes due to all the updrafts (Figs. 12a, b). They were in the range of 15 to 50 % between 2 and 5 km altitudes, and 50 to 80 % between 5 and 11 km altitudes, where their contributions to the air and water mass fluxes were up to 10^9 kg s^{-1} and 10^7 kg s^{-1} , respectively. Aloft, the mass fluxes decreased sharply with altitude, but the contribution of the two tallest

updrafts continued to increase, reaching 100 % at 16 km altitude and above.

To investigate the dilution of the tallest updrafts by the environmental air, Fig. 13a represents MSE_i for the tallest updraft at 1315 LST in the same cross section as in Fig. 9. The air in the large base of this updraft had the same values of MSE_i (around 349 kJ kg^{-1}) as the air in the PBL. It was transported up to the freezing level (around 5 km altitude) with almost no dilution. Between 5 and 13 km altitudes, the updraft exhibited a core with MSE_i about 345–348 kJ kg^{-1} , and some other parts with lower MSE_i (335 to 345 kJ kg^{-1}) indicating mixing with the environmental air. Between 14 and 17 km altitudes (in the TTL), MSE_i in the updraft was slightly lower than below, indicating that a larger amount of tropospheric air had been entrained. In the TTL, the environment showed larger MSE_i than in the updraft. Detrainment outside the updraft became apparent, with, e.g. $\text{MSE}_i = 342 \text{ kJ kg}^{-1}$ between $x = 14$ and 18 km and $z = 15$ and 17.5 km.

The mixing is further investigated with TKE shown in the same vertical cross section (Fig. 13b). The sub-cloud turbulent eddies that contribute to the mixing of environmental air inside the updrafts are assumed to have a typ-

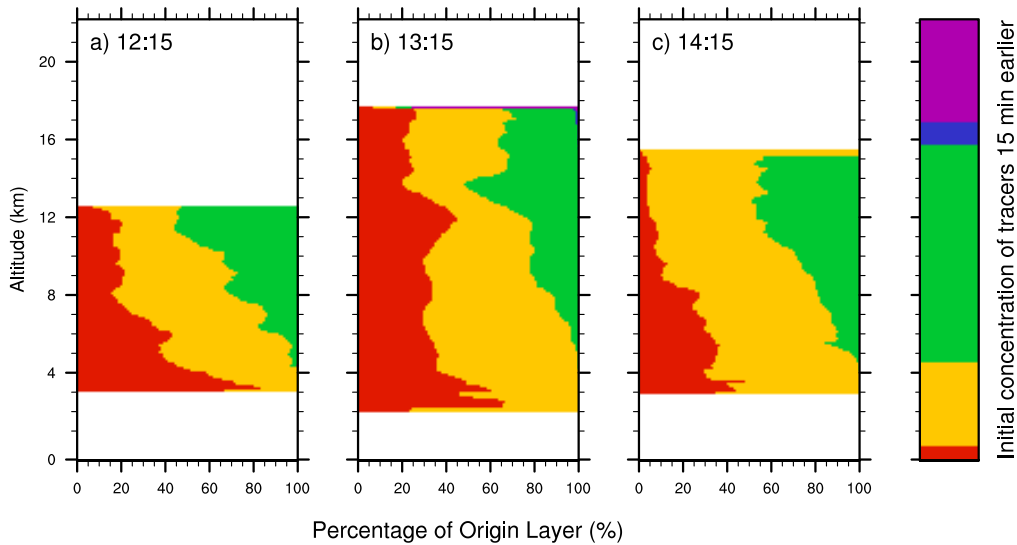


FIG. 14. Distribution of the passive tracers inside the tallest updrafts at (a) 1215 LST, (b) 1315 LST and (c) 1415 LST. The passive tracers were initialized 15 min earlier in the following layers: the PBL (red), the low troposphere (yellow), the upper troposphere (green), the TTL (dark blue) and the stratosphere (purple).

ical length smaller than 1 km. TKE was then calculated as the subgrid scale TKE plus the grid-scale turbulent kinetic energy. The latter was computed using the departure of the three components of the resolved wind field from their average values over a 900-m square. TKE values in the cloud ranged between 1 and $70 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$. Interestingly, at the base of the updraft, around 4 km altitude, only the borders of the updraft showed intense mixing by turbulent eddies activity (TKE around $20 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$). In contrast, the core showed lower TKE values, between 1 and $10 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$, while the wind speed was very high, over 20 m s^{-1} upward. The ascent in the lowest part of the updraft was thus less turbulent in the core than at the edges, reducing the dilution of the surface air masses transported in the core. Aloft, and up to the tropopause, mixing was intense at the edge of the updraft and also inside it, at the edge of the core. The inhomogeneous composition of the updraft, already seen with MSE_i in Fig. 13a, corresponded to the inhomogeneous mixing occurring in regions of strong gradient of MSE_i . Also, an intense mixing due to sub-cloud turbulent eddies occurred in the regions of strong detrainment, between 13 and 18 km altitudes.

Passive tracers are now shown on the same vertical cross section to visualize the entrainment of air from different layers into this updraft (Figs. 13c, d). Five tracers were initialized with a concentration value of one, 15 min earlier (at 1300 LST) in the PBL (PBL tracer), between the PBL top and the freezing level (low-troposphere tracer), between the freezing level and 16 km altitude (upper-tropospheric tracer), between 16 and 17 km altitudes (TTL tracer) and above 17 km altitude (stratosphere tracer). The PBL tracer (Fig. 13c) was efficiently uplifted by the updraft. Concentrations found in the updraft core were as

high as 0.9 up to 9 km altitude, 0.8 up to 12 km altitude and 0.3 up to 17 km altitude, the usual level of the tropopause. Consistently, concentrations of 0.3 of a subcloud tracer have been found in the uppermost 2 km of the troposphere for oceanic deep convection in radiative-convective equilibrium (Roms and Kuang 2010). In the tallest updraft, the dilution of the PBL air was mostly due to the entrainment of environmental air below the freezing level, materialized by the low-troposphere tracer (Fig. 13d), and especially around the base of the updraft.

The distributions of the different origin layers for the air masses inside the tallest updrafts are further quantified in Fig. 14. The tallest updraft of the deep convective phase (Fig. 14a) was composed of 40% of PBL air at its base and about 20% at its top. Up to 10 km altitude, half of its volume was composed by air entrained below the freezing level. Above 10 km altitude, it was mostly composed of upper-tropospheric air. This result is consistent with the larger values of entrainment in the upper troposphere shown in Fig. 11g. The tallest updraft of the very deep convective phase (Fig. 14b) contained more than 65% of PBL air in its base and about 25% in its top. Whatever the levels in this updraft, the PBL air made up more than 20% of the air. This indicates a weak dilution of the updraft by the environmental free-tropospheric air. The tallest updraft of the mature convection phase (convective cluster, Fig. 14c) was made of about 40% of PBL at its base, down to 0% in the two last kilometers at its top. Whatever the altitude, the air from the low free troposphere composed about 60% of the convective cluster volume. This is consistent with the relatively large values of entrainment in the lower troposphere shown in Fig. 11g. The entrainment of low- MSE_i air between the PBL and the freezing level

partly explains the MSE_i values in the convective cluster (Fig. 11e), which were lower than in the tallest updraft of the very deep convective phase. In the upper troposphere, the entrainment by the convective cluster was reduced (Fig. 11g), whereas almost no PBL air was left at the top of the updraft (Fig. 14c). This apparent paradox may be explained by the fact that the entrainment was computed using the total water as a conservative quantity, and that the air entrained by the convective cluster was loaded with hydrometeors (Fig. 10b). The little change in the water loading of the convective cluster with altitude (low entrainment in Fig. 11g) may then hide its dilution by the free-tropospheric air with low MSE_i (Fig. 14c).

During the very deep convection phase, the two tallest updrafts accounted for most of the air mass flux and the water mass flux from the freezing level up to the stratosphere. Most of the entrained air came from the lower troposphere, below the freezing level. It was transported at the edges of the tallest updrafts and only mixed with the core several kilometers away from its source region. The exceptional buoyancy of the tallest updrafts is explained by a transport without dilution, especially in the core of the updraft base, where a less turbulent vertical ascent was seen. The large amount of water transported above the freezing level also led to a large additional gain in buoyancy by latent heat release.

5. Conclusion

The Giga-LES (100-m grid spacing) of Hector the Convective on 30 November 2005 performed by Dauhut et al. (2015) was used to investigate the organization of the vertical mass fluxes up to the stratosphere. By applying a clustering algorithm, the updrafts were identified as connected individual 3-D structures where the vertical velocity exceeded 10 m s^{-1} . Among the thousands of updrafts detected at any time when the convection was deep, only a dozen were more than 4 km tall, and the two tallest were the most important coherent structures for the transport towards the stratosphere. Their contribution to the air mass flux and water mass flux was over 50 % above the freezing level and over 90 % across the TTL.

The key processes that enabled Hector and its two tallest updrafts to reach the stratosphere have been highlighted. They are schematically depicted in Figure 15 during the four convective phases (congestus, deep, very deep and mature convection):

1. The sea breeze. It leads to the mesoscale convergence of the surface winds, enhances the convergence of the humidity above the islands and triggers the first congestus clouds and precipitation along the coast. The sea breeze lasts throughout the development of Hector.
2. The cold pools. They are generated by the downdrafts of the precipitating cumulus and they lift the air that has been warmed at the surface of the islands. They trigger new precipitating cumulus at their edge. From the mature convection phase onward, the massive cold pools prevent warm, moist air from being supplied to the upcoming updrafts.
3. The convergence lines. They are first built up by the sea breeze fronts, and then intensified by the cold pools. They determine where the tallest updrafts appear. The cold pools also push the convergence lines inland, where the convergence lines are supplied with warm, moist air and eventually intersect each other, leading to extended areas of large convergence of humidity.
4. The low dilution of the updrafts. The dilution of the tallest updrafts is found to be particularly low during the very deep convection phase. This is in marked contrast with the deep convection phase, during which the entrainment of environmental air is greater, and with the mature convection phase, during which low- MSE_i air of the low troposphere is entrained.

The tallest updrafts appear above the convergence lines. During the very deep convection phase, the tallest updrafts show their maximal values of effective width (8 km in mid-troposphere), buoyancy (up to 0.1 m s^{-2}), vertical velocities (up to 50 m s^{-1}) and hydrometeor contents (10 g kg^{-1}). The weakly diluted ascent in the base of the tallest updrafts leads to the uplift of a large load of liquid water above the freezing level, contributing to the great buoyancy of the tallest updrafts. The outstanding strength of these tallest updrafts makes them akin to the hot towers postulated by Riehl and Malkus (1958). However, they are subject to uncertainties in their microphysical representation. This was documented recently in two model intercomparisons for precipitating shallow convection (van Zanten et al. 2011) and deep convection (Varble et al. 2014). In the latter study, the models produced too strong updrafts that transported too much rain through the freezing level. The subsequent large freezing leads to large latent heat release, positive buoyancy, and eventually too efficient transport of water. This positive feedback (too strong updrafts are likely to become even stronger) may explain why the models diverge from the observed in-cloud vertical velocities. Other studies (Lebo et al. 2012; Grabowski and Jarecka 2015) discussed the impact in convection of the saturation adjustment, an assumption common to many bulk microphysics schemes. The latter leads to boost the updrafts just aloft the freezing level, rather than in a wider range of altitudes within the upper troposphere.

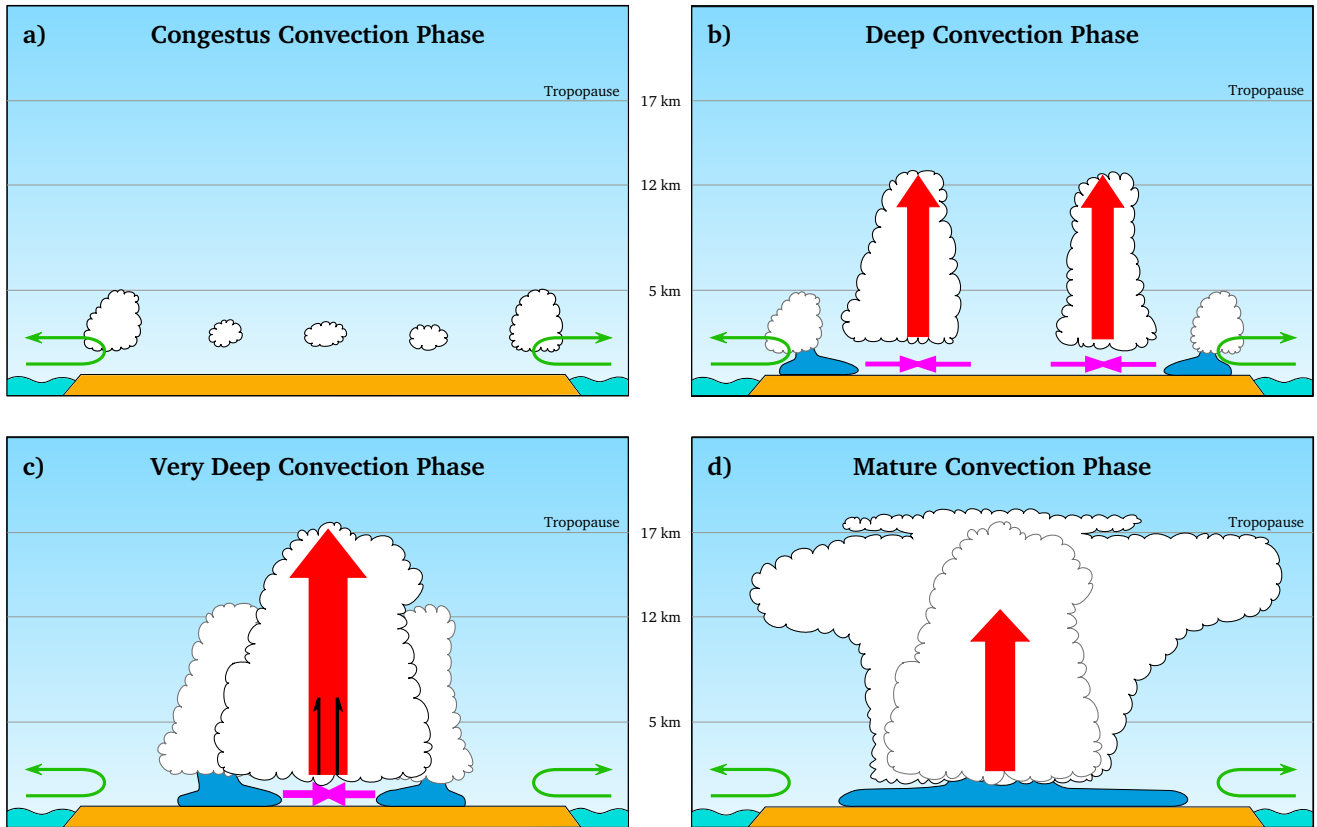


FIG. 15. Schematic diagram of the successive phases of convection, emphasizing the processes that lead the thunderstorm to overshoot into the stratosphere. (a) The congestus convection phase, (b) the deep convection phase, (c) the very deep convection phase and (d) the mature convection phase are illustrated. The freezing level at 5 km, the level of the deep convective outflow at 12 km and the cold-point tropopause at 17 km are represented by the grey solid lines. The sea breeze (thin green arrows) forces convergence above the idealized island. The main cumulus clouds of the current phase and of the previous phase are outlined in black and grey, respectively. The cold pools (blue) force and intensify the moisture-flux horizontal convergence (magenta) that leads to the growth of the tallest updrafts (thick red arrow). The low values of dilution by entrainment of the environmental air is illustrated by two embedded black half arrows.

The large width of the tallest updrafts, even at the base (about 4 km), also helps to keep the dilution low. Below the freezing level, the entrained air is mixed with only the outer part of the tallest updrafts, whereas their core is kept weakly diluted. The large widths of the tallest updrafts and the mixing confined at their outer edges are consistent with the weak effective entrainment. It would be interesting to investigate the mixing with further details, especially since the most energetic motions are resolved in this Giga-LES. Some tracer methods allow one to compute the local entrainment by the eddies at the interface between the updrafts and their environment. For example, the impact of the intense subsiding shells shown by Glenn and Krueger (2014) and evidenced here may be estimated. Their role in inhibiting or favoring the exchanges between the tallest updrafts and their close environment - including the potential interaction and aggregation between the updrafts - remains to be documented indeed. This will be investigated in an upcoming isentropic analysis dedicated to the overturning circulation of Hector the Convectur.

The overshoots into the stratosphere appear during the very deep convection phase. During this phase, a large flux of PBL air mass crosses the whole TTL. Afterwards, the remnants of clouds that spread in the stratosphere is a signature of the cross-tropopause transport. An aspect not yet studied in this LES is the sequence of mechanisms leading to the irreversibility of the transport into the stratosphere. A forthcoming study will analyze the mixing processes of the tropospheric air mass in the stratosphere.

Finally, it would be worthwhile to compare the internal organization of other cases of very deep convection with the one described in this study. Are the four processes mentioned above common to the other tropical storms that overshoot the stratosphere? The sea breeze is absent for most of the African and South-American cases since they are generally purely continental. Mesoscale circulations, instead of sea breeze, can trigger congestus convection, however. Cold pools are already known to play a key role in the organization and the deepening of the convection (e.g., Schlemmer and Hohenegger (2014), and the references therein). Intense convergence lines at the edges of

the cold pools have also been evidenced, but their intersection as a systematic triggering factor of the deepest convection still needs to be proved. The existence of very tall updrafts, accounting for most of the transport, and their extremely low dilution, are challenging to observe. Their ubiquity in very deep convection is even more difficult to demonstrate. Field campaigns to investigate the deep interior of the tallest thunderstorms, together with associated modeling studies with LES, would then greatly advance our knowledge of very deep convection, its dynamics, and its capacity to contribute to troposphere-to-stratosphere transport. Further, the very tall updrafts should be represented by the convection parametrization scheme of climate models. This is not the case as the contribution of very deep convection to the troposphere-to-stratosphere is found negligible by existing climate models. Our study pointed out the role of the convergence flux in the boundary layer in triggering and driving the convection while CAPE kept its initial value during the 1-hour long deep convection phase. Such process might now be represented in the ECMWF model. Indeed, a recent convective closure subject to boundary layer was shown to improve the representation of equilibrium and nonequilibrium convection (Bechtold et al. 2014). The implementation of low entrainment rate in convective plumes remains to be investigated.

Acknowledgments. This research was supported by the StratoClim project funded by the European Union Seventh Framework Programme under grant agreement no 603557. Computer resources were allocated by GENCI through projects 90569 and 100231 (Grand Challenge Turing). We would like to thank the Editor and the anonymous referees for their comments, which helped to improve the overall quality of the paper.

References

- Bechtold, P., N. Semane, P. Lopez, J.-P. Chaboureau, A. Beljaars, and N. Bormann, 2014: Representing equilibrium and non-equilibrium convection in large-scale models. *J. Atmos. Sci.*, **71**, 734–753, doi:10.1175/JAS-D-13-0163.1.
- Brunner, D., and Coauthors, 2009: The SCOUT-O3 Darwin Aircraft Campaign: rationale and meteorology. *Atmos. Chem. Phys.*, **9**, 93–117.
- Chaboureau, J.-P., J.-P. Cammas, J. Duron, P. J. Mascart, N. M. Sitenkov, and H.-J. Voessing, 2007: A numerical study of tropical cross-tropopause transport by convective overshoots. *Atmos. Chem. Phys.*, **7**, 1731–1740, doi:10.5194/acp-7-1731-2007.
- Chemel, C., M. R. Russo, J. A. Pyle, R. S. Sokhi, and C. Schiller, 2009: Quantifying the imprint of a severe Hector thunderstorm during ACTIVE/SCOUT-O3 onto the water content in the upper troposphere/lower stratosphere. *Mon. Wea. Rev.*, **137**, 2493–2514, doi:10.1175/2008MWR2666.1.
- Corti, T., and Coauthors, 2008: Unprecedented evidence for deep convection hydrating the tropical stratosphere. *Geophys. Res. Lett.*, **35**, L10 810, doi:10.1029/2008GL033641.
- Crook, N. A., 2001: Understanding Hector: The Dynamics of Island Thunderstorms. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 1550–1563.
- Cuxart, J., P. Bougeault, and J.-L. Redelsperger, 2000: A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **126**, 1–30, doi:10.1002/qj.49712656202.
- Dauhut, T., J.-P. Chaboureau, J. Escobar, and P. Mascart, 2015: Large-eddy simulation of Hector the convective making the stratosphere wetter. *Atmos. Sci. Lett.*, **16**, 135–140, doi:10.1002/asl2.534.
- de Reus, M., and Coauthors, 2009: Evidence for ice particles in the tropical stratosphere from in-situ measurements. *Atmos. Chem. Phys.*, **9** (18), 6775–6792, URL <http://www.atmos-chem-phys.net/9/6775/2009/>.
- de Rooy, W. C., and A. P. Siebesma, 2008: A simple parameterization for detrainment in shallow cumulus. *Mon. Wea. Rev.*, **136** (2), 560–576.
- de Rooy, W. C., and A. P. Siebesma, 2010: Analytical expressions for entrainment and detrainment in cumulus convection. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **136** (650), 1216–1227.
- de Rooy, W. C., and Coauthors, 2013: Entrainment and detrainment in cumulus convection: an overview. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **139**, 1–19.
- Del Genio, A. D., and J. Wu, 2010: The role of entrainment in the diurnal cycle of continental convection. *J. Climate*, **23**, 2722–2738.
- Ferretti, R., and S. Gentile, 2009: A study of the triggering mechanisms for deep convection in the Tropics using a Mesoscale Model: Hector events during SCOUT-O3 and TWP-ICE campaigns. *Atmos. Res.*, **93**, 247–269.
- Frey, W., and Coauthors, 2014: Tropical deep convective life cycle: Cb-anvil cloud microphysics from high-altitude aircraft observations. *Atmos. Chem. Phys.*, **14**, 13 223–13 240, doi:10.5194/acp-14-13223-2014.
- Glenn, I. B., and S. K. Krueger, 2014: Downdrafts in the near cloud environment of deep convective updrafts. *J. Adv. Model. Earth Syst.*, **6**, 1–8, doi:10.1002/2013MS000261.
- Grabowski, W. W., and D. Jarecka, 2015: Modeling condensation in shallow nonprecipitating convection. *J. Atmos. Sci.*, **72** (12), 4661–4679.
- Gregory, D., J.-J. Morcrette, C. Jakob, A. M. Beljaars, and T. Stockdale, 2000: Revision of convection, radiation and cloud schemes in the ECMWF model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **126**, 1685–1710, doi:10.1002/qj.49712656607.
- Holton, J. R., P. H. Haynes, M. E. McIntyre, A. R. Douglass, R. B. Rood, and L. Pfister, 1995: Stratosphere-troposphere exchange. *Rev. Geophys.*, **33** (4), 403–439, doi:10.1029/95RG02097, URL <http://dx.doi.org/10.1029/95RG02097>.
- Keenan, T. D., M. J. Manton, G. J. Holland, and B. R. Morton, 1989: The Island Thunderstorm Experiment (ITEX) A Study of Tropical Thunderstorms in the Maritime Continent. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **70**, 152–159.
- Khairoutdinov, M. F., S. K. Krueger, C.-H. Moeng, P. A. Bogenschutz, and D. A. Randall, 2009: Large-eddy simulation of maritime deep tropical convection. *J. Adv. Model. Earth Syst.*, **1** (15).

