
ACRONYMES

AER Atmospheric and Environmental Research. 67

Af Afrique. 41–43, 45, 50, 84, 85, 87, 90, 107, 111, 113, 129

AIRS Atmospheric Infrared Sounder. 16

AML Continent asiatique. 40, 42, 44, 45, 47, 50, 62, 84, 85, 87, 88, 90, 93, 96, 97, 103, 105, 106, 113, 114, 120, 121, 129

CALIOP Cloud-Aerosol Lidar with Orthogonal Polarization. 14, 16, 23

CALIPSO Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations. 14–17

CAm Amérique Centrale. 40, 42, 43, 45, 75, 84, 85, 87, 88, 90, 96–98, 103, 114, 125

CERES Clouds and the Earth’s Radiant Energy System. 27

CLAUS Cloud Archive User Service. 32, 36, 37, 50, 83, 94, 95, 105, 128, 129, 131

ECMWF European Centre for Medium Range Weather Forecasts. 5, 55, 56, 58, 70, 73, 75, 112, 115

ESSC Environmental Systems Science Centre. 36

FLEXPART FLEXible PARTicle dispersion model. 58, 59, 83, 110

FLEXTRA FLEXible TRAjectory model. 58

GCM General Circulation Model. 36

GFS Global Forecast System. 58

GMAO Global Modeling and Assimilation Office. 57

GMS Geostationary Meteorological Satellite, Japan. 18

- GOES** Goddard Earth Observing System Data Assimilation System. 11, 16, 18, 57
- IASI** Infrared Atmospheric Sounding Interferometer. 16
- IFS** Integrated Forecasting System. 56
- IO** Océan Indien. 41, 42, 45, 84
- IPCC** Intergovernmental Panel on Climate Change. 68
- ISCCP** International Satellite Cloud Climatology Project. 13, 17, 18, 20, 22, 36
- ITA** Atlantique Inter-Tropicale. 41, 45, 84
- ITCZ** Zone de convergence intertropicale. 4, 5, 23
- JMA** Japan Meteorological Agency. 55, 57
- JRA-55** Japanese 25-year Reanalysis. 33, 55, 57, 59, 96–98, 106, 117, 123, 124, 126, 128
- LPDM** Lagrangian Particle Dispersion Model. 58
- LW** Longwaves : ondes longues. 26, 27, 55, 67–71, 73–78
- LZRH** Niveau de chauffage radiatif nul. $LZRH_{\text{clear sky}}$: dans le cas d'un ciel clair. $LZRH_{\text{all sky}}$: dans le cas d'un ciel nuageux. 22, 25, 27, 28, 53, 64, 81, 82, 87, 88, 91–93, 96–98, 105, 120, 125, 130
- MERRA** Modern Era-Retrospective Analysis for Research and Applications. 28, 32, 33, 55–57, 59, 62–67, 70–72, 75, 77, 78, 96–98, 106, 123–126, 128
- MODIS** Moderate-Resolution Imaging Spectroradiometer. 17, 40
- MSG** Meteosat Second Generation. 16
- MTSAT** Multifunctional Transport Satellites. 16
- NAPO** Océan Asie-Pacifique Nord. 40, 42–45, 47, 50, 62, 84, 85, 87, 88, 90, 92, 93, 96, 98, 103, 107, 114, 125, 129
- NASA** National Aeronautics and Space Administration. 55, 57
- NCP** Pacifique Central Nord. 41, 45, 84, 85, 87, 90, 103, 115
- NOAA** National Oceanic and Atmospheric Administration. 11, 18
- PV** Vorticité potentielle d'Ertel. 3, 4
- SAm** Amérique du Sud. 40, 41, 45, 50, 84, 85, 87, 90, 97, 107, 111, 129
- SAP** Asie-Pacifique Sud. 41, 42, 44, 45, 50, 62, 84, 85, 87, 88, 90, 96, 98, 103, 105, 107, 111, 113, 120, 121, 123, 125, 129

SEP Pacifique Sud-Est. 41, 42, 84, 97

SEVIRI Spinning Enhanced Visible and Infrared Imager. 16

SHADOZ Southern Hemisphere ADditional OZonesondes. 67, 72, 73, 75, 77, 78

SW Shortwaves : ondes courtes. 26, 55, 67–77

Tibet Plateau tibétain défini comme la région asiatique située au-dessus de 3500 m.. 40–42, 44, 45, 47, 48, 50, 84, 85, 87, 88, 90–93, 96, 97, 105, 107, 113, 114, 120, 121, 123, 125, 126, 129, 130

TRMM Tropical Rainfall Measuring Mission. 14



TABLE DES MATIÈRES

I	Introduction	1
1	Structure de l'atmosphère et tropopause tropicale	2
1.1	Structure générale de l'atmosphère : vision d'ensemble et première définition de la tropopause tropicale	2
1.2	Dynamique troposphérique et stratosphérique équatoriale	4
1.3	La tropopause vue comme une couche de transition : la TTL	8
2	La convection profonde tropicale	10
2.1	Mécanismes de la convection profonde et niveau de déentraînement maximum	10
2.2	Méthodes de détection des sommets des nuages tropicaux	11
2.3	Climatologie ISCCP des nuages tropicaux	18
2.4	Cas des nuages convectifs profonds atteignant la TTL	22
2.5	Mécanismes des moussons tropicales et subtropicales	23
3	Transport à travers la tropopause : état de l'art	24
3.1	Taux de chauffage radiatifs dans la TTL	24
3.2	L'effet radiatif des nuages et conséquences sur le transport dans la TTL .	26
3.3	Observations du transport troposphérique-stratosphérique tropical	29
4	Objectifs de la thèse	32
II	Convection profonde tropicale et détection des sommets des cumulonimbus tropicaux	35
1	Présentation des données de température de brillance CLAUS	36
2	Climatologie des sommets des nuages convectifs tropicaux et définition de boîtes régionales	37

TABLE DES MATIÈRES

2.1	Méthode : détection des sommets des nuages convectifs profonds tropicaux avec les données CLAUS	37
2.2	Choix d'un seuil en température de brillance	37
2.3	Définition de boîtes régionales	40
3	Altitude des sommets des nuages	43
3.1	Cas des parcelles ayant subi un refroidissement adiabatique très rapide .	43
3.2	Première détermination des altitudes des sommets des nuages	44
3.3	Correction de l'altitude des sommets des nuages convectifs tropicaux . . .	47
4	Résumé du chapitre	50
III Transport lagrangien : généralités, données utilisées et méthode		51
1	Modèle lagrangien diabatique vs modèle eulérien diabatique	52
1.1	Présentation générale et choix d'un modèle de transport diabatique	52
1.2	Avantages de l'approche lagrangienne pour cette étude	53
2	Les réanalyses ERA-Interim, MERRA et JRA-55	54
2.1	Généralités sur les réanalyses	54
2.2	La réanalyse ERA-Interim	56
2.3	La réanalyse MERRA	57
2.4	La réanalyse JRA-55	57
3	Trajectoires lagrangiennes diabatiques forward et backward dans TRACZILLA .	58
3.1	Le modèle de transport TRACZILLA	58
3.2	Trajectoires forward et backward	59
IV Comparaison des taux de chauffage radiatifs dans ERA-Interim et MERRA		61
1	Différence significative des taux de chauffage radiatifs dans la TTL	62
1.1	Comparaison des taux de chauffage radiatifs	62
1.2	Comparaison de différents profils caractéristiques	65
2	Première utilisation du code radiatif RRTMG pour comprendre les différences entre les taux de chauffages radiatifs clear sky des deux réanalyses	67
2.1	Le code radiatif RRTMG	67
2.2	Première étude : initialisation du code RRTMG avec les données ERA-Interim	68
2.3	Deuxième étude : initialisation du code de transfert radiatif avec une combinaison des données de MERRA et d'ERA-Interim	70
3	RRTMG et SHADOZ	72
3.1	Les données SHADOZ	72

3.2	Troisième étude : initialisation du code de transfert radiatif RRTMG avec une combinaison de données d'ERA-Interim et de SHADOZ	73
4	Résumé et conclusions	77
V	Article : Transport across the tropical tropopause layer and convection	79
1	Introduction	81
2	Lagrangian trajectories and convective sources	82
2.1	Determination of the altitude of deep convective clouds	82
2.2	Three dimensional Lagrangian trajectories	83
3	Source distribution	84
3.1	Annual cycle	84
3.2	Vertical distribution of sources	87
3.3	Transit time	90
4	Sensitivity studies	92
4.1	Sensitivity to the cloud top offset	92
4.2	Sensitivity to increase of the size of cloud pixels	94
4.3	Sensitivity to the daily cycle of the heating rates	96
4.4	Sensitivity to the reanalysis	96
5	Mass flux across the 380 K surface and regional distribution	99
5.1	Method and validation	99
5.2	Regional distribution of the upward mass flux	103
6	Summary and outlook	105
VI	Transport horizontal dans la TTL	109
1	Transport horizontal dans la TTL à partir des simulations lagrangiennes	110
1.1	Transport horizontal des parcelles détraînées durant DJF	110
1.2	Transport horizontal des parcelles détraînées durant JJA	113
2	Modèle 1D de transport par les taux de chauffage radiatifs dans la TTL	117
2.1	Présentation du modèle unidimensionnel	117
2.2	Probabilité de sortie à la surface 380 K	118
2.3	Distribution verticale des sources	120
2.4	Modèle 1D : sensibilité à la réanalyse	123
3	Résumé et conclusions	125
VII	Conclusions et perspectives	127
1	Conclusion générale	128
2	Perspectives	131

CHAPITRE I

INTRODUCTION

Sommaire

1	Structure de l'atmosphère et tropopause tropicale	2
1.1	Structure générale de l'atmosphère : vision d'ensemble et première définition de la tropopause tropicale	2
1.2	Dynamique troposphérique et stratosphérique équatoriale	4
1.3	La tropopause vue comme une couche de transition : la TTL	8
2	La convection profonde tropicale	10
2.1	Mécanismes de la convection profonde et niveau de déentraînement maximum	10
2.2	Méthodes de détection des sommets des nuages tropicaux	11
2.3	Climatologie ISCCP des nuages tropicaux	18
2.4	Cas des nuages convectifs profonds atteignant la TTL	22
2.5	Mécanismes des moussons tropicales et subtropicales	23
3	Transport à travers la tropopause : état de l'art	24
3.1	Taux de chauffage radiatifs dans la TTL	24
3.2	L'effet radiatif des nuages et conséquences sur le transport dans la TTL	26
3.3	Observations du transport troposphérique-stratosphérique tropical . .	29
4	Objectifs de la thèse	32

1 Structure de l'atmosphère et tropopause tropicale

1.1 Structure générale de l'atmosphère : vision d'ensemble et première définition de la tropopause tropicale

Tropopause thermique

La tropopause est une région de transition séparant la couche la plus basse de l'atmosphère, appelée la troposphère, de celle située juste au-dessus, la stratosphère.

La forme du profil moyen de la température de l'atmosphère permet d'approximer la position moyenne de la tropopause. En effet, la température décroît avec l'altitude dans la troposphère jusqu'à celle-ci puis réaugmente dans la stratosphère, principalement à cause de la présence de l'ozone stratosphérique. De ce fait, la tropopause est la partie la plus froide de la basse atmosphère. Les mouvements y sont, de ce fait, très lents. L'altitude de cette tropopause dite thermique, dépend de la latitude. Elle est située, à partir du niveau de la mer, entre 6 et 10 km aux pôles, entre 10 et 12 km aux moyennes latitudes et 16-18 km au niveau des tropiques. Cette altitude dépend de la saison mais aussi de la région considérée. Par exemple, elle est en moyenne plus élevée au-dessus de la "warm pool" du Pacifique ouest équatorial (autour de 17.5 km), là où les températures de surface de la mer dépassent 28.5 °C sur une profondeur d'une centaine de mètres. La tropopause peut atteindre 18 km sur le sud-est asiatique durant la mousson asiatique d'été, à cause de la présence de systèmes convectifs tels que la Mousson asiatique.

WMO [1957] propose de définir la tropopause tropicale thermique comme l'altitude la plus basse à laquelle le gradient thermique vertical diminue de 2° C ou moins par km dans une couche d'au moins de 2 km d'épaisseur. Cette définition présente cependant quelques inconvénients. Elle ne prend, par exemple, pas en compte les processus convectifs. De plus, lorsque le gradient thermique est inférieur à -3°C.km⁻¹ sur environ 1 km, la présence d'une double tropopause thermique peut être observée. Dans ce cas, la tropopause est discontinue et peut même être constituée de multiples tropopauses. Cela se produit particulièrement où le gradient horizontal thermique dans la troposphère est important comme dans les extra-tropiques.

D'autres définitions, plus ou moins utilisées, ont été proposées : comme la tropopause thermique au niveau de chauffage convectif [Forster *et al.*, 1997] ou encore la température minimale de la basse atmosphère [Selkirk, 1993]. La surface 100 hPa est aussi parfois utilisée : elle correspond à la pression moyenne pour laquelle le gradient de température s'inverse, mais elle ne reste qu'une approximation.

Tropopause dynamique

La température potentielle est définie de la manière suivante :

$$\theta = T \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\frac{R}{c_p}} \quad (\text{I.1})$$

avec T la température en Kelvin, P la pression en hectopascal, $P_0 = 1000 \text{ hPa}$ la pression de référence et $\frac{R}{c_p} = \frac{2}{7} \approx 0.287$, avec R la constante spécifique de l'air sec et c_p la chaleur massique à pression constante.

Dans le cas d'une atmosphère stable, la température potentielle augmente continuellement faiblement dans la troposphère puis rapidement dans la stratosphère, cf. figure Fig.I.1 . Si une parcelle d'air est transportée adiabatiquement, sa température potentielle sera conservée :

$$\frac{D\theta}{Dt} = 0.$$

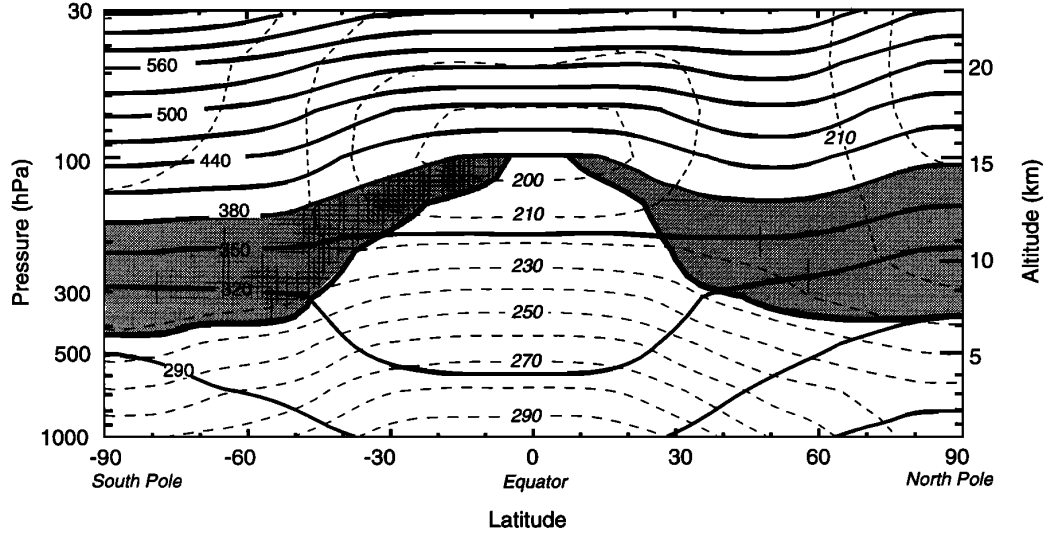


FIGURE I.1 – Coupe latitude-altitude pour janvier 1993 montrant la moyenne zonale de la température potentielle (traits pleins) et de la température (traits en pointillés). La ligne continue en gras (coupée au niveau de l'isentrope 380 K) montre le contour de la vorticité potentielle $PV = 2 \text{ PVU}$ qui approxime la tropopause en dehors des tropiques. Les zones grisées indiquent la basse stratosphère extra-tropicale : "lowermost stratosphere". Au-dessus de la surface 380 K, se situe "l'overworld" stratosphérique. (D'après [Holton et al., 1995])

La vorticité potentielle d'Ertel, notée par la suite PV, est définie de la manière suivante :

$$PV = \frac{(\vec{\nabla} \wedge \vec{v} + 2\vec{\Omega}) \cdot \vec{\nabla} \theta}{\rho} \quad (\text{I.2})$$

avec Ω le vecteur vitesse angulaire de la terre, $\vec{\nabla} \wedge \vec{v}$ le rotationnel du vent et ρ la masse volumique de l'air.

En pratique, l'unité PVU (Potential Vorticity Unit) est souvent utilisée pour la PV.

$$1 \text{ PVU} = 10^{-6} \text{ K} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1} \quad (\text{I.3})$$

La tropopause peut aussi être définie d'un point de vue dynamique comme étant la surface 2 PVU. La discontinuité du gradient de température (stabilité statique) définissant la tropopause s'observe comme une discontinuité de vorticité potentielle. Cette discontinuité se situe aux alentours de 2 PVU. Dans la troposphère, la PV est faible, de l'ordre de 0.5 PVU, tandis que sa valeur augmente grandement et rapidement dans la stratosphère. Elle est négative dans l'hémisphère sud, positive dans l'hémisphère nord. Elle est conservée par les particules dans le cas d'une évolution adiabatique, sans changement de phase et sans friction : $\frac{D(PV)}{Dt} = 0$. Dans ce cas, la surface 2 PVU constitue une bonne définition dynamique de la tropopause extra-tropicale puisque les particules troposphériques ayant une PV beaucoup plus faible, ne pourront pas augmenter leur PV pour entrer dans la stratosphère à moins de subir un transport diabatique ou de changer de phase.

Le principal avantage de cette définition de la tropopause extratropicale réside dans le fait qu'elle prend en compte la dynamique, via le rotationnel du vent, ainsi que la thermodynamique, avec le gradient de la température potentielle, ce qui n'était pas le cas avec les précédentes définitions citées. De plus, l'incertitude portant sur l'emplacement de la tropopause dans le cas d'une double tropopause thermique n'est plus à considérer dans ce cas.

Au niveau des tropiques (20° S-20° N environ), la surface 2 PVU diverge et ne peut donc plus approximer la position de la tropopause. Elle est approximée par la surface 380 K en température potentielle qui est la frontière conventionnelle de l'overworld stratosphérique [Hoskins, 1991], cf. figure Fig. I.1. Dans cette thèse, seule la surface 380 K sera considérée entre 20° S et 40° N.

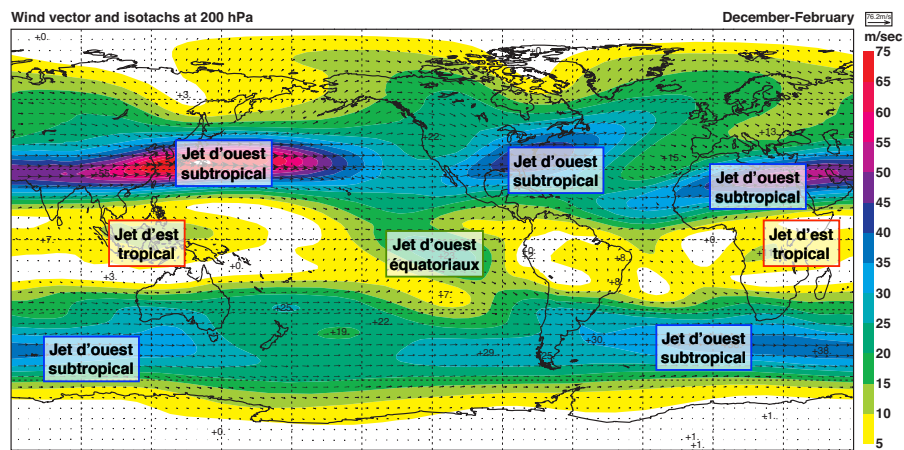
1.2 Dynamique troposphérique et stratosphérique équatoriale

Le réchauffement solaire est le principal moteur de la circulation atmosphérique tropicale, entre 30° S et 30° N. Celui-ci engendre deux circulations troposphériques globales moyennes observées au niveau des tropiques : une circulation méridienne d'énergie via les cellules de Hadley et une circulation zonale d'énergie via les cellules de Walker. Dans la stratosphère, les masses d'air se déplacent verticalement beaucoup plus lentement que dans la troposphère. Cette circulation stratosphérique est appelée circulation de Brewer-Dobson.