- Khairoutdinov, M. F., and D. A. Randall, 2006: High-resolution simulation of shallow-to-deep convection transition over land. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 3421–3436.
- Lafore, J.-P., and Coauthors, 1998: The Meso-NH Atmospheric Simulation System. Part I: adiabatic formulation and control simulations. *Ann. Geophys.*, **16**, 90–109, doi:10.1007/s00585-997-0090-6.
- Lane, T. P., M. J. Reeder, and T. L. Clark, 2001: Numerical Modeling of Gravity Wave Generation by Deep Tropical Convection. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 1249–1274.
- Lebo, Z. J., H. Morrison, and J. H. Seinfeld, 2012: Are simulated aerosol-induced effects on deep convective clouds strongly dependent on saturation adjustment? *Atmos. Chem. Phys.*, **12**, 9941–9964.
- Liu, X. M., E. D. Rivièrè, V. Marécal, G. Durry, A. Hamdouni, J. Arteta, and S. Khaykin, 2010: Stratospheric water vapour budget and convection overshooting the tropopause: modelling study from scout-amma. *Atmos. Chem. Phys.*, **10**, 8267–8286.
- Nielsen, J. K., N. Larsen, F. Cairo, G. Di Donfrancesco, J. M. Rosen, G. Durry, G. Held, and J. P. Pommereau, 2007: Solid particles in the tropical lowest stratosphere. *Atmos. Chem. Phys.*, **7** (3), 685–695, URL <http://www.atmos-chem-phys.net/7/685/2007/>.
- Noilhan, J., and S. Planton, 1989: A simple parameterization of land surface processes for meteorological models. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 536–549, doi:10.1175/1520-0493(1989)117<0536:ASPOLS>2.0.CO;2.
- Pantillon, F., P. Mascart, J.-P. Chaboureau, C. Lac, J. Escobar, and J. Duron, 2011: Seamless MESO-NH modeling over very large grids. *C. R. Mecanique*, **339**, 136–140, doi:10.1016/j.crme.2010.12.002.
- Pinty, J.-P., and P. Jabouille, 1998: A mixed-phase cloud parameterization for use in a mesoscale non-hydrostatic model: simulations of a squall line and of orographic precipitations. *Conf. on cloud physics, Everett, WA, Amer. Meteor. Soc.*, 217–220.
- Riehl, H., and J. S. Malkus, 1958: On the heat balance in the equatorial trough zone. *Geophysica*, **6**, 503–538.
- Romps, D. M., and Z. Kuang, 2010: Do undiluted convective plumes exist in the upper tropical troposphere? *J. Atmos. Sci.*, **67**, 468–484.
- Saito, K., T. Keenan, G. Holland, and K. Puri, 2001: Numerical simulation of the diurnal evolution of tropical island convection over the maritime continent. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 378–400.
- Schlemmer, L., and C. Hohenegger, 2014: The formation of wider and deeper clouds as a result of cold-pool dynamics. *J. Atmos. Sci.*, **71**, 2842–2858.
- van Zanten, M. C., and Coauthors, 2011: Controls on precipitation and cloudiness in simulations of trade-wind cumulus as observed during rico. *J. Adv. Model. Earth Syst.*, **3**.
- Varble, A., and Coauthors, 2014: Evaluation of cloud-resolving model intercomparison simulations using TWP-ICE observations: 1. Deep convective updraft properties. *J. Geophys. Res.*, **119**, 13 891–13 918, doi:10.1002/2013JD021371.

Chapitre 4

Transport irréversible et processus diabatiques dans Hector

Le transport de masse par Hector est étudié dans ce chapitre à l'échelle du système convectif par analyse isentropique (Pauluis and Mrowiec, 2013). L'objectif est triple. Il s'agit à la fois d'avoir une vue générale de la circulation à l'intérieur du système, de caractériser les processus freins et moteurs que sont le mélange et le dégagement de chaleur latente et de quantifier la part irréversible du transport convectif. La méthode de l'analyse isentropique est expliquée dans un premier temps. L'article « *The irreversible mass transport across the troposphere by Hector the Convecton* » est ensuite présenté en mettant en évidence les deux circulations clés à l'intérieur de Hector, la faible dilution des ascendances et la capacité de Hector à affecter la composition de la basse stratosphère lors de sa phase la plus intense. Enfin, l'article est reproduit *in extenso*.

4.1 Analyse isentropique

La convection tropicale recouvre un ensemble de déplacement de masses d'air qui va des grandes échelles spatiales et temporelles (le millier de kilomètres, la saison voire l'année) aux échelles microscopiques (le millimètre et la seconde), ce qui la rend terriblement compliquée à étudier. Pour quantifier le transport irréversible dû à la convection et analyser ses mécanismes, les systèmes convectifs, les ascendances ou encore les tourbillons peuvent être définis et analysés individuellement, comme il en a été fait pour les ascendances à l'intérieur de Hector au chapitre précédent. Cependant, cette méthode repose sur l'utilisation de seuils arbitraires pour définir les objets d'étude. Il est de plus difficile de décrire l'ensemble des structures et de rendre compte de leur contribution au transport net collectif. Étudier la sensibilité aux seuils, les statistiques sur les structures ou encore dresser des bilans à plus grande échelle permet dans une certaine mesure de dépasser ces difficultés.

L'**analyse isentropique** consiste à adopter un point de vue radicalement différent de celui employé au chapitre précédent, appuyé par l'utilisation de variables conservatives lors des déplacements adiabatiques réversibles des masses d'air. Le concept de l'analyse isentropique remonte aux origines de la météorologie dynamique (Rossby, 1937). Initialement, elle permet le suivi des masses d'air en l'absence de processus diabatique, et donc de convection. Le suivi des masses d'air sur des surfaces isentropes s'est rapidement répandu, car il permet de palier le manque d'observation. Depuis, l'identification du *warm conveyor belt* dans les systèmes dépressionnaires des moyennes latitudes (Harrold, 1973), ainsi que des études de la cyclogenèse tropicale (Schubert and Alworth, 1987; Molinari et al., 1997) et de la structure des ouragans (Merrill and Velden, 1996) ont combiné avec succès la thermodynamique de la convection (qui induit de nombreux pro-

cessus diabatiques) à l'utilisation de coordonnées isentropiques. Plus récemment, Kuang and Bretherton (2006) et Khairoutdinov and Randall (2006) ont employé des diagrammes isentropiques pour étudier la transition de la convection peu profonde à profonde simulée à résolution hectométrique. La représentation statistique des masses d'air selon l'altitude et une coordonnée isentropique facilite l'analyse de leurs grands volumes de données. Cette représentation visuelle permet alors l'étude d'un processus purement diabatique : le mélange turbulent des ascendances avec leur environnement (tout comme Zhang et al., 2015). C'est à partir de diagrammes similaires que Pauluis and Mrowiec (2013) ont développé une méthodologie précise pour l'analyse isentropique de la convection. L'analyse isentropique de Hector présentée dans ce chapitre repose sur leur méthode de travail.

L'analyse isentropique de Pauluis and Mrowiec (2013) a trois objectifs : offrir une vue d'ensemble de toute la circulation convective, caractériser cette circulation et quantifier les flux irréversibles. La méthode consiste à représenter l'ensemble des masses d'air dans un espace des phases, selon deux variables : une coordonnée verticale et une coordonnée isentropique. Il existe une certaine liberté dans le choix de ces deux coordonnées et une difficulté. En effet, la présence d'eau sous forme de vapeur qui peut condenser, congeler et précipiter rend impossible la définition d'une variable strictement conservative. Dans la pratique, une variable qui est conservée sous certaines conditions suffit pour mener l'analyse isentropique. L'article à la fin de ce chapitre illustre l'utilisation de la température potentielle équivalente θ_e et de l'énergie statique humide h_m . Une fois les coordonnées choisies, l'espace physique est échantillonné en regroupant les masses d'air qui partagent les mêmes coordonnées verticales et isentropiques. Les propriétés dynamiques et thermodynamiques sont ensuite moyennées sur ces échantillons de masses d'air. La circulation dans l'espace physique peut alors être

décrite par des diagrammes isentropiques à deux dimensions. Les mouvements réversibles sont quant à eux éliminés, lors des moyennes sur les ensembles de masses d'air qui partagent les mêmes valeurs de coordonnée isentropique.

La circulation convective est décrite dans son ensemble par les diagrammes isentropiques de la masse volumique, du flux de masse vertical et par la fonction de courant convective (Pauluis and Mrowiec, 2013, exemples de diagramme sur la figure 2 de l'article qui suit¹). Lorsque θ_e ou h_m servent de coordonnée isentropique, les masses d'air chaudes et humides se distinguent visuellement des masses d'air plus froides et plus sèches. Le diagramme isentropique de la masse volumique (fig. 2a) permet de voir comment la masse est distribuée selon la variable isentropique, à chaque niveau vertical. Le diagramme isentropique du flux de masse vertical (fig. 2c) indique la contribution de chaque échantillon de masses d'air au flux de masse irréversible. Enfin, la **fonction de courant** Ψ (fig. 2d) donne un aperçu de la circulation totale due à la convection en traçant les trajectoires moyennes des masses d'air dans l'espace des phases.

La circulation convective peut être caractérisée en moyennant la vitesse verticale, la flottabilité ou encore le contenu en hydrométéores au sein de chaque échantillon de masse d'air, et en les représentant sur des diagrammes isentropiques (Pauluis and Mrowiec, 2013, autres exemples sur les figures 2b et 4). Les **tendances diabatiques**, dont notamment le mélange turbulent des masses d'air et le chauffage par dégagement de chaleur latente, peuvent quant à elles être déduites à partir de l'équation de continuité. Elles rendent alors compte de l'effet conjugué de la turbulence et de la microphysique. Dans le cadre de la modélisation, les tendances diabatiques reflètent l'effet intégré de la représentation de ces différents processus par le modèle.

1. Toutes les références à des figures dans cette section renvoient aux figures de l'article présenté à la fin du chapitre.

Enfin, le **flux de masse vertical irréversible** peut être calculé en intégrant la contribution de tous les échantillons dont la vitesse verticale moyenne est positive, niveau par niveau (Pauluis and Mrowiec, 2013; Mrowiec et al., 2015). Les ondes de gravité sont éliminées par l'effet de moyenne au sein des échantillons et les mouvements de faible amplitude sont conservés grâce à l'absence de seuil sur les vitesses verticales. Le flux de masse calculé dans le cadre de l'analyse isentropique peut alors être comparé au flux de masse calculé de manière eulérienne, c'est-à-dire en intégrant la contribution des mouvements verticaux dont les vitesses dépassent un seuil prédéfini (comme sur la fig. 10).

4.2 Présentation de l'article

Lorsque Hector est au maximum de son développement, le déplacement des masses d'air à l'intérieur de l'orage et dans son voisinage présente essentiellement deux circulations. La première, la circulation troposphérique, est constituée de l'ascension des masses d'air chaudes et humides depuis la surface jusqu'en haute troposphère et de la subsidence de masses d'air plus froides et/ou plus sèches de la haute troposphère jusqu'à la surface. La seconde, la circulation des percées nuageuses, concerne les masses d'air qui s'élèvent au-dessus de leur niveau de flottabilité neutre et les masses d'air plus chaudes qui descendent. Ces deux circulations évoluent au cours des phases de développement de Hector. Pendant la phase de convection congestus, seule la circulation troposphérique est présente et une petite part de cette circulation atteint le niveau de congélation (isotherme à 0°C vers 5 km d'altitude). Pendant la phase de convection profonde, la circulation troposphérique garde la même intensité mais atteint maintenant le niveau de congélation homogène en masse (isotherme à -38°C entre 10 et 11 km d'altitude), la circulation des percées nuageuses commence à apparaître. Pendant

la phase de convection très profonde, lorsque Hector atteint la stratosphère, la circulation troposphérique atteint la base de la TTL (vers 14 km d'altitude), son intensité augmente de moitié et atteint son maximum. La circulation des percées nuageuses est aussi à son maximum, bien que 30 fois moins intense que la circulation troposphérique. Elle s'étend de la base de la TTL jusqu'à 18 km d'altitude, soit 1 km au-dessus de la tropopause. Pendant la phase de convection mature, la circulation troposphérique garde la même extension verticale mais son intensité diminue et retrouve une intensité proche de celle de convection profonde. La circulation des percées nuageuses se dédouble en une circulation de basse TTL (de 13 à 15 km d'altitude) d'amplitude légèrement plus faible que pendant la convection très profonde et une circulation à travers la tropopause environ cinq fois plus faible.

Les masses d'air se mélangent entre elles pendant leur déplacement vertical. Les masses d'air chaudes et humides se diluent avec les masses d'air plus froides et/ou plus sèches qui les environnent, ce qui leur fait perdre de la flottabilité. Rares sont celles qui restent peu diluées pendant leur ascension, mais elles existent et ce sont elles qui présentent les valeurs les plus élevées de charge en hydrométéores, de flottabilité et de vitesse verticale. Les masses d'air en ascension gagnent en flottabilité lorsque l'eau qu'elles contiennent condense et congèle, relâchant de la chaleur latente. Le mélange des masses d'air et le dégagement de chaleur latente sont regroupés sous le terme de tendances diabatiques, qui inclut également le chauffage radiatif et les pertes d'eau par précipitation. Pour une masse d'air donnée, le dégagement de chaleur latente augmente la flottabilité, la tendance diabatique qui en résulte est positive. Le mélange avec d'autres masses d'air, au contraire, peut conduire à un gain ou à une perte de flottabilité, et donc à une tendance positive ou négative. Pour les masses d'air en ascension depuis la surface, le mélange en troposphère libre conduit à une

tendance diabatique négative. Leur flottabilité diminue avec le mélange et augmente avec le dégagement de chaleur latente. Les coordonnées isentropiques choisies dans l'article qui suit mettent en évidence un changement radical de tendance diabatique dominante lors de la transition de la convection profonde à très profonde, dans la région de nuage mixte où l'eau se trouve sous ses trois phases. Le calcul de l'entraînement à partir de la tendance diabatique due au mélange indique de très faibles valeurs (jusqu'à 0,04 /km) pour certaines masses d'air pendant la phase de convection très profonde. La faible dilution déjà mentionnée au chapitre précédent, lors de l'étude des plus grandes ascendances de Hector, est donc confirmée à l'échelle de tout l'orage.

L'impact de Hector sur la composition de l'atmosphère est caractérisé par son flux de masse vertical et son taux de déentraînement. Le flux de masse vertical est de l'ordre de $10^{-1} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ jusqu'à 2 km d'altitude pendant la phase de convection congestus, jusqu'à 6 km pendant la phase de convection profonde, 12 km pendant la phase de convection très profonde et 10 km pendant la phase de convection mature. Le flux de masse à travers la TTL est maximal pendant la phase de convection très profonde, comme cela a pu être souligné dans le chapitre précédent en se basant sur le flux de masse dû aux ascendances. Contrairement au chapitre précédent, les mouvements réversibles sont filtrés sans avoir à définir un seuil sur les vitesses verticales, ce qui permet de prendre en compte le transport irréversible dû aux mouvements de faible amplitude. Le flux de masse est ainsi revu à la hausse dans les basses couches de la troposphère et de la stratosphère. Le flux à la tropopause ainsi calculé est de $3,5 \cdot 10^{-3} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, soit plus d'un ordre de grandeur supérieur aux flux à la tropopause calculé par de précédentes études de convection très profonde (Dessler, 2002; Chaboureau et al., 2007). Le taux de déentraînement est maximal sous le niveau de congélation pendant la phase de convection congestus. Le déentraînement des masses d'air en

ascension au-dessus de leur niveau de flottabilité neutre est un ordre de grandeur supérieur au détraînement en dessous. Il atteint de fortes valeurs (supérieur à 2 /km) jusqu'à plus de 18 km d'altitude pendant les phases de convection très profonde et mature. L'impact de Hector sur la composition de la TTL apparaît donc maximal pendant la phase de convection très profonde, avec un flux de masse vertical de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-2} kg m⁻² s⁻¹ et un taux de détraînement supérieur à 2 /km.

4.3 The irreversible mass transport across the troposphere by Hector the Convecton

Article en finition pour être soumis prochainement au *Journal of the Atmospheric Sciences*.

The irreversible mass transport across the troposphere by Hector the Convecton

THIBAUT DAUHUT*, JEAN-PIERRE CHABOUREAU, AND PATRICK MASCART

Laboratoire d'Aérodynamique, Université de Toulouse, CNRS, UPS, France.

OLIVIER PAULUIS

Courant Institute of Mathematical Sciences, New York University, New York, New York, and Center for Prototype Climate Modeling, New York University Abu Dhabi, Abu Dhabi, United Arab Emirates

ABSTRACT

The overturning inside Hector the Convecton, a tropical multicellular convective system of the Northern Australia that regularly overshoots into the stratosphere, is synthesized at the scale of a Large-Eddy Simulation. The isentropic analysis offers the advantage to filter out the reversible motions due to the gravity waves and to take into account the turbulent fluxes that contribute to the vertical transport. Two key circulations are evidenced: the troposphere-deep overturning and the mass exchange due to the overshoots into the stratosphere. The transition from deep to very deep convection is associated with a change in the diabatic tendency inside the tallest updrafts: the latent heat release due to the freezing of a large amount of hydrometeors overrode the loss of energy due to mixing with the drier, colder air of the environment. In agreement with a previous study of Hector examining the properties of its two tallest updrafts, the entrainment rate exhibits a minimum during the very deep convection phase, as low as 0.04 km^{-1} . The two-stream approximation corroborates the Eulerian computation of the vertical mass flux in the mid-troposphere and in the lower stratosphere. It however gives a lower estimate of the flux in the upper troposphere, filtering out the reversible motions, and a larger estimate in the lower troposphere and at the tropopause, where slow vertical motions contribute significantly to the transport.

1. Introduction

Tropical air mass can experience very fast ascent in deep convective clouds from the low levels of the troposphere up to the lower stratosphere. Satellite observation shows indeed that 1.3% of tropical convection reach the base of the Tropical Tropopause Layer (TTL, between 14 and 18 km altitudes) and 0.1% may even penetrate the lower stratosphere (Liu and Zipser 2005). The net impact of deep convection into the composition of the TTL remains however uncertain. A very few studies estimated the convective mass flux within the TTL. Values of order of $10^{-4} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ across the base of the TTL (but almost nil aloft) were reported by studies using a cloud-resolving model (Küpper et al. 2004) and satellite data (Gettelman et al. 2002). Such magnitude in the convective mass flux were obtained at higher level across the 17 km altitude in mid-Pacific using tracer data (Dessler 2002), over Brazil using a cloud-resolving model (Chaboureau et al. 2007) and over Hector the Convecton, a multicellular thunderstorm over the Tiwi Islands (northern Australia) using a

Giga-Large Eddy Simulation (LES) (Dauhut et al. 2016). Beyond the little number of studies estimating such a convective mass transport, a further uncertainty arises from the way the convective mass transport was obtained in the cloud-resolving modeling studies. The latter was estimated using the Eulerian method, a common approach that integrates the mass flux across an altitude, where the vertical velocity field exceeded a certain threshold. In doing so, small-scale oscillations in vertical velocity are included in the mass flux estimate while not necessary contributing to the net mass transport. An alternative to this caveat is the isentropic analysis developed in Pauluis and Mrowiec (2013).

The isentropic analysis consists in averaging the properties of thermodynamically similar air parcels. When using the equivalent potential temperature as isentropic coordinate, this method allows the warm, moist upward motions to be separated from the cooler, drier downdrafts (Pauluis and Mrowiec 2013; Mrowiec et al. 2015). Applied to a radiative-convective equilibrium simulation, the method highlighted the overturning in the troposphere induced by convection (Pauluis and Mrowiec 2013). Used on a simulation of a mesoscale convective system, it quantified the upward and downward mass transport in the convective and stratiform parts of the system (Mrowiec et al.

*Corresponding author address: Thibaut Dauhut, Laboratoire d'Aérodynamique, Observatoire Midi-Pyrénées, 14 avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France.

E-mail: thibaut.dauhut@aero.obs-mip.fr

2015). For both studies, the isentropic analysis resulted in significantly reduced estimates of the upward mass transport compared to the Eulerian estimates. The difference was attributed to the reversible transport due to buoyant oscillations such as gravity waves (Pauluis and Mrowiec 2013; Mrowiec et al. 2015), since little change in equivalent potential temperature occurred during such reversible motions.