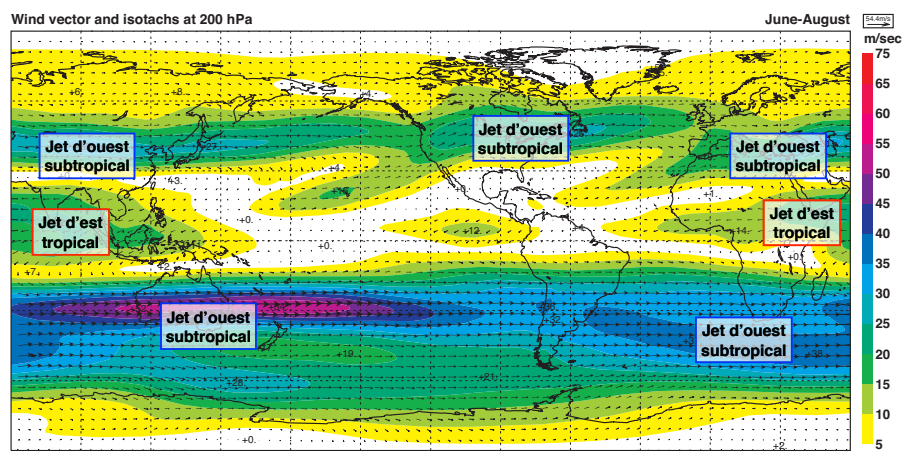
Transport méridien troposphérique d'énergie : la circulation de Hadley

Le chauffage solaire réchauffe la surface au niveau des tropiques, ce qui engendre une zone de basse pression. De ce fait, les alizés (vents de nord-ouest pour l'hémisphère nord et de sud-ouest pour l'hémisphère sud, du fait de la rotation de la Terre) convergent vers cette zone de basse pression. Cette région est appelée Zone de Convergence Inter-Tropicale (ITCZ). Du fait de l'inclinaison de la Terre, elle est située en moyenne dans l'hémisphère sud durant l'hiver boréal et dans l'hémisphère nord durant l'été boréal. Les alizés sont chargés en humidité

puisqu'ils proviennent principalement de région océaniques. Proche de l'ITCZ, ces masses d'air convergeantes se réchauffent, du fait du rayonnement solaire, et s'élèvent. Un pourcentage de ces masses d'air atteint la tropopause. En s'élevant, elles perdent une grande partie de leur humidité. C'est pourquoi des nuages convectifs profonds et d'intenses précipitations sont observées très fréquemment dans les tropiques. Au niveau de la tropopause, les masses d'air divergent vers les pôles tout en acquérant une composante zonale d'ouest de plus en plus forte jusqu'à atteindre une valeur maximale aux alentours de 30°N et 30°S . Ce sont les jets subtropicaux qui sont aussi visibles dans la haute troposphère, aux alentours de 200 hPa, soit 350 K, bien en-dessous de la tropopause, cf. figure Fig. I.2 pour l'hiver et l'été boréal. Durant ce trajet, les masses d'air se sont refroidies et libèrent leur énergie. De ce fait, elles subsident dans les alentours de ces jets subtropicaux jusqu'à atteindre la surface où elles reconvergent vers l'équateur sous forme d'alizés.



(a) Hiver boréal (DJF)



(b) Été boréal (JJA)

FIGURE I.2 – Vent horizontal climatologique à 200 hPa pour l'hiver boréal (Fig. I.2a) et l'été boréal (Fig. I.2b). Adapté en ajoutant les noms des principaux vents. (D'après l'atlas de la réanalyse ERA-40 de l'ECMWF couvrant les années 1957 à 2002)

Transport zonal troposphérique d'énergie : les cellules de Walker

La circulation de Hadley met en évidence l'ascendance des masses d'air au niveau des tropiques ainsi que l'activité convective associée. Cependant, cette activité convective ne s'observe pas de manière uniforme à toutes les longitudes. *Bjerknes* [1969] et par la suite *Flohn* [1971] ont mis en évidence l'existence de quatre cellules tropicales zonales de circulation qui expliquent cette non uniformité, cf. Fig.I.3. La convection est, en moyenne, plus intense au niveau des continents qu'au niveau des océans.

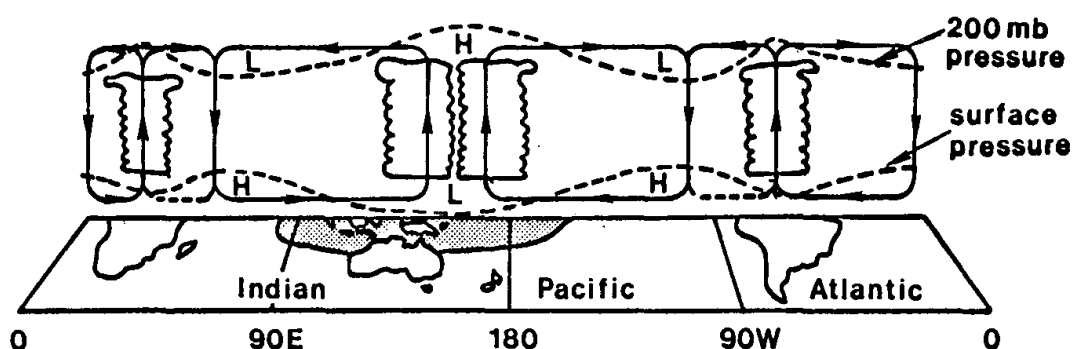


FIGURE I.3 – Vue schématique de la circulation de Walker le long de l'équateur dans une année normale, hors événement *El Niño*. La zone grisée indique une température de surface de la mer supérieure à 27°C , et les lignes en pointillés montrent les variations relatives horizontales de pression dans la basse et la haute troposphère. (D'après [Webster and Chang, 1988])

En effet, la capacité calorifique de l'océan est plus forte que celle de la surface continentale. L'océan peut donc emmagasiner de la chaleur plus facilement que les continents. De plus, cette énergie est redistribuée plus facilement par l'océan, via les gyres subtropicales et la circulation thermohaline, que par la surface continentale, qui a une faible conductivité thermique. Au niveau des continents, l'excédent d'énergie nécessite une redistribution verticale plus rapide, ce qui entraîne de forts mouvements verticaux atmosphériques. Cette intense activité convective engendre des zones de basse pression à la surface et des zones de hautes pressions vers 200 hPa, ce qui entraîne des vents orientés des hautes vers les basses pressions, cf. figure Fig.I.3. D'autre part, les alizés poussent les eaux chaudes du Pacifique vers l'ouest ce qui localise la convection maritime dans cette zone-là, sauf durant un événement *El Niño*. Durant un tel événement, les alizés du Pacifique Sud diminuent en intensité voire se renversent. Les eaux chaudes de surface ainsi que le maximum d'activité convective et de précipitations, initialement situés sur le pacifique ouest, cf. figure Fig.I.3, se décalent vers l'est.

En moyenne, les régions où la convection profonde est la plus intense correspondent aux régions d'ascendance des cellules de Walker : Afrique centrale, Pacifique ouest et Amérique centrale.

Dynamique stratosphérique tropicale

Dobson et Brewer ont mis en évidence l'existence d'une circulation stratosphérique en tentant d'expliquer des observations de vapeur d'eau [Brewer, 1949] et d'ozone [Dobson *et al.*, 1929; Dobson, 1956]. Cette circulation ne peut être expliquée que par les mouvements adiabatiques. L'air entre dans la stratosphère via la tropopause tropicale, continue de monter en se dirigeant vers les pôles puis redescend aux moyennes latitudes et aux pôles, cf. figure Fig.I.4.

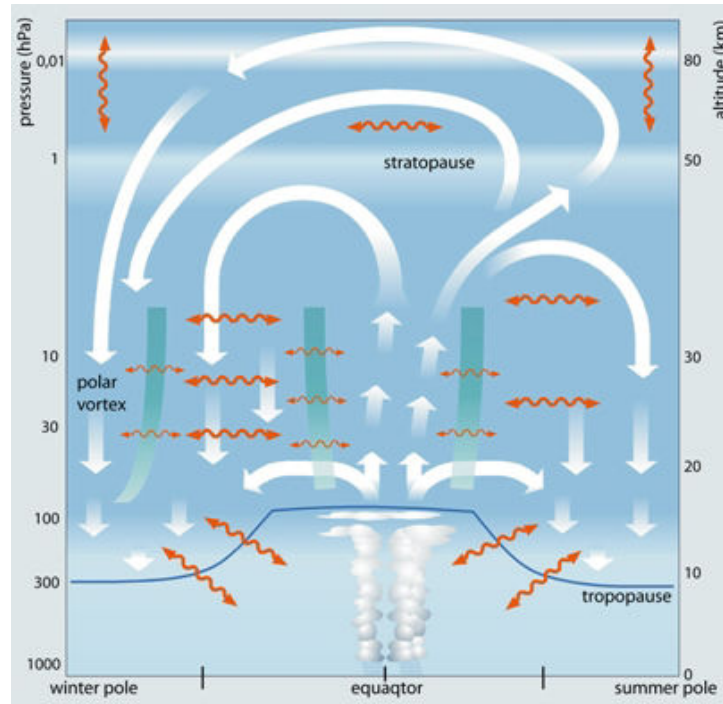


FIGURE I.4 – Représentation schématique de la circulation et du transport dans la moyenne atmosphère. Les masses d'air troposphériques entrent dans la stratosphère via la tropopause tropicale, à partir de laquelle elles sont séparées en différentes voies dans la stratosphère. Les doubles flèches oranges montrent le transport via des mouvements tourbillonnaires. (D'après [Bönisch *et al.*, 2011])

Pour expliquer cette circulation, Holton *et al.* [1995] introduit l'idée d'un pompage extratropical par les ondes. Sous l'effet de la force de Coriolis, le forçage zonal est converti en circulation méridienne. Elle est, d'après lui, principalement contrôlée par le déferlement d'ondes de Rossby et d'ondes de gravité dans la stratosphère et la mésosphère. Il met aussi en évidence la possibilité de transport à travers la tropopause extratropicale en suivant les isentropes.

[Haynes *et al.*, 1991] introduit le concept de "downward control" : la moyenne zonale de la force induite par le déferlement des ondes contrôle la moyenne zonale du mouvement vertical des masses d'air situées à plus faibles altitudes. Dans la mésosphère de l'hémisphère d'hiver, les ondes de gravité vont vers l'ouest et déferlent par effet de densité et freinent l'écoulement, et inversement dans l'hémisphère d'été. Dans la stratosphère, les ondes de Rossby se propagent vers l'ouest et déferlent elles aussi freinant ainsi l'écoulement. Ce freinage entraîne la subsidence

lente des masses d'air vers la troposphère.

Entre 450 et 600 K, le transport et le mélange méridien sont fortement limités entre les tropiques (20° S-20° N environ) et les moyennes latitudes. *Plumb* [1996] désigne ce phénomène par le terme "tropical pipe".

1.3 La tropopause vue comme une couche de transition : la TTL

Jusqu'ici, la tropopause était principalement définie comme étant une surface séparant deux régimes distincts régissant la troposphère d'une part et la stratosphère d'autre part. Cependant, les définitions précédemment proposées présentent le désavantage de ne pas donner la même position de la tropopause à chaque instant puisqu'elles sont définies à partir de phénomènes physiques différents.

Atticks and Robinson [1983] ont proposé que la tropopause puisse être définie comme une couche de transition, suite à l'étude de profils de radiosondages tropicaux entre 130 et 60 hPa. Cette hypothèse a par la suite été confirmée par d'autres études [*Highwood and Hoskins*, 1998; *Thuburn and Craig*, 1997].

De manière à regrouper ces définitions et à étudier le transport à travers la tropopause tropicale, il est possible de définir la tropopause non plus comme une surface mais comme une couche de transition dans la région tropicale, porte d'entrée vers la stratosphère : la TTL (tropopause tropical layer). Les masses d'air atteignent la TTL grâce à la convection profonde puis rejoignent la branche ascendante de la circulation de Brewer-Dobson ou bien redescendent dans la troposphère.

Fueglistaler et al. [2009] propose une définition de la TTL, cf. Fig. I.5. Il s'agit d'une couche contenue entre les surfaces 150 hPa (environ 355 K ou 14 km) et 70 hPa (environ 425 K ou 18.5 km). Elle est bornée en latitude par les jets subtropicaux, situés aux alentours de 30° N et 30° S. En effet, ces jets limitent le transport horizontal entre les tropiques et les extra-tropiques autour de 350 K [*Haynes and Shuckburgh*, 2000]. La surface 2 PVU diminue brusquement d'altitude au niveau de ces jets, cf. Fig. I.1.

Cette définition de la TTL est directement liée à l'impact de la convection profonde. Les anomalies de températures et l'impact radiatif changent de signe autour de 150 hPa : la convection profonde commence à perdre de l'influence à cette altitude. Tandis qu'au sommet de cette TTL, à 70 hPa, la stabilité statique est maximum et la distribution géographique de la convection n'influe plus sur la circulation des masses d'air. La TTL est alors définie comme une couche de transition dans laquelle à la fois des propriétés troposphériques mais aussi des propriétés stratosphériques sont observées, cf. Fig. I.6. Cette couche recoupe les différentes surface pouvant représenter la tropopause tropicale selon les définitions de tropopause thermique et dynamique évoquées précédemment (cf. sections 1.1 et 1.1). La surface 380 K, qui sera utilisée comme tro-

popause pour des raison pratiques dans cette thèse, est contenue dans cette TTL. Elle est située un peu au-dessus de la surface représentant le niveau moyen de chauffage radiatif nul en ciel clair (noté par la suite $\text{LZRH}_{\text{clear sky}}$).

Il est important de noter l'existence d'autres définitions de la TTL comme par exemple celle proposée par *Gettelman and Forster* [2002]. Dans ce cas, la TTL est bornée à sa base par la surface représentant l'altitude où le gradient vertical de température est minimum, et au sommet par la surface représentant l'altitude pour lequel la température est la plus froide ("cold point tropopause"). Cette tropopause est donc, en moyenne, moins épaisse que celle de *Fueglistaler et al.* [2009].

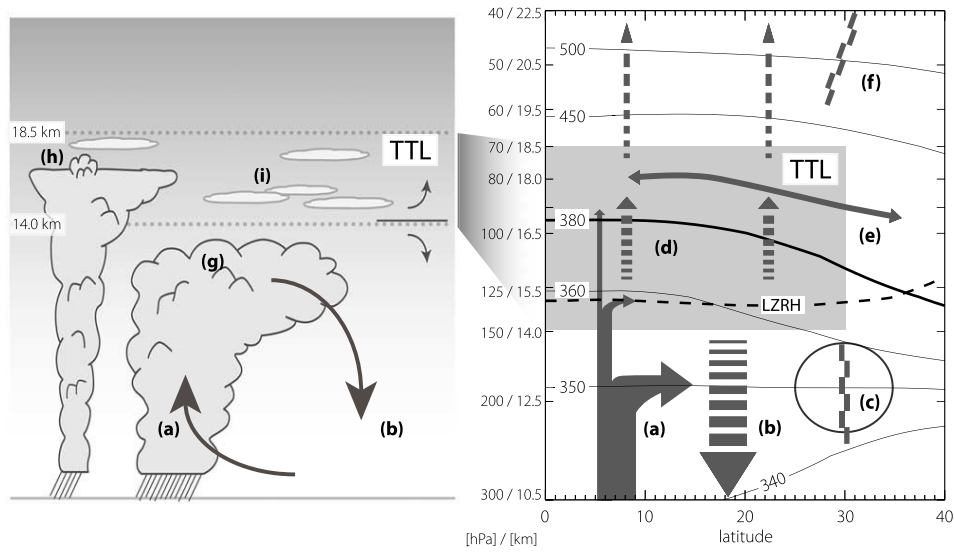


FIGURE I.5 – Schémas (à gauche) des processus et transports nuageux et (à droite) de la circulation moyenne zonale. Les flèches indiquent la circulation, la ligne pointillée noire correspond au niveau de chauffage radiatif nul en ciel clair ($\text{LZRH}_{\text{clear sky}}$), et les lignes continue montrent les isentropes (en K, basé sur la réanalyse ERA-40 du centre Européen (ECMWF)). La lettre a indique la convection profonde : le déentraînement, maximum autour de 200 hPa, diminue rapidement avec l'altitude dans la TTL, et pénètre rarement dans la tropopause. Transport vertical rapide de traceurs depuis la couche limite jusqu'à la TTL. La lettre b montre le refroidissement radiatif (subsidence). La lettre c indique la position des jets subtropicaux, qui limitent les échanges quasi-isentropes entre la troposphère et la stratosphère (transport barrière). La lettre d indique le chauffage radiatif, qui équilibre l'ascension par le chauffage diabatique. La lettre e indique le transport méridional rapide de traceurs et le mélange. La lettre f indique le bord du "tropical pipe", qui isole relativement les tropiques, et la zone de déferlement des ondes. La lettre g indique un nuage convectif profond. La lettre h indique le cœur du nuage convectif qui dépasse son niveau de flottabilité neutre (cas d'un "overshoot"). La lettre i indique l'omniprésence de cirrus optiquement (et géométriquement) fins, étendus horizontalement, souvent formés de façon *in situ*. Notez que les relations altitude - pression - températures potentielle montrés sont basées sur des champs de températures tropicales en moyenne annuelle, avec des altitudes arrondies 0.5 km plus proches. (D'après [Fueglistaler et al., 2009])

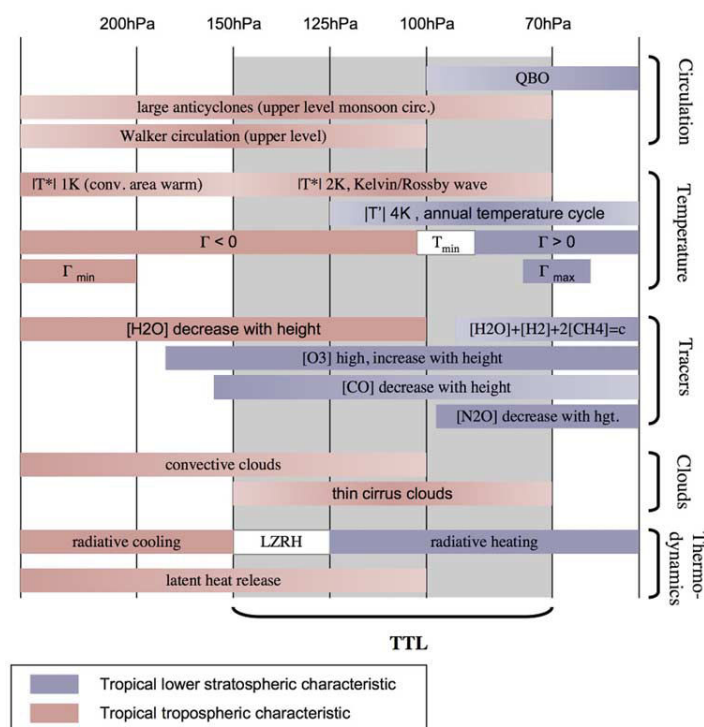


FIGURE I.6 – Récapitulatif des caractéristiques et transitions troposphère/stratosphère. Γ : gradient de température; T_{min} : température minimum du profil; $|T^*|$: amplitude de l'anomalie zonale quasi-stationnaire de température; $|T'|$: amplitude de la température moyenne tropicale liée au cycle saisonnier; QBO : oscillation quasi-biennale. (D'après [Fueglistaler et al., 2009])

2 La convection profonde tropicale

2.1 Mécanismes de la convection profonde et niveau de déentraînement maximum

Le terme "convection profonde tropicale" désigne des mouvements convectifs, associés à des cumulonimbus, qui s'effectuent sur l'ensemble de la troposphère, depuis la couche limite jusqu'à la tropopause au niveau des tropiques. La convection profonde humide tient une part très importante dans la dynamique atmosphérique tropicale. En moyenne meridienne, elle est observée au niveau des zones d'ascension des cellules de Walker, cf. figure Fig. 1.2. Les parcelles d'air s'élèvent jusqu'à un niveau, appelé niveau de condensation, auquel la vapeur d'eau qu'elles contiennent commence à condenser. Ce niveau constitue le bas du nuage. Si elles continuent à s'élever, elles peuvent atteindre le niveau de convection libre correspondant à une flottabilité positive. Dès lors elles montent rapidement jusqu'à leurs niveaux d'équilibres : le haut du nuage. Cette ascension rapide permet de transporter rapidement des parcelles d'air depuis la couche limite troposphérique jusqu'à la haute troposphère. Dans certains cas, si la convection est profonde, elle peut atteindre la TTL, cf. Fig. I.5, ce qui a un impact sur la composition chimique

de la haute troposphère et parfois directement sur la TTL.