The main purpose of this study is to quantify the irreversible mass transport for a case of very deep convection reaching the stratosphere by using the isentropic analysis. The case of Hector the Convecton on 30 November 2005 has been selected. Using simulations performed with horizontal grid spacings ranging from 100 to 1600 m, Dauhut et al. (2015) found that this Hector storm transported around 3000 tons of water into the stratosphere. Dauhut et al. (2016) examined its tallest updrafts in the Giga-LES (the 100-m simulation). They showed that the development of the convection toward the stratosphere exhibited four successive phases, each during one hour: the congestus, the deep, the very deep and the mature convection phases. The hydration of the stratosphere was significant during the very deep convection phase only, and it was due to the two tallest updrafts. The dilution of these tallest updrafts with the surrounding air has been quantified by computing the entrainment rate. The entrainment rate of the tallest updrafts was minimal during the very deep convection phase, as low as 0.08 km^{-1} across the whole troposphere.

This study makes use of the simulation of Hector with 200-m horizontal grid spacing and 1-min time resolution. The 3-D fields of the simulation were saved every minute in order to both capture the fast development of Hector and to compute isentropic averages over a characteristic time period of 15 min. Two-hundred-meter grid spacing was selected in order to mitigate the huge volume that would have been examined with output every minute of the Giga-LES. It is assumed a negligible impact of the resolution on the results as a near-convergence in different properties of updrafts for the Giga-LES and the 200-m simulation was found (Dauhut et al. 2015). In the following, a focus is first made on the very deep convection phase to illustrate for the first time the isentropic analysis on a convective system that reach the stratosphere. Then the main circulations within Hector will be identified during the successive phases of its development. The competition between the latent heat release and the mixing of the rising parcels with their environment, that determines the vigor of the convection, will be investigated as well as the entrainment and detrainment rates for all the parcels of the domain.

Section 2 describes the setup of the Meso-NH model and the isentropic analysis. Section 3 illustrates the isentropic analysis with the study of the very deep convection phase of Hector and explains the method to obtain the diabatic tendencies. Section 4 compares the successive

convective regimes. It describes their overturning, investigates the diabatic tendencies to highlight the competition between latent heat and mixing, and shows the evolution of the entrainment and detrainment rates. Section 5 quantifies the irreversible mass flux by Hector. Section 6 gives the conclusions.

2. Model Design and Isentropic Analysis

a. Meso-NH Large-Eddy Simulation

The non-hydrostatic mesoscale model Meso-NH (Lafore et al. 1998) was set up over a domain of $256 \times 204.8 \text{ km}^2$ covering the Tiwi Islands, 100 km north of Darwin, Northern Australia (Fig. 1). The domain was wide enough so that the edges, with open boundary conditions, did not affect the development of Hector, located above the islands. The top of the domain was set at 25 km, with a sponge layer in the last 3 km that prevented reflection of the gravity waves. The horizontal and vertical grid spacings were 200 and 100 m, respectively, so that the large eddies inside the clouds were resolved (Dauhut et al. 2016). The 256 model levels were following the small orography (80-m high hills at maximum) and were slightly tightened close to the surface (down to 40 m vertical spacing). The total number of points was $3.37 \cdot 10^8$. The model used schemes for microphysics (a single-moment one including three icy hydrometeor species), for turbulence, for radiation and for surface. The reader is referred to Dauhut et al. (2016) for further details on the schemes. Over ocean, the sea surface temperature was fixed to 29°C . The changes in air-sea fluxes were thus due to the variations in the atmospheric fields only. Over land, the soil temperature and moisture content evolved with time, they were initialized to 30°C and $0.16 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3}$, respectively. The atmosphere was homogeneously initialized with the sounding taken in Darwin on the 30 November 2005, at 0930 LT (0000 UTC).

The sea breeze circulation led to important convergence of warm, humid air above the surface of the Tiwi Islands during the whole simulation. During the first two hours, convection developed as cumulus humilis over the islands, then cumulus congestus grew up above the convergence lines along the coasts, like in the Giga-LES simulation (run with 100-m grid spacing) described by Dauhut et al. (2016). The cold pools enhanced at their edges the convergence of humidity, leading to (from 1230 LT onward) the formation of the cumulonimbus that composed the multicellular system called Hector the Convecton. From 1300 LT onward, a couple of updrafts overshoot the tropopause and led to injection of cloud particles inside the stratosphere, that later on sublimated and hydrated the lower stratosphere (Dauhut et al. 2015). The horizontal extent of Hector at this stage of development, called very deep convection phase, covered almost the whole Tiwi Islands

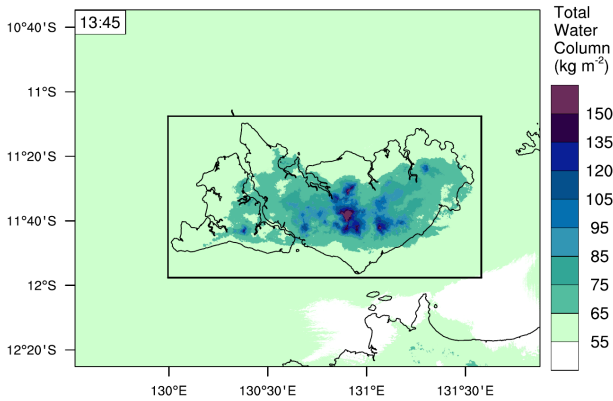


FIG. 1. Domain of simulation. The total water column is shaded. The domain of the isentropic analysis is delimited by the black rectangle.

(Fig. 1). The isentropic analysis described in the following section is applied to the domain of analysis represented by the black rectangle in Fig. 1, that encompassed an area of $1.6 \cdot 10^{10} \text{ m}^2$.

b. Isentropic Analysis

The isentropic analysis gives an overview of the air mass overturning inside the thunderstorm and allows to compute the irreversible vertical transport by filtering out the oscillatory motions. The technique consists in reducing the four spatio-temporal coordinates into two: a vertical coordinate and an isentropic one, conserved during reversible motions. There is a freedom in the choice of these coordinates. In this study, the vertical coordinate is the altitude z and the isentropic coordinate is the equivalent potential temperature θ_e . The latter is defined following the formulation of Emanuel (1994):

$$\theta_e = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R_d/C_{pd}} \exp \left(\frac{L_v r_v}{C_{pd} T} \right) H^{R_v r_v / C_{pd}} \quad (1)$$

where T is the temperature, p_0 is a reference pressure of 1000 hPa, p is the absolute pressure, R_d and R_v are the gas constants for dry air and water vapor, respectively, C_{pd} is the specific heat capacity of dry air, L_v is the latent heat of vaporization, r_v is the mixing ratio of vapor and H is the relative humidity. Note that for simplicity, the up-to-4 % contribution of water to the heat capacity was neglected. In the frame of moist convection, θ_e gives an insight of the air parcels capability to rise. This choice of isentropic coordinate, common to previous studies that applied the isentropic analysis to single convective systems (e.g., Pauluis and Mrowiec 2013; Mrowiec et al. 2015), allows to compare the results with literature. In section 4b, the use of moist static energy as an alternative isentropic coordinate is discussed.

The equivalent potential temperature θ_e is conserved in a reversible moist adiabatic process. For example, the reversible motions like gravity waves do not change air parcels θ_e . This is also true for the loss or gain of condensed water by precipitation. The equivalent potential temperature θ_e is no longer conserved in case of phase changes involving ice (freezing, melting, deposition and sublimation), radiative and mixing processes. Note that the rate of changes of θ_e due to radiation is at least two orders of magnitude lower than the rate of change due to latent heat release in the vicinity of the developing deep system (McGee and van den Heever 2014).

The reduction of the four spatio-temporal dimensions (x, y, z, t) of a variable field f into the two dimensions (θ_{e0}, z_0) is done with the following integration:

$$\langle f \rangle (\theta_{e0}, z_0) = \int_0^P \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} f(x, y, z_0, t) \delta[\theta_{e0} - \theta_e(x, y, z_0, t)] \frac{dy dx dt}{L_y L_x P} \quad (2)$$

where P , L_x and L_y are respectively the time period, the zonal extent and the meridional extent of the isentropic analysis integration, the 0 subscript indicates the coordinates of the isentropic analysis, and δ is the Dirac function (actually approximated here by $1/\Delta\theta_{e0}$ over $[\theta_{e0} - \Delta\theta_{e0}/2, \theta_{e0} + \Delta\theta_{e0}/2]$ and with $\Delta\theta_{e0} = 1 \text{ K}$). To characterize the overturning, the dynamical, thermodynamical and microphysical properties of the circulation are conditionally averaged for each (θ_{e0}, z_0) bin, using the following formulation:

$$\tilde{f} = \frac{\langle \rho f \rangle}{\langle \rho \rangle} \simeq \frac{\langle f \rangle}{\langle 1 \rangle} \quad (3)$$

Finally, the isentropic stream function offers an efficient overview of the air mass overturnings inside the analysis domain. It is computed by integrating the vertical mass flux from 0 to θ_{e0} , at each level z_0 :

$$\Psi(\theta_{e0}, z_0) = \int_0^{\theta_{e0}} \langle \rho w \rangle (\theta'_e, z_0) d\theta'_e \quad (4)$$

This method is applied to the 200-m simulation of Hector the Convecter. The focus is drawn on the the very deep convection phase in the following section. The different phases of convection are then compared. Finally, the irreversible vertical mass transport is computed.

3. Isentropic analysis of very deep convection

a. Dynamics

The dynamics of Hector is investigated during the very deep convection phase in the frame of the isentropic analysis. The distribution of the mass density, the conditional average of the vertical velocity, the vertical mass flux and the isentropic stream function are illustrated for a 15-min period during the very deep convection phase (Fig. 2).

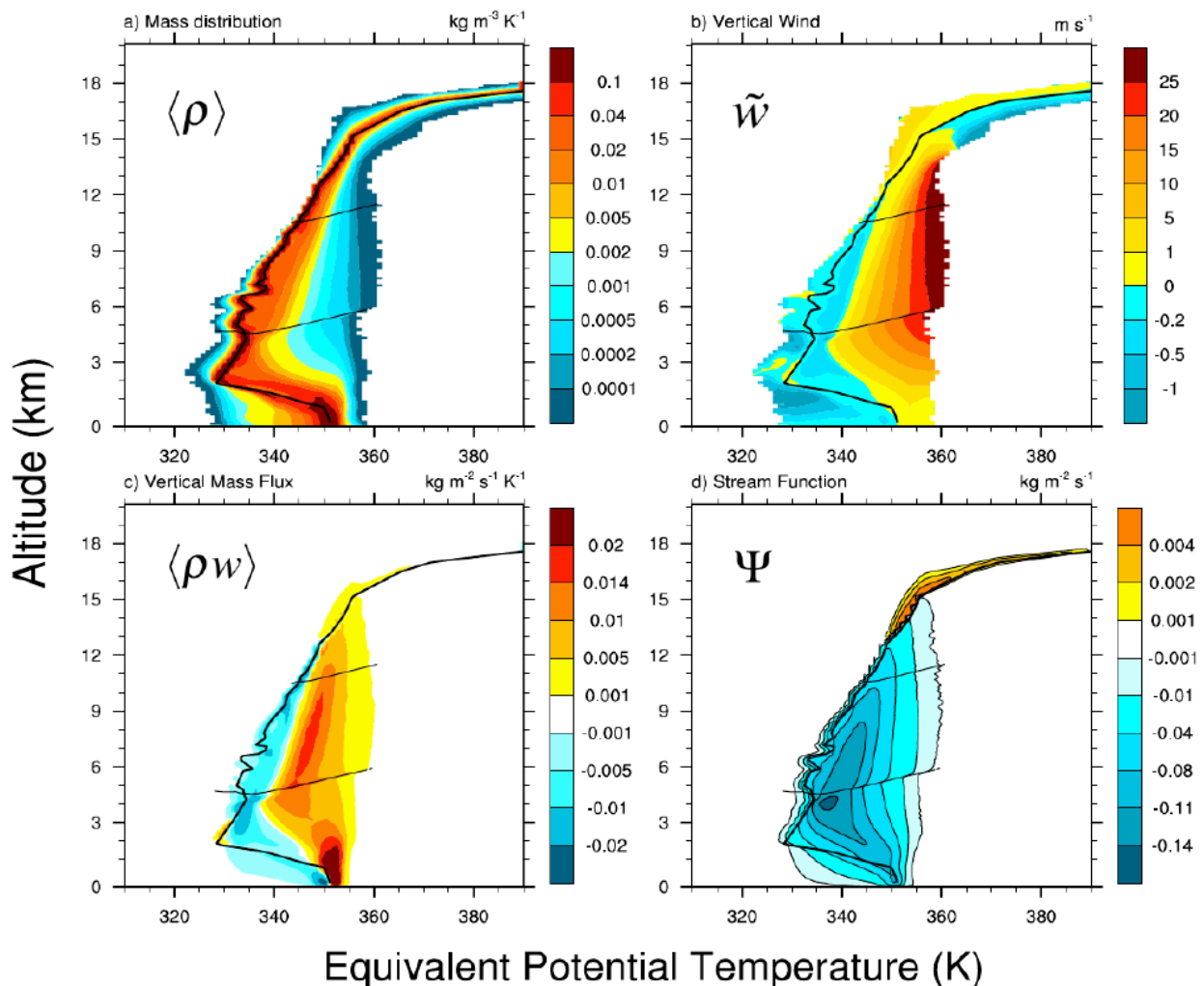


FIG. 2. Isentropic diagrams for the period between 1331 and 1345 LT, during the very deep convective phase. (a) Mass distribution, (b) bin average of the vertical velocities, (c) vertical mass flux and (d) isentropic stream function. The environmental equivalent potential temperature θ_e^{env} profile is represented by the black thick line and the 0°C and -38°C isotherms by the black thin lines.

The environment profile θ_e^{env} together with the 0 and -38°C isotherms are superimposed. The environment profile θ_e^{env} is the constant oceanic profile of the air parcels that enter at the domain edges, where the boundary conditions were open. The 0 and -38°C isotherms delimited the mixed-phase cloud region, where significant amount of water changes phase between liquid and solid. Furthermore, the contributions of the updrafts and the downdrafts to the mass distribution and the vertical mass flux are investigated (Fig. 3). Since the updrafts and the downdrafts exhibited large vertical velocities in the Giga-LES of Dauhut et al. (2016), they are defined in this study as the regions where the vertical velocities exceeded 10 m s^{-1} upward and 5 m s^{-1} downward, respectively.

The distribution of the mass throughout the atmosphere (Fig. 2a) illustrates the frequency of each θ_e bin, at each altitude. It was concentrated along the environmental θ_e^{env}

profile: more than 90 % of the air mass departed from θ_e^{env} of less than 7 K, except between 0.9 and 2.8 km altitudes where the mass distribution spread over a larger θ_e range. Air parcels with θ_e higher than 355 K (exceeding the environmental value at the surface $\theta_e^{env}(0) = 351 \text{ K}$) existed but represented only 0.1 % of the mass below 13 km altitude. The analysis restricted to the updrafts and to the downdrafts (Fig. 3) reveals that all the parcels between 3 and 14 km altitudes with θ_e higher than 355 K are part of the updrafts. The total mass of the updrafts accounted for 1 % of the mass of the layers between 4 and 13 km altitudes, whereas the downdrafts accounted for less than 0.5 % below 9 km altitude and between 0.5 and 0.8 % of the mass between 9 and 16 km altitudes. In upper troposphere, Dauhut et al. (2016) identified strong downdrafts around the top of the tallest updrafts that could be interpreted as subsiding shells (Glenn and Krueger 2014). Glenn

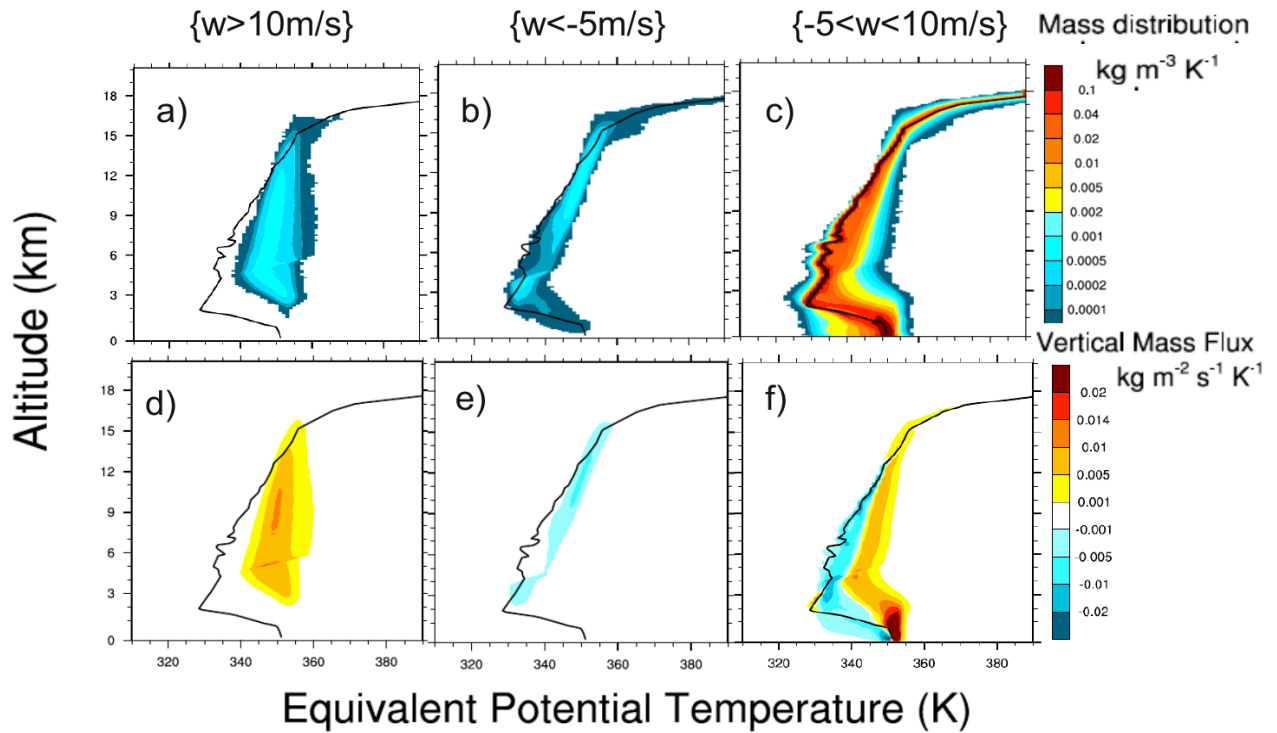


FIG. 3. Isentropic diagrams for the same period as Fig. 2, during the very deep convective phase, limited to (left) the updrafts, (center) the downdrafts and (right) the remaining parts: (top) contribution to the mass distribution, (middle) bin average of the vertical velocities and (bottom) contribution to the vertical mass flux.

and Krueger (2014) showed that the subsiding shells were made of a mix between the cloudy air and the environmental air. In agreement, the downdrafts exhibited in this study θ_e values slightly higher than θ_e^{env} .

The bin average of the vertical velocity \bar{w} (Fig. 2b) gives an idea of the convection strength and it allows to distinguish two branches in the circulation: a rising branch and a subsiding branch, made of the bins with positive and negative \bar{w} , respectively. Along the θ_e^{env} profile, \bar{w} presented negative values down to -1 m s^{-1} , except between 12 and 15.5 km altitudes, where the vertical velocities in the environment are averaged with the velocities in the updrafts that overshoot their level of neutral buoyancy, leading to positive average \bar{w} . Between 3 and 9 km altitudes, air parcels with θ_e over 350 K (around 0.6 % of the mass at these altitudes) presented \bar{w} over 10 m s^{-1} and up to 25 m s^{-1} . They are part of the updrafts (Figs. 3a,c).

The vertical mass flux is represented in Fig. 2c by showing the contribution of each (θ_{e0}, z_0) bin to the upward mass transport. Below 12.5 km altitude, the vertical mass flux (Fig. 2c) was downward along the θ_e^{env} profile, and upward at higher θ_e . The largest contribution to the upward mass flux was made by air parcels with θ_e around 345-350 K between 5 km altitude (the freezing level) and 10.5 km altitude (the -38°C isotherm above which virtually no liquid water persists, as shown in Fig. 4e). The

contribution of the updrafts to the upward mass flux was also maximum in these ranges of z and θ_e (Fig. 3d), where they accounted for up to two thirds of the upward mass flux (0.01 out of $0.015 \text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{K}^{-1}$). The contribution of the downdrafts to the downward mass flux was maximum between 9 and 14 km altitudes, for θ_e around 350 K, with slightly more than $0.005 \text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{K}^{-1}$ downward. However, for these ranges of z and θ_e the net vertical mass flux (Fig. 2c) was positive because of the upward transport due to both the updrafts and the regions with moderate vertical velocities (Figs. 3d,f).

The stream function (Fig. 2d) evidences two main overturnings: the tropospheric overturning and the overshoot overturning. In the frame of the isentropic analysis, an overturning takes the appearance of a series of closed stream lines that turn around a common extremum of the stream function. The overturning involves all the air parcels sharing the (θ_{e0}, z_0) values encompassed by the largest closed stream line. The sign of the stream function is uniform inside each overturning and corresponds to its direction of rotation, clockwise if positive, counterclockwise if negative. The absolute value of the extremum is the overall intensity of the overturning. The ascending and subsiding branches, defined above with \bar{w} , are the parts of the overturning associated with upward and downward mass fluxes.

Among the two overturnings evidenced during the very deep convection phase, the tropospheric overturning (with negative values in Fig. 2d) was the most intense (with an intensity of $0.15 \text{ kg m}^3 \text{ s}^{-1}$) and the most spatially extended (spanning from the surface to 15 km altitude). From the surface, the ascending branch was made of upright stream lines at high θ_e (350-355 K), indicating a conservation of θ_e along the ascent. At lower θ_e (345-350 K), the stream lines were tilted toward lower θ_e values, indicating a decrease of θ_e during the ascent of the air parcels. Among the processes that alter θ_e , the mixing with lower θ_e air parcels is more efficient than the ice melting and the radiative cooling, since most of the surrounding air parcels had θ_e close to θ_e^{env} (lower than 335 K between 1.5 and 5.8 km). At the freezing level (around 5 km), the stream lines discontinuity corresponds to the increase of θ_e due to the latent heat release of freezing. Between the freezing level and the level of neutral buoyancy (where the stream lines cross the θ_e^{env} profile), the stream lines are upright. The apparent conservation of θ_e along the ascent is here due the competition between the θ_e increase due to latent heat release with freezing and the θ_e decrease due to mixing. The subsiding branch followed closely the θ_e^{env} profile, except below 3 km altitude, where the stream lines were less tilted than the environment profile. At the surface, the low θ_e subsiding air parcels correspond to cold pools.

The second overturning evidenced by the isentropic stream function is the overshoot overturning. Its intensity was $0.005 \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-1}$ (1/30 of the tropospheric overturning intensity) and it spanned from 13 to 18 km altitudes. At the tropopause (17 km altitude), the maximum of Ψ was $0.0025 \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-1}$ indicating that only a half of the overshoot overturning was actually crossing the tropopause. The ascending branch of this overturning was at lower θ_e than the environment, down to 10 K less than θ_e^{env} . The subsiding branch follows the θ_e^{env} profile.

The isentropic analysis provides a convenient framework to characterize the overturning inside a convective system. For the very deep phase of Hector the Convective, the irreversible transport extended up to 18 km. In the troposphere, the transport is characterized by an overturning, with an ascending branch at higher θ_e than the subsiding branch. The intensity of the tropospheric overturning was $0.15 \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-1}$. In the TTL, the intensity of overshoot overturning was $0.005 \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-1}$. For both overturnings, the ascending branches were characterized by θ_e close or slightly larger than the values at the surface (350-355 K). For the tropospheric overturning, the overturning also presented very large vertical velocities (up to 25 m s^{-1}) and a conservation of θ_e along the ascent with upright stream lines. The updrafts stronger than 10 m s^{-1} contributed extensively to the upward mass transport (up to two thirds of the upward mass flux). The subsiding branches of both cells are following closely the environmental profile θ_e^{env} .

The downdrafts occurred mainly in the upper troposphere where their contribution of to the vertical mass flux was tempering the upward transport due to both the updrafts and the weak vertical motions.

b. Buoyancy and Microphysics

The isentropic analysis also provides a framework to investigate the microphysical properties of the overturnings. The large hydrometeor content and the great buoyancy of the ascending branches is shown for both the tropospheric and the overshoot overturning (Fig. 4).

Above 13 km, the overshoot signature is remarkable with large negative buoyancy (below -0.1 m s^{-2}) and large frozen water contents (e.g. more than 2 g kg^{-1} of graupel content) for air parcels with θ_e several degrees lower than the values of θ_e^{env} . The overshooting air parcels with θ_e close to the θ_e^{env} can however not be distinguished from the surrounding air parcels by the isentropic analysis, leading to buoyancy close to zero and a much lower water content in average.

Between the 0°C and -38°C isotherms, the parcels with θ_e higher than 350 K had large positive buoyancy, and a large amount of cloud supercooled liquid water. The supercooled liquid water had been lofted by the strong updrafts evidenced in Figs. 2b and 3a. The rain water froze quicker than the cloud liquid water due to the greater efficiencies of the heterogeneous and homogeneous freezing processes. The freezing of a large amount of rain water led to a large amount of graupel, over 5 g kg^{-1} for air parcels with θ_e 10-K higher than the environment. Between 7 and 11 km altitudes, the cloud liquid water froze due to heterogeneous and homogeneous freezing processes that are parametrized in Meso-NH. The homogeneous freezing is quick at low temperature. Considering only this process, the mean life time of cloud liquid water decreases as the inverse of the volume of the droplets and decreases exponentially with the decrease of the temperature. Above 11 km, where the temperature is below -38°C , the mean life time of $2\text{-}\mu\text{m}$ and $7\text{-}\mu\text{m}$ droplets is shorter than 1 min and 1 s, respectively.

Between the surface and 2 km altitude, the air masses with θ_e lower than θ_e^{env} were the signature of the cold pools. They contained around 0.5 g kg^{-1} of rain water in average.

The ascending branches of both cells are characterized by large absolute value of buoyancy (beyond 0.1 m s^{-2} above 3 km) and large amount of ice (over 10 g kg^{-1}). The ascending branch of the tropospheric overturning exhibited also large amount of supercooled water (around 0.5 g kg^{-1}) over a large range of altitudes (between 5 and 11 km).

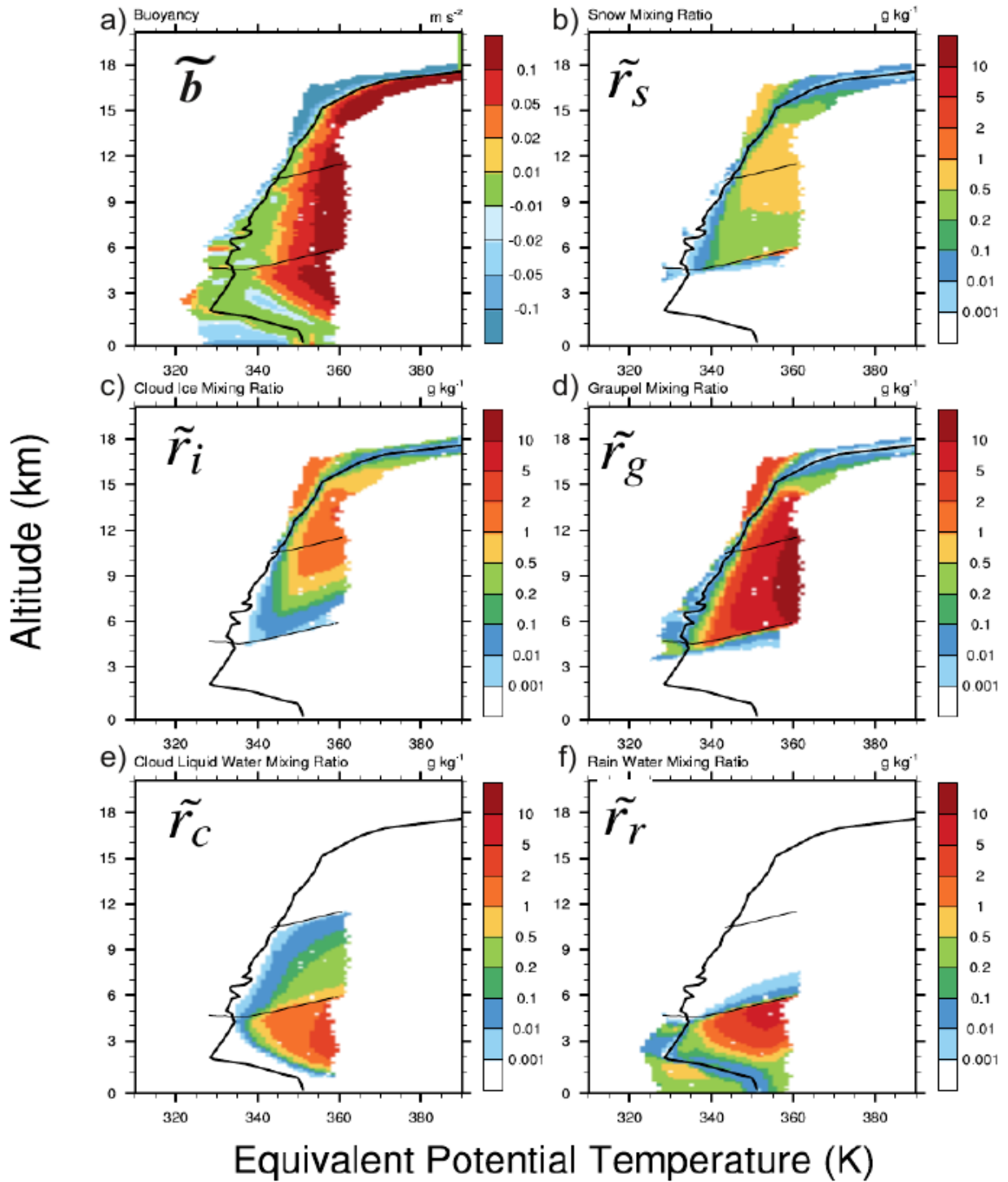


FIG. 4. Isentropic diagrams for the same period as Fig. 2, during the very deep convection phase. Conditional average of (a) buoyancy, (b) snow, (c) cloud ice, (d) graupel, (e) cloud liquid water and (f) rain mixing ratios. The black lines are the same as in Fig. 2.

c. Continuity equation

The tropospheric and the overshoot overturnings transported mass between the atmospheric layers. They led to changes in the mass distributions in terms of θ_e . The con-

tinuity equation links the rate of change of the mass distribution to its causes: the advection in and out the domain, the vertical transport and the diabatic tendencies. The continuity equation is given by:

$$\frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial t} = \tilde{\mathcal{F}}_{lat} - \frac{\partial \langle \rho w \rangle}{\partial z_0} - \frac{\partial \langle \rho \dot{\theta}_e \rangle}{\partial \theta_{e0}} \quad (5)$$

The first term in the RHS, $\tilde{\mathcal{F}}_{lat}$, is the source term due to the advection of air in and out of the analysis domain. The term of the LHS and the first two terms of the RHS are directly computed from the output of the model. The computation of the last term as a residue allows to quantify the effect of diabatic processes on the mass distribution. In this section, the balance of the terms in Eq. 5 is studied in details. The change in the mass distribution during a quarter of hour of the very deep convective phase (Fig. 5a) was the sum of the incoming lateral flux, the vertical convergence and the diabatic source. It exhibited several key sectors.

Along the environmental θ_e^{env} profile, the lateral flux at the edges of the analysis domain (Fig. 5b) was significant. By convention, the flux is positive when incoming. Below 2.5 km altitude, the flux was due to the sea breeze circulation: convergence larger than $0.01 \text{ kg m}^{-3} \text{ K}^{-1}$ occurred in the first kilometer, divergence up to $0.005 \text{ kg m}^{-3} \text{ K}^{-1}$ occurred aloft. Between 2 and 6 km altitudes, the air was converging inside the domain, compensating the divergent convective outflow aloft.

At the exception of areas along the environmental profile θ_e^{env} , the change in the mass distribution is mainly a balance between the vertical convergence and divergence (Fig. 5c) and the diabatic sinks and sources (Fig. 5d). For θ_e lower than the environment, the vertical convergence below 2 km altitude is a signature of the cold pools, and above 13 km a signature of the overshoots. Between 2 and 13 km altitudes and for θ_e higher of 10 K than the environmental values, the vertical convergence and divergence balanced more than 75 % of the diabatic sinks and sources. These sinks and sources were due to the processes that altered θ_e (involving latent heat, mixing, or radiation in a lesser extent (McGee and van den Heever 2014)). The θ_e tendencies directly affected air parcels buoyancy, and thus the vigor of the convection. For the same range of altitudes (between 2 and 13 km) and for θ_e between θ_e^{env} and $\theta_e^{env} + 10 \text{ K}$, the vertical convergence overrode the diabatic tendencies, leading to a net accumulation of mass in the distribution for the θ_e range. This net positive tendency in the change of mass distribution can be attributed to the detrainment of the tropospheric overturning.

The net effects on the mass distribution are shown in Fig. 5a. The tropospheric overturning inside the thunderstorm led to an increased frequency of parcels with θ_e slightly larger than θ_e^{env} in the mid and upper troposphere, and with θ_e lower than θ_e^{env} in the lower troposphere. These changes in the mass distribution are the stabilization effect of the convection. They are partly due to the detrainment, defined and detailed in the section 4.c. The increasing frequency of air parcels with θ_e lower than θ_e^{env} around the tropopause was a signature of the overshoot

circulation. Except along the θ_e^{env} profile, the changes in the mass distribution were low because of a balance between the vertical convergence, and the diabatic processes. These processes had direct effects on the dynamics of convection. They are investigated in section 4b.

4. Convective regimes

a. Stream functions

The intensification of the convection, that developed up to a very deep phase, and its decay are investigated over the four successive phases of convection using the isentropic stream function (Fig. 6). For all the convection phases, the main overturning was constituted by an ascending branch at high θ_e , close to the value at the surface, and a subsiding branch at low θ_e , close to the environment profile θ_e^{env} . The overturnings were characterized by their vertical extent and by their intensity. To have an idea of the total mass fluxes involved by the overturning, it is worth remembering that the area of the analysis domain is $1.6 \cdot 10^{10} \text{ m}^2$.

For the congestus convection phase (Fig. 6a), the overturning reached 5 km and crossed the freezing level, its intensity was $0.09 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. For the deep convection phase, whereas the intensity of the overturning was slightly larger, the overturning reached 12 km and crossed the -38°C isotherm, above which virtually no liquid water was found. For the very deep convection phase, the tropospheric overturning reached 15 km altitude, where the environment profile θ_e^{env} exceeded the value at the surface, and the intensity of this overturning increased by a factor 1.5 since the previous phases, reaching $0.15 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. For the mature convection phase, the tropospheric overturning was still more than 13 km tall, whereas its intensity decreased back to $0.09 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Some smaller overturnings were found around the tropospheric one. They turned the other way around: low θ_e air parcels were ascending and higher θ_e air parcels were subsiding. This circulation implied that other factors than buoyancy were at the origin of the motions. For the deep, very deep and mature convection phases, counter-circulations were found at the top of the main tropospheric overturnings, above the level of neutral buoyancy of the ascending branches. They corresponded to updrafts that overshoot their level of neutral buoyancy. The subsiding branch of overshoot overturnings followed θ_e^{env} , like the one of the tropospheric overturnings. For the deep convection phase, the overshoot overturnings were tiny and weak. For the very deep convection phase, the overshoot overturning of $0.005 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ extended from 13 to 18 km altitudes. Its intensity at the tropopause (17 km altitude) was slightly above $0.002 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. For the mature convection phase, the overshoot overturning split into two circulations, one above and one below 16 km altitude. The overshoot overturning below 16 km altitude

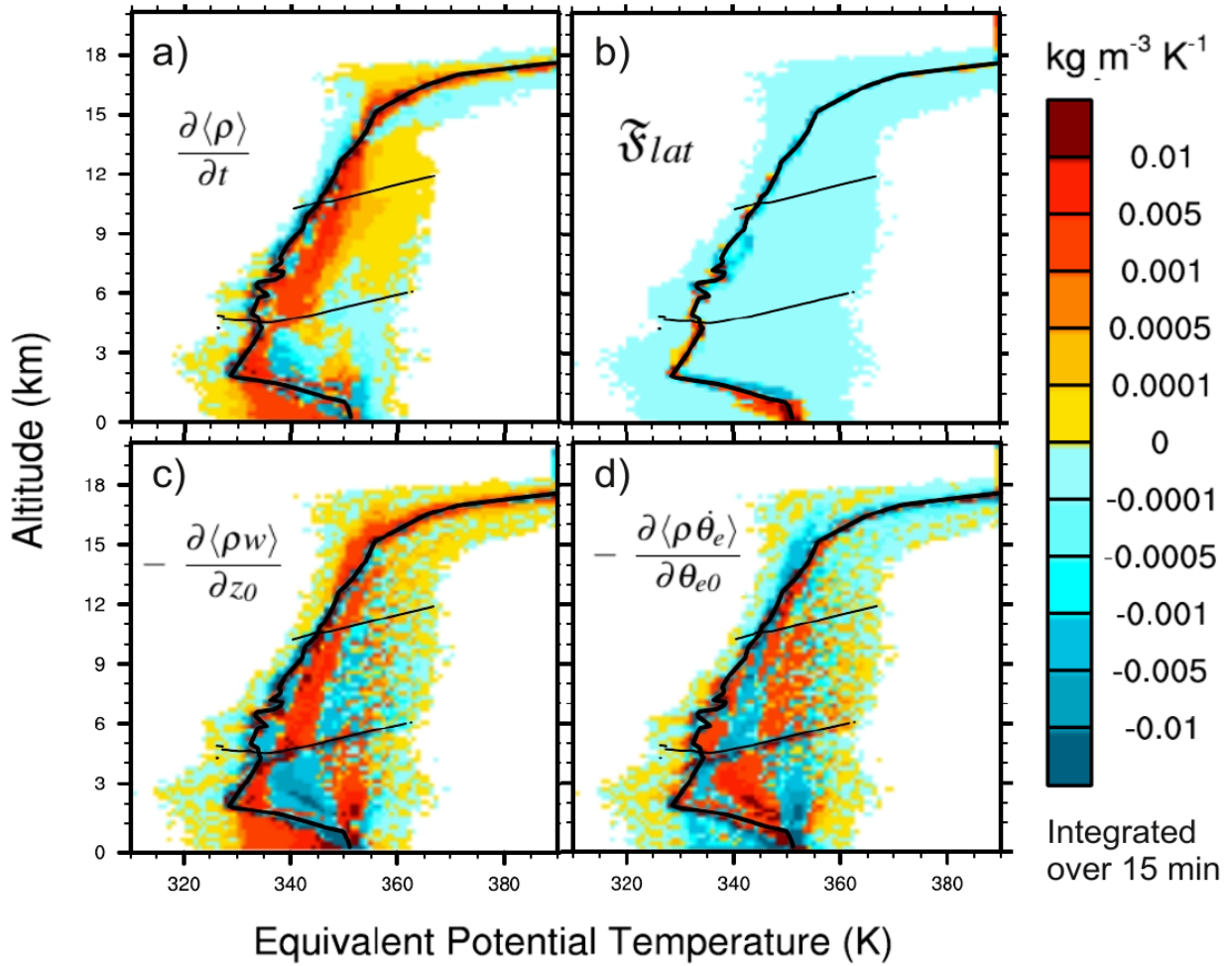


FIG. 5. Terms of the continuity equation integrated over the same period as Fig. 2: 1331-1345 LT, during the very deep convection phase. (a) Changes in the mass distribution, (b) incoming lateral fluxes, (c) vertical convergence and (d) diabatic source as a residue. The black lines are the same as in Fig. 2.

was still about $0.004 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, whereas it extended only between 13 and 15 km altitudes. The overturning above 16 km altitude crossed the tropopause, its intensity was only $0.001 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, the half of the intensity of the overshoot overturning at the tropopause during the very deep convection phase.

During the congestus convection and the mature convection phases, additional counter-circulations appeared around the minimum of θ_e^{env} : between 2 and 4 km altitudes. During the congestus phase, very low θ_e values (lower than 328 K, down to 4 K lower than θ_e^{env}) appeared just above the top of slightly precipitating cumulus (at 2 km) and were associated with negative anomalies of water vapor and total water content, of around -1 g kg^{-1} (not shown). The loss of vapor came from condensation, and the loss of total water from precipitation. The condensation was due to depressurization cooling, and also to radiative cooling at the top of the cumulus. Indeed, the screen-

ing effect of the cumulus clouds reduced the long-wave radiation coming from the ground. The ascending branch of the counter-circulation was the effect of the entrainment of the extremely low θ_e air masses by rising cloudy plumes, and their following mixing with higher θ_e air. For the mature convection phase, the counter-circulation at low θ_e is an artifact produced by the correction of the vertical velocities.

Concerning the ascending branch of the tropospheric overturning, the stream lines became steeper between the deep and the very deep convection phases. This attests the decrease of the mixing of updraft air with lower θ_e air of the environment, i.e. entrainment. Some stream lines are upright during the very deep convection phase. Below the freezing level, they can be interpreted as extremely low diluted updrafts, whereas above, the source of θ_e from freezing do not allow to infer the rate of dilution. As a result, the latent heat release balanced the loss of buoyancy due

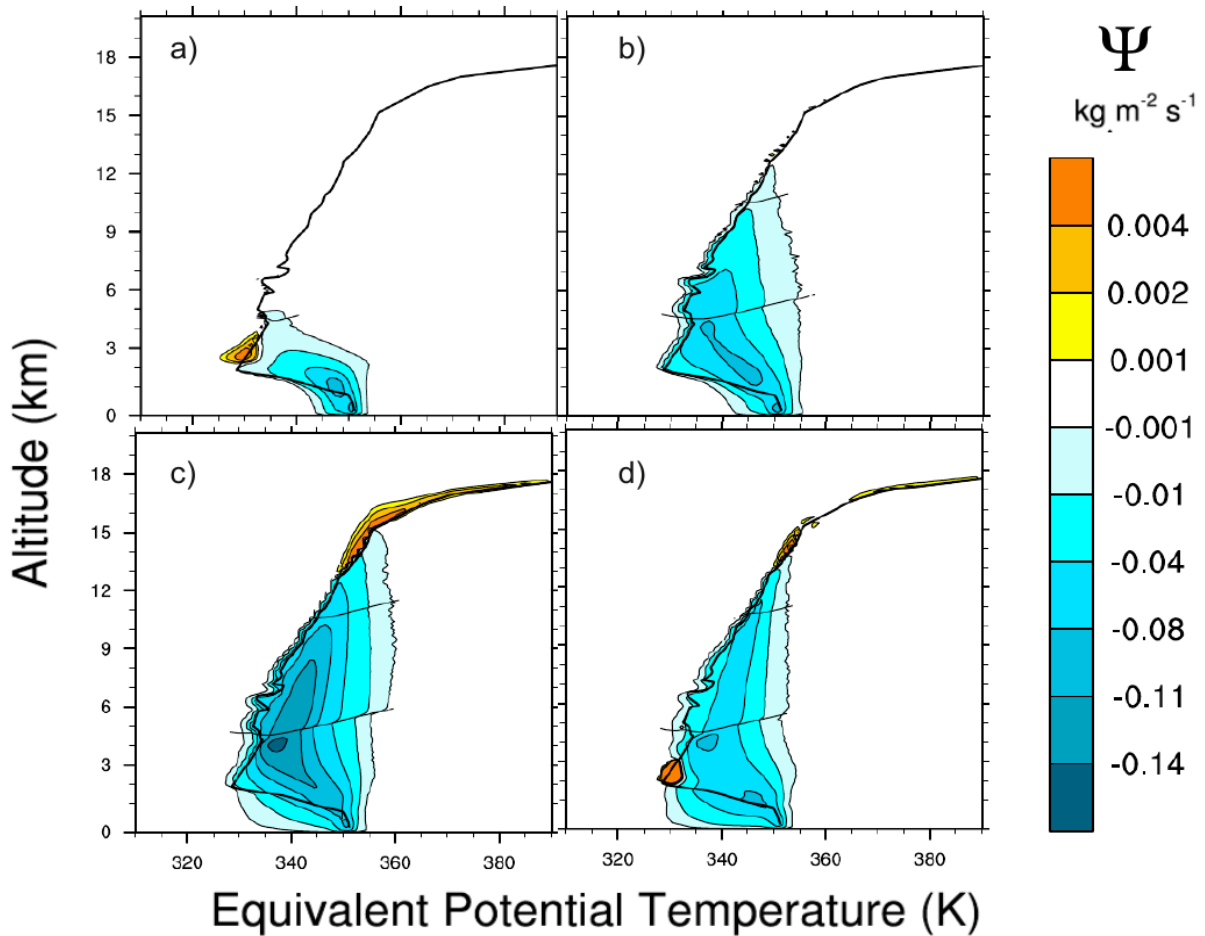


FIG. 6. The stream functions for (a) 1131-1145 LT during the congestus convection phase, (b) 1231-1245 LT during the deep convection phase, (c) 1331-1345 LT during the very deep convection phase and (d) 1416-1430 LT during the mature convection phase. The black lines are the same as in Fig. 2.

to the mixing. A method to disentangle the dilution from the latent heat release due to freezing consists in using another isentropic coordinate. Along with θ_e , frozen moist static energy, that is insensitive to any latent heat change, is used as an alternative isentropic coordinate in the following sections, in order to investigate the dilution of the updrafts in the whole troposphere.