Cette thèse ne traitera que du devenir de l'air entraîné du sommet des nuages convectifs, dont le sommet est situé en-dessous de la surface 380 K. Pour cela, il est nécessaire de déterminer la position spatiale et temporelle de ces nuages. Il faut aussi noter que le entraînement maximum des parcelles d'air s'observe à une altitude un peu inférieure à celle du sommet du nuage. Cependant, le niveau de entraînement maximum reste encore difficile à déterminer avec exactitude [Böing *et al.*, 2012]. *Folkins and Martin* [2005] puis *Folkins et al.* [2006] ont proposé une méthode afin d'estimer qualitativement le profil du taux de entraînement convectif à partir de données in situ. Ils l'estiment à partir de la différence entre la divergence des vents horizontaux et de la divergence des taux de chauffage radiatifs en ciel clair. De cette manière, le taux de entraînement convectif maximum est situé aux alentours de 200 hPa (350 K en température potentielle) [Fueglistaler *et al.*, 2009; *Folkins and Martin*, 2005].

2.2 Méthodes de détection des sommets des nuages tropicaux

Les premières climatologies de nuages continentaux et océaniques ont été obtenues à partir de données issues d'observations effectuées depuis le sol, comme celles fournies par les stations météorologiques et les bateaux [Warren *et al.*, 1986, 1988]. Cependant, ces types de données ne fournissent pas une couverture spatiale et temporelle uniforme. Au-dessus des océans, les données n'étaient collectées que sous le trajet des bateaux. Au-dessus de certaines régions terrestres comme le Sahara, les stations sont très éparées. De plus, puisqu'il s'agit de données obtenues depuis le sol, il est difficile d'observer correctement le sommet des nuages.

L'arrivée des données satellitaires a permis d'améliorer la connaissance des nuages. Différentes méthodes ont été élaborées afin de mieux déterminer leurs répartitions verticale, spatiale et temporelle, leurs propriétés microphysiques telles que la phase, etc. Le choix de la méthode dépend, entre autres, du type de nuage observé.

Un ensemble de satellites est en orbite autour de la Terre, cf. Fig. I.7. Chaque satellite embarque des instruments dont certains peuvent servir à déterminer la localisation, le type ainsi que la hauteur d'un nuage. Certains satellites, comme par exemple les GOES (Geostationary Operational Environmental Satellite) ou METEOSAT, sont géostationnaires : ils restent à une longitude fixe le long de l'équateur et permettent d'obtenir des données de la même zone géographique à partir de radiomètre Visible-Infrarouge avec une résolution spatiale de quelques kilomètres et à une fréquence importante (généralement 30 minutes ou 1 heure et maintenant de l'ordre de 15 minutes pour les satellites de la nouvelle génération). 5 satellites permettent de couvrir le globe. Un désavantage est qu'avec ces satellites géostationnaires les hautes latitudes ne sont pas observables. Les autres, appelés satellites défilants, comme par exemple les satellites de la NOAA et récemment les satellites de la constellation de l'A-Train, cf. Fig. I.8, ou les satellites

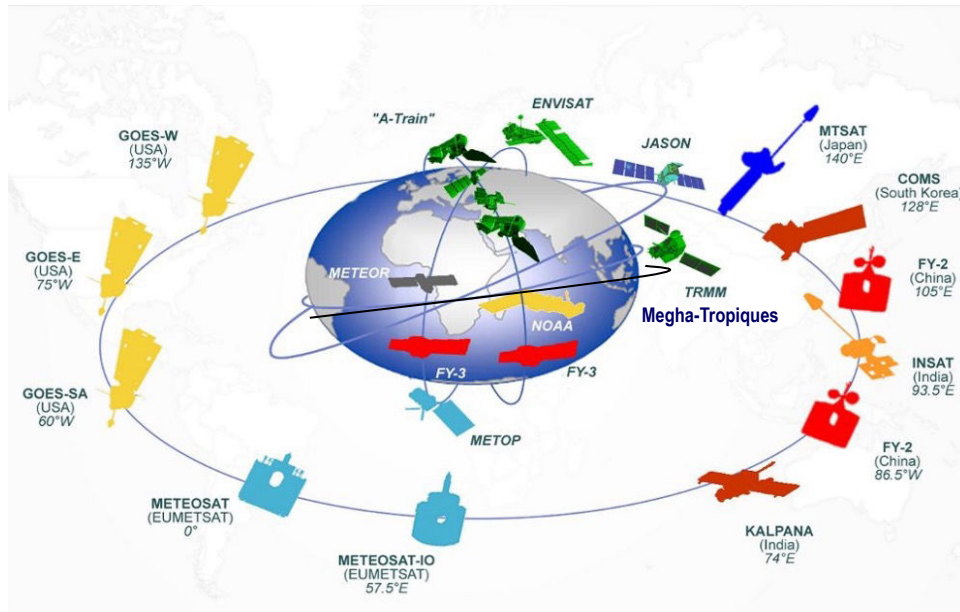


FIGURE I.7 – Système mondial d’observations spatiales (D’après [Barrel et al., 2011] avec ajout de la trajectoire de Megha-Tropiques)

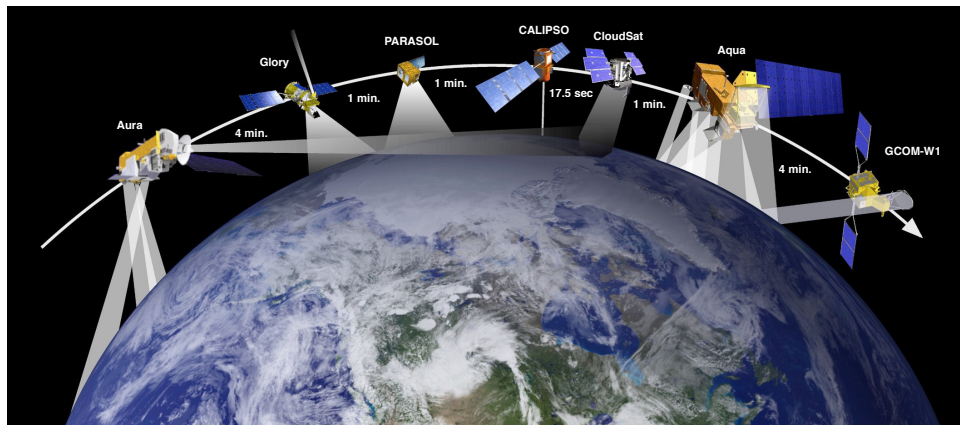


FIGURE I.8 – Satellites de l’A-Train ("Afternoon Constellation") (D’après http://www.nasa.gov/images/content/380908main_A-Train-graphic-2009-08-21.jpg, Ed Hank)

de la série MetOp ont généralement une orbite passant par les pôles et héliosynchrones. Leurs données sont disponibles sur l’ensemble du globe au même temps local mais seulement deux fois par jour aux tropiques et moyennes latitudes. Aux hautes latitudes, grâce au recouvrement entre les orbites, la fréquence augmente.

Présentation des différentes méthodes utilisant les données satellites

Au niveau des tropiques, deux types de nuages prédominent : les nuages convectifs profonds et les cirrus formés en altitude [Lin et al., 2007]. Afin de les détecter, de les distinguer et de déterminer la hauteur de leurs sommets, plusieurs méthodes ont été successivement élaborées. Les méthodes les plus utilisées sont répertoriées ici :

- *à partir des radiances infrarouges seules* : Dans un premier temps, les données issues des capteurs infrarouges, dans la fenêtre 10 et 11 μm , des satellites météorologiques ont permis, à partir d'une analyse en température de brillance, de déterminer la hauteur des sommets des nuages dont le sommet est froid en considérant que ceux-ci rayonnent comme des corps noirs. Cette méthode présente différents inconvénients mais est applicable aux sommets des nuages dont le sommet est optiquement épais. Si le nuage n'est pas optiquement épais, la radiance observée par le satellite dépendra, en plus de l'altitude du nuage, de l'émissivité du nuage et de la température de brillance de la surface ou de la température de brillance de la couche nuageuse inférieure dans le cas d'un nuage fin au dessus d'un nuage épais.
- *à partir de l'analyse conjointe des radiances infrarouges et visibles* : Le canal visible (entre 0.45 et 1.0 μm) des géostationnaires permet d'observer la réflectance directionnelle des nuages. A partir d'hypothèses sur la phase du nuage et sur la distribution de taille des gouttes d'eau ou des paramètres de formes de cristaux de glace et à l'aide de profils verticaux de température et d'humidité et de modèles de transfert radiatifs, l'épaisseur optique visible du nuage est calculée puis transformée en épaisseur optique d'absorption en infrarouge et émissivité. De jour, les radiances visibles permettent de déterminer si le nuage est optiquement fin voire subvisible ou non et de calculer son émissivité dans le canal 10-11 μm et ainsi calculer la température de brillance que le nuage aurait s'il était optiquement opaque. A partir de l'analyse simultanée des radiances visibles et infrarouge, l'épaisseur optique des nuages et l'altitude de leurs sommets sont déterminés même lorsque le nuage n'est pas optiquement opaque [Adler and Mack, 1986], ce que ne peut faire la radiométrie infrarouge dans le cas où l'on ne dispose que d'un canal dans la fenêtre 10-11 μm . Cependant, par cette méthode, les cas de nuages organisés en multicouches, comme un cirrus fins au-dessus d'un nuage opaque, ne peuvent toujours pas être distingués d'un nuage opaque mono-couche. Le programme ISCCP a permis, en combinant les données de radiances infrarouges et visibles, d'établir une climatologie présentant la distribution verticale moyenne des sommets des différents types de nuages. Cette climatologie est présentée plus longuement dans la partie 2.3 [Rossow and Schiffer, 1999]. Cependant, cette méthode ne permet toujours pas de distinguer les cas de nuages en multicouches. Dans

cette climatologie, pour les données de nuit ne disposant que d'une seule mesure en infrarouge, aucune correction n'a pu être appliquée aux températures de brillance infrarouges pour déterminer l'altitude des nuages haut semi-transparents.

- *à partir d'une comparaison des radiances "fenêtre infrarouge" et "vapeur d'eau"* : pour les nuages semi-transparents. Dans le domaine spectral entre 6 et $7\mu\text{m}$, l'absorption par la vapeur d'eau est forte. Les radiomètres infrarouges à bord des satellites géostationnaires météorologiques disposent généralement de mesures des radiances dans cette gamme de longueur d'onde. Pour les nuages hauts semi-transparents, il est possible de déterminer la température correspondante à leur sommet en analysant simultanément des données de radiances "fenêtre infrarouge" et "vapeur d'eau". En effet, dans le cas d'un nuage semi-transparent, lorsque l'émissivité du nuage varie au-dessus d'une surface homogène en température de brillance, il existe une relation linéaire entre les variances des radiances fenêtre infrarouge vapeur d'eau. A partir de la droite de régression de la distribution bidimensionnelle des radiances infrarouge-vapeur d'eau sur un petit domaine spatial centré sur le nuage semi-transparent à analyser, la température du sommet de ce nuage est déduite de l'intersection entre cette droite et la courbe dite "des corps noirs", cf. Fig.I.9. Cette courbe représente la relation entre les radiances infrarouge et vapeur d'eau dans le cas d'un corps noir lorsque sa température varie. Une approche similaire peut être appliquée lorsque des mesures dans la bande d'absorption par le CO_2 située entre 13 et $15\mu\text{m}$ sont disponibles.
- *à partir des données lidar et radar* : La mise en service d'instruments actifs lidar et radar sur les satellites a donné accès à la distribution verticale des nuages et, par exemple, de faire ainsi la différence entre les enclumes et les nuages convectifs profonds. TRMM (Tropical Rainfall Measuring Mission) est le premier instrument actif embarqué donnant un profil vertical nuageux dans le cas de convection profonde. Lancé en décembre 1997, il a permis de quantifier les précipitations des cumulonimbus tropicaux et de déterminer certaines de leurs propriétés [Schumacher and Houze Jr, 2003; Hirose and Nakamura, 2004; Nesbitt and Zipser, 2003]. Cependant, ce satellite couvre uniquement les tropiques, cf. Fig.I.7. Par la suite, les données actives de l'A-Train ont rendues possible l'étude des nuages de la TTL, que ce soit, par exemple, la variabilité interannuelle des nuages de la TTL [Davis et al., 2013], ou bien, plus spécifiquement, l'étude des cirrus avec CALIPSO [Virts et al., 2010]. Les instruments actifs et passifs des satellites de l'A-Train, lancé en 2006 avec le lidar CALIOP et le radar CloudSat, ont donné accès à la description verticale complète des nuages de la TTL. Le lidar CALIOP (Cloud-Aerosol Lidar with Orthogonal Polarization) à rétrodiffusion permet de détecter les couches nuageuses les plus hautes dès que leur épaisseur optique dépasse 0.002 de nuit et 0.001 de jour. Il peut détecter des couches

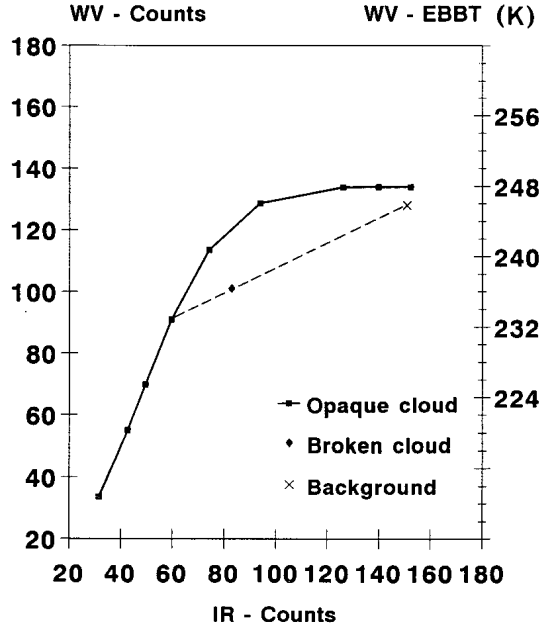


FIGURE 1.9 – Exemple de schéma utilisé pour la correction bi-spectrale appliquée pour déterminer l'altitude des nuages semi-transparents. La courbe en trait plein se réfère à un nuage opaque. Les carrés le long de cette courbe correspondent respectivement aux cas en ciel clair et de nuages situés à 1.6, 3.2, 6, 8, 9.6, 11, 12 et 14 km d'altitudes. La ligne droite en tirets se rattache au cas d'un nuage fragmenté avec un sous-pixel de nuage opaque à l'altitude 9.6 km. L'intersection de cette ligne avec la courbe en trait plein fournit une bonne estimation de l'altitude du nuage. La ligne droite est définie par la radiance en ciel clair ("background", la croix) et la radiance en ciel nuageux (losange). L'axe vertical sur la partie droite donne une échelle approximative de la température de brillance équivalente pour un corps noir dans le canal vapeur d'eau. (D'après [Schmetz et al., 1993])

nuageuses situées en-dessous tant que l'épaisseur optique de la colonne observée ne dépasse pas 3. Ainsi, le lidar ne peut décrire l'ensemble du profil vertical d'une colonne convective [Minnis et al., 2008; Nair and Rajeev, 2014]. Pour les nuages épais comme les nuages convectifs, c'est la combinaison de ces données lidar avec les données CloudSat qui donne accès à l'ensemble du profil vertical nuageux. Ces données actives ont permis d'évaluer les climatologies existantes [Rossow and Zhang, 2010], et sont d'une aide précieuse pour l'évaluation des nuages dans les modèles de climats [Chepfer et al., 2010]. Différentes études ont été menées sur les nuages dans la TTL, comme par exemple l'étude sur la variabilité inter-annuelle des nuages de la TTL [Davis et al., 2013], ou bien, plus spécifiquement, l'étude des cirrus avec CALIPSO [Virts et al., 2010]. Une forte limitation de ces mesures est l'extension spatiale restreinte à un spot d'environ 100 m pour le lidar et 1 km pour le radar sous la trace du satellite. D'autres études ont été menées à partir des instruments actifs, comme CALIPSO et CloudSat, afin d'étudier par exemple l'occurrence des cirrus et nuages convectifs profonds tropicaux [Sassen et al., 2009].

- *à partir des sondeurs infrarouges* : Plus récemment, des instruments tels que IASI et AIRS ont été mis en service. Leur trace est très large (de l'ordre de 2000 km) en comparaison aux données lidar et radar. Ils permettent de détecter les nuages hauts semi-transparents pour des épaisseurs optiques plus faibles qu'avec les satellites géostationnaires. A partir de ces radiomètres infrarouges, de nouvelles climatologies ont été obtenues et validées avec les observations CALIPSO et CloudSat [Stubenrauch et al., 2010]. Cependant, ces données ne permettent pas de séparer les cirrus épais des nuages de convection profonde. Par ailleurs, ils ne fournissent pas des données au même endroit de la Terre toutes les 30 minutes comme les géostationnaires mais seulement 2 à 4 fois par jour, en combinant les données des capteurs AIRS et IASI.

Les données les plus précises pour étudier les nuages de la TTL sont les données actives lidar et radar. Mais ces données ne permettent d'obtenir le profil nuageux vertical que dans une bande très étroite sous la trace du satellite. Revenant aux données des géostationnaires qui permettent d'avoir à la fois une très bonne couverture spatiale et temporelle, Sèze et al. [2014] ont proposé d'appliquer un algorithme [Derrien and Le Gléau, 2010, 2005] développé pour le radiomètre SEVIRI (Spinning Enhanced Visible and Infrared Imager) à bord de MSG (Météosat Second Generation) aux données des autres géostationnaires (GOES-E, GOES-W et MTSAT). Cet algorithme utilise plusieurs canaux infrarouge dont des canaux dans les bandes d'absorption de la vapeur d'eau et du CO₂ et, de jour, des données visibles. Il permet de déterminer les différents types de nuages et leur altitude. Sèze et al. [2014] comparent les résultats obtenus aux sommets des nuages observés à partir du lidar CALIOP. Cette comparaison a été faite sur 4 mois durant l'été 2009, entre 30°N et 30°S, en utilisant les données de 4 géostationnaires : GOES-E, GOES-W et MTSAT (Multifunctional Transport Satellites), cf. Fig. I.7. Une conclusion importante de cette étude est que les couches nuageuses de haute altitude, avec des épaisseurs optiques supérieures à 0.1, sont généralement détectés par les géostationnaires. Dans le cas d'une couche nuageuse haute semi-transparente au-dessus d'une autre couche nuageuse, la couche nuageuse haute est détectée en priorité. Cependant, les données de radiométrie des géostationnaires sous-estiment l'altitude des nuages hauts, comme cela a aussi été observé par d'autres auteurs, voir le paragraphe suivant. Par ailleurs, cette analyse ne couvre pas tous les tropiques car il manque certains canaux au satellite METEOSAT-7, cf. Fig. I.7, pour que l'algorithme soit applicable et les résultats ne sont disponibles que pour les données postérieures à mai 2009.

Cas de l'analyse en température de brillance

Les nuages convectifs profonds tropicaux ont une teneur en eau élevée et sont opaques. Par conséquent, leurs sommets rayonnent a priori comme un corps noir. Pour déterminer l'altitude de leurs sommets, on peut considérer que la température du sommet de ces nuages est égale à la température de brillance, mesurée dans la fenêtre infrarouge entre 10 et 11 μm . Il est alors possible de déterminer la pression associée en comparant cette température de brillance à des profils verticaux de température et de pression connus, en faisant l'hypothèse que le nuage est à la même température que son environnement. La correction due à l'absorption par la vapeur d'eau n'est ici pas nécessaire pour ces nuages de haute altitude.

Cette méthode présente l'avantage de pouvoir être applicable à n'importe quelle heure de la journée puisque les données de températures de brillance sont disponibles de jour comme de nuit. De plus, de grandes quantités de données sont disponibles car tous les satellites météorologiques embarquent un instrument permettant de mesurer la température de brillance dans la bande 10-12 μm . Ces données sont archivées depuis 1983 grâce au programme ISCCP.

Cependant, même pour des nuages opaques, cette méthode entraîne une sous-estimation de l'altitude du sommet du nuage convectif de l'ordre de 1 km [Sherwood, 2004; Minnis et al., 2008]. Stubenrauch et al. [2010] ont estimé ce biais entre 0.5 et 1.5 km et Garnier et al. [2012] l'estiment entre 0.4 et 1.6 km. En effet, le sommet du nuage convectif laisse passer le rayonnement infrarouge qui provient de couches inférieures du nuage. Dans l'hypothèse que le nuage est en équilibre thermique avec son environnement, ces couches inférieures sont plus chaudes que le sommet. Il en résulte alors que la température de brillance observée par le satellite sera en moyenne plus élevée que la température de brillance réelle du sommet. Ainsi, l'altitude du sommet du nuage convectif profond sera sous-estimée. Dans la suite de cette thèse, la correction appliquée sera de 1 km pour toutes les températures de brillance.

Minnis et al. [2008] ont cherché à corriger cette altitude plus finement en comparant les altitudes des sommets des nuages issues des données CALIPSO (Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations) à celles obtenues à partir des canaux infrarouges de l'instrument MODIS (Moderate-Resolution Imaging Spectroradiometer) du satellite Aqua de l'A-Train durant le mois d'avril 2007, cf. figure Fig. I.8. La correction empirique proposée peut être appliquée aux nuages de glace optiquement épais : $Z_{\text{top}} = 1.094Z_{\text{eff}} + 0.751 \text{ km}$, où Z_{eff} correspond à l'altitude effective obtenue à partir des données infrarouges et Z_{top} correspond à l'altitude du sommet du nuage issue de cette correction.

Comme cela a déjà été écrit, un autre inconvénient de la méthode de détection des sommets par la température de brillance est qu'elle ne permet pas de distinguer le sommet d'un nuage convectif profond du sommet d'un cirrus se situant au-dessus d'un nuage convectif profond [Minnis et al., 2008].

Enfin, le sommet d'un nuage convectif peut être plus froid que son environnement, particulièrement lorsque celui-ci traverse la tropopause thermique, sous l'effet d'un refroidissement adiabatique rapide dans les tours convectives [Adler and Mack, 1986; Luo et al., 2008].

2.3 Climatologie ISCCP des nuages tropicaux

Le projet ISCCP (International Satellite Cloud Climatology Project, [Rossow et al., 1992]) est un projet international supervisé par le WCRP (World Climate Research Program), débuté en 1982. Depuis 1983, il vise à collecter et à analyser les données des radiances visibles et infrarouges mesurées obtenues à partir des radiomètres à bord des satellites. Le jeu de données ISCCP est produit par l'analyse du rayonnement infrarouge et du rayonnement visible (disponible seulement pendant la journée), avec intercalibration, de manière à résoudre le mieux possible le cycle diurne. Elles sont issues de mesures tous les 5 km environ, échantillonnées tous les 30 km. Elles sont disponibles toutes les trois heures.

Les données satellites utilisées sont issues à la fois des satellites météorologiques opérationnels géostationnaires (METEOSAT, GMS et GOES) et des satellites météorologiques en orbite polaire (NOAA), cf. Fig. I.7.

L'algorithme ISCCP détermine de jour, à partir de l'analyse conjointe des radiances infrarouges et visibles comme décrit précédemment, l'épaisseur optique du nuage et son altitude. De nuit, une analyse de la seule radiance "fenêtre infrarouge" est faite.

Oreopoulos and Rossow [2011] ont utilisé les données bi-dimensionnelles sur de petits domaines de pression-épaisseur optique des nuages afin de faire une classification en "weather states" (WS). Cette classification est basée sur une analyse en clusters. Les résultats de cette étude, pour la région tropicale étendue 35°N - 35°S et moyennés sur la période 1984-2007, sont présentés sur les figures Fig. I.11 et Fig. I.12.

ISCCP détermine différents types de nuages en fonction de la pression au sommet du nuage et de son épaisseur optique, cf. Fig. I.10 [Rossow and Schiffer, 1999]. Ainsi, Oreopoulos and Rossow [2011] donnent pour étiquette à chacun des "weather states" le type nuageux qui prédomine et ils calculent la distribution géographique de chacun de ces "weather states" :

- *WS1 et WS2* : nuages hauts avec une épaisseur optique moyenne à grande pouvant correspondre aussi bien à des nuages convectifs profonds que des cirrus épais.
- *WS3* : convection principalement désorganisée.
- *WS4* : cirrus fins
- *WS5* : stratocumulus maritimes
- *WS6* : nuages maritimes et continentaux de couche limite
- *WS7* : morceaux de stratocumulus ou de cumulus

- *WS8* : mélange de cumulus morcelés et de nuages hauts

Les nuages convectifs profonds s'observent le plus fréquemment le long de l'équateur, au niveau des régions d'ascendance des cellules de Walker, cf. figures Fig.I.3 et Fig.I.12 : sur l'Afrique centrale, l'Amérique centrale, l'Indonésie et l'ouest du Pacifique. De plus, ces nuages sont fréquemment observés plus à l'est du pacifique, lors des années El Niño. Inversement, leur fréquence d'occurrence est la plus faible dans les zones de subsidences de ces cellules : à l'ouest de l'Afrique, à l'ouest et à l'est de l'Amérique du Sud.

Les cirrus hauts et épais mais aussi un peu plus fins sont souvent proches des nuages convectifs profonds. Dans la TTL, ils peuvent avoir un impact sur le transport des parcelles d'air entraînés depuis ces nuages convectifs. Cet aspect sera approfondi dans la suite de cette thèse, cf. partie 3.2. Dans la TTL, entre 150 et 70 hPa, les nuages convectifs profonds mais aussi les cirrus sont observés, cf. Fig.I.11. Cependant, les weather states définis ici ne permettent pas de distinguer deux nuages qui se superposent.

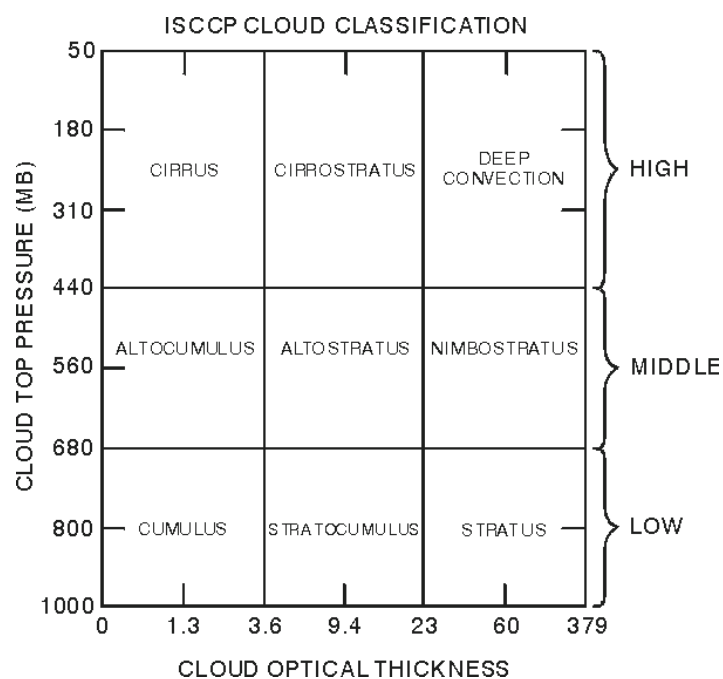


FIGURE I.10 – Définitions des types de nuages utilisés dans la série ISCCP-D pour la journée. Tous les nuages bas et moyens sont séparés en catégories liquides et glace; tous les nuages hauts sont constitués de glace. La nuit, les types de nuages sont : bas, moyens et hauts, comme indiqué sur la droite. (D'après [Rossow and Schiffer, 1999])

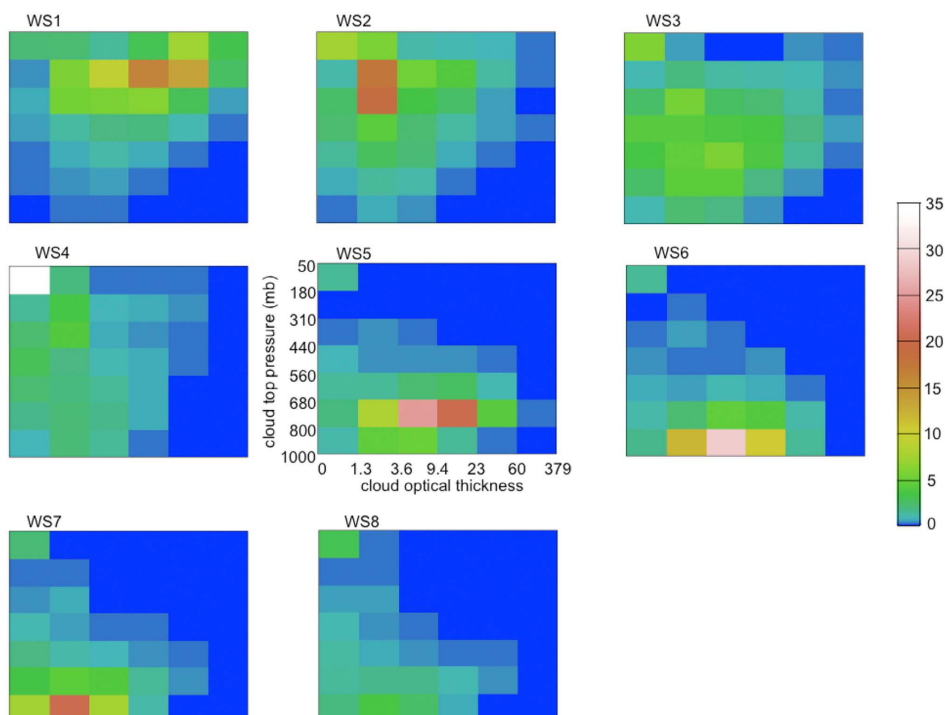


FIGURE I.11 – Fréquence d'occurrence (en %) à l'intérieur de chaque bin pression au sommet du nuage - épaisseur optique du nuage, pour les 8 weather states (WS) de la région tropicale étendue (35°S - 35°N) dérivés de ISCCP. (D'après [Oreopoulos and Rossow, 2011])

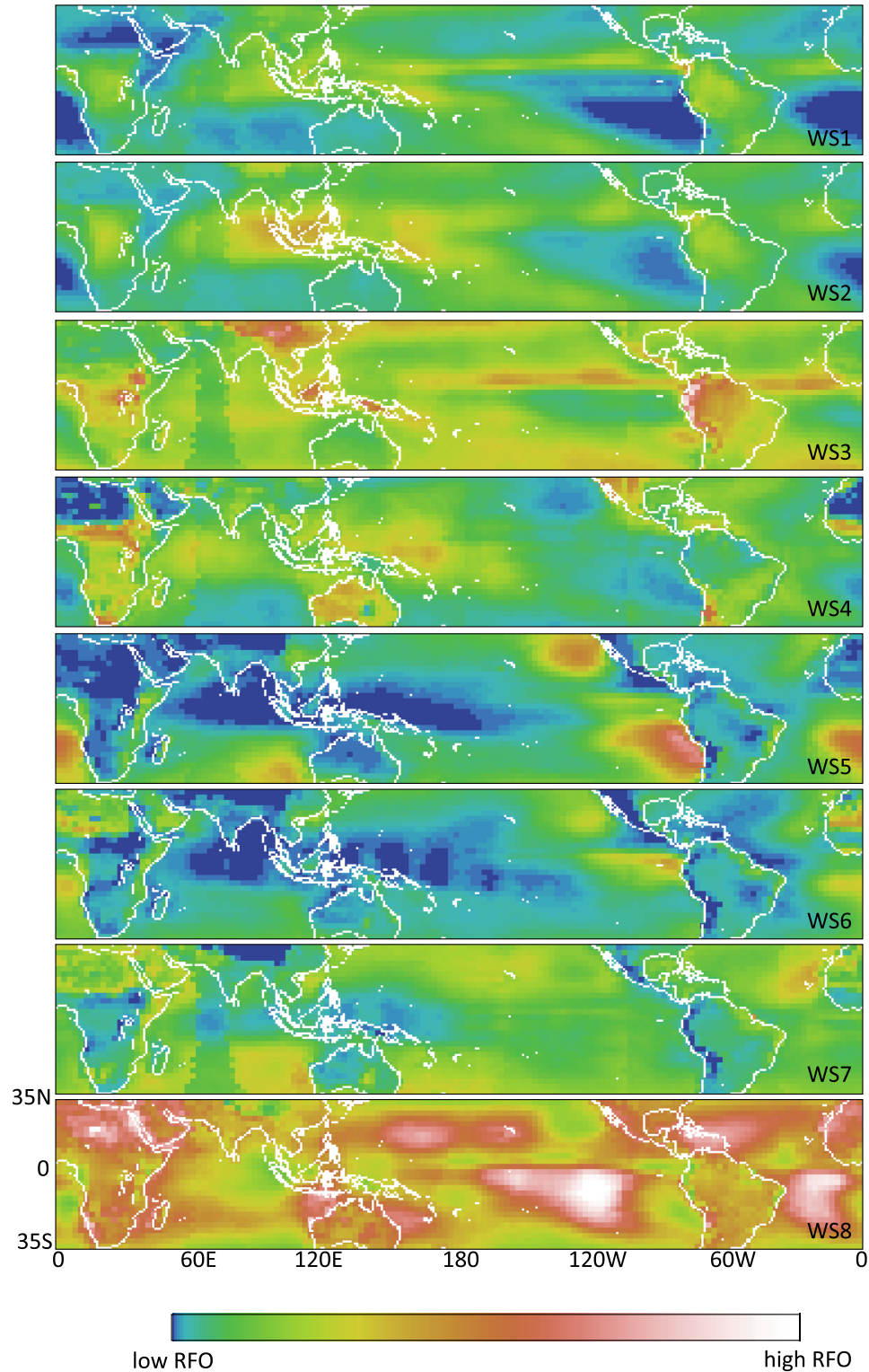


FIGURE I.12 – Distribution géographique de la fréquence relative d'occurrence (RFO) des 8 weather states de la région tropicale obtenu pour la période 1984-2007. Les valeurs sont normalisées par rapport au nombre total d'occurrences des weather states pour cette période dans cette zone géographique. (D'après [Oreopoulos and Rossow, 2011])

2.4 Cas des nuages convectifs profonds atteignant la TTL

Le maximum de déentraînement des nuages convectifs profonds tropicaux se situe vers 350 K en température potentielle [Folkins and Martin, 2005]. En considérant seulement la température potentielle pseudoéquivalente θ_e , ces nuages peuvent atteindre 360 K [Folkins et al., 2000]. Dans certains cas, leurs sommets peuvent même atteindre la stratosphère. Cependant, la fréquence de ces événements est faible [Liu and Zipser, 2005; Fu et al., 2007]. Ils ne peuvent donc pas à eux seuls expliquer la quantité d'air traversant la tropopause et nécessaire au maintien de la circulation de Brewer-Dobson. Différents travaux ont été conduits afin de quantifier ces événements et de décrire leurs distributions géographiques ainsi que leurs variations saisonnières [Rossow and Pearl, 2007; Liu and Zipser, 2005; Zhang, 1993; Gettelman, 2002].

Liu and Zipser [2005] ont déterminé, en analysant des données satellites globales radar, que la convection profonde tropicale, dont le sommet dépasse le niveau de flottabilité neutre ("overshoots"), atteint 14 km dans 1.3% des cas et même la surface correspondant à la température potentielle 380 K dans 0.1% des cas. Auparavant, Gettelman [2002] avaient utilisé des données infrarouges afin de quantifier eux-aussi ces événements. Cependant, ils avaient sous-estimé leur fréquence à cause d'une résolution spatiale trop faible des données. Par la suite, Rossow and Pearl [2007] ont exploité 22 ans de données globales ISCCP, de 1983 à 2005, afin d'étudier cette convection qui atteint la stratosphère mais aussi les caractéristiques des systèmes convectifs mis à en cause. Ils considèrent les overshoots qu'ils définissent comme les cas où la température du sommet du nuage approximé par un corps noir est inférieure au point le plus froid sur le profil de température troposphérique-stratosphérique. Dans ce cas, 2% des systèmes convectifs atteignent la base de la TTL définie dans ce cas comme le niveau où les taux de chauffage en ciel clair changent de signe (LZRH) et seulement 1% entre directement dans la basse stratosphère.

Ces deux études montrent que la surface considérée par ces événements est plus grande sur les continents que sur les océans. Cependant, ils s'observent plus fréquemment au niveau de l'Amérique du Sud et de l'Afrique centrale ainsi qu'au niveau de l'Indonésie (à l'est de l'océan Indien et à l'ouest de l'océan Pacifique), plus précisément à la terminaison ouest de la zone de convergence Pacifique Sud et à la terminaison est de la zone de convergence intertropicale Pacifique. L'Afrique centrale est un contributeur très important étant donné l'importance de la zone considérée, le volume et les précipitations sous forme de glace associées.

L'impact des overshoots tropicaux sur la TTL reste encore mal connu. Cependant, sur les continents tropicaux, les cristaux de glace issus des overshoots semblent humidifier la TTL et ce, de manière beaucoup plus efficace dans l'hémisphère sud [Carminati et al., 2014].

D'autres études ont été menées à partir des données satellitaires de l'A-Train Luo et al. [2008]; Young et al. [2012]; Iwasaki et al. [2010]; Takahashi and Luo [2014]. Par exemple, Luo et al. [2008] ont utilisé les données CloudSat afin d'étudier la nature des systèmes convectifs en-

trant dans la TTL ainsi que leur structure verticale interne. Environ 1.3% des nuages convectifs profonds dépassent l'altitude correspondant au point le plus froid sur le profil de température troposphérique-stratosphérique. A l'aide du lidar CALIOP, *Fu et al.* [2007] ont déterminé qu'entre 20° S et 20° N, la fraction nuageuse s'élève à 0.5 % à 18.5 km, 0.5 % à 18 km et 5 % à 17 km, là où les nuages, dont l'épaisseur optique est plus grande que 0.5, contribuent jusqu'à un dixième de la fraction nuageuse totale.

2.5 Mécanismes des moussons tropicales et subtropicales

Les régions de moussons subtropicales désignent des régions qui connaissent à la fois une saison sèche et une saison de pluies intenses avec des régimes de vents de basse couches persistants et dominants qui s'inversent. *Gill* [1980] interprète cette circulation comme un étant une réponse à une modification de chauffage diabatique.

Au printemps puis en été, le continent se réchauffe et se refroidit plus vite que l'océan. L'air chaud continental proche du sol a donc tendance à s'élever, créant ainsi une zone thermique dépressionnaire à la surface. Les alizées transéquatoriales dévient de leur trajectoire hivernale pour se diriger vers cette zone de basse pression. Cet air océanique étant très chargé en humidité, son ascension sur le continent entraîne des nuages convectifs profonds liés à d'intenses précipitations. La position de la Zone de Convergence Intertropicale (ITCZ) est donc modifiée. C'est la mousson d'été. Une forte circulation anticyclonique, décalée par rapport au sommet de la zone convective, est observée. Cette circulation anticyclonique peut même s'étendre jusqu'à la TTL. [*Randel and Park*, 2006].

En automne puis en hiver, le mécanisme s'inverse. C'est la mousson d'hiver. La différence de température entre la surface continentale et l'océan diminue jusqu'à s'inverser. La zone de basse pression se trouve sur l'océan. Les vents secs sont dirigés du continent vers l'océan.

Le phénomène de mousson d'été subtropicale s'observe entre autres de juin à août au niveau de l'Asie du sud-est, de l'Inde et du Mexique et, de décembre à février, au niveau de l'Amérique du Sud et de l'Australie. [*Webster et al.*, 1998] La mousson asiatique englobe deux moussons : la mousson de l'Asie du sud-est et la mousson indienne. La mousson asiatique est cependant la plus intense, que ce soit en termes d'intensité des précipitations ou bien d'étendue spatiale.

La mousson africaine de l'ouest subsaharienne est une mousson tropicale pour laquelle les nuages convectifs profonds et les fortes précipitations orageuses associées s'observent de juin à septembre. Ils déplacent d'est en ouest jusqu'à l'Atlantique, et forment alors ce qui est appelé une ligne de grains, avant de se transformer parfois en cyclones. Contrairement à la mousson asiatique, la variabilité inter-annuelle de la convection et de l'intensité des précipitations y est très importante. Cette variabilité est liée, entre autres, à la variabilité de la position de l'ITCZ.

3 Transport à travers la tropopause : état de l'art

L'air troposphérique entre préférentiellement et lentement dans la stratosphère au niveau des tropiques, à travers la TTL [Holton *et al.*, 1995]. Cependant, cette entrée ne se fait pas de manière uniforme sur tous les tropiques et dépend des saisons. L'étude des mécanismes dynamiques et physiques liés au transport à travers la tropopause a été initialement particulièrement motivé par la compréhension des mécanismes pouvant expliquer la distribution et la quantité d'eau présente dans la stratosphère. Le flux de masse observé est la conséquence de plusieurs mécanismes : le transport vertical en ciel clair, le transport vertical en ciel nuageux, le transport horizontal, le déplacement de la tropopause (cycle diurne et saisonnier de la tropopause).

Dans la TTL, le mouvement vertical en ciel clair est lent (de l'ordre de plusieurs mois). Mais le rôle du chauffage radiatif en ciel clair reste prédominant en comparaison à celui en ciel nuageux. La convection profonde permet de transporter rapidement de l'air depuis la couche limite jusqu'à la haute troposphère. Cependant, 1.3% des nuages convectifs profonds atteignent 14 km et seulement 0.1% atteignent la surface 380 K en température potentielle [Liu and Zipser, 2005]. Bien que ce type de convection soit le plus efficace pour transporter rapidement de l'air jusqu'à la stratosphère, la fréquence de ces événements et la quantité de flux de masse associée est donc trop faible pour expliquer le flux de masse total observé à la tropopause pour la circulation de Brewer-Dobson [Gettelman, 2002]. Le transport horizontal des masses d'air est donc aussi à prendre en compte. Ce transport peut, par exemple, permettre d'atteindre une région où le chauffage radiatif en ciel clair permet de traverser la TTL. De plus, aux bords de la TTL, aux alentours des jets subtropicaux, le transport horizontal prédomine.