On the one hand, the tropospheric overturning exhibited a gradual growth of its top from 5 km height during the congestus phase, through 13 km height during the deep convection phase up to 15 km height for the very deep convection phase. On the other hand, its intensification was rather explosive, with about $0.10 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ for the first two phases, to $0.15 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ for the very deep convection phase. For the next phase, mature convection, the height remained constant, whereas the intensity decreased back to $0.09 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. In the TTL, the $0.005 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ overturning of the very deep convection phase, split into an overshoot overturning of the same intensity below the tropopause, and a cross tropopause over-

turning of half the intensity. The variations of the tropospheric and of the overshoot overturning intensity, with the very deep convection phase standing out within all the phases, are in agreement with the evolution of the vertical mass flux given by Dauhut et al. (2016) for their Giga-LES of Hector.

b. Diabatic tendencies

The mixing of the air parcels with surrounding air and the latent heat release acted as breaks and engines in the dynamics of Hector. Both are represented in the frame of the isentropic analysis as diabatic tendencies. The diabatic tendencies are mass fluxes at constant level toward lower or higher values of the isentropic coordinate. They contribute to the deformation of the mass distributions with time. Depending on the isentropic coordinate, the mixing of the air parcels with surrounding air, the latent heat release due to ice processes, the radiative heating, and the loss of icy precipitation can induce diabatic tendencies. In

this section, the use in parallel of θ_e and the frozen moist static energy h_m as isentropic coordinates enable to disentangle the different sources of diabatic tendencies. The frozen moist static energy is defined in temperature unit:

$$h_m = T + \frac{g}{C_{pd}}z + \frac{L_v}{C_{pd}}r_v - \frac{L_f}{C_{pd}}(r_i + r_s + r_g) \quad (6)$$

where g is the acceleration of the gravity, L_f is the latent heat of fusion, r_i , r_s and r_g are the mixing ratio of cloud ice, snow and graupel, respectively. Whereas θ_e is insensitive to icy precipitation, h_m is insensitive to latent heat release. Furthermore, for both isentropic coordinates, the tendencies due to radiation were several orders of magnitude lower than the tendencies due to the other diabatic processes (McGee and van den Heever 2014). In practice, the computation of the diabatic tendencies $\langle \rho \dot{\theta}_e \rangle$ and $\langle \rho \dot{h}_m \rangle$ was made possible by the integration of the last term of the continuity equation (Eq. 5) over the isentropic coordinate. The quantification of the diabatic tendencies for the successive phases of convection are shown in Fig. 7. As it will be shown, the transition from deep to very deep convection is associated with a change of the dominant source of diabatic tendency in some regions of the free troposphere. These regions are visualized in the physical space in Fig. 8.

Below the freezing level, the diabatic tendencies showed a clear dipole during all phases and for both θ_e and h_m isentropic coordinates. In this part of the atmosphere, the mixing was the most important diabatic process. The latent heat absorption due to melting of ice was present only in a narrow band of altitudes below the freezing level (Figs. 7e,g). This layer presented a negative tendency with h_m too (Figs. 7f,h), because of more icy precipitation coming in than falling out. The remainder of the description of the diabatic tendencies below the freezing level is made from the isentropic analysis based on θ_e , similar conclusions can be drawn with h_m . A curve from 350 K at the surface, to 342 K at 4 km, delimited lower θ_e air parcels with positive tendency and higher θ_e air parcels with negative one. On the one hand, the air parcels with high θ_e were part of the updrafts that were cooled down and dried by the mixing with the surrounding air. On the other hand, the air parcels with θ_e closer to θ_e^{env} were warmed up and moistened by this mixing. The overall intensity of these tendencies due to mixing decreased with time, from $3 \cdot 10^{-5} \text{ kg m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ over a large range of altitudes (between the surface and 3 km) and of θ_{e0} (between 330 and 350 K) for the congestus phase, to a reduced area at 2 km altitude for the mature convection phase. The mixing of the updrafts with surrounding air at lower θ_e acted as a break for the convection, diminishing the updraft buoyancy. It eventually contributed to the atmosphere stabilization.

Along the freezing level, another dipole appeared with θ_e , from the deep convection phase onward (Figs. 7c,e,g).

At 0°C , the most important diabatic process that affected θ_e was the latent heat release/absorption due to the changes of phase involving ice. The absence of dipole in the isentropic diagrams based on h_m (Figs. 7d,f,h) further confirms that these diabatic tendencies were due to change in latent heat. Air parcels with θ_e higher than 340 K corresponded to updrafts that crossed the freezing level and whose θ_e increased because of the freezing of liquid water content or the deposition of water vapor. Air parcels with θ_e lower than 340 K corresponded to downdrafts that crossed the freezing level and whose θ_e decreased because of the melting of ice content. The release (absorption) of latent heat by the freezing (melting) of the hydrometeors in the updrafts (downdrafts) invigorated the convection, making more (less) buoyant air masses that already were.

Above the freezing level and below the -38°C isotherm (Fig. 7), air parcels with θ_e larger than 344 K showed a radical change in diabatic tendencies between the deep and very deep convection phases (Figs. 7c,e): from negative to positive. In contrast, their diabatic tendencies stayed negative during all phases when using h_m as the isentropic coordinate (Figs. 7d,f,h). The negative tendencies with h_m were due to mixing of the updrafts parcels with the drier, colder surrounding air, like below the freezing level. The latent heat release due to freezing and deposition is the positive contribution to the diabatic tendencies with θ_e , and it overrode the negative diabatic tendencies due to the mixing since the diabatic tendencies with θ_e were positive. The air parcels with θ_e larger than 344 K and between 5 and 10 km altitudes are visualized in the physical space in Fig. 8, around the tallest updrafts identified by Dauhut et al. (2016). For the deep convection phase, these parcels formed the updraft only. For the very deep convection phase, they formed the updrafts and a part of the surrounding cloud. For the mature convection phase, they made up the updrafts and a great part of the cloud between 5 and 10 km altitudes. The increasing volume of air exceeding $\theta_e = 344 \text{ K}$ reveals the warming and moistening of the free troposphere by the convective activity, and more accurately, by the latent heat release in the updrafts and their subsequent mixing with the surrounding air.

Above the -38°C isotherm, for the deep convection phase, the air parcels colder than the environment were warmed up, while the warmer ones were cooled down. For the very deep and mature convection phases, between -38°C isotherm and 13 km altitude, the positive tendency between $\theta_e = 345$ and 350 K was due to the mixing of the environmental air with the updrafts. Above 13 km altitude, part of the updrafts had lower θ_e and h_m than the environment. Their mixing with the warmer environmental air (positive diabatic tendency) led them to transport mass higher than their level of neutral buoyancy. In this case, the mixing had a positive impact on the convection strength.

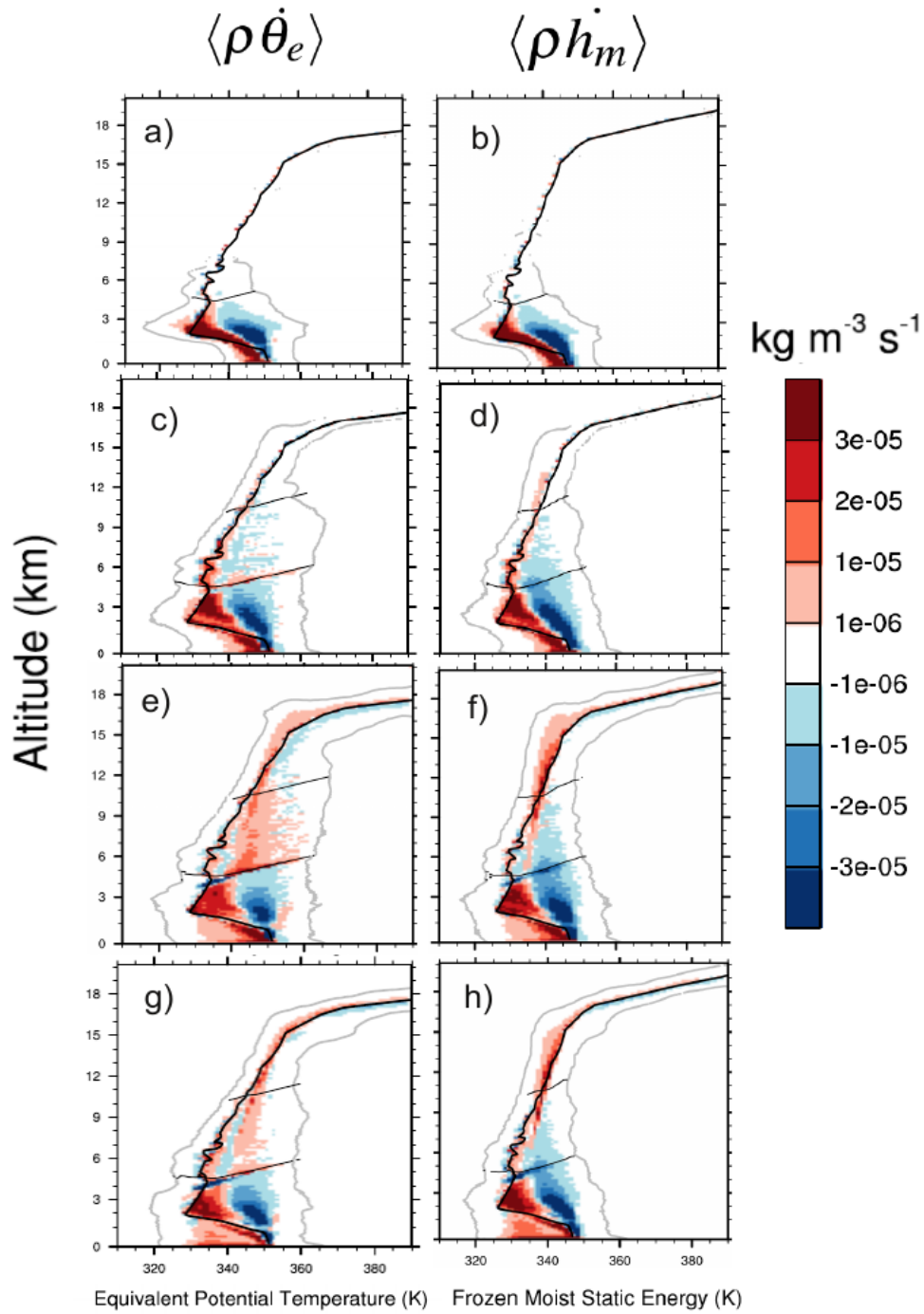


FIG. 7. Diabatic tendencies for the same time periods as in Fig. 6: (a,b) during the congestus convection phase, (c,d) during the deep convection phase, (e,f) during the very deep convection phase and (g,h) during the mature convection phase. The diagrams on the left use θ_e as the isentropic coordinate, the ones on the right use h_m . The black lines are the same as in Fig. 2. The envelop of the mass distributions of each period is shown with the gray lines.

Both mixing and latent heat release/absorption were the most important diabatic processes during the congestus, deep, very deep and mature convection phases. The mixing below the freezing level, and above for the deep convection phase only, led to negative diabatic tendencies in

the updrafts, attenuating the intensity of the convection. On the contrary, the latent heat release from hydrometeor freezing invigorated the convection. The transition from deep to very deep convection coincides with a change in the diabatic tendency inside the tallest updrafts: the latent

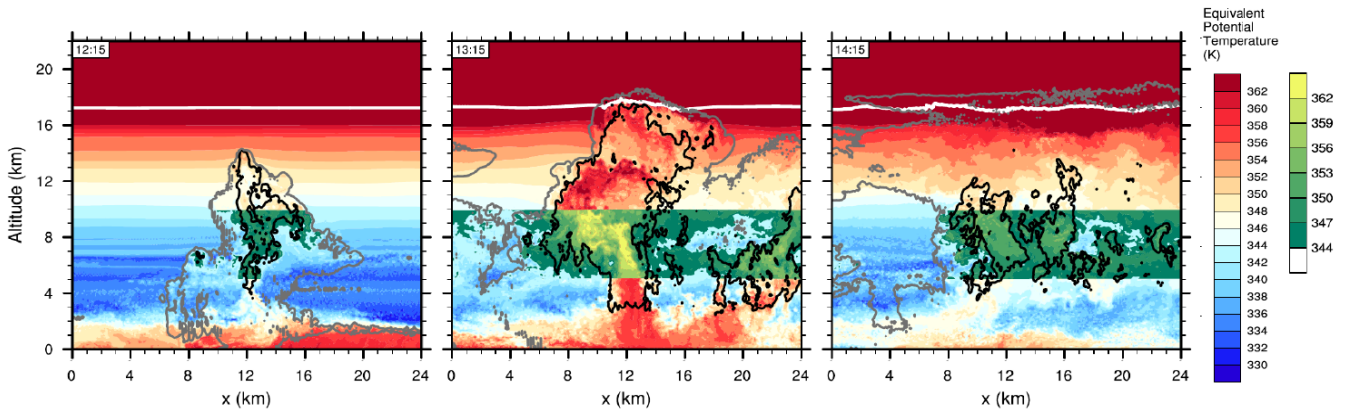


FIG. 8. Vertical cross sections of the tallest updrafts studied by Dauhut et al. (2016) at (a) 1215 LT, (b) 1315 LT and (c) 1415 LT. The color shading is the equivalent potential temperature, the black contour are the updrafts with a vertical velocity exceeding 10 m s^{-1} , and the grey contour is the cloud envelop. Yellow-green shadings overlay air parcels between 5 and 10 km altitudes and with θ_e over 344 K.

heat release due to the freezing of a large amount of hydrometeors overrode the loss of energy due to mixing with the drier, colder air of the environment. Above the level of neutral buoyancy of the ascending air masses, the mixing with the warmer environment also contributed to extend the transport upward.

c. Entrainment and detrainment

The entrainment is the incorporation of environmental air into a rising plume. Considering the updrafts, the entrainment rate ε quantifies their dilution by mixing with the surrounding air masses. A property that is conserved in absence of dilution, here h_m , is used to compute ε . The underlying assumption is that the rate of change of h_m due to precipitation of icy hydrometeors is negligible compared to the rate of change due to mixing. This assumption is valid except in a shallow layer around the freezing level, where more icy hydrometeors precipitate from aloft than fall out, since most of them melt. This exception leads to an overestimation of ε around the freezing level, when using h_m . In contrast, the use of θ_e avoids computing ε above the freezing level (Pauluis and Mrowiec 2013).

In the bulk formulation, the entrainment rate is the factor that scales the decrease with height of the conserved property inside the updraft, with the difference with the environmental value (first two members of Equation 7). In the frame of the isentropic analysis, the entrainment rate ε is deduced from Equation 7 as the ratio between the diabatic tendency and the vertical mass flux times the difference of h_m with the environment.

$$\varepsilon (h_m^{env} - h_m) = \frac{\partial h_m}{\partial z} \simeq \frac{\tilde{h}_m}{\tilde{w}} = \frac{\langle \rho \tilde{h}_m \rangle}{\langle \rho w \rangle} \quad (7)$$

The detrainment is the part of the vertical mass flux that exits the updrafts and that is released in the environment.

The detrainment rate δ quantifies the capability of the updrafts to redistribute air parcels at upper levels. In the frame of the isentropic analysis, it is computed from the entrainment rate and the vertical mass flux with the following expression:

$$\frac{\partial \langle \rho w \rangle}{\partial z} = (\varepsilon - \delta) \langle \rho w \rangle \quad (8)$$

Both the entrainment rate and the detrainment rate are shown for the successive convection phases in Fig. 9. Given the limits of the bulk model for the entrainment (de Rooy et al. 2013), only the bins where \tilde{w} and ε were positive are shown. The evolution of ε is first described, then the evolution of δ .

The entrainment rate ε during the congestus phase (Fig. 9a) contrasted from ε during the three next phases, with values exceeding 0.2 km^{-1} almost everywhere. The air parcels with ε around 0.3 km^{-1} during the congestus phases had ε around 0.1 km^{-1} during the deep convection phase (Fig. 9b). This contrast is in agreement with the slopes of the stream lines (Fig. 6), much more tilted for the congestus phase than for the later convection phases. From the deep convection phase onward (Figs. 9b,c,d), values of entrainment as low as 0.04 km^{-1} were found. Such low ε was found for air parcels with h_m about 350 K (close to h_m^{env} at the surface) below 4 km altitude during the deep convection phase. The minimum of ε is reached during the very deep convection phase, when values of ε lower than 0.06 km^{-1} were generalized for parcel with h_m around 350 K up to the freezing level and for most of the air parcels between the freezing level and the -38°C isotherm. Around the freezing level, the actual ε would have been lower if the contribution of the non-zero budget of icy precipitation were subtracted. After, during the mature convection phase (Fig. 7d), the entrainment rate got back to values similar to the deep convection phase.

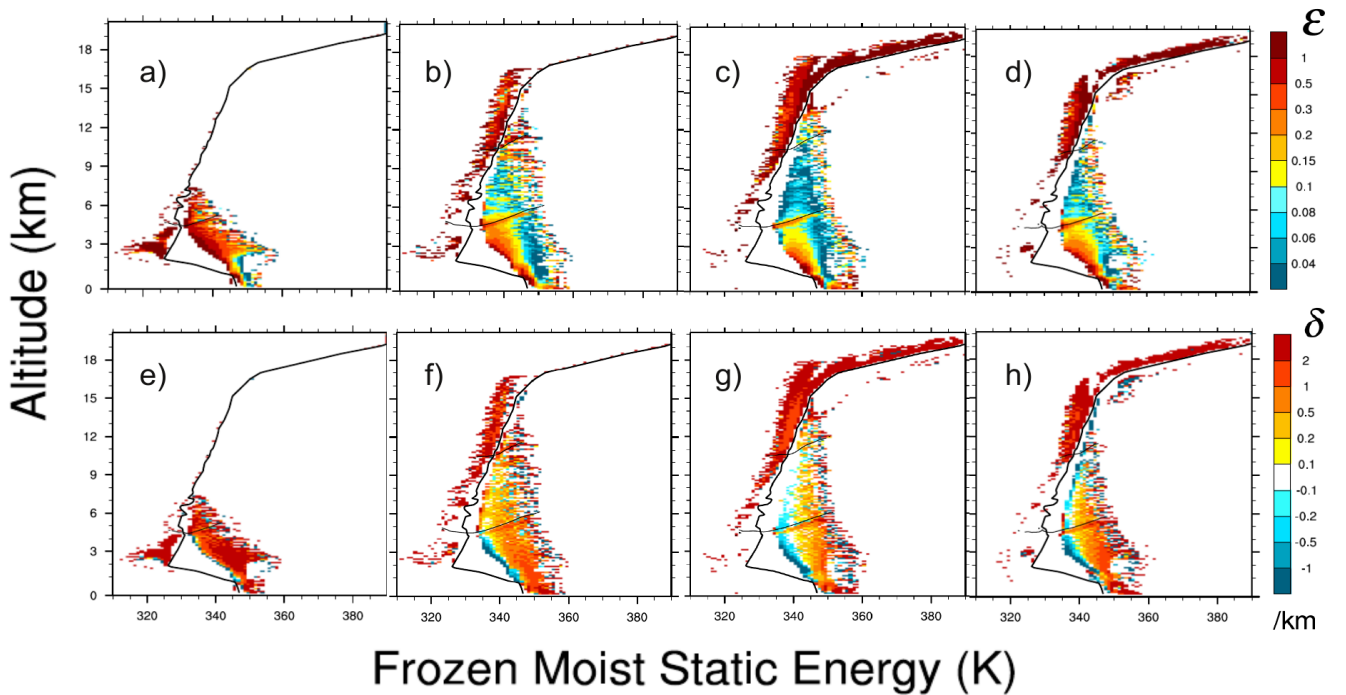


FIG. 9. (Top) entrainment rates and (bottom) detrainment rate for the same time periods as in Fig. 6: (a,e) during the congestus convection phase, (b,f) during the deep convection phase, (c,g) during the very deep convection phase and (d,h) during the mature convection phase. The black lines are the same as in Fig. 2.

For all phases, the computation of ε in the overshoot regions led to large values, about and over 1 km^{-1} .

The detrainment rate δ exhibited an evolution similar to ε . Although negative values of δ have not been hidden, they are unphysical and they reveal the limits of the bulk model. They were only found for the air parcels with positive \tilde{w} that had the lowest h_m . Like for ε , the maximum of δ occurred during the congestus phase, with δ over 1 km^{-1} for almost all the parcels, and the minimum during the very deep convection phase, with δ below 1 km^{-1} generalized to most of the air parcels with h_m between 340 and 350 K below 13 km altitudes. The deep and mature convection phases exhibited intermediate values. All the phases also showed large δ in the overshoot regions. The detrainment was large above the tropopause (at 17 km altitude) from the very deep convection phase onward.