3.1 Taux de chauffage radiatifs dans la TTL

Le taux de chauffage diabatique est exprimé en termes de température potentielle :

$$Q_{\text{diabatique}} = \frac{d\theta}{dt} \quad (\text{I.4})$$

Pour traverser la tropopause, dans un sens ou dans l'autre, une parcelle d'air doit traverser des isentropes sous l'effet d'un chauffage, d'un refroidissement radiatif, d'une diffusion, ou d'un changement de phase (condensation ou évaporation). Cependant, ce dernier cas est négligeable puisque la concentration en vapeur d'eau est trop faible pour que cet effet soit important, sauf dans les overshoots. Afin d'étudier ces différents aspects, le taux de chauffage diabatique peut être réécrit :

$$Q_{\text{diabatique}} = Q_{\text{radiatif}} + Q_L + Q_D \quad (\text{I.5})$$

avec Q_{radiatif} , Q_L et Q_D représentant respectivement le taux de chauffage radiatif, le taux

de chauffage lié au dégagement ou non de chaleur latente avec la condensation et l'évaporation (L) et le taux de chauffage lié à la diffusion (D).

Il est intéressant de distinguer l'effet des ondes courtes (SW) de l'effet des ondes longues (LW), cf. Fig. I.13 :

$$Q_{\text{radiatif}} = Q_{\text{SW}} + Q_{\text{LW}} \quad (\text{I.6})$$

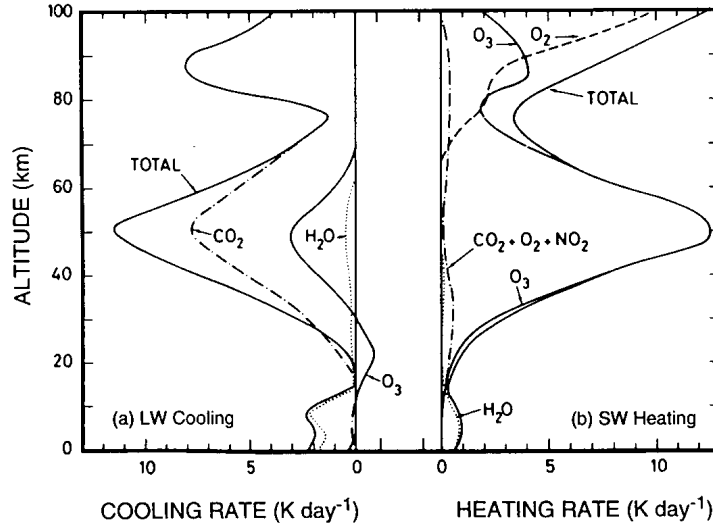


FIGURE I.13 – Profils globaux moyens de (a) refroidissement radiatif pour les ondes longues $Q_{\text{LW}} \frac{T}{\theta}$ et de (b) chauffage radiatif pour les ondes courtes $Q_{\text{SW}} \frac{T}{\theta}$ en $\text{K} \cdot \text{jour}^{-1}$. Les contributions individuelles de différents constituants radiativement actifs sont aussi montrés. (D'après [London, 1980])

Dans la TTL, située entre 14 et 18.5 km, les espèces radiativement actives qui influencent le chauffage radiatif sont principalement l'eau, dont la concentration décroît avec l'altitude, et l'ozone, dont la concentration croît avec l'altitude. L'ozone a tendance à réchauffer l'atmosphère dans les ondes longues (LW) et les ondes courtes (SW). L'eau, quant à elle, va plutôt refroidir dans les ondes longues (LW) et réchauffer dans les ondes courtes (SW). Ainsi, dans la TTL, il y a un refroidissement radiatif caractéristique de la troposphère puis un réchauffement radiatif au-dessus, cf. Fig. I.6. La surface représentant cette zone de transition est le LZRH ("Level of Zero Radiative Heating"). Parallèlement, le dégagement de chaleur latente y diminue avec l'altitude. Ainsi, au niveau de la TTL, les taux de chauffages radiatifs prédominent.

Pour étudier l'effet radiatif des nuages, il est possible de distinguer le cas d'un ciel clair et celui d'un ciel nuageux. Dans ce cas :

$$Q_{\text{sky}}^{\text{all}} = (Q_{\text{SW}} + Q_{\text{LW}})_{\text{sky}}^{\text{clear}} + (Q_{\text{SW}} + Q_{\text{LW}})_{\text{nuages}} \quad (\text{I.7})$$

$$= Q_{\text{sky}}^{\text{clear}} + Q_{\text{CRF}} \quad (\text{I.8})$$

3.2 L'effet radiatif des nuages et conséquences sur le transport dans la TTL

Effet radiatif des cirrus et cumulonimbus tropicaux

Les nuages ont un impact important sur le transport de masse d'air à travers la troposphère puis de la TTL, d'une part en transportant ces parcelles rapidement depuis les basses couches de l'atmosphère mais aussi en modifiant les profils des taux de chauffage radiatifs, qui eux-même modifient le transport des masses d'air.

Afin d'étudier l'effet radiatif des nuages, il est commode de définir le forçage radiatif des nuages (CRF) :

$$Q_{CRF} = Q_{\text{sky}}^{\text{all}} - Q_{\text{sky}}^{\text{clear}} \quad (\text{I.9})$$

Dans la haute troposphère et la TTL, les enclumes des cumulonimbus et les cirrus tropicaux sont les nuages prédominants, cf. section 2.3. Considérons le cas d'un cirrus situé dans la TTL et le cas d'un cumulonimbus dont le sommet atteint soit la TTL soit la base de la TTL.

L'absorption du rayonnement solaire, SW, par les particules d'eau ou de glace dégage de la chaleur. Ainsi, au niveau du cirrus optiquement épais et du sommet du cumulonimbus le taux de chauffage net a donc tendance à augmenter : $Q_{CRF} > 0$. Au-dessus de ces nuages, Q_{CRF} est aussi positif. En effet, une partie du rayonnement solaire est réfléchi. En-dessous, $Q_{CRF} < 0$ sous un cirrus, puisqu'une partie du rayonnement SW ne parvient plus et ne pourra plus chauffer à une altitude plus faible. Dans le cas du cumulonimbus, la majorité du rayonnement solaire est absorbé avant d'atteindre le sol. En conclusion, les cirrus et les cumulonimbus auront pour conséquence de réchauffer la TTL sous l'effet du rayonnement solaire. Il faut cependant noter que l'absorption du rayonnement SW est négligeable pour les cirrus fins ou subvisibles. De plus, l'albedo des cirrus est beaucoup plus faible que celui des cumulonimbus.

Les gouttelettes d'eau et de glace absorbent très bien le rayonnement infrarouge, LW. Lorsque le cumulonimbus reçoit le rayonnement LW provenant du sol, sa base l'absorbe, ce qui provoque un réchauffement qui ne se serait pas produit sans la présence de ce nuage : $Q_{CRF} > 0$. En considérant que ce nuage est un corps noir, les gouttes d'eau émettent alors un rayonnement LW proportionnel à leur température, selon la loi de Stefan-Boltzmann : $\epsilon\sigma T^4$ avec $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$ la constante de Stefan-Boltzmann et $\epsilon = 1$ pour un corps noir. Ce rayonnement est alors absorbé par les couches supérieures du nuage qui sont plus froides et ainsi de suite jusqu'au sommet du nuage. Le rayonnement réémis après une absorption sera plus faible que celui reçu et donc émis par la base du nuage. Finalement, au sommet du nuage et au-dessus de celui-ci, le rayonnement émis et absorbable sera plus faible que celui observé sans cumulonimbus : $Q_{CRF} < 0$, si leur développement vertical est assez important. Au contraire du cumulonimbus, l'étendue verticale du cirrus est négligeable. Il réémet donc un rayonnement

presque aussi énergétique que celui qu'il absorbe.

Trois cas principaux se dégagent : un cirrus seul, un cirrus situé au-dessus d'un nuage convectif profond tropical dont le sommet est au-dessus ou en-dessous de 13 km [Hartmann *et al.*, 2001]. Dans le cas d'un cirrus seul, le rayonnement reçu LW provient majoritairement du sol dont la température est élevée. L'absorption de ce rayonnement dégagera alors de la chaleur, $Q_{CRF} > 0$. Si celui-ci est situé au-dessus d'un cumulonimbus dont le sommet est situé au-dessus de 13 km, le rayonnement réémis par le sommet du cumulonimbus sera faiblement énergétique. L'absorption de ce rayonnement par le cirrus ne réchauffera plus forcément la haute troposphère et peut même entraîner un refroidissement $Q_{CRF} < 0$ très important. Si par contre le sommet du nuage convectif profond tropical est situé en-dessous de 13 km, le rayonnement émis par le sommet de celui-ci reste assez énergétique pour que l'absorption de ce rayonnement par le cirrus entraîne plutôt un chauffage $Q_{CRF} > 0$. Les cirrus fins et particulièrement subvisibles ont, quant à eux, un faible impact sur les taux de chauffage radiatifs au-dessus d'eux [Fueglistaler and Fu, 2006].

Il reste donc difficile de quantifier l'effet radiatif global des nuages [Yang *et al.*, 2010]. Il serait nécessaire de connaître avec précision la position, l'altitude, le type de nuage, leur composition, etc., et ce à chaque instant pour mieux le quantifier, ce qui n'est pas encore le cas aujourd'hui ; même si de fortes avancées ont été faites ces dernières années grâce aux données active de l'A-Train couplées aux données du radiomètre imageur MODIS et de l'instrument de mesure des flux radiatifs CERES (Clouds and the Earth's Radiant Energy System). Pour palier à cela, les effets radiatifs des cirrus en fonction de leurs propriétés physiques sont étudiés actuellement théoriquement et à partir de modèles simples ou de simulations à hautes résolutions [Schmidt and Garrett, 2013; Dinh *et al.*, 2012]. L'impact radiatif total des nuages est une question clef pour laquelle les réponses apportées ne sont pas encore pleinement satisfaisantes. Cependant, un certain nombre d'études se sont intéressées au problème et il semble que les nuages aient en moyenne davantage tendance à réchauffer dans la TTL [Tzella and Legras, 2011; Fueglistaler *et al.*, 2009; Hartmann *et al.*, 2001].

Conséquence de la présence de nuages sur le transport dans la TTL

Pour atteindre la stratosphère, une parcelle d'air doit traverser le LZRH qui peut être vu comme une barrière au transport de parcelles d'air jusqu'à la stratosphère [Folkins *et al.*, 1999]. En-dessous de ce niveau, le chauffage radiatif étant négatif, elle aura tendance à redescendre vers la troposphère. Par contre, au-dessus de ce niveau, celui-ci est positif. Elle aura donc tendance à monter vers la stratosphère. Ainsi, plus ce niveau est bas, plus son ascension lui sera facilité [Corti, 2005].

La position du LZRH diffère en fonction des régions mais aussi en fonction de la présence ou non de nuages. Le LZRH dans le cas d'un ciel nuageux, noté par la suite $LZRH_{sky}^{all}$, est situé

en moyenne entre 0.5 et 1 km en dessous du $\text{LZRH}_{\text{clear sky}}$, dans le cas d'un ciel clair [Corti, 2005]. De ce fait, une parcelle d'air en ciel nuageux entrera plus facilement dans la stratosphère qu'une parcelle d'air de ciel clair. Les temps de transit seront alors plus courts : de l'ordre de quelques heures dans le cas du ciel nuageux, contre de l'ordre de plusieurs mois, dans le cas d'un ciel clair, cf. Fig. I.14.

Le $\text{LZRH}_{\text{clear sky}}$ est assez bien déterminé aux alentours de $\theta = 360 \text{ K}$. [Gettelman, 2004a] Par contre, le $\text{LZRH}_{\text{all sky}}$ est mal connu car il dépend de la précision de modélisation des nuages dans les modèles et ainsi il diffère en fonction de la réanalyse utilisée. De plus, la variabilité saisonnière du $\text{LZRH}_{\text{all sky}}$ dépend des données étudiées : Bergman et al. [2012] observent une grande variabilité de la position du $\text{LZRH}_{\text{all sky}}$ à partir des données MERRA tandis que Tzella and Legras [2011] notent, en utilisant ERA-Interim, une variabilité beaucoup plus faible. Ce point sera discuté dans la suite de ce manuscrit, cf. chapitre IV.

Le plus souvent, les parcelles d'air nuageuses n'atteignent pas directement la stratosphère. Une hypothèse serait qu'elles soient tout d'abord transportées horizontalement par les vents jusqu'à ce qu'elles rencontrent une région où le LZRH est plus bas, leur permettant ainsi de continuer leur ascendance. Cette région peut être sans nuages si la parcelle est déjà suffisamment élevée, mais l'ascension est, dans ce cas, lente. [Holton and Gettelman, 2001; Gettelman, 2004a]. Pour expliquer les courts temps de transit de l'air nuageux qui atteignent la stratosphère, Corti et al. [2006] ont mis en évidence l'importance des cirrus tropicaux qui, du fait de leur présence, abaissent le LZRH et créent une advection vers le haut, cf. Fig. I.14 [Dinh et al., 2012; Corti et al., 2006].

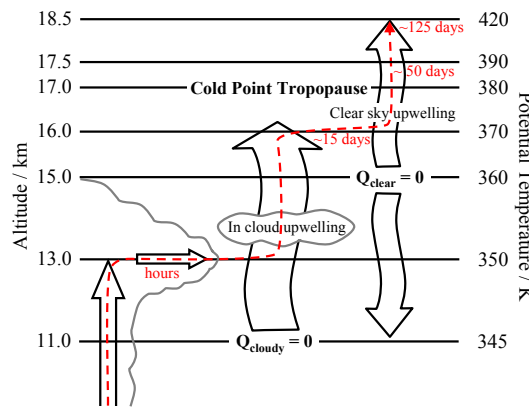


FIGURE I.14 – Schéma représentant le transport troposphère-stratosphère. À gauche : convection profonde d'intensité modérée jusqu'à environ 350 K. Au centre : upwelling en ciel nuageux jusqu'à 370 K. À droite : upwelling en ciel clair ou dans un nuage optiquement fin, passant le point le froid de la tropopause et la basse stratosphère. Les nombres rouges indiquent les temps de transport moyens typiques depuis la couche limite jusqu'à différents niveaux. (D'après [Corti et al., 2006])

3.3 Observations du transport troposphérique-stratosphérique tropical

L'air troposphérique entre préférentiellement dans la TTL au niveau du pacifique ouest durant l'hiver boréal, et sur le pacifique ouest, le sud de la mer de Chine et sur le nord de l'Inde durant l'été boréal [Chen, 1995; Fueglistaler, 2004; Kremser et al., 2009].

Afin de mieux comprendre la composition chimique de l'air entrant dans la stratosphère, il est nécessaire de mieux quantifier les trajectoires prises par les parcelles d'air traversant la TTL mais aussi leur variabilité temporelle et spatiale et leur source [Holton et al., 1995; Fueglistaler, 2004; Fu et al., 2006; James et al., 2008; Park et al., 2009; Aschmann et al., 2009; Tzella and Legras, 2011; Bergman et al., 2013; Heath and Fuelberg, 2014; Orbe et al., 2015]. Ce transport dépend tout aussi bien de la convection et du chauffage radiatif associé [Gettelman et al., 2009; Gettelman, 2002; Devasthale and Fueglistaler, 2010; Corti et al., 2006; Tzella and Legras, 2011], que du transport à grande échelle et du mélange provenant des latitudes extratropicales [Tzella and Legras, 2011; Ploeger et al., 2012]. Durant l'été boréal, l'anticyclone de mousson asiatique, et spécialement la région couvrant le plateau tibétain, semble aussi avoir un impact très important sur le transport de ces parcelles [Fu et al., 2006; Devasthale and Fueglistaler, 2010; Bergman et al., 2013; Heath and Fuelberg, 2014].

Observations et rôles de la convection et du transport de grande échelle

La TTL est une couche de transition où les parcelles d'air sont soumises à un chauffage diabatique pouvant peut-être leur permettre de traverser les isentropes. Ce transport dépend à la fois de la circulation de Brewer-Dobson, qui influe sur l'ascendance stratosphérique contrôlée par la propagation vers le haut des ondes planétaires aux moyennes latitudes, et de la convection profonde tropicale, qui peut transporter de l'air troposphérique très rapidement parfois même directement dans la stratosphère. Les ondes planétaires équatoriales peuvent aussi influencer sur l'ascendance tropicale en interagissant avec l'écoulement moyen dans la haute troposphère [Gill, 1980; Norton, 2006; Randel et al., 2008]. Cette thèse se focalisera sur l'effet de la convection profonde tropicale.

Depuis les travaux de Brewer [1949], une partie de la communauté scientifique s'intéresse aux mécanismes pouvant expliquer le transport troposphérique-stratosphérique. Une des premières motivations fût de tenter de trouver une explication aux faibles concentrations de vapeur d'eau observées dans la stratosphère.

Newell and Gould-Stewart [1981] ont émis l'hypothèse que l'air troposphérique entre dans la stratosphère préférentiellement au-dessus des nuages convectifs aux endroits et aux périodes où la température à la tropopause tropicale est la plus faible, sous forme de "fontaine stratosphérique". Ils identifèrent ainsi le pacifique ouest tropical durant l'hiver boréal et le golfe du Bengale durant

l'été boréal comme "fontaine stratosphérique" et porte d'entrée privilégiée vers la stratosphère. Cependant, il semblerait qu'au-dessus de ces régions froides, la subsidence prédomine ce qui contredirait cette hypothèse [Sherwood, 2000; Gettelman et al., 2000], sauf si le transport dans la TTL est pris en compte [Holton and Gettelman, 2001; Fueglistaler, 2004]. La convection profonde tropicale permet de transporter rapidement de l'air proche de la surface jusqu'à une zone proche de la TTL mais le transport horizontal dans cette couche joue un rôle non négligeable sur le transport ou non de cet air dans la stratosphère. Cette observation a été vérifiée par Tzella and Legras [2011] à partir de trajectoires lagrangiennes intégrées en arrière dans le temps. Cet aspect sera étudié plus précisément dans le chapitre Chap. VI.

La convection profonde joue un rôle très important pour transporter rapidement les espèces chimiques depuis la basse troposphère jusqu'à la TTL. Cette convection peut atteindre directement la stratosphère, et ce en moyenne davantage sur les continents que sur les océans [Danielsen, 1993; Ricaud et al., 2007], mais la fréquence de ces événements reste faible [Liu and Zipser, 2005; Fu et al., 2007]. [Danielsen, 1982] a avancé l'hypothèse que l'air aurait été préférentiellement transporté rapidement de la basse troposphère jusqu'à la stratosphère par la convection profonde tropicale. En effet, durant son ascension, l'air nuageux subirait un refroidissement adiabatique supplémentaire, dans le cas d'un overshoot, et atteindrait ainsi la stratosphère avec une concentration en vapeur d'eau très faible. Par la suite, Sherwood and Dessler [2003, 2001] ont réussi à simuler, à partir d'un modèle simple de transport advectif-convectif à travers la tropopause, les distributions dans la basse stratosphère tropicale de différentes espèces chimiques, à partir d'une série d'observations d'overshoots. Cependant, de plus récentes études effectuées à partir de modèles à haute résolution et de données satellitaires, tendent à montrer que les overshoots et les nuages convectifs profonds en général sont plutôt reliés à l'hydratation de la stratosphère plutôt qu'à une déshydratation [Chaboureaud et al., 2007; Grosvenor et al., 2007; Sassi et al., 2001]. L'impact de la convection profonde tropicale sur le transport troposphérique-stratosphérique ne serait donc pas à négliger.

La présence d'une barrière perméable s'observe aussi à travers la distribution d'autres espèces chimiques. Par exemple, Folkins et al. [1999] ont observé une augmentation de la concentration de l'ozone tropicale vers 14 km ($\theta = 355$ K) c'est-à-dire un peu au-dessus de l'altitude moyenne du déentraînement moyen des nuages convectifs profonds tropicaux. Cette forte concentration coïncide avec une augmentation de la stabilité verticale à cette altitude et quelques kilomètres en-dessous. Cette barrière, définissant la limite inférieure de la TTL de Fueglistaler, cf. figure Fig. I.5, limite le transport d'air pauvre en ozone depuis la surface.

Cas particulier de l'anticyclone de mousson asiatique

La circulation de la mousson asiatique d'été est une circulation très intense en comparaison aux autres moussons actives pendant l'année comme les moussons nord et sud américaine et australienne. La position de son anticyclone en altitude module grandement celle du jet subtropical de l'hémisphère nord, défini comme une des bornes latitudinales de la TTL. Pendant cette période, cet anticyclone influence le transport extratropical [Chen, 1995; Konopka et al., 2009, 2010; Dunkerton, 1995] et constitue une région particulière où l'air entre dans la stratosphère [Park et al., 2007, 2009; Randel et al., 2010; Randel and Park, 2006; Gettelman, 2004b; Dethof et al., 1999]. Il influence aussi fortement le transport extratropical.

Les moussons ont un impact visible sur le transport de l'air dans la TTL et particulièrement celle de l'Asie durant l'été boréal. La circulation anticyclonique asiatique s'étend jusqu'à la basse stratosphère et impacte le transport entre les tropiques et les moyennes latitudes [Randel and Park, 2006; Chen, 1995]. Cet anticyclone est associé à un maximum local de différents constituants, par exemple un maximum de vapeur d'eau ou de monoxyde de carbone, et à un minimum local d'ozone, entre 150 et 68 hPa [Park et al., 2007, 2009; Randel et al., 2010; Garny and Randel, 2013]. Par ailleurs, une couche d'aérosols présente dans la TTL est observable au niveau de cet anticyclone de mousson [Thomason and Vernier, 2013].

La circulation autour de l'anticyclone de mousson asiatique constitue la source majeure d'humidité pour la stratosphère de l'hémisphère nord [Bannister et al., 2004; Rosenlof, 1996]. D'après Gettelman [2004b], la circulation liée à la mousson asiatique peut contribuer à environ 75% de flux ascendant net de vapeur d'eau à travers la tropopause tropicale entre juillet et septembre. Les espèces chimiques émises depuis la surface, en particulier de l'Inde et du sud de la Chine, sont transportées convectivement jusqu'à environ 200 hPa, niveau correspondant au maximum de déentraînement du nuage convectif profond, puis par le transport de grande échelle pour finir pour la plupart confinées à l'intérieur de l'anticyclone, situé en moyenne à l'ouest de la convection [Park et al., 2009, 2007]. Ainsi, le transport horizontal engendré par l'anticyclone semble avoir un rôle important pour expliquer le maximum local de vapeur d'eau observé. En effet, la variabilité spatiale et temporelle de la convection n'explique pas totalement celle de la concentration en vapeur d'eau [Park et al., 2007]. De plus, les événements convectifs de type overshoots ne semblent alors avoir qu'un faible impact sur l'humidification de la stratosphère [James et al., 2008]. Un maximum de vapeur d'eau est aussi observable durant l'été boréal au niveau de la mousson Nord-Américaine mais l'anomalie de concentration est beaucoup moins importante [Rosenlof et al., 1997; Dethof et al., 1999].

Le plateau tibétain est identifié comme une région privilégiée permettant de transporter l'air proche de la surface jusqu'à la stratosphère [Fu et al., 2006]. Les parcelles d'air provenant de ce plateau restent confinées dans un conduit vertical selon Bergman et al. [2013]. Au contraire, les

parcelles d'air transportés au bord de l'anticyclone de mousson sont davantage soumises à des échanges méridionaux importants [Dethof *et al.*, 1999]. Des parcelles d'air situées dans la TTL peuvent être entraînées et tourner autour de l'anticyclone [Bannister *et al.*, 2004; Gettelman, 2004b].

4 Objectifs de la thèse

La nécessité de comprendre le lien entre la convection et l'alimentation de la TTL a motivé ce travail de thèse. La distribution de la convection tropicale est bien connue mais les questions de localisation et d'intensité des sources convectives contribuant à la stratosphère sont toujours sujets à débats dans la communauté scientifique.

Cette thèse repose principalement sur l'étude comparative de trajectoires lagrangiennes diabatiques, intégrées en avant et en arrière dans le temps, entre le sommet des nuages convectifs profonds et la surface 380 K. Cette étude abordera différentes questions :

- Une TTL plus sèche en humidité relative dans la réanalyse MERRA peut-elle expliquer les différences observées entre les taux de chauffage radiatif d'ERA-Interim et de MERRA dans la TTL ?
- Quelle est la répartition et la contribution régionale des sources convectives atteignant la surface 380 K ?
- L'intensité des sources convectives traversant la surface 380 K est-elle directement liée à l'altitude des sommets des nuages convectifs ?
- Comment l'altitude du $LZRH_{\text{all sky}}$ influence-t-elle la traversée des parcelles d'air nuageuses à travers la surface 380 K ?
- Comment l'air détraîné du sommet des nuages convectifs du plateau Tibétain contribue-il à l'air stratosphérique ?
- Quel est le rôle de la circulation à grande échelle ?

Afin de répondre à ces différentes questions, il a été nécessaire de déterminer, dans un premier temps, les sommets des nuages convectifs profonds à partir de données de température de brillance CLAUS, cf. chapitre II. Des boîtes régionales sont définies à partir de la répartition verticale climatologique de ces sommets. Ces définitions seront utilisées durant toute la thèse.

Les trajectoires des parcelles d'air issues de ces nuages convectifs profonds tropicaux seront estimées à partir d'un modèle de transport lagrangien diabatique en avant et en arrière dans le temps. Il est forcé par les vents horizontaux et les taux de chauffage radiatifs d'une réanalyse. La méthode ainsi que ce modèle de transport, nommé TRACZILLA, sont présentées dans le chapitre III.

Les données de plusieurs réanalyses sont mises à disposition : ERA-Interim, MERRA et tout récemment JRA-55. Celles-ci sont décrites dans le chapitre III. Cependant, les taux de chauffages de MERRA sont très différents de ceux d'ERA-Interim en particulier dans la TTL. Ces disparités influent sur le trajet des parcelles d'air dans la TTL. Le chapitre IV est consacré à la comparaison de ces taux de chauffage. Différentes hypothèses pouvant expliquer ces disparités seront émises et testées grâce à l'utilisation d'un code de transfert radiatif permettant de recalculer ces taux de chauffage radiatifs.

L'étude des sources convectives atteignant la surface 380 K est présentée dans le chapitre V. Elle vise à mieux quantifier la répartition régionale et verticale des sources ainsi que leur contribution à l'air stratosphérique. Elle est fondée sur la comparaison des trajectoires lagrangiennes intégrée en avant et en arrière dans le temps.

Le chapitre VI porte sur l'étude du transport horizontal dans la TTL à partir des trajectoires lagrangiennes mais aussi à partir d'un modèle de transport unidimensionnel, commandé uniquement par les taux de chauffage radiatifs dans la TTL.

CHAPITRE II

CONVECTION PROFONDE TROPICALE ET DÉTECTION DES SOMMETS DES CUMULONIMBUS TROPICAUX

Sommaire

1	Présentation des données de température de brillance CLAUS . . .	36
2	Climatologie des sommets des nuages convectifs tropicaux et définition de boîtes régionales	37
2.1	Méthode : détection des sommets des nuages convectifs profonds tropicaux avec les données CLAUS	37
2.2	Choix d'un seuil en température de brillance	37
2.3	Définition de boîtes régionales	40
3	Altitude des sommets des nuages	43
3.1	Cas des parcelles ayant subi un refroidissement adiabatique très rapide	43
3.2	Première détermination des altitudes des sommets des nuages	44
3.3	Correction de l'altitude des sommets des nuages convectifs tropicaux .	47
4	Résumé du chapitre	50

Afin d'étudier le transport de l'air depuis le sommet des nuages convectifs profonds tropicaux jusqu'à la stratosphère, il est nécessaire, dans un premier temps, de déterminer leur position aussi bien spatiale que temporelle. Pour cela, des données de températures de brillances de l'ensemble de données CLAUS (Cloud Archive User Service) sont utilisées.

Dans ce chapitre, la méthodologie pour évaluer l'altitude du sommet des nuages convectifs observés à partir des températures de brillance sera proposée. De plus, des boîtes régionales seront définies afin d'étudier dans la suite de cette thèse, la contribution de ces différentes régions au transport dans la TTL. Une statistique de leur fréquence dans différentes régions sera alors montrée.

1 Présentation des données de température de brillance CLAUS

CLAUS (Cloud Archive User Service) est un projet développé par l'Union Européenne dans le cadre du "Fourth Framework Programme (FP4)" (Environnement et climat) entre avril 1997 et décembre 1999 et maintenu par Environmental Systems Science Centre (ESSC). Son objectif initial était de produire une longue série temporelle globale d'images infrarouges thermiques et de voir s'il était possible d'utiliser ces données pour améliorer les modèles de circulation générale (GCM), [Robinson and Hodges, 1999]. Les données disponibles résultantes s'étendent du 1er juillet 1983 au 31 juin 2009 inclus suite à une prolongation du projet. Elles sont disponibles toutes les 3 heures sur une grille uniforme de 0.5° par 0.5° pour la résolution initiale et de $1/3^\circ$ par $1/3^\circ$ pour la haute résolution.

Ce jeu de données a été produit à partir d'une combinaison des données, de niveau B3 (résolution réduite), issues du canal infrarouge à $10\mu\text{m}$ des satellites prenant part au programme ISCCP (International Satellite Cloud Climatology Programme) [Hodges et al., 2000]. CLAUS résulte d'interpolations de ces données satellitaires en considérant que les satellites ne sont pas disponibles aux mêmes instants. Les données ont été inter-calibrées afin d'obtenir un ensemble cohérent et avoir des champs instantanés et fiables.

Dans cette thèse, les quatre dernières années complètes des champs instantanés de température de brillance de CLAUS, de 2005 à 2008, ont été préférentiellement choisies.

2 Climatologie des sommets des nuages convectifs tropicaux et définition de boîtes régionales

2.1 Méthode : détection des sommets des nuages convectifs profonds tropicaux avec les données CLAUS

Les nuages convectifs tropicaux ont un fort développement vertical et une concentration en eau très importante et sont donc optiquement épais. De ce fait, leurs sommets devraient approximativement rayonner comme des corps noirs. C'est pourquoi, afin de déterminer les altitudes de leurs sommets, une méthode communément appliquée est de considérer que la température de leur sommet est égale à leur température de brillance. Il est alors possible de déterminer la pression du sommet du nuage en comparant la température de brillance à un profil vertical de température connu. Pour cela, les profils verticaux de température d'ERA-Interim sont utilisés pour chaque point de grille de CLAUS, en supposant que le sommet du nuage est à la même température que son environnement. Aucune correction supplémentaire n'est apportée du fait que pour cette altitude du sommet du nuage, l'absorption par la vapeur d'eau est négligeable par rapport au rayonnement émis par le nuage.

2.2 Choix d'un seuil en température de brillance

Les sommets des nuages convectifs tropicaux correspondent à une température de brillance faible. Il est nécessaire de déterminer un seuil en température de brillance, par la suite noté T_{Bmax} , au-dessous duquel le pixel sera considéré comme appartenant au sommet d'un nuage convectif profond.

La figure Fig.II.1 montre, entre 40°S et 40°N, la localisation des sommets de ces nuages et leur pourcentage d'occurrence mensuelle en moyenne climatologique entre 2005 et 2008 pour chaque saison et ce pour différentes valeurs de T_{Bmax} : à 220 K, 230 K et 240 K, cf. Fig. II.1a, Fig.II.1b et Fig. II.1c respectivement.

Comme attendu, plus T_{Bmax} est grand, plus la fréquence d'apparition d'un sommet d'un cumulonimbus tropicale, sur un pixel donné, est grande. Cependant, la localisation spatiale des pics de fréquence se précise lorsque T_{Bmax} augmente. Les résultats obtenus sont cohérents spatialement et temporellement avec les régions où la convection est importante. En effet, sur l'année, les régions où le pourcentage d'occurrence est le plus fort correspond aux endroits où s'observent les niveaux d'ascendance des cellules de Walker : sur l'Afrique centrale, l'Amérique centrale, l'Indonésie et le Pacifique Ouest. Inversement, ce pourcentage d'occurrence est en moyenne annuelle plus faible dans les zones de subsidences de ces cellules : à l'ouest de l'Afrique, à l'ouest et l'est de l'Amérique du Sud. Par contre, il y a de grandes variations saisonnières.

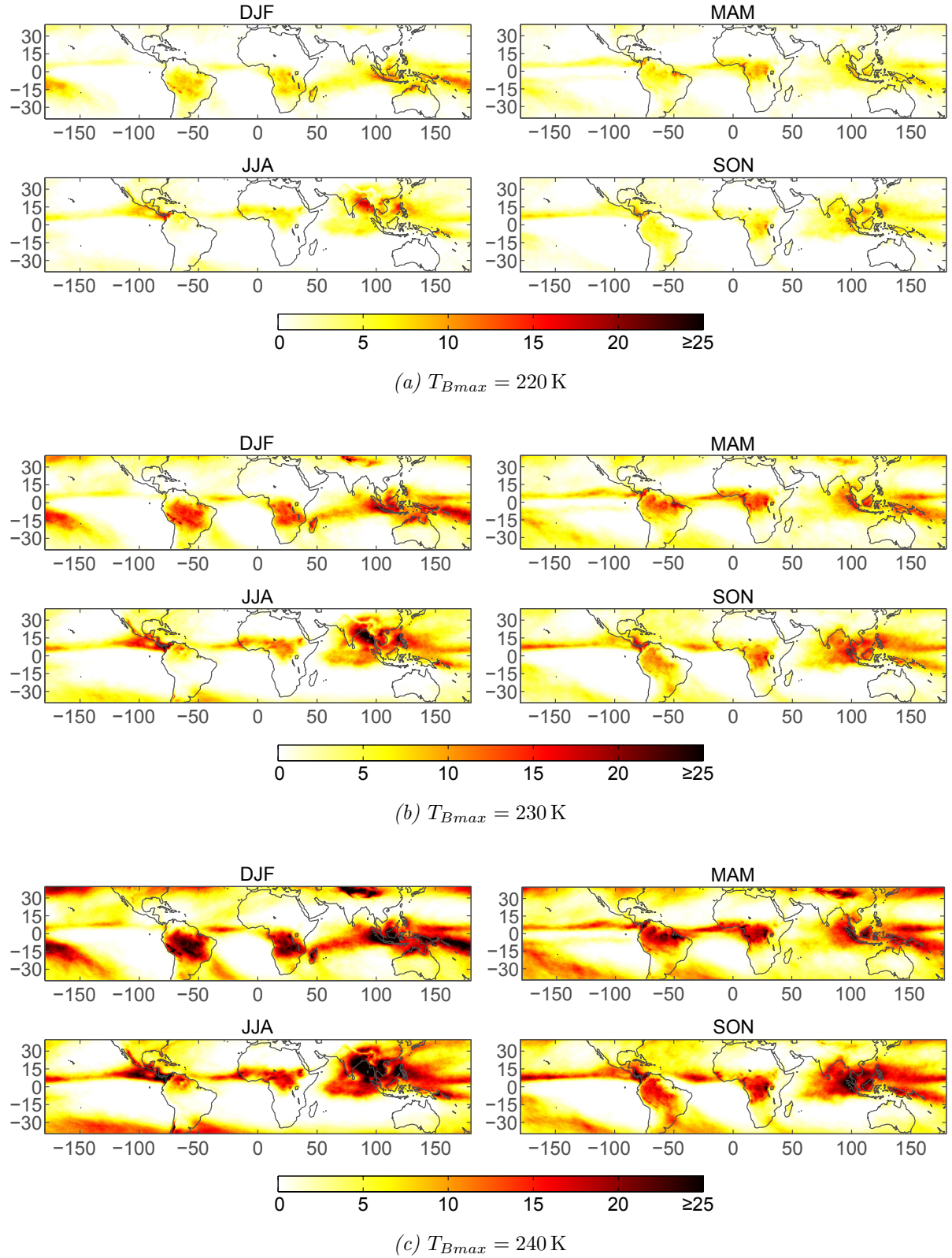


FIGURE II.1 – Pourcentage d'occurrence mensuelle correspondant à la fréquence pour laquelle la température de brillance T_B est inférieure ou égale à différentes valeurs de T_{Bmax} . Les résultats sont moyennés sur les années 2005 à 2008 pour chaque saison.

Deux saisons s’opposent au niveau de la position des sommets des nuages : DJF et JJA. Par contre, MAM et SON peuvent être vues comme des transitions entre les autres saisons.

Durant l’hiver boréal (DJF), les sommets convectifs profonds sont observés en moyenne au sud de l’équateur, principalement en Amérique du Sud, en Afrique centrale - Madagascar et en Indonésie-Pacifique ouest. Durant l’été boréal (JJA), par contre, ces sommets sont présents en Amérique centrale, en Indonésie-Pacifique Ouest mais aussi très fortement au-dessus de la Baie du Bengale, et plus faiblement en Afrique centrale.

La région indo-pacifique semble donc particulière, elle apparaît comme une grande sources de nuages convectifs profonds toute l’année en comparaison aux autres régions tropicales. Cependant, durant l’hiver boréal (DJF) et en comparaison à l’été boréal (JJA) la zone d’apparition de ces cumulonimbus s’étend vers le pacifique est. De même, les nuages convectifs profonds s’observent, en moyenne saisonnière, toute l’année au niveau de l’Afrique centrale. Cependant, cette région se décale vers le nord durant JJA tout en perdant de son intensité.

Ces régions où la convection profonde est très présente sont très fortement liées aux régions de mousson. En effet, de juin à août, la mousson de l’Asie du sud est et de l’Inde d’une part et du Mexique d’autre part sont actives. De décembre à février un phénomène de mousson, bien que moins intense qu’en Asie du sud est, s’observe en Amérique du Sud. La mousson africaine de l’ouest subsaharienne, quant à elle, s’observe de juin à septembre. La convection s’observe jusque sur l’Atlantique ouest.

Dans cette thèse, seules les latitudes comprises entre 20°S et 40 °N seront considérées. Cette bande de latitude permet de prendre en compte les tropiques mais aussi la mousson asiatique et plus particulièrement le plateau tibétain. De plus, le seuil $T_{Bmax} = 230$ K est préféré. Ce seuil est proche des seuils couramment utilisés pour étudier les précipitations liées à la convection profonde [Chambon et al., 2013; Adler et al., 1993]. Il équivaut à environ 240 hPa dans les tropiques et est donc en-dessous du niveau moyen de déentraînement maximum situé vers 200 hPa. De plus, il est bien en-dessous du $LZRH_{sky}^{all}$, situé vers 155 hPa en moyenne. Par la suite, des parcelles seront lancées puis transportées de façon lagrangienne, depuis chaque pixel où la température de brillance sera inférieure ou égale à ce seuil. L’étude portera sur les parcelles capables de traverser le $LZRH_{sky}^{all}$ situé entre 150 et 125 hPa [Fueglistaler et al., 2009]. Un seuil trop faible en température de brillance, comme $T_{Bmax} = 220$ K, risquerait de minimiser le nombre de sommets de nuages convectifs profonds. Il pourrait être possible d’augmenter le seuil en température de brillance et de choisir $T_{Bmax} = 240$ K. Cependant, il est, par exemple, plus aisé de distinguer les contours des sommets des nuages convectifs profonds localisés au nord est dans la Baie du Bengale dans le cas de $T_{Bmax} = 230$ K que dans le cas $T_{Bmax} = 240$ K. Comme il le sera montré par la suite, les chances sont infimes qu’une parcelle lancée à $T_{Bmax} = 240$ K puisse atteindre la tropopause. De plus, un tel choix permet de lancer un nombre raisonnable

de parcelles toutes les 3 heures. La figure Fig. II.2 montre le nombre de pixels, situés entre 20°S et 40°N, correspondant à une température de brillance inférieure ou égale à différents T_{Bmax} . En effet, en moyenne annuelle, il y aurait 68% de parcelles en plus si le seuil à $T_{Bmax} = 240$ K est choisi au lieu de $T_{Bmax} = 230$ K ce qui deviendrait trop coûteux. De plus, les variations saisonnières de ce nombre de pixels s'accroissent dans le cas du seuil le plus bas en altitude, $T_{Bmax} = 240$ K, ce qui pourrait être dû à la capture de convection moins profonde. A partir des données de l'instrument MODIS du satellite Aqua, *Young et al.* [2013] ont déterminé qu'en moyenne entre 30°S et 30°N, la température de brillance moyenne associée au sommet des nuages convectifs est de l'ordre de 228.5 K, ce qui est cohérent avec le choix de $T_{Bmax} = 230$ K.