The computation of ε exhibits a strong decrease in the updrafts dilution between the congestus and the deep convection phase. The extremely low entrainment rates during the deep and very deep convection phases (lower than 0.04 km^{-1}) confirm and even break the very low values found for the tallest updrafts of Hector (down to 0.08 km^{-1} in Dauhut et al. (2016)). The occurrence of the minimal entrainment in the troposphere during the very deep convection phase is confirmed at the scale of Hector. In the stratosphere, large entrainment and detrainment rates were found from the very deep convection phase onward.

5. Mass transport

The mass transport toward the stratosphere by Hector on the 30 November 2005 was quantified by Dauhut et al. (2016) that showed the vertical profiles of the air mass transports for the very deep convection phase. This study took into account the contribution of the two tallest updrafts, where the vertical velocity exceeded 10 m s^{-1} , in order to exclude the reversible transport due to gravity waves.

The isentropic analysis offers the possibility to quantify the transport with a radically different method. Neither coherent structures need to be evidenced, nor thresholds need to be defined. Furthermore, the isentropic quantification of the transport takes into account the irreversible transport by highly transient, incoherent, and turbulent eddies. The subsequent quantification is compared with the former Eulerian computations that take into account the transport by motions stronger than some threshold only, and that do not necessarily exclude all of the reversible mass transport.

The quantification of the transport by the isentropic analysis is based on the two-stream approximation. The two-stream approximation consists in considering that the whole overturning inside the analysis domain was made of two distinct branches: one ascending and one subsiding. In the frame of the isentropic analysis, the ascending/subsiding branch is made of all the bins where the ver-

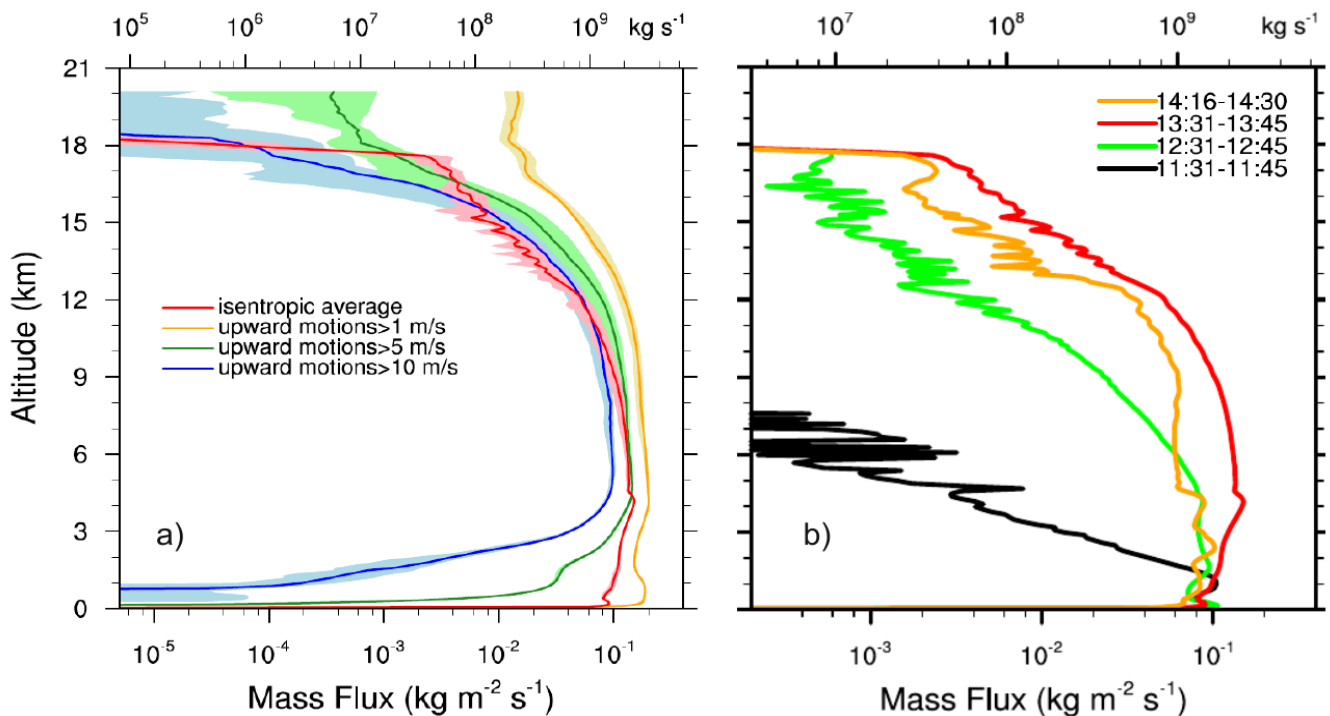


FIG. 10. (a) Vertical mass flux computed by (red) the isentropic analysis between 1331 and 1345 LT, compared to the transport due to all the upward motions stronger than (yellow) 1 m s^{-1} , (green) 5 m s^{-1} and (blue) 10 m s^{-1} . The thick lines show the averaged values while the color shades span between the minimum and maximum values taken during each 14-min period. (b) Averaged vertical mass flux computed by the isentropic analysis for the same time periods as in Fig. 6: (black) during the congestus convection phase, (green) during the deep convection phase, (red) during the very deep convection phase and (orange) during the mature convection phase.

tical mass flux (Fig. 2c) was positive/negative. The value of the vertical mass flux in the two-stream approximation is the integral of all the bins of the ascending branch. The isentropic quantification of the irreversible mass transport is averaged over the 1331 to 1346 LT time period, during the very deep convection phase.

The vertical profiles of the upward mass flux, for the isentropic analysis and for the Eulerian computation with three different thresholds on the vertical velocity, are compared in Fig. 10a during the very deep convection phase. The time variability is estimated with the quantification from the every minute output. It is described layer by layer, from the surface to the lower stratosphere. The difference obtained from the two methods is attributed to irreversible transport. The isentropic quantification of the irreversible mass transport is then shown for the successive phases of convection in Fig. 10b. The factor of conversion between total and areal vertical mass fluxes is the area covered by the analysis domain: $1.6 \cdot 10^{10} \text{ m}^2$.

In the lower troposphere up to 4 km altitude, the moderate velocities (i.e. less than 5 m s^{-1}) contributed extensively to the irreversible upward mass transport (Fig. 10a). Between 4 and 10 km altitudes, the upward mass transport computed with a threshold of 5 m s^{-1} was in the range of variability of the irreversible mass transport. Aloft

and up to 15.5 km altitude, a part of the upward motions stronger than 5 m s^{-1} was reversible whereas the threshold of 10 m s^{-1} gave an estimate in the range of variability of the irreversible transport. Beyond 16.5 km altitude, the stratification gets stronger with the altitude. The gravity waves are more present and the mass transport due to the updrafts stronger than 5 m s^{-1} , or even 10 m s^{-1} , is partly reversible. Nevertheless, the irreversible transport was larger than the ones computed with these thresholds between 16.5 and 18 km altitudes. So, moderate vertical velocities also contributed significantly to the net transport from the troposphere to the stratosphere. In the stratosphere, beyond 18 km altitude, the irreversible transport dropped down. The Eulerian computations overestimated the upward mass flux whatever the threshold of vertical velocity. This overestimation would have been corrected if the mass flux was estimated in cloudy updrafts only (as it is often done). This was not done here in order to highlight the strong dependence of the mass flux to the vertical velocity. In the lower troposphere and in the TTL, the Eulerian computation of the flux spans over several order of magnitude, depending on the threshold of vertical velocity used to define the updrafts.

The comparison of the irreversible upward mass fluxes for the successive convection phases is shown in Fig. 10b.

The congestus phase contrasted from the three later phases with a mass flux that dropped sharply with altitude, from 2 km altitude upward. Large variations of the mass flux profiles with altitude were observed between 13 and 17 km altitudes for the deeper convection phases. These variations might be caused by the fact that the updrafts and the environment had similar values for θ_e in these range of altitudes. In agreement with the Eulerian computation (Dauhut et al. 2016), the upward mass flux increased from the deep to the very deep convection phase, and decreased back for the mature convection phase. The maximum of the upward mass flux profiles matches with the intensity of the tropospheric overturnings evidenced with the isentropic stream functions. The variations below the freezing level of the mature convection profile might be due to the occurrence of strong downdrafts. At the tropopause (17 km altitude), the value of the upward mass fluxes, $3.5 \cdot 10^{-3} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ during the very deep convection phase, exceeds slightly the intensity of transport diagnosed from the overshoot overturning intensity. This may be due to the insufficient bin resolution of the isentropic diagrams in the tropopause region.

The isentropic analysis allows to estimate the irreversible mass transport without defining any threshold, filtering out reversible motions and taking into account the contribution of small-amplitude motions. The computation with the isentropic method contrasted from the Eulerian results that span over several order of magnitude depending on the threshold in the lower troposphere and in the lower stratosphere. The Eulerian computation with 10 m s^{-1} threshold gave though a close estimate of the irreversible mass flux in the upper troposphere. In the mid-troposphere, isentropic and Eulerian estimates with 5 m s^{-1} are in good agreement. Finally, the isentropic computation confirms the temporal variation of the upward mass flux showed by Dauhut et al. (2016), with a maximum during the very deep convection phase.

6. Conclusion

A Large-Eddy Simulation (200-m horizontal grid spacing and 1 min time resolution) performed by Dauhut et al. (2015) was used to quantify the irreversible mass flux across the troposphere by Hector the Convecton on 30 November 2005. The isentropic analysis filtered out the buoyant oscillations by averaging the contribution of thermodynamically similar air parcels, and took into account the mass flux due to small-amplitude motions thanks to the absence of threshold. Two key circulations due to Hector were evidenced by the isentropic stream function.

The tropospheric overturning transported energetic air parcels from the surface to their level of neutral buoyancy, and less energetic air parcels, thermodynamically similar to the environment, from the upper troposphere to the surface. The intensity of the tropospheric overturning

was about $0.1 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ from the congestus convection phase to the mature convection phase, except during the very deep convection phase when its intensity increased to $0.15 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. As shown by Dauhut et al. (2016), the updrafts contributed significantly to the upward mass transport while the downdrafts tempered this upward mass transport, especially in the upper troposphere and just below the freezing level.

This intensification was due to both an increase of the air mass flux from the surface, and the collection of less energetic air parcels from the lower free troposphere into the ascending branch. An ascending branch that started from a 4-km-deep layer above the surface was also found for an other tropical deep convective case (Mrowiec et al. 2015). Air parcels from the lower free-troposphere (2 to 4 km altitudes) are the least energetic air parcels, but they may rise entrained by the updrafts when they are close enough to saturation and uplifted by cold pools (Dauhut et al. 2016). The isentropic stream function reveals that this extra mass flux rose high enough to freeze its water content and thus contributed to the latent heating.

The overshoot overturning transported upward air parcels beyond their level of neutral buoyancy. It extended up to 18 km during the very deep convection phase whereas it split into two circulations that were separated by the 16 km altitude during the mature convection phase.

The irreversible mass transport computed by the isentropic analysis was about $10^{-1} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ from the surface up to 11 km altitude. Above 11 km altitude, the mass flux decreased exponentially with altitude, down to $3.5 \cdot 10^{-3} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ at 17 km altitude (the tropopause). It dropped to zero just above 18 km altitude. The isentropic mass flux computation is compared to the Eulerian computations that used 10 and 5 m s^{-1} thresholds on the vertical velocity field. The isentropic estimate is one order of magnitude larger than the Eulerian ones at the tropopause and in the lower troposphere. This difference was attributed to the contribution of the small-amplitude motions. In contrast, the isentropic estimate of the mass flux is slightly lower than the Eulerian estimates between 13 and 15 km altitudes. The estimates were though in the range of the temporal variability of one another. The larger estimates of the Eulerian approach were attributed to the reversible motions like gravity waves, that actually do not transport mass. Mrowiec et al. (2015) compared the Eulerian and isentropic computations of the vertical mass flux for an other deep convective event around Darwin. The Eulerian computation based on a positive velocity threshold gave a 50 % larger estimate than the isentropic computation. The maximum of the isentropic vertical profile occurred just below the freezing level, like in this study. Its value ($0.06 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) was however lower than the maximum of the deep and mature convection profiles of Hector.

The isentropic analysis allowed also to retrieve the diabatic tendencies, even if they were not computed during

the simulation run. In the frame of active deep convection, the tendencies due to radiation were neglected. The mixing of the air parcels with their surrounding environment was distinguished from the latent heat release by the use of two different isentropic coordinates. The entrainment and detrainment rates were then quantified using the estimate of the mixing. Both entrainment and detrainment rates exhibited a minimum during the very deep convection phase, with values as low as 0.04 and 0.1 km⁻¹, respectively, for many air parcels between 1 and 11 km altitudes. The isentropic analysis confirmed the existence of weakly diluted air parcels especially during the very deep convection phase. These entrainment rates stand in contrast with the values down to 0.25 km⁻¹ found for deep convection up to 12 km altitude over ocean (Kuang and Bretherton 2006), and down to 0.1 km⁻¹ for deep convection reaching 14 km altitude over Amazonia (Khairoutdinov and Randall 2006). Energetic air parcels were extensively detrained (δ larger than 2 km⁻¹) below the freezing level, while less energetic air parcels than the environment were detrained above 13 km altitude. This illustrates the stabilizing effect of Hector on its environment.

The diabatic tendencies further revealed a change in regime between the deep and the very deep convection phases. During the very deep convection phase, the positive tendency by latent heating due to ice processes overrode the negative tendency due to the mixing of the rising air parcels with the surrounding air. In contrast, during the deep convection phase, such large contribution of the latent heat release was confined to the vicinity of the freezing level. The layer in which the latent heating was larger than the mixing tendency was about 5.5 km deep and corresponded to the mixed-phase cloud region. Large amount of supercooled cloud water, up to 1 g kg⁻¹, was simulated in the updrafts of this region. The latent heating in this region originated from both freezing and deposition, since Bergeron process was efficient in this range of altitudes (McGee and van den Heever 2014). The sensitivity of the diabatic tendencies to the microphysical scheme needs though to be further investigated and the isentropic analysis provides a convenient frame for such an intercomparison.

Acknowledgments. This research was supported by the StratoClim project funded by the European Union Seventh Framework Programme under grant agreement no 603557. Computer resources were allocated by GENCI through projects 90569 and 100231 (Grand Challenge Turing). ATUPS, COMUE.

References

- Chaboureau, J.-P., J.-P. Cammas, J. Duron, P. J. Mascart, N. M. Sitenkov, and H.-J. Voessing, 2007: A numerical study of tropical cross-tropopause transport by convective overshoots. *Atmos. Chem. Phys.*, **7**, 1731–1740, doi:10.5194/acp-7-1731-2007.
- Dauhut, T., J.-P. Chaboureau, J. Escobar, and P. Mascart, 2015: Large-eddy simulation of Hector the convective making the stratosphere wetter. *Atmos. Sci. Lett.*, **16**, 135–140, doi:10.1002/asl2.534.
- Dauhut, T., J.-P. Chaboureau, J. Escobar, and P. Mascart, 2016: GigaLES of Hector the convective and its two tallest updrafts up to the stratosphere. *J. Atmos. Sci.*
- de Rooy, W. C., and Coauthors, 2013: Entrainment and detrainment in cumulus convection: an overview. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **139**, 1–19.
- Dessler, A. E., 2002: The effect of deep, tropical convection on the tropical tropopause layer. *J. Geophys. Res.*, **107**(D3), 4033, doi:10.1029/2001JD000511.
- Emanuel, K. A., 1994: *Atmospheric convection*. Oxford University Press.
- Gettelman, A., M. L. Salby, and F. Sassi, 2002: Distribution and influence of convection in the tropical tropopause region. *J. Geophys. Res.*, **107**(D10), 1601–1604, doi:10.1029/2001JD001048.
- Glenn, I. B., and S. K. Krueger, 2014: Downdrafts in the near cloud environment of deep convective updrafts. *J. Adv. Model. Earth Syst.*, **6**, 1–8, doi:10.1002/2013MS000261.
- Khairoutdinov, M. F., and D. A. Randall, 2006: High-resolution simulation of shallow-to-deep convection transition over land. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 3421–3436.
- Kuang, Z., and C. S. Bretherton, 2006: A mass-flux scheme view of a high-resolution simulation of a transition from shallow to deep cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, **63**(7), 1895–1909, doi:10.1175/JAS3723.1.
- Küpper, C., J. Thuburn, G. C. Craig, and T. Birner, 2004: Mass and water transport into the tropical stratosphere: A cloud-resolving simulation. *J. Geophys. Res.*, **109**, D10 111, doi:10.1029/2004JD004541.
- Lafore, J.-P., and Coauthors, 1998: The Meso-NH Atmospheric Simulation System. Part I: adiabatic formulation and control simulations. *Ann. Geophys.*, **16**, 90–109, doi:10.1007/s00585-997-0090-6.
- Liu, C., and E. J. Zipser, 2005: Global distribution of convection penetrating the tropical tropopause. *J. Geophys. Res.*, **110**, D23 104, doi:10.1029/2005JD006063.
- McGee, C. J., and S. C. van den Heever, 2014: Latent Heating and Mixing due to Entrainment in Tropical Deep Convection. *J. Atmos. Sci.*, **2**, 816–832.
- Mrowiec, A. A., O. M. Pauluis, A. M. Fridlind, and A. S. Ackerman, 2015: Properties of a Mesoscale Convective System in the Context of an Isentropic Analysis. *J. Atmos. Sci.*, **72**, 1945–1962.
- Pauluis, O. M., and A. A. Mrowiec, 2013: Isentropic analysis of convective motions. *J. Atmos. Sci.*, **70**, 3673–3688.

Conclusions et perspectives

L'impact des orages tropicaux sur la composition de la stratosphère est un phénomène difficile à appréhender car il fait intervenir des processus d'échelles spatio-temporelles très différentes. Ses conséquences sur le climat à l'échelle de notre planète motivent les études qui lui sont dédiées. À l'échelle des systèmes convectifs, les processus internes aux orages (ascendances, mélange turbulent) et à leur sommet (percées nuageuses) sont les acteurs du transport convectif, de la couche limite à la basse stratosphère. Ils sont à la fois difficiles à observer et nécessitent des résolutions de l'ordre de la centaine de mètres pour être correctement simulés. L'étude détaillée de l'orage *Hector the Convecteur* a pour buts principaux d'estimer la contribution des orages tropicaux au flux d'eau de la troposphère à la stratosphère et d'améliorer la compréhension des processus sur lesquelles cette contribution repose. L'orage Hector du 30 novembre 2005, au-dessus duquel des percées nuageuses ont été observées jusqu'à 18 km d'altitude, a été sélectionné en tant qu'archétype des orages tropicaux qui hydratent la stratosphère.

La contribution des orages tropicaux à l'hydratation de la stratosphère est évaluée à partir du calcul de l'injection d'eau en stratosphère par Hector. Les percées nuageuses observées à son sommet le 30 novembre 2005 ont injecté de la glace en basse stratosphère. Alors qu'une grande partie est retombée en troposphère, le reste s'est sublimé pour former une poche d'humidité, estimée à

3 000 tonnes de vapeur d'eau supplémentaire en stratosphère. En extrapolant ce résultat à l'ensemble des orages qui atteignent la stratosphère, dénombrés par une climatologie d'observations spatiales, l'hydratation de la stratosphère par les orages tropicaux pourrait contribuer à hauteur de 18 % au flux global d'eau de la troposphère à la stratosphère.

Pour mieux comprendre comment la convection très profonde peut affecter la composition de la stratosphère, les processus internes à Hector ont été étudiés en détail et la part irréversible du transport a été quantifiée. Le transport par les ascendances, leur dilution par l'air environnant, les sources de flottabilité et l'organisation par les processus en surface ont été analysés à partir de simulations de l'orage Hector sélectionné. Ces simulations ont été réalisées avec le modèle Méso-NH sur des grilles de 100 à 1 600 m de côté, les plus fines permettant la représentation explicite des ascendances, des tourbillons les plus énergétiques à l'intérieur du nuage et des processus dynamique en surface.

Le transport convectif jusqu'en stratosphère est l'œuvre d'une multitude d'ascendances internes à l'orage. Statistiquement, les ascendances les plus vigoureuses ont des vitesses ascendantes supérieures à 16 m/s sur une grande partie de la troposphère et dépassant les 20 m/s en milieu de troposphère. Les ascendances les plus chargées en hydrométéores présentent des contenus en eau supérieurs à 11 g/kg dans la moitié supérieure de la troposphère. Analysées individuellement, les deux plus grandes ascendances pendant la phase de percée en stratosphère contribuent à elles seules à plus de 90 % du flux de masse à travers la couche de tropopause tropicale (TTL). Ces deux ascendances se démarquent des plus grandes ascendances des phases de convection moins intenses, pendant le développement vertical de l'orage et pendant sa phase mature. Elles sont plus larges (plus de 8 km de largeur effective en milieu de troposphère), plus vigoureuses (0,1 m/s² de flottabilité moyenne et des vitesses ascendantes atteignant

50 m/s), et elles transportent plus d'hydrométéores (contenu moyen en eau approchant la valeur de 11 g/kg trouvée pour les ascendances les plus chargées). Collectivement, les ascendances produisent un flux irréversible de masses d'air hautement énergétique et à flottabilité élevée, formant une circulation de l'ordre de 10^{-1} kg/m²/s de la surface à 12 km d'altitude pendant la phase de convection la plus intense. Les ascendances des percées nuageuses au sommet de Hector forment simultanément un flux irréversible de masses d'air à flottabilité négative, dont environ $3 \cdot 10^{-3}$ kg/m²/s traversent la tropopause.

L'entraînement d'air environnant à l'intérieur des ascendances vient moduler ce transport convectif. L'entraînement calculé sur l'ensemble des ascendances apparaît important à la base du nuage (environ 1,2 /km) et favorable au développement d'ascendances vigoureuses et transportant beaucoup d'eau. Calculé à partir des tendances diabatiques à l'échelle de l'orage, l'entraînement apparaît au contraire très faible pour les masses d'air les plus énergétiques, diminuant jusqu'à 0,04 /km pendant la phase de percée en stratosphère. Calculé à l'échelle des plus grandes ascendances de convection très profonde, l'entraînement d'air est effectivement très réduit (0,08 /km), de la base de l'ascendance à son sommet au niveau de la tropopause. Ces ascendances, déterminantes pour le transport à travers la TTL, apparaissent peu diluées, moins diluées que celles des phases de convection moins intenses. Ceci concorde avec leur large diamètre effectif et le fait que le mélange turbulent affecte plus leur bord que leur cœur convectif. Ces deux plus grandes ascendances de convection très profonde s'approchent des *hot towers* postulées par Riehl and Malkus (1958).