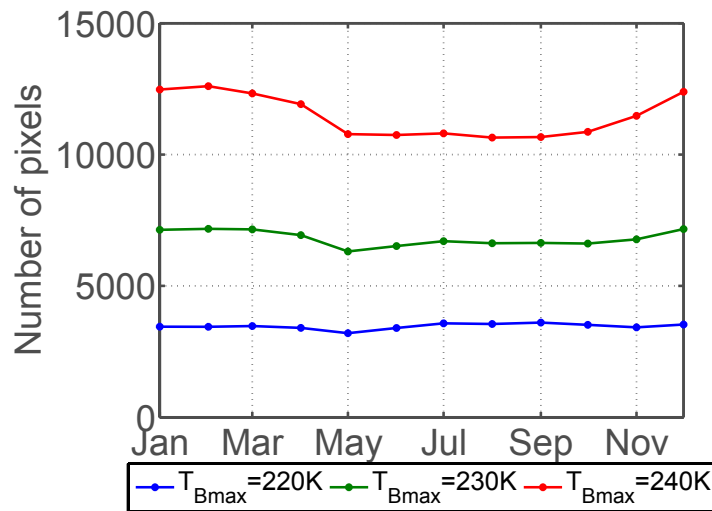


FIGURE II.2 – Nombre de pixels d'une carte de température de brillance CLAUS donnée, à une heure donnée, situés entre 20°S and 40°N et correspondant à une température de brillance inférieure ou égale à T_{Bmax} . Les résultats sont moyennés sur les années 2005 à 2008 pour chaque mois.

2.3 Définition de boîtes régionales

Afin d'étudier les influences régionales sur le transport de l'air nuageux à travers la TTL, des régions géographiques ont été définies entre 20°S and 40°N, cf. Fig. II.3. Elles ont été choisies de manière à mettre en évidence l'effet de l'intensité de la convection dans les tropiques et subtropiques mais aussi afin de distinguer les régions continentales des régions océaniques.

L'Amérique est divisée en deux régions : l'Amérique centrale (CAm) et l'Amérique du sud (SAm), afin de distinguer la convection profonde s'exerçant principalement durant DJF pour SAm et durant JJA pour CAm. La région de la mousson asiatique est découpée de manière à différencier la convection océanique (Océan Asie-Pacifique Nord : NAPO) de la convection continentale (Continent Asiatique : AML et plateau Tibétain : Tibet). Le plateau tibétain correspond à la région continentale asiatique située à une altitude supérieure à 3500 m. NAPO

inclut à la fois la Baie du Bengale et la mer de Chine. La région SAP (Asie-Pacifique Sud) coïncide avec la warm pool tandis que l'Afrique continentale est symbolisée par une seule région : Af. Les autres régions désignent des zones où la convection profonde est, en moyenne annuelle, moins intense : NCP (Pacifique Central Nord), SEP (Pacifique Sud-Est), ITA (Atlantique Inter-Tropicale) et IO (Océan Indien).

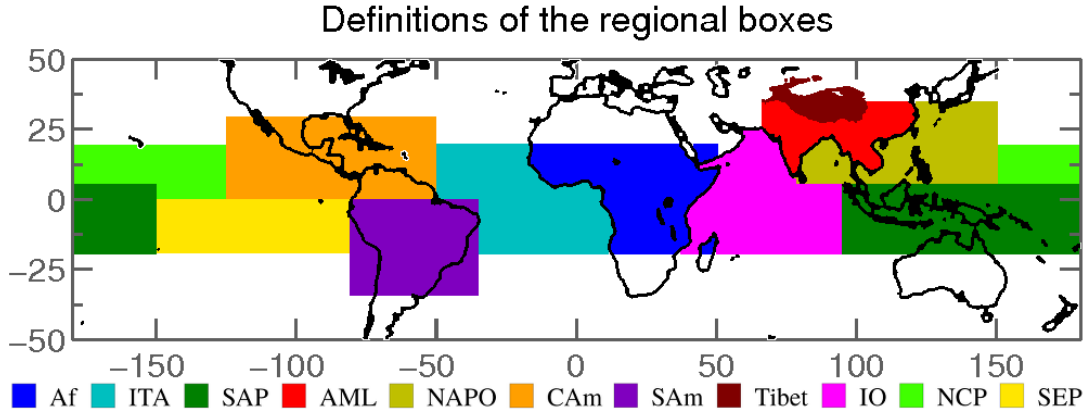


FIGURE II.3 – Définition de zones géographiques au niveau des tropiques et subtropiques. En couleur, d'ouest en est : North Central Pacific (NCP), South East Pacific (SEP), Central America (CAm), South America (SAm), Inter Tropical Atlantic (ITA), Africa (Af), Indian Ocean (IO), Tibetan plateau (Tibet), Asia Main Land (AML), North Asian Pacific Ocean (NAPO) et South Asian Pacific (SAP). Tibet est défini comme étant la région d'Asie située au-dessus de 3500m.

La figure Fig. II.4 expose la répartition climatologique du nombre de pixels dont la température de brillance est inférieure ou égale au seuil $T_{Bmax} = 230$ K, pour une carte CLAUS donnée, en fonction de ces différentes régions. Ce graphique permet de quantifier le nombre moyen de parcelles qui seront lancées, toutes les 3 heures depuis chacune de ces régions, puis transportées via un modèle lagrangien de transport. Il permet en général de quantifier la fréquence de la convection profonde, s'il s'agit en effet de régions où la convection est active. En effet, par exemple, il n'y a pas de convection en hiver sur le plateau tibétain (Tibet), pourtant quelques parcelles seront lancées depuis cette région. Ceci est causé par un biais qu'introduit le choix de l'utilisation de la température de brillance afin de déterminer l'altitude du sommet des nuages. Il n'est pas directement possible de faire la distinction entre la neige, qui aura une température de brillance faible, et un sommet de nuage convectif profond. Cependant, ces parcelles sont associées à des pressions importantes et des températures potentielles faibles : de l'ordre de 291,7 hPa et 321 K en janvier. La probabilité que ces parcelles atteignent la surface 380 K est donc proche de zéro.

D'octobre à mai, la convection profonde est plus fréquente sur le sud ouest de l'océan pacifique (SAP). Parallèlement, en corrélation avec la mousson de décembre à février au niveau de l'Amérique du Sud (SAm), le nombre de pixels $T_B \leq 230$ K est assez important. Le cycle de

convection profonde est par ailleurs très visible pour cette région au cour de l'année. Il y a très peu de convection profonde durant l'été boréal et, en cohérence, un très faible nombre de pixels associés.

De juin à septembre, la convection profonde sur SAP diminue fortement en intensité laissant place aux régions de mousson d'été boréal. La mousson asiatique engendre de nombreux cumulonimbus sur l'océan principalement (NAPO) mais aussi sur le continent (AML et dans une moindre mesure Tibet). Le nombre de pixels $T_B \leq 230$ K associé au plateau tibétain Tibet est cette fois-ci réaliste pour représenter les sommets des nuages convectifs. Parallèlement, on observe un grand nombre de pixels actifs au niveau de l'Amérique Centrale (CAm).

Trois régions ont un cycle presque constant au cour de l'année : SEP, Af et IO. La région SEP est une région où la convection profonde est quasiment nulle, d'où un faible nombre de pixels $T_B \leq 230$ K. La boîte régionale africaine (Af) couvre l'entièreté de la région convective africaine. La convection se déplace au nord de cette boîte durant l'été boréal et vers le sud durant l'hiver boréal. De ce fait, le nombre de pixels est presque constant durant l'année. Enfin, l'océan indien, représenté par IO, voit, très marginalement, une partie de la convection située sur l'Indonésie.

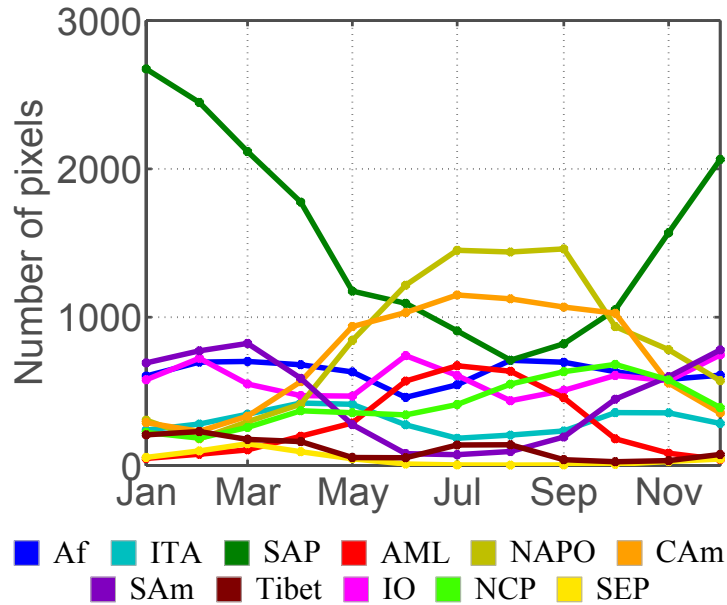


FIGURE II.4 – Pour chaque régions définies selon la figure Fig. II.3 : nombre de pixels d'une carte de température de brillance CLAUS donnée et situé dans cette région, à une heure donnée et correspondant à une température de brillance inférieure ou égale à $T_{Bmax} = 230$ K. Les résultats sont moyennés sur les années 2005 à 2008 pour chaque mois.

3 Altitude des sommets des nuages

3.1 Cas des parcelles ayant subi un refroidissement adiabatique très rapide

Dans certains cas, la température de brillance peut être inférieure à la température la plus froide présente sur le profil de température troposphérique-stratosphérique d'ERA-Interim. Dans ce cas, il n'est donc pas directement possible de trouver une pression équivalente sur le profil. La figure Fig. II.5 montre le pourcentage moyen de pixels étant dans ce cas pour chaque région et pour l'ensemble de ces régions (courbe noire) pour chaque mois.

Cette situation peut se produire lorsque l'air nuageux a subi un refroidissement adiabatique très rapide dans la tour convective [Adler and Mack, 1986; Luo et al., 2008]. Cet air est alors plus froid que son environnement. Dans ce cas, la parcelle est considérée comme ayant subi une ascension adiabatique depuis une altitude située 40 hPa en-dessous de celle associée à la température la plus froide sur le profil de température-pressure troposphérique-stratosphérique, comme proposé par Sherwood [2004].

En moyenne annuelle sur toutes les boîtes régionales, 1% des pixels dont la température de brillance est initialement inférieure ou égale à 230 K sont dans ce cas. Un maximum de 1.6% est atteint au mois d'août et un minimum de 0.6% au mois de décembre. Cependant, cette fréquence dépend grandement de la région considérée. L'Afrique (Af) est la région où ce cas de figure se produit le plus fréquemment : 1.7% des pixels sont concernés en moyenne avec un maximum atteint en août de 2.9%. Les régions NAPO et CAM sont aussi particulièrement concernées : respectivement 1.2% et 0.9% en moyenne.

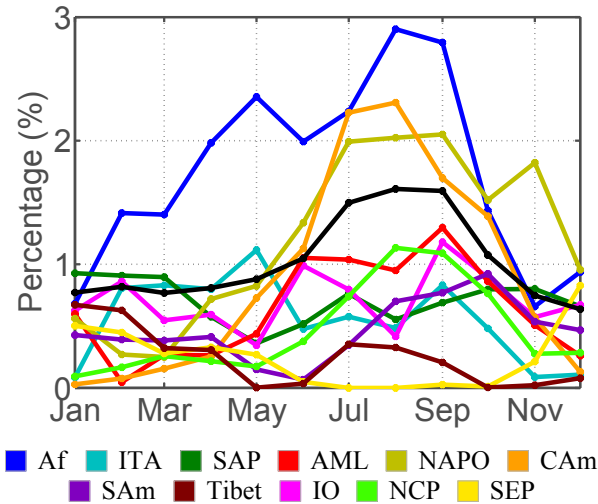


FIGURE II.5 – Pourcentage mensuel de pixels, moyen sur 2005-2008, dont la température de brillance est plus faible que la température la plus froide présente sur le profil troposphérique-stratosphérique de température d'ERA-Interim. Les courbes sont tracées pour chaque région, avec le même code couleur que celui défini sur la figure Fig. II.3. La courbe noire correspond au pourcentage pour toutes les régions réunies.

3.2 Première détermination des altitudes des sommets des nuages

La figure Fig. II.6 présente la répartition verticale, en température potentielle, des sommets des nuages en fonction des régions décrites sur la figure Fig. II.3, pour les différentes saisons. La fréquence représentée désigne le nombre de pixels par jour et par Kelvin correspondant à une température de brillance inférieure ou égale à 230 K, situés dans la région donnée. Ces résultats sont des moyennes mensuelles elles-mêmes moyennées sur chaque saison et sur les années 2005 à 2008.

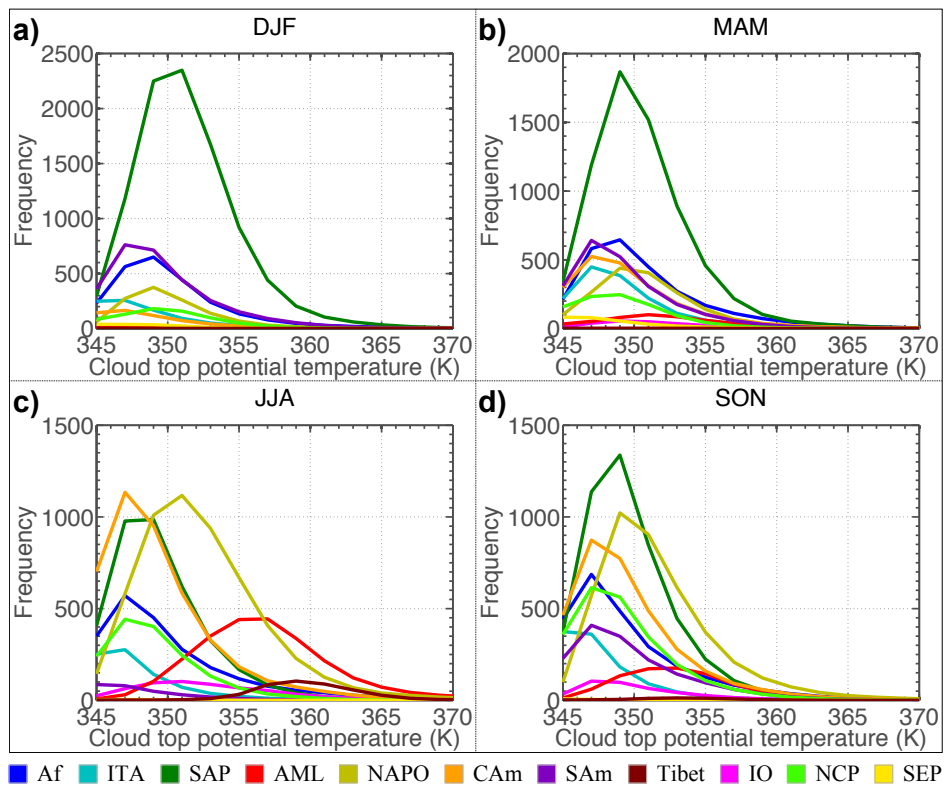


FIGURE II.6 – Distribution verticale des sommets des nuages pour chaque saison, comme une fonction de la température potentielle. L'axe vertical compte le nombre de pixel correspondant à une température de brillance inférieure ou égale à $T_{Bmax} = 230 K$ calculé comme une moyenne mensuelle (ensuite moyennée sur la saison et sur les années 2005-2008) et est donné en $\text{pixel.jour}^{-1}.\text{K}^{-1}$. Les courbes sont tracées pour chaque région, avec le même code couleur que celui défini sur la figure Fig. II.3.

L'importance de l'activité convective profonde sur le pacifique asiatique sud (SAP) s'observe toute l'année bien qu'elle soit moindre durant l'été boréal. En moyenne, les sommets des nuages convectifs profonds sont situés à des altitudes relativement élevées en comparaison aux autres régions hormis celles couvertes par la mousson asiatique (NAPO, AML et Tibet), cf. Table II.1a. De plus, cette altitude moyenne est relativement stable : autour de 350.2 K avec un minimum atteint durant l'été boréal.

L'activité convective sur l'Afrique (Af) est aussi bien visible toute l'année. Le pic modal¹ ainsi que les valeurs moyennes et médianes sont presque constantes tout au long de l'année : respectivement 348 K, 350 K et 348.9 K en moyenne annuelle. Les sommets des nuages sont cependant situés à plus basse altitude en moyenne que sur la région SAP.

Au niveau de l'Amérique, le cycle de la convection profonde s'observe en étudiant l'altitude et la localisation horizontale des sommets des nuages. Durant DJF, la convection sur l'Amérique du Sud (SAm) prédomine, cf. Fig.II.4. Par la suite, son influence diminue durant MAM, cf. Fig.II.4 et l'altitude des sommets des nuages convectifs diminue lui aussi, cf. Table II.1a. La convection se décale sur l'Amérique centrale (CAm). Les sommets des nuages sont alors situés en moyenne à une altitude proche : 348.3 K pour CAm contre 349.1 K pour SAm. Durant JJA, il n'y a presque plus de nuages convectifs profonds sur l'Amérique du Sud, les sommets convectifs sont très bas et peu nombreux, cf. Fig.II.4. Au contraire, l'Amérique centrale est une région où la convection profonde est très active. Cependant, ils font partie des sommets situés les plus bas : la valeur moyenne est située à 349.1 K et la valeur médiane à 348.3 K durant JJA. En fin d'année (SON), la convection profonde se redéplace vers le sud : CAm perd de son intensité contrairement à SAm, tandis que la distribution en température potentielle de leurs sommets sont de nouveau proches : 348.4 K et 348.6 K respectivement pour les valeurs médianes.

La répartition verticale des sommets des nuages convectifs profonds est très différente durant JJA. Durant le reste de l'année, SAP prédomine, cf. Fig.II.4. La fréquence associée à son pic modal est toujours beaucoup plus importante que celles des autres régions sauf pendant JJA. Pendant cette période, la mousson asiatique engendre des nuages convectifs sur NAPO, AML et Tibet dont les sommets sont plus élevés en moyenne que les autres régions. Ils sont particulièrement élevés sur l'Asie continentale : 359.5 K en moyenne et médiane sur le plateau Tibétain et 356.8 K (médiane à 356.3 K) sur l'Asie continentale AML. La contribution de NAPO reste importante durant SON tout en restant à des altitudes élevées bien que plus faible que durant JJA, cf. Table II.1a. De même, l'intensité de la convection diminue sur la région AML et les sommets des nuages perdent beaucoup d'altitude : la moyenne diminue de 3.9 K.

Enfin, les nuages des régions ITA et NCP sont plutôt bas en comparaison aux autres régions : respectivement 347.7 K et 348.2 K en moyenne sur l'année, leurs médianes se situant respectivement aux alentours de 341. K et 348.2 K. Les sommets des nuages convectifs situés sur IO sont, par contre, plus élevés : 350.5 K en moyenne annuelle (médiane à 349.6 K) mais leurs altitudes varient beaucoup en fonction de la saison : 4.9 K sur la moyenne et 4.6 K sur la médiane sont gagnés entre DJF et JJA.

1. température potentielle associée à la fréquence la plus importante sur l'histogramme

CONVECTION PROFONDE TROPICALE ET DÉTECTION DES SOMMETS DES CUMULONIMBUS
TROPICAUX

	Saison	Af	ITA	SAP	AML	NAPO	CAM	SAM	Tibet	IO	NCP	SEP
Pic modal	DJF	349	347	351	347	349	347	347	331	347	349	345
	MAM	349	347	349	351	349	347	347	331	349	349	345
	JJA	347	347	349	357	351	347	345	359	351	347	347
	SON	347	345	349	353	349	347	347	353	347	347	343
Moyenne	DJF	350.0	347.1	351.3	346.1	350.0	344.3	349.6	357.5	348.0	347.4	345.4
	MAM	350.6	349.1	350.4	349.7	350.0	348.3	349.1	342.1	351.1	347.5	347.1
	JJA	349.9	347.7	349.3	356.8	352.3	349.1	347.5	359.5	352.9	348.9	345.7
	SON	349.4	347.0	349.6	352.9	351.4	349.0	349.6	351.0	350.3	348.9	343.1
Médiane	DJF	349.2	346.7	350.8	345.9	349.5	344.7	348.7	357.8	347.5	348.3	345.4
	MAM	349.6	348.3	349.9	350.4	350.0	348.1	348.4	336.4	350.5	347.8	346.5
	JJA	348.6	346.9	348.8	356.3	351.7	348.3	346.8	359.5	352.1	348.4	345.8
	SON	348.2	346.5	349.1	352.6	350.7	348.4	348.6	352.5	349.3	348.3	342.6

(a) $\Delta z = 0$ km

	Saison	Af	ITA	SAP	AML	NAPO	CAM	SAM	Tibet	IO	NCP	SEP
Pic modal	DJF	351	349	353	331	351	349	351	331	349	351	349
	MAM	351	349	351	353	351	349	349	331	351	351	349
	JJA	349	349	351	361	353	349	349	365	353	351	349
	SON	349	349	351	355	351	351	349	359	351	349	345
Moyenne	DJF	353.5	350.0	354.8	345.7	353.1	346.9	352.8	352.6	350.8	350.3	348.5
	MAM	354.3	352.2	353.8	352.6	353.3	351.3	352.3	340.4	354.5	350.4	350.0
	JJA	353.2	350.6	352.3	361.8	356.3	352.6	350.3	366.9	356.3	352.0	348.6
	SON	352.7	349.9	352.8	357.1	355.3	352.6	352.9	354.3	353.6	352.0	346.1
Médiane	DJF	352.1	349.2	353.7	346.6	352.1	347.0	351.5	347.2	349.9	350.8	348.3
	MAM	352.3	351.0	352.6	353.2	352.7	350.7	351.1	336.5	353.2	350.3	349.2
	JJA	351.3	349.4	351.4	360.8	355.0	351.2	349.3	366.6	354.9	351.0	348.4
	SON	350.9	349.0	351.7	356.3	353.7	351.3	351.4	357.6	352.0	351.0	345.6

(b) $\Delta z = 1$ km

TABLE II.1 – Valeurs caractéristiques des distributions verticales des sommets des nuages convectifs pour les différentes régions définies selon la figure Fig. II.3, durant l’hiver (DJF), le printemps (MAM), l’été (JJA) et l’automne (SON) boréal. Toutes les quantités sont en Kelvins. Le tableau supérieur Table II.1a correspond au cas $\Delta z = 0$ km et aux histogrammes de la figure Fig. II.6, tandis que le tableau inférieur correspond au cas $\Delta z = 1$ km et aux histogrammes de la figure Fig. II.9. Le pic modal est basé sur la discrétisation de ces histogrammes. Les valeurs moyennes et médianes sont calculées à partir d’une interpolation par spline cubique sur l’intervalle 330 K-390 K.