La condensation en hydrométéores de la vapeur d'eau, lors de son transport de la couche limite à la basse stratosphère, est à la fois une charge pour les ascendances et la source d'énergie qui leur est nécessaire pour atteindre la stratosphère. À l'échelle des plus grandes ascendances, la charge en hydromé-

téores correspond à une division par deux de la flottabilité moyenne. Pour les plus grandes ascendances de convection très profonde, le gain en flottabilité dû au dégagement de chaleur latente est présent jusqu'à 10 km d'altitude au moins, ce qui est en accord avec la présence d'eau surfondue de l'ordre de 10^{-1} g/kg jusqu'à cette altitude. La quantification de ce gain en flottabilité nécessite une étude plus détaillée. A l'échelle de l'orage, le calcul de la tendance diabatique nette confirme l'importance du dégagement de chaleur latente en moyenne troposphère, renforcé avec la formation des hydrométéores glacés. La capacité des orages à atteindre la stratosphère est donc liée à leur capacité à dégager suffisamment de chaleur latente pour contrebalancer la tendance diabatique négative due à la dilution par le mélange avec l'air environnant.

L'organisation de la convection dans Hector pour atteindre la stratosphère est pilotée par des processus en surface. Les ascendances, et en particulier les plus grandes, se développent au-dessus de zones d'intense convergence du flux d'humidité en surface, organisées sous forme de lignes de convergence. Ces lignes de convergence apparaissent le long des fronts de brise de mer le matin, et se déplacent, poussées par les poches froides générées par l'évaporation des précipitations. La progression de ces lignes de convergence au sein de la couche limite chaude et humide à la surface des îles, et leur intensification lorsque ces lignes se rencontrent, coïncident avec l'approfondissement de la convection jusqu'à atteindre la stratosphère. L'activité convective diminue et n'atteint plus la stratosphère lorsque les larges poches froides des cumulonimbus remplacent définitivement l'air chaud de la surface des îles, causant une chute des températures en couche limite pouvant atteindre une dizaine de degrés. Les poches froides générées par les cumulonimbus qui atteignent la stratosphère sont suffisamment importantes pour expulser les lignes de convergence en dehors des îles, amorçant ainsi le déclin définitif de l'activité convective.

Le développement de Hector, incluant sa phase de percée en stratosphère, est reproduit de manière satisfaisante par le modèle Méso-NH avec les résolutions horizontales de 100 à 1 600 m. L'hydratation de la stratosphère est estimée entre 2 200 et 4 500 tonnes d'eau par les différentes simulations ; celles à 100 et 200 m donnant des estimations qui diffèrent de moins de 20 %. Les statistiques sur les propriétés des ascendances et l'évolution temporelle du contenu en eau en stratosphère reflètent également la quasi-convergence entre les simulations à 100 et 200 m. Cependant la convergence est partielle. Des simulations réalisées à plus fines résolutions permettraient de vérifier s'il est possible d'obtenir une meilleure convergence, de connaître la résolution critique à partir de laquelle elle est atteinte et enfin d'estimer quelle résolution offre des résultats satisfaisants (en terme d'estimation de l'hydratation de la stratosphère par exemple) tout en minimisant les coûts numériques. À ce jour, la résolution de 200 m est celle qui remplit au mieux ces critères.

Plusieurs aspects de Hector restent à étudier. La méthode originale d'identification a vocation à servir à l'étude d'autres caractéristiques des ascendances. Par exemple, il serait intéressant de relier l'intensité de la convergence du flux d'humidité à la base des ascendances à leur développement vertical. Des développements supplémentaires sont nécessaires pour que l'identification se fasse également au cours du temps, afin de permettre le suivi temporel des ascendances et de mieux appréhender leur cycle de vie. Enfin, il est possible d'appliquer la méthode à d'autres objets que les ascendances, comme les subsidences (e.g. Park et al., 2016), les poches froides en surface ou les percées nuageuses au sommet des cumulonimbus, afin de les caractériser.

Les processus de transport et de mélange de l'air troposphérique en stratosphère sont, dans une certaine mesure, résolus par la simulation à 200 m, dont les sorties ont été sauvegardées toutes les minutes. Leur analyse détaillée au

niveau des percées nuageuses au sommet de Hector offre la perspective d'une compréhension plus fine des échanges troposphère-stratosphère dûs à la convection. La compétition entre sublimation et sédimentation des cristaux de glace nécessite d'être décrite avec plus de précision, à l'échelle des percées nuageuses. Une piste de travail complémentaire sera d'étudier les limites du schéma microphysique ICE3, et éventuellement de l'améliorer pour les régions à très basse température comme la TTL. Toujours dans l'optique d'étudier la représentation des processus microphysiques, il est possible d'utiliser le schéma LIMA sur le même cas de Hector et de comparer le mélange, les chauffages diabatiques et les taux d'entraînement obtenus avec les différents schémas microphysiques.

L'importance du dégagement de chaleur latente et le rôle des poches froides dans la transition de la convection profonde à très profonde ont été montrés. Il est possible de mieux les mettre en évidence, voire de les quantifier, en lançant par exemple des simulations de Hector où l'énergie dégagée ou absorbée par certains changements de phases de l'eau est réduite à zéro, et en observant les conséquences de ce changement (e.g. Khairoutdinov et al., 2009). Également, des bilans des processus microphysiques permettent de quantifier les échanges d'énergie associés. Enfin, le suivi lagrangien des masses d'air ouvre la perspective d'une meilleure connaissance de l'origine de l'air qui alimente les ascendances et les poches froides, et de la succession de processus microphysiques que ces masses d'air subissent au cours de leurs trajectoires (e.g. McGee and van den Heever, 2014).

L'orage Hector a été choisi comme archétype des orages tropicaux qui hydratent la stratosphère. Il n'est cependant pas représentatif de la diversité des orages de convection très profonde. Les résultats obtenus ici pour Hector nécessitent d'être confirmés dans d'autres environnements tropicaux. Les études déjà entreprises dans la thèse et celles envisagées dans un futur proche seraient

très intéressantes à appliquer à d'autres cas d'étude du continent maritime, mais aussi du bassin du Congo ou des Amériques, où la brise de mer n'est pas toujours présente pour initier la convection. En suivant cette piste, il est possible de vérifier si les hétérogénéités de surface jouent un rôle similaire au contraste entre terre et mer pour Hector. L'identification systématique des processus clés dans la transition de convection profonde à très profonde pour les différents cas permettrait une caractérisation plus robuste de cette transition. Des simulations à différentes résolutions pourront confirmer l'importance de mailles hectométriques pour représenter les processus déterminants. L'utilisation des CRM en mode LES pour l'étude de la convection profonde (et très profonde) a vocation à devenir de plus en plus courante. Des simulations à résolution hectométrique de cas réels de convection profonde, au contraire des conditions semi-idéalisées employées ici, présentent l'avantage de pouvoir être confrontées directement aux observations tout en permettant des tests de sensibilité en altérant artificiellement les processus qui apparaissent déterminants. Les campagnes de mesure à venir, comme en 2017 dans le golfe du Bengale pour le projet StratoClim, apporteront de nouvelles données pour l'étude des échanges convectifs entre troposphère et stratosphère, et des processus dont ces échanges dépendent.

L'estimation donnée ici de la contribution des orages tropicaux à l'hydratation de la stratosphère pourrait donc être modulée par des études LES d'autres cas de convection très profonde. À l'échelle globale et pour des intégrations plus longues, l'utilisation des GCM reste incontournable. Seulement la représentation de la convection très profonde par leurs schémas de paramétrisation de la convection profonde pourrait être améliorée, notamment en y intégrant la possibilité de transport jusqu'en stratosphère. Les simulations LES d'autres cas de convection très profonde, contraintes par des observations, pourraient servir de cobayes pour roder ces améliorations. Le déclenchement de la convection pro-

fonde par ces schémas peut également être confronté aux données des simulations LES. Le schéma de Rochetin et al. (2014) par exemple, qui fait dépendre le déclenchement de la convection profonde à la largeur des ascendances à la base des nuages d'échelle sous-maille (dont la distribution dépend de paramétrisations), pourrait être testé en tirant profit de la méthode d'identification des ascendances. La dépendance du déclenchement de la convection aux processus de soulèvement mis en avant par le schéma de Rio et al. (2013) peut également être vérifiée par les LES qui représentent correctement les poches froides. L'utilisation de LES permet enfin de valider les expressions des taux d'entraînement et de déentraînement implémentés dans ces schémas (de Rooy et al., 2013). Une alternative à l'emploi des GCM serait d'utiliser les CRM sur des domaines de la taille d'un continent, voire de la planète (comme la simulation pionnière de Miura et al., 2007). À ces échelles, les calculs de l'hydratation de la stratosphère par les populations d'orages tropicaux permettraient de raffiner l'estimation de leur contribution au flux total d'eau de la troposphère à la stratosphère.

Bibliographie

- Adler, R. F., and R. A. Mack, 1986 : Thunderstorm cloud top dynamics as inferred from satellite observations and a cloud top parcel model. *J. Atmos. Sci.*, **43 (18)**, 1945–1960, doi : 10.1175/1520-0469(1986)043<1945 :TCTDAI>2.0.CO ;2.
- Anderson, N. F., C. A. Grainger, and J. L. Stith, 2005 : Characteristics of strong updrafts in precipitation systems over the central tropical pacific ocean and in the amazon. *Journal of Applied Meteorology*, **44 (5)**, 731–738, doi :10.1175/JAM2231.1.
- Arakawa, A., and W. H. Schubert, 1974 : Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment : Part I. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 674–701.
- Bechtold, P., M. Köhler, T. Jung, F. Doblas-Reyes, M. Leutbecher, M. J. Rodwell, F. Vitart, and G. Balsamo, 2008 : Advances in simulating atmospheric variability with the ecmwf model : From synoptic to decadal time-scales. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **134 (634)**, 1337–1351, doi : 10.1002/qj.289.
- Betts, A. K., 1976 : The thermodynamic transformation of the tropical subcloud layer by precipitation and downdrafts. *J. Atmos. Sci.*, **33 (6)**, 1008–1020, doi :10.1175/1520-0469(1976)033<1008 :TTTOTT>2.0.CO ;2.
- Bretherton, C. S., 1997 : *Entrainment, Detrainment and Mixing in Atmospheric Convection*, 211–230. Springer Netherlands, Dordrecht, doi :10.1007/978-94-015-8828-7-8.
- Brewer, A. W., 1949 : Evidence for a world circulation provided by the measurements of helium and water vapour distribution in the stratosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **75 (326)**, 351–363, doi :10.1002/qj.49707532603.

- Brunner, D., and Coauthors, 2009 : The SCOUT-O3 Darwin Aircraft Campaign : rationale and meteorology. *Atmos. Chem. Phys.*, **9**, 93–117.
- Bryan, G. H., and M. J. Fritsch, 2000 : Moist absolute instability : The sixth static stability state. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **81** (6), 1207–1230, doi :10.1175/1520-0477(2000)081<1287 :MAITSS>2.3.CO ;2.
- Butchart, N., 2014 : The Brewer-Dobson circulation. *Rev. Geophys.*, **52**, 157–184, doi : 10.1002/2013RG000448.
- Byers, H. R., and R. R. Braham Jr., 1949 : *The Thunderstorm : Report of the Thunderstorm Project*. U.S. Government Printing Office, 282pp.
- Cadeddu, M. P., J. C. Liljegren, and D. D. Turner, 2013 : The atmospheric radiation measurement (arm) program network of microwave radiometers : instrumentation, data, and retrievals. *Atmospheric Measurement Techniques*, **6** (9), 2359–2372, doi :10.5194/amt-6-2359-2013.
- Carbone, R. E., J. W. Wilson, T. D. Keenan, and J. M. Hacker, 2000 : Tropical Island Convection in the Absence of Significant Topography. Part I : Life Cycle of Diurnally Forced Convection. *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 3459–3480.
- Chaboureaud, J.-P., J.-P. Cammas, J. Duron, P. J. Mascart, N. M. Sitnikov, and H.-J. Voessing, 2007 : A numerical study of tropical cross-tropopause transport by convective overshoots. *Atmos. Chem. Phys.*, **7**, 1731–1740, doi :10.5194/acp-7-1731-2007.
- Chaboureaud, J.-P., F. Guichard, J.-L. Redelsperger, and J.-P. Lafore, 2004 : The role of stability and moisture in the development of convection. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **130**, 3105–3117.
- Chemel, C., M. R. Russo, J. A. Pyle, R. S. Sokhi, and C. Schiller, 2009 : Quantifying the imprint of a severe Hector thunderstorm during ACTIVE/SCOUT-O3 onto the water content in the upper troposphere/lower stratosphere. *Mon. Wea. Rev.*, **137**, 2493–2514, doi : 10.1175/2008MWR2666.1.
- Corti, T., B. P. Luo, Q. Fu, H. Vömel, and T. Peter, 2006 : The impact of cirrus clouds on tropical troposphere-to-stratosphere transport. *Atmos. Chem. Phys.*, **6**, 2539–2547.
- Corti, T., and Coauthors, 2008 : Unprecedented evidence for deep convection hydrating the tropical stratosphere. *Geophys. Res. Lett.*, **35**, L10 810, doi :10.1029/2008GL033641.

- Cotton, R. W., and Coauthors, 2003 : Rams 2001 : Current status and future directions. *Meteorology and Atmospheric Physics*, **82 (1)**, 5–29, doi :10.1007/s00703-001-0584-9.
- Cotton, W. R., G. Bryan, and S. C. Van den Heever, 2010 : *Storm and cloud dynamics*. Academic press, vol. 99.
- Crook, N. A., 2001 : Understanding Hector : The Dynamics of Island Thunderstorms. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 1550–1563.
- Cuxart, J., P. Bougeault, and J.-L. Redelsperger, 2000 : A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **126**, 1–30, doi : 10.1002/qj.49712656202.
- Damiani, R., G. Vali, and S. Haimov, 2006 : The structure of thermals in cumulus from airborne dual-doppler radar observations. *J. Atmos. Sci.*, **63 (5)**, 1432–1450, doi :10.1175/JAS3701.1.
- Danielsen, E. F., 1982 : A dehydration mechanism for the stratosphere. *Geophys. Res. Lett.*, **9(6)**, 605–608.
- Danielsen, E. F., 1993 : In situ evidence of rapid, vertical, irreversible transport of lower tropospheric air into the lower tropical stratosphere by convective cloud turrets and by larger-scale upwelling in tropical cyclones. *J. Geophys. Res.*, **98(D5)**, 8665–8681.
- de Reus, M., and Coauthors, 2009 : Evidence for ice particles in the tropical stratosphere from in-situ measurements. *Atmos. Chem. Phys.*, **9 (18)**, 6775–6792, URL <http://www.atmos-chem-phys.net/9/6775/2009/>.
- de Rooy, W. C., and A. P. Siebesma, 2008 : A simple parameterization for detrainment in shallow cumulus. *Mon. Wea. Rev.*, **136 (2)**, 560–576.
- de Rooy, W. C., and Coauthors, 2013 : Entrainment and detrainment in cumulus convection : an overview. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **139**, 1–19.
- Deardorff, J. W., 1980 : Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model. *Boundary-Layer Meteorology*, **18 (4)**, 495–527, doi :10.1007/BF00119502.
- Del Genio, A. D., and J. Wu, 2010 : The role of entrainment in the diurnal cycle of continental convection. *J. Climate*, **23**, 2722–2738.

- Derbyshire, S. H., I. Beau, P. Bechtold, J.-Y. Grandpeix, J.-M. Piriou, J.-L. Redelsperger, and P. M. M. Soares, 2004 : Sensitivity of moist convection to environmental humidity. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **130 (604)**, 3055–3079, doi :10.1256/qj.03.130.
- Dessler, A. E., 2002 : The effect of deep, tropical convection on the tropical tropopause layer. *J. Geophys. Res.*, **107(D3)**, 4033, doi : 10.1029/2001JD000511.
- Dessler, A. E., T. F. Hanisco, and S. Fueglistaler, 2007 : Effects of convective ice lofting on h₂o and hdo in the tropical tropopause layer. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, **112 (D18)**, doi :10.1029/2007JD008609.
- Devenish, B. J., and Coauthors, 2012 : Droplet growth in warm turbulent clouds. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **138 (667)**, 1401–1429, doi :10.1002/qj.1897.
- Emanuel, K. A., 1994 : *Atmospheric convection*. Oxford University Press.
- Etheridge, D. M., L. P. Steele, R. J. Francey, and R. L. Langenfelds, 1998 : Atmospheric methane between 1000 A.D. and present : Evidence of anthropogenic emissions and climatic variability. *J. Geophys. Res.*, **103(D13)**, 15 979–15 994.
- Feng, Z., S. Hagos, A. K. Rowe, C. D. Burleyson, M. N. Martini, and S. P. de Szoeke, 2015 : Mechanisms of convective cloud organization by cold pools over tropical warm ocean during the amie/dynamo field campaign. *J. Adv. Model. Earth Syst.*, **7 (2)**, 357–381, doi : 10.1002/2014MS000384.
- Ferretti, R., and S. Gentile, 2009 : A study of the triggering mechanisms for deep convection in the Tropics using a Mesoscale Model : Hector events during SCOUT-O3 and TWP-ICE campaigns. *Atmos. Res.*, **93**, 247–269.
- Fierro, A. O., J. Simpson, M. A. LeMone, J. M. Straka, and B. F. Smull, 2009 : On how hot towers fuel the hadley cell : An observational and modeling study of line-organized convection in the equatorial trough from toga coare. *J. Atmos. Sci.*, **66 (9)**, 2730–2746, doi : 10.1175/2009JAS3017.1.
- Folkens, I., P. Bernath, C. Boone, G. Lesins, N. Livesey, A. M. Thompson, K. Walker, and J. C. Witte, 2006 : Seasonal cycles of o₃, co, and convective outflow at the tropical tropopause. *Geophysical Research Letters*, **33 (16)**, doi :10.1029/2006GL026602, 116802.

- Frey, W., and Coauthors, 2014 : Tropical deep convective life cycle : Cb-anvil cloud microphysics from high-altitude aircraft observations. *Atmos. Chem. Phys.*, **14**, 13 223–13 240, doi : 10.5194/acp-14-13223-2014.
- Frey, W., and Coauthors, 2015 : The impact of overshooting deep convection on local transport and mixing in the tropical upper troposphere/lower stratosphere (utls). *Atmos. Chem. Phys.*, **15** (11), 6467–6486, doi :10.5194/acp-15-6467-2015.
- Fueglistaler, S., A. E. Dessler, T. J. Dunkerton, I. Folkins, Q. Fu, and P. W. Mote, 2009 : Tropical tropopause layer. *Reviews of Geophysics*, **47** (1), doi :10.1029/2008RG000267.
- Gal-Chen, T., and R. Somerville, 1975 : On the use of a coordinate transformation for the solution of the navier-stokes equations. *Journal of Computational Physics*, **17** (2), 209–228, doi : 10.1016/0021-9991(75)90037-6.
- Garcia, R. R., D. R. Marsh, D. E. Kinnison, B. A. Boville, and F. Sassi, 2007 : Simulation of secular trends in the middle atmosphere, 1950–2003. *J. Geophys. Res.*, **112** (D9), doi : 10.1029/2006JD007485.
- Gentile, S., and R. Ferretti, 2016 : Seeking key meteorological parameters to better understand Hector. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.*, **16** (2), 431–447, doi :10.5194/nhess-16-431-2016.
- Gentile, S., R. Ferretti, and F. S. Marzano, 2014 : Investigating Hector Convective Development and Microphysical Structure Using High-Resolution Model Simulations, Ground-Based Radar Data, and TRMM Satellite Data. *J. Atmos. Sci.*, **71**, 1353,1370.
- Glenn, I. B., and S. K. Krueger, 2014 : Downdrafts in the near cloud environment of deep convective updrafts. *J. Adv. Model. Earth Syst.*, **6**, 1–8, doi :10.1002/2013MS000261.
- Golding, B. W., 1993 : A numerical investigation of tropical island thunderstorms. *Mon. Wea. Rev.*, **121** (5), 1417–1433.
- Grabowski, W. W., 2015 : Untangling microphysical impacts on deep convection applying a novel modeling methodology. *J. Atmos. Sci.*, **72** (6), 2446–2464, doi :10.1175/JAS-D-14-0307.1.
- Grabowski, W. W., and D. Jarecka, 2015 : Modeling condensation in shallow nonprecipitating convection. *J. Atmos. Sci.*, **72** (12), 4661–4679.

- Grandpeix, J.-Y., J.-P. Lafore, and F. Cheruy, 2010 : A density current parameterization coupled with emanuel's convection scheme. part ii : 1d simulations. *J. Atmos. Sci.*, **67 (4)**, 898–922, doi :10.1175/2009JAS3045.1.
- Gregory, D., J.-J. Morcrette, C. Jakob, A. M. Beljaars, and T. Stockdale, 2000 : Revision of convection, radiation and cloud schemes in the ECMWF model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **126**, 1685–1710, doi :10.1002/qj.49712656607.
- Grosvenor, D. P., T. W. Choullarton, H. Coe, and G. Held, 2007 : A study of the effect of overshooting deep convection on the water content of the TTL and lower stratosphere from Cloud Resolving Model simulations. *Atmos. Chem. Phys.*, **7**, 4977–5002, doi :10.5194/acp-7-4977-2007.
- Harrold, T. W., 1973 : Mechanisms influencing the distribution of precipitation within baroclinic disturbances. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **99 (420)**, 232–251, doi :10.1002/qj.49709942003.
- Hassim, M. E. E., and T. P. Lane, 2010 : A model study on the influence of overshooting convection on ttl water vapour. *Atmos. Chem. Phys.*, **10 (20)**, 9833–9849, doi :10.5194/acp-10-9833-2010.
- Heus, T., and H. J. J. Jonker, 2008 : Subsiding shells around shallow cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **65 (3)**, 1003–1018, doi :10.1175/2007JAS2322.1.
- Heus, T., H. J. J. Jonker, H. E. A. Van den Akker, E. J. Griffith, M. Koutek, and F. H. Post, 2009 : A statistical approach to the life cycle analysis of cumulus clouds selected in a virtual reality environment. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, **114 (D6)**, doi : 10.1029/2008JD010917, d06208.
- Hohenegger, C., and C. S. Bretherton, 2011 : Simulating deep convection with a shallow convection scheme. *Atmos. Chem. Phys.*, **11 (20)**, 10 389–10 406, doi :10.5194/acp-11-10389-2011.
- Hohenegger, C., and B. Stevens, 2013 : Preconditioning deep convection with cumulus congestus. *J. Atmos. Sci.*, **70 (2)**, 448–464, doi :10.1175/JAS-D-12-089.1.
- Holloway, C. E., and J. D. Neelin, 2009 : Moisture vertical structure, column water vapor, and tropical deep convection. *J. Atmos. Sci.*, **66 (6)**, 1665–1683, doi :10.1175/2008JAS2806.1.
- Holton, J. R., 2004 : *An Introduction to Dynamic Meteorology*. Fourth edition ed., Academic Press.

- Holton, J. R., and A. Gettelman, 2001 : Horizontal transport and the dehydration of the stratosphere. *Geophys. Res. Lett.*, **28 (14)**, 2799–2802, doi :10.1029/2001GL013148.
- Holton, J. R., P. H. Haynes, M. E. McIntyre, A. R. Douglass, R. B. Rood, and L. Pfister, 1995 : Stratosphere-troposphere exchange. *Rev. Geophys.*, **33 (4)**, 403–439, doi : 10.1029/95RG02097, URL <http://dx.doi.org/10.1029/95RG02097>.
- Houze, R. A. J., 1997 : Stratiform precipitation in regions of convection : A meteorological paradox? *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **78 (10)**, 2179–2196, doi :10.1175/1520-0477(1997)078<2179 :SPIROC>2.0.CO ;2.
- Johnson, R. H., T. M. Rickenbach, S. A. Rutledge, P. E. Ciesielski, and W. H. Schubert, 1999 : Trimodal characteristics of tropical convection. *Journal of Climate*, **12 (8)**, 2397–2418, doi : 10.1175/1520-0442(1999)012<2397 :TCOTC>2.0.CO ;2.
- Jonas, P., 1990 : Observations of cumulus cloud entrainment. *Atmospheric Research*, **25 (1)**, 105 – 127, doi :10.1016/0169-8095(90)90008-Z.
- Jonker, H. J. J., T. Heus, and P. P. Sullivan, 2008 : A refined view of vertical mass transport by cumulus convection. *Geophys. Res. Lett.*, **35 (7)**, doi :10.1029/2007GL032606, 107810.
- Kain, J. S., and J. M. Fritsch, 1990 : A one-dimensional entraining/detraining plume model and its application in convective parameterization. *J. Atmos. Sci.*, **47 (23)**, 2784–2802, doi : 10.1175/1520-0469(1990)047<2784 :AODEPM>2.0.CO ;2.
- Keenan, T. D., and R. E. Carbone, 1992 : A preliminary morphology of precipitation systems in tropical northern australia. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **118 (504)**, 283–326, doi : 10.1002/qj.49711850406, URL <http://dx.doi.org/10.1002/qj.49711850406>.
- Keenan, T. D., M. J. Manton, G. J. Holland, and B. R. Morton, 1989 : The Island Thunderstorm Experiment (ITEX)—A Study of Tropical Thunderstorms in the Maritime Continent. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **70**, 152–159.
- Keith, D. W., 2000 : Stratosphere-troposphere exchange : Inferences from the isotopic composition of water vapor. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, **105 (D12)**, 15 167–15 173, doi :10.1029/2000JD900130.

- Khairoutdinov, M. F., S. K. Krueger, C.-H. Moeng, P. A. Bogenschutz, and D. A. Randall, 2009 : Large-eddy simulation of maritime deep tropical convection. *J. Adv. Model. Earth Syst.*, **1** (15).
- Khairoutdinov, M. F., and D. A. Randall, 2006 : High-resolution simulation of shallow-to-deep convection transition over land. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 3421–3436.
- Khaykin, S., and Coauthors, 2009 : Hydration of the lower stratosphere by ice crystal geysers over land convective systems. *Atmos. Chem. Phys.*, **9** (6), 2275–2287, doi :10.5194/acp-9-2275-2009.
- Kingsmill, D. E., 1995 : Convection initiation associated with a sea-breeze front, a gust front, and their collision. *Monthly Weather Review*, **123** (10), 2913–2933.
- Kingsmill, D. E., and R. A. Houze, 1999 : Thermodynamic characteristics of air flowing into and out of precipitating convection over the west pacific warm pool. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **125** (556), 1209–1229, doi :10.1002/qj.1999.49712555606.
- Klaassen, G. P., and T. L. Clark, 1985 : Dynamics of the cloud-environment interface and entrainment in small cumuli : Two-dimensional simulations in the absence of ambient shear. *J. Atmos. Sci.*, **42** (23), 2621–2642, doi :10.1175/1520-0469(1985)042<2621 :DOTCEI>2.0.CO ;2.
- Kolmogorov, A., 1941 : The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds number. *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **30**, 301–305.
- Kuang, Z., and C. S. Bretherton, 2006 : A mass-flux scheme view of a high-resolution simulation of a transition from shallow to deep cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, **63** (7), 1895–1909, doi :10.1175/JAS3723.1.
- Kummerow, C., and Coauthors, 2000 : The Status of the Tropical Rainfall Measuring Mission (TRMM) after Two Years in Orbit. *J. Appl. Meteor.*, **39** (12), 1965–1982, doi :10.1175/1520-0450(2001)040<1965 :TSOTTR>2.0.CO ;2.
- Lafore, J.-P., and Coauthors, 1998 : The Meso–NH Atmospheric Simulation System. Part I : adiabatic formulation and control simulations. *Ann. Geophys.*, **16**, 90–109, doi :10.1007/s00585-997-0090-6.
- Lane, T. P., M. J. Reeder, and T. L. Clark, 2001 : Numerical Modeling of Gravity Wave Generation by Deep Tropical Convection. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 1249–1274.

- Lebo, Z. J., H. Morrison, and J. H. Seinfeld, 2012 : Are simulated aerosol-induced effects on deep convective clouds strongly dependent on saturation adjustment? *Atmos. Chem. Phys.*, **12**, 9941–9964.
- Lelieveld, J., and Coauthors, 2007 : Stratospheric dryness : model simulations and satellite observations. *Atmos. Chem. Phys.*, **7**, 1313–1332, doi :10.5194/acp-7-1313-2007.
- LeMone, M. A., and E. J. Zipser, 1980 : Cumulonimbus vertical velocity events in gate. part i : Diameter, intensity and mass flux. *J. Atmos. Sci.*, **37 (11)**, 2444–2457, doi :10.1175/1520-0469(1980)037<2444 :CVVEIG>2.0.CO ;2.
- Lin, X., and R. H. Johnson, 1996 : Heating, moistening, and rainfall over the western pacific warm pool during toga coare. *J. Atmos. Sci.*, **53 (22)**, 3367–3383, doi :10.1175/1520-0469(1996)053<3367 :HMAROT>2.0.CO ;2.
- Liu, C., and E. J. Zipser, 2005 : Global distribution of convection penetrating the tropical tropopause. *J. Geophys. Res.*, **110**, D23 104, doi :10.1029/2005JD006063.
- Liu, C., and E. J. Zipser, 2015 : The global distribution of largest, deepest, and most intense precipitation systems. *Geophys. Res. Lett.*, **42 (9)**, 3591–3595, doi :10.1002/2015GL063776.
- Ludlam, F. H., and R. S. Scorer, 1953 : Reviews of modern meteorology—10 convection in the atmosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **79 (341)**, 317–341, doi :10.1002/qj.49707934102.
- May, P. T., C. Jakob, J. H. Mather, and G. Vaughan, 2008 : Field research : Characterizing oceanic convective cloud systems. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **89 (2)**, 153–155, doi :10.1175/BAMS-89-2-153.
- McGee, C. J., and S. C. van den Heever, 2014 : Latent Heating and Mixing due to Entrainment in Tropical Deep Convection. *J. Atmos. Sci.*, **2**, 816–832.
- Mechem, D. B., R. A. Houze, and S. S. Chen, 2002 : Layer inflow into precipitating convection over the western tropical pacific. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **128 (584)**, 1997–2030, doi : 10.1256/003590002320603502.
- Merrill, R. T., and C. S. Velden, 1996 : A three-dimensional analysis of the outflow layer of supertyphoon flo (1990). *Mon. Wea. Rev.*, **124 (1)**, 47–63, doi :10.1175/1520-0493(1996)124<0047 :ATDAOT>2.0.CO ;2.

- Miura, H., M. Satoh, T. Nasuno, A. T. Noda, and K. Oouchi, 2007 : A Madden-Julian Oscillation Event Realistically Simulated by a Global Cloud-Resolving Model. *Science*, **318** (5857), 1763–1765, doi :10.1126/science.1148443.
- Molinari, J., D. Knight, M. Dickinson, D. Vollaro, and S. Skubis, 1997 : Potential vorticity, easterly waves, and eastern pacific tropical cyclogenesis. *Mon. Wea. Rev.*, **125** (10), 2699–2708, doi : 10.1175/1520-0493(1997)125<2699 :PVEWAE>2.0.CO ;2.
- Morrison, H., G. Thompson, and V. Tatarskii, 2009 : Impact of cloud microphysics on the development of trailing stratiform precipitation in a simulated squall line : Comparison of one- and two-moment schemes. *Monthly Weather Review*, **137** (3), 991–1007, doi : 10.1175/2008MWR2556.1.
- Morton, B. R., 1957 : Buoyant plumes in a moist atmosphere. *Journal of Fluid Mechanics*, **2** (2), 127–144, doi :10.1017/S0022112057000038.
- Moyer, E. J., F. W. Irion, Y. L. Yung, and M. R. Gunson, 1996 : Atmos stratospheric deuterated water and implications for troposphere-stratosphere transport. *Geophys. Res. Lett.*, **23** (17), 2385–2388, doi :10.1029/96GL01489.
- Mrowiec, A. A., O. M. Pauluis, A. M. Fridlind, and A. S. Ackerman, 2015 : Properties of a Mesoscale Convective System in the Context of an Isentropic Analysis. *J. Atmos. Sci.*, **72**, 1945–1962.
- Noilhan, J., and S. Planton, 1989 : A simple parameterization of land surface processes for meteorological models. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 536–549, doi :10.1175/1520-0493(1989)117<0536 :ASPOLS>2.0.CO ;2.
- Orville, H. D., and J.-M. Chen, 1982 : Effects of cloud seeding, latent heat of fusion, and condensate loading on cloud dynamics and precipitation evolution : A numerical study. *J. Atmos. Sci.*, **39** (12), 2807–2827, doi :10.1175/1520-0469(1982)039<2807 :EOCSLH>2.0.CO ;2.
- Pantillon, F., P. Mascart, J.-P. Chaboureau, C. Lac, J. Escobar, and J. Duron, 2011 : Seamless MESO-NH modeling over very large grids. *C. R. Mecanique*, **339**, 136–140, doi : 10.1016/j.crme.2010.12.002.
- Park, S.-B., P. Gentine, K. Schneider, and M. Farge, 2016 : Coherent structure in the boundary and cloud layers : Role of updrafts, subsiding shells, and environmental subsidence. *J. Atmos. Sci.*, **73**, 1789–1814.

- Pauluis, O. M., and A. A. Mrowiec, 2013 : Isentropic analysis of convective motions. *J. Atmos. Sci.*, **70**, 3673–3688.
- Pinty, J.-P., and P. Jabouille, 1998 : A mixed-phase cloud parameterization for use in a mesoscale non-hydrostatic model : simulations of a squall line and of orographic precipitations. *Conf. on cloud physics, Everett, WA, Amer. Meteor. Soc.*, 217–220.
- Pommereau, J.-P., 2010 : Troposphere-to-stratosphere transport in the tropics. *C. R. Geoscience*, **342**, 331–338, doi :10.1016/j.crte.2009.10.015.
- Pommereau, J.-P., and G. Held, 2007 : Is there a stratospheric fountain? *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, **7**, 8933–8950, doi :10.5194/acpd-7-8933-2007.
- Reynolds, R. W., T. M. Smith, C. Liu, D. B. Chelton, K. S. Casey, and M. G. Schlax, 2007 : Daily high-resolution-blended analyses for sea surface temperature. *Journal of Climate*, **20 (22)**, 5473–5496, doi :10.1175/2007JCLI1824.1.
- Riehl, H., and J. S. Malkus, 1958 : On the heat balance in the equatorial trough zone. *Geophysica*, **6**, 503–538.
- Rio, C., and Coauthors, 2013 : Control of deep convection by sub-cloud lifting processes : the alp closure in the lmdz5b general circulation model. *Climate Dynamics*, **40 (9)**, 2271–2292, doi :10.1007/s00382-012-1506-x.
- Robinson, F. J., and S. C. Sherwood, 2006 : Modeling the impact of convective entrainment on the tropical tropopause. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 1013–1027.
- Rochetin, N., F. Couvreux, J.-Y. Grandpeix, and C. Rio, 2014 : Deep convection triggering by boundary layer thermals. part i : Les analysis and stochastic triggering formulation. *J. Atmos. Sci.*, **71 (2)**, 496–514, doi :10.1175/JAS-D-12-0336.1.
- Rodts, S. M. A., P. G. Duynkerke, and H. J. J. Jonker, 2003 : Size distributions and dynamical properties of shallow cumulus clouds from aircraft observations and satellite data. *J. Atmos. Sci.*, **60 (16)**, 1895–1912, doi :10.1175/1520-0469(2003)060<1895 :SDADPO>2.0.CO ;2.
- Romps, D. M., and Z. Kuang, 2010 : Do undiluted convective plumes exist in the upper tropical troposphere? *J. Atmos. Sci.*, **67**, 468–484.

- Roscoe, H. K., and K. H. Rosenlof, 2011 : Revisiting the lower stratospheric water vapour trend from the 1950s to 1970s. *Atmos. Sci. Lett.*, **12** (4), 321–324, doi :10.1002/asl.339.
- Rossby, C.-G., 1937 : Isentropic analysis. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **18**, 201–209.
- Saito, K., T. Keenan, G. Holland, and K. Puri, 2001 : Numerical simulation of the diurnal evolution of tropical island convection over the maritime continent. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 378–400.
- Schlemmer, L., and C. Hohenegger, 2014 : The formation of wider and deeper clouds as a result of cold-pool dynamics. *J. Atmos. Sci.*, **71**, 2842–2858.
- Schubert, W. H., and B. T. Alworth, 1987 : Evolution of potential vorticity in tropical cyclones. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **113** (475), 147–162, doi :10.1002/qj.49711347509.
- Schumacher, C., S. N. Stevenson, and C. R. Williams, 2015 : Vertical motions of the tropical convective cloud spectrum over darwin, australia. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **141** (691), 2277–2288, doi :10.1002/qj.2520.
- Seigel, R. B., and S. C. van den Heever, 2013 : Squall-line intensification via hydrometeor recirculation. *J. Atmos. Sci.*, **70** (7), 2012–2031, doi :10.1175/JAS-D-12-0266.1.
- Sherwood, S. C., and A. E. Dessler, 2000 : On the control of stratospheric humidity. *Geophys. Res. Lett.*, **58**, 2513–2516.
- Sherwood, S. C., and A. E. Dessler, 2001 : A model for transport across the tropical tropopause. *J. Atmos. Sci.*, **58** (7), 765–779, doi :10.1175/1520-0469(2001)058<0765 :AMF-TAT>2.0.CO ;2.
- Sherwood, S. C., D. Hernández-Deckers, M. Colin, and F. Robinson, 2013 : Slippery thermals and the cumulus entrainment paradox. *J. Atmos. Sci.*, **70** (8), 2426–2442, doi :10.1175/JAS-D-12-0220.1.
- Sherwood, S. C., T. Horinouchi, and H. A. Zeleznik, 2003 : Convective impact on temperatures observed near the tropical tropopause. *J. Atmos. Sci.*, **60** (15), 1847–1856, doi : 10.1175/1520-0469(2003)060<1847 :CIOTON>2.0.CO ;2.
- Siebesma, A. P., and Coauthors, 2003 : A large eddy simulation intercomparison study of shallow cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, **60** (10), 1201–1219, doi :10.1175/1520-0469(2003)60<1201 :ALESIS>2.0.CO ;2.

- Simpson, J., T. D. Keenan, B. Ferrier, R. H. Simpson, and G. J. Holland, 1993 : Cumulus mergers in the maritime continent region. *Meteorology and Atmospheric Physics*, **51 (1)**, 73–99, doi : 10.1007/BF01080881.
- Simpson, J. E., 1999 : *Gravity Currents : In the Environment and the Laboratory*. Cambridge University Press, 262 pp.
- Squires, P., and J. Turner, 1962 : An entraining jet model for cumulo-nimbus updraughts. *Tellus A*, **14 (4)**.
- Tompkins, A. M., 2001a : Organization of tropical convection in low vertical wind shears : The role of cold pools. *J. Atmos. Sci.*, **58 (13)**, 1650–1672, doi :10.1175/1520-0469(2001)058<1650 :OOTCIL>2.0.CO ;2.
- Tompkins, A. M., 2001b : Organization of tropical convection in low vertical wind shears : The role of water vapor. *J. Atmos. Sci.*, **58 (6)**, 529–545, doi :10.1175/1520-0469(2001)058<0529 :OOTCIL>2.0.CO ;2.
- Torri, G., Z. Kuang, and Y. Tian, 2015 : Mechanisms for convection triggering by cold pools. *Geophys. Res. Lett.*, **42 (6)**, 1943–1950, doi :10.1002/2015GL063227, 2015GL063227.
- Turner, J. S., 1973 : *Buoyancy Effects in Fluids*. Cambridge Monographs on Mechanics, Cambridge University Press, doi :10.1017/CBO9780511608827.
- Varble, A., and Coauthors, 2014 : Evaluation of cloud-resolving model intercomparison simulations using TWP-ICE observations : 1. Deep convective updraft properties. *J. Geophys. Res.*, **119**, 13 891–13 918, doi :10.1002/2013JD021371.
- Vaughan, G., K. Bower, C. Schiller, A. R. MacKenzie, T. Peter, H. Schlager, N. R. P. Harris, and P. T. May, 2008 : Scout-o3/active : High-altitude aircraft measurements around deep tropical convection. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **89 (5)**, 647–662, doi :10.1175/BAMS-89-5-647.
- Vié, B., J.-P. Pinty, S. Berthet, and M. Leriche, 2016 : Lima (v1.0) : A quasi two-moment micro-physical scheme driven by a multimodal population of cloud condensation and ice freezing nuclei. *Geoscientific Model Development*, **9 (2)**, 567–586, doi :10.5194/gmd-9-567-2016.

- Wakimoto, R. M., and N. T. Atkins, 1994 : Observations of the sea-breeze front during cape. part i : Single-doppler, satellite, and cloud photogrammetry analysis. *Monthly Weather Review*, **122** (6), 1092–1114.
- Yang, J., Z. Wang, A. J. Heymsfield, and J. R. French, 2016 : Characteristics of vertical air motion in isolated convective clouds. *Atmos. Chem. Phys.*, **16** (15), 10 159–10 173, doi :10.5194/acp-16-10159-2016.
- Yano, J.-I., 2014 : Basic convective element : bubble or plume ? a historical review. *Atmos. Chem. Phys.*, **14** (13), 7019–7030, doi :10.5194/acp-14-7019-2014.
- Young, A. H., J. J. Bates, and J. A. Curry, 2012 : Complementary use of passive and active remote sensing for detection of penetrating convection from cloudsat, calipso, and aqua modis. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, **117** (D13), doi :10.1029/2011JD016749, d13205.
- Young, G. S., S. M. Perugini, and C. W. Fairall, 1995 : Convective wakes in the equatorial western pacific during toga. *Mon. Wea. Rev.*, **123** (1), 110–123, doi :10.1175/1520-0493(1995)123<0110 :CWITEW>2.0.CO ;2.
- Zhang, G. J., X. Wu, X. Zeng, and T. Mitovski, 2015 : Estimation of convective entrainment properties from a cloud-resolving model simulation during TWP-ICE. *Climate Dyn.*, doi : 10.1007/s00382-015-2957-7.
- Zhao, M., and P. H. Austin, 2005 : Life cycle of numerically simulated shallow cumulus clouds. part i : Transport. *J. Atmos. Sci.*, **62** (5), 1269–1290, doi :10.1175/JAS3414.1.
- Zhu, M., P. Connolly, G. Vaughan, T. Choullarton, and P. T. May, 2013 : Numerical simulation of tropical island thunderstorms (hectors) during the active campaign. *Meteorological Applications*, **20** (3), 357–370, doi :10.1002/met.1295.
- Zipser, E. J., 1977 : Mesoscale and convective–scale downdrafts as distinct components of squall-line structure. *Mon. Wea. Rev.*, **105** (12), 1568–1589, doi :10.1175/1520-0493(1977)105<1568 :MACDAD>2.0.CO ;2.
- Zipser, E. J., 2003 : Some views on “hot towers” after 50 years of tropical field programs and two years of trmm data. *Meteorological Monographs*, **51**, 49–58, doi :10.1175/0065-9401(2003)029<0049 :CSVOHT>2.0.CO ;2.

Zipser, E. J., C. Liu, D. J. Cecil, S. W. Nesbitt, and D. P. Yorty, 2006 : Where are the most intense thunderstorms on earth? *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **87 (8)**, 1057–1071, doi :10.1175/BAMS-87-8-1057.