3.3 Correction de l'altitude des sommets des nuages convectifs tropicaux

Déterminer le sommet des nuages convectifs profonds à partir de la température de brillance entraîne des biais. En effet, il n'est par exemple pas possible de détecter la présence d'un cirrus au-dessus de celui-ci. De plus, cette méthode est connue pour sous-estimer l'altitude du sommet des nuages d'en moyenne 1 km [Sherwood, 2004; Minnis et al., 2008].

Soit $\sigma = -\langle \frac{\Delta P}{\Delta \theta} \rangle$ où $\langle \cdot \rangle$ signifie moyennée sur les longitudes et sur l'année. Puisque l'échelle de la pression est logarithmique, pour chaque point de la grille de pression d'ERA-Interim, noté i , il est possible de calculer σ :

$$\sigma_i = - \left\langle \frac{P_i \ln \left(\frac{P_{i+1}}{P_{i-1}} \right)}{\theta_{i+1} - \theta_{i-1}} \right\rangle \quad (\text{II.1})$$

En considérant une atmosphère hydrostatique et en gardant σ constant selon la longitude, il est alors possible de déterminer pour chaque latitude et longitude le décalage en température potentielle, noté $\Delta \theta$, engendré par un décalage en altitude de $\Delta z = 1$ km :

$$\Delta \theta = \frac{Pg}{R_a T \sigma} \Delta z \quad (\text{II.2})$$

$R_a = 287 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ est la constante de l'air sec tandis que P et T désignent respectivement la pression et la température, déterminée, comme précédemment, à partir des profils d'ERA-Interim et associées au pixel de CLAUS dont la température de brillance est initialement inférieure ou égale à $T_{Bmax} = 230 \text{ K}$. Pour chacun de ces pixels, la nouvelle température potentielle $\theta_{\Delta z=1 \text{ km}}$ est calculée de la manière suivante :

$$\theta_{\Delta z=1 \text{ km}} = \theta_{\Delta z=0 \text{ km}} + \Delta \theta \quad (\text{II.3})$$

Le nombre de pixels considérés pour chaque région reste donc inchangé et les figures précédentes, hormis Fig. II.6, restent toujours valables.

La figure Fig. II.7, pour la plupart des autres régions, $\Delta \theta$ est presque constant tout au long de l'année et est en moyenne de l'ordre de 3 à 3.5 Kelvins.

Les régions de la mousson asiatique d'été (NAPO, AML et Tibet) sont particulièrement soumises à une grande correction durant cette période. Bien que le rapport $\frac{P}{T}$ soit en général faible en comparaison à d'autres régions durant l'été boréal, c'est la valeur de σ qui l'emporte pour ces régions. En effet, les sommets des nuages y sont en moyenne situés à des températures potentielles plus élevées que dans d'autres régions, cf. Fig. II.6c par exemple durant JJA. Leurs pressions associées sont en moyenne plus faibles. Or, plus la pression est faible, plus le gradient latitudinal de σ est important, cf. Fig. II.8. Les valeurs de σ sont donc très faibles en comparaison à d'autres régions pour une même pression ce qui engendre une grande valeur de la correction $\Delta \theta$.

Durant l'hiver boréal, les pixels Tibet ne correspondent pas à des nuages convectifs profonds car il n'y a pas de convection à cette période de l'année. Le rapport $\frac{P}{T}$ est très important. Les valeurs de $\Delta\theta$ ne sont importantes mais étant donné que les pixels sont associés à une température potentielle très faible, cela n'aura pas d'influence par la suite sur l'étude du transport de l'air à travers la TTL dans cette région à cette période.

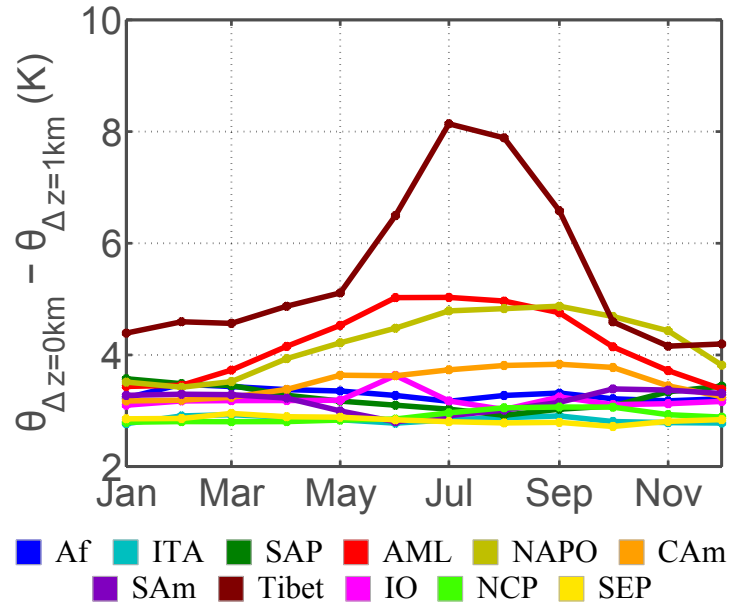


FIGURE II.7 – $\Delta\theta$ en Kelvin, défini par l'équation Eq. II.2, mensuel moyen sur les années 2005-2008. Les courbes sont tracées pour chaque région, avec le même code couleur que celui défini sur la figure Fig. II.3.

La figure Fig. II.9 présente la distribution verticale, en température potentielle, des sommets des nuages, à comparer avec la figure précédente Fig. II.6 sans la correction ($\Delta z = 0$ km). Les valeurs récapitulatives associées sont rassemblées dans le tableau Table II.1b. Les conclusions sur les distributions des sommets des nuages convectifs avec ou sans la correction sont similaires.

Dans la suite de cette étude, seul le cas avec la correction de l'altitude sera considéré. Le cas sans correction ne constituera qu'un test de sensibilité.

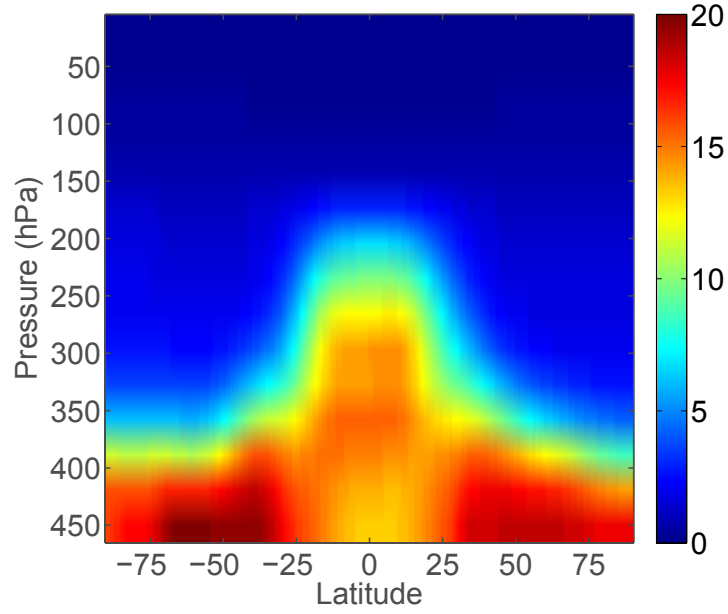


FIGURE II.8 – Distribution verticale et latitudinale de σ , en hPa.K^{-1} , calculé suivant l'équation Eq.II.1 à partir des données climatologiques d'ERA-Interim de température en coordonnées pression.

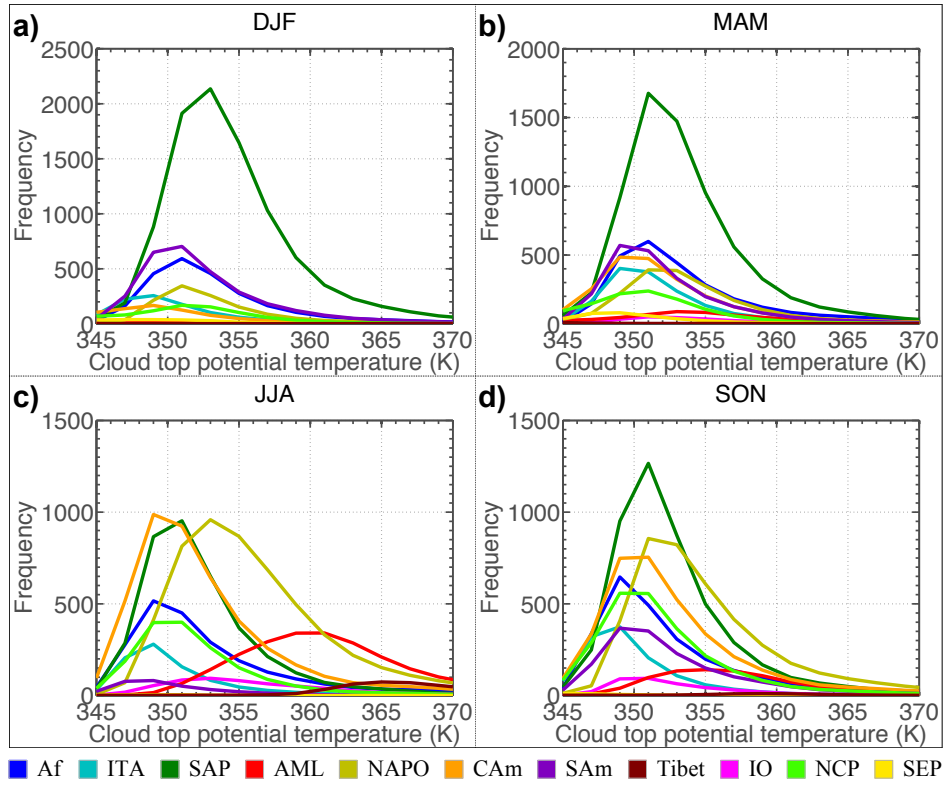


FIGURE II.9 – Identique à la figure Fig. II.6 lorsque la correction de $\Delta z = 1 \text{ km}$ sur l'altitude est appliquée au sommet.

4 Résumé du chapitre

Afin d'étudier le transport entre le sommet des nuages convectifs profonds tropicaux et la surface 380 K, il est nécessaire de déterminer avec le plus de précision possible l'altitude du sommet de ces nuages. Pour cela, les données CLAUS fournissent des cartes de température de brillance toutes les 3 heures à une résolution de 30 km.

A partir de l'observation des fréquences horizontales et temporelles des sommets des systèmes convectifs de CLAUS, des boîtes régionales ont été définies afin de faire ressortir les régions où la convection est intense mais aussi de séparer les contributions continentale et océanique, cf. figure Fig. II.3. Ces définitions seront utilisées tout au long de ce manuscrit.

En faisant l'hypothèse que le sommet du nuage rayonne comme un corps noir et que leur température de brillance est inférieure ou égale à 230 K, il a été possible de déterminer la répartition verticale et horizontale de ces sommets, en utilisant les profils verticaux de température et de pression de la réanalyse ERA-Interim.

Cependant, dans certains cas, la température de brillance peut être plus faible que celle de l'environnement et parfois même plus faible que la température la plus basse du profil de température troposphérique-stratosphérique. Dans ce cas, on considère que les parcelles sont montées adiabatiquement d'une altitude d'environ 40 hPa sous cette température la plus basse [Sherwood, 2004]. Cette méthode est aussi limitée par l'incapacité de distinguer les cirrus recouvrant les sommets convectifs et est aussi connue pour sous-estimer l'altitude des nuages convectifs d'environ 1 km [Minnis *et al.*, 2008]. Par conséquent, les altitudes de ces sommets obtenues avec les données CLAUS sont corrigées en les soumettant à un décalage de 1 km vers le haut.

La connaissance de la distribution des altitudes des nuages en fonction des régions permettra d'estimer la répartition verticale des sources convectives atteignant 230 K à la fois pour le modèle de transport lagrangien, cf. chapitre V, mais aussi pour le modèle unidimensionnel de transport par les taux de chauffage, cf. chapitre VI.

Dans la suite de cette thèse, seules les saisons DJF et JJA seront étudiées. En effet, elles semblent particulièrement s'opposer tandis que les autres saisons peuvent être vues comme des saisons transitoires à DJF et JJA. Durant DJF, l'activité convective de SAP prédomine sur les autres régions. SAm et Af contribuent aussi mais de moindre manière. Au contraire, durant JJA, la distribution verticale des sommets des nuages convectifs profonds est davantage complexe. La convection est moins active sur SAP et la mousson asiatique engendre des nuages convectifs très nombreux sur NAPO et AML. Ces nuages atteignent des pressions beaucoup plus faibles en particulier sur AML et surtout sur le plateau tibétain (Tibet). L'utilisation du modèle de transport lagrangien permettra, entre autres, d'estimer à quel point une faible distance verticale entre le sommet du nuage et la surface 380 K facilite la traversée de la surface 380 K.

CHAPITRE III

TRANSPORT LAGRANGIEN : GÉNÉRALITÉS, DONNÉES UTILISÉES ET MÉTHODE

Sommaire

1	Modèle lagrangien diabatique vs modèle eulérien diabatique	52
1.1	Présentation générale et choix d'un modèle de transport diabatique . .	52
1.2	Avantages de l'approche lagrangienne pour cette étude	53
2	Les réanalyses ERA-Interim, MERRA et JRA-55	54
2.1	Généralités sur les réanalyses	54
2.2	La réanalyse ERA-Interim	56
2.3	La réanalyse MERRA	57
2.4	La réanalyse JRA-55	57
3	Trajectoires lagrangiennes diabatiques forward et backward dans TRACZILLA	58
3.1	Le modèle de transport TRACZILLA	58
3.2	Trajectoires forward et backward	59

Durant cette thèse, le transport et la distribution de parcelles d'air issues du sommet de nuage convectifs profonds tropicaux jusqu'à la surface 380 K, sont étudiées. Pour cela, des trajectoires en avant dans le temps et en arrière dans le temps sont calculées en utilisant un modèle de transport lagrangien : TRACZILLA, version modifiée de FLEXPART [Stohl *et al.*, 2005; Pisso *and Legras*, 2008]. Par la suite, les termes forward et backward sont utilisés pour désigner les trajectoires lagrangiennes diabatiques calculées respectivement en avant dans le temps et en arrière dans le temps.

1 Modèle lagrangien diabatique vs modèle eulérien diabatique

1.1 Présentation générale et choix d'un modèle de transport diabatique

La dispersion de l'air au sommet des nuages est principalement gouverné par l'advection du vent. Différentes approches sont possibles pour étudier cette dispersion. Les deux principales sont l'approche eulérienne et l'approche lagrangienne. Cette dernière est préférée pour cette étude bien que ces deux méthodes soient, d'un point de vue formel, interchangeables.

Soit $\Psi(x, y, z, t) = \Psi(\vec{X}(x, y, z, t), t)$ une variable (comme sa vitesse, sa température, sa température potentielle...) caractérisant une particule d'air à une longitude x , une latitude y , une altitude z et un temps t donné. L'évolution lagrangienne de Ψ peut s'écrire, avec S comme source ou puit de cette variable :

$$\frac{D\Psi}{Dt} = S \quad (\text{III.1})$$

S peut, par exemple, rendre compte de l'effet de la variation de la pression ou bien d'un chauffage ou d'un refroidissement radiatif. La parcelle d'air est transportée par le vent local sans échange de masse avec l'extérieur. A chaque pas de temps, le modèle simule la variable d'état Ψ . Ainsi, la méthode lagrangienne permet de suivre l'évolution temporelle de la variable Ψ associée à une particule de fluide en suivant cette particule. Pour cette raison, on parle de trajectoires lagrangiennes.

La forme lagrangienne peut être réécrite sous la forme eulérienne $\frac{\partial \Psi}{\partial t}$:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \Psi = S \quad (\text{III.2})$$

avec, à l'instant donné et à un point de grille donné, $\vec{v}(x, y, z, t) = \vec{v}(\vec{X}(x, y, z, t), t)$ la vitesse du vent :

$$\frac{D\vec{X}}{Dt} = \vec{v} \quad (\text{III.3})$$

Avec la formulation eulérienne, établie par Leonhard Euler en 1755, la particule de fluide n'est plus suivie au cours du temps mais l'évolution du fluide est observée d'un point de vue

extérieur, à un point de grille fixe donné. Cette fois-ci, pour suivre l'évolution d'une parcelle de fluide, il est possible d'étudier les lignes de courants, qui sont tangentes en tout point au vecteur vitesse, contrairement au cas lagrangien où on parlait de trajectoires. Les trajectoires et les lignes de courants ne coïncident que dans le cas d'écoulements stationnaires, ce qui n'est pas forcément le cas dans l'atmosphère.

Dans le cadre d'une étude cinématique, la variable z représente l'altitude. A contrario, dans le cas d'une étude diabatique, la variable z sera remplacée par la variable θ : la température potentielle. Les parcelles sont donc transportées horizontalement par le vent et verticalement selon les taux de chauffage $\frac{d\theta}{dt}$. Si ces derniers ne sont pas égaux à zéro, elles traverseront les surfaces isentropes (température potentielle constante). Les trajectoires diabatiques sont ainsi souvent appelées trajectoires quasi-isentropes.

Les méthodes cinématiques et diabatiques utilisent des champs météorologiques différents et sont fondées sur des équations différentes. Les mouvements atmosphériques de large échelle sont souvent presque adiabatiques. Un modèle diabatique semblerait donc en moyenne meilleur qu'un modèle cinématique pour représenter le transport atmosphérique. Pour chacune de ces méthodes, des erreurs sont engendrées à chaque pas de temps. Elles sont principalement dues aux troncatures numériques lors des interpolations ou des intégrations et elles apparaissent à la fois sur les composantes horizontales et verticales. Ainsi, même si analytiquement les résultats obtenus à partir d'un modèle cinématique et ceux obtenus à partir d'un modèle diabatique devraient être les mêmes, en pratique, ils diffèrent au bout d'un certain nombre de pas de temps d'intégration.

Dans cette étude, l'effet des taux de chauffages au sommet des nuages sera étudié et tout particulièrement l'effet de la présence du LZRH. Pour cette raison, le cadre d'une étude diabatique est préféré.

1.2 Avantages de l'approche lagrangienne pour cette étude

Ici, le principal avantage d'un modèle lagrangien consiste dans le fait qu'il ne nécessite pas l'utilisation de grille fixe. De ce fait, beaucoup d'erreurs liées à la diffusion numérique provenant de l'interpolation dans une grille sont évitées et le résultat ne dépend donc pas de la résolution spatiale choisie. Ce modèle permet aussi d'étudier une période et à une région restreinte, avec une bonne précision et une certaine rapidité en comparaison au modèle eulérien. En effet, il est toujours possible d'interpoler temporellement et spatialement la position d'une parcelle afin d'obtenir la précision temporelle souhaitée. C'est pourquoi, à proximité d'une source, un modèle lagrangien peut s'avérer très efficace et ce plus facilement qu'en utilisant un modèle eulérien à haute résolution dans la même zone. Dans certains cas, il peut être aussi intéressant de ne pas avoir à implémenter certaines paramétrisations nécessaires au fonctionnement du modèle

eulérien. En effet, le modèle lagrangien peut être couplé avec des modèles simples ou bien des données extérieures.

Ici, l'étude porte uniquement sur le transport de parcelles d'air individuelles issues des sommets des nuages convectifs profonds tropicaux. Il n'est donc pas nécessaire de connaître l'évolution des variables d'état en chaque point d'une grille eulérienne fixe. Cela permet d'intégrer sur des temps relativement longs en étant moins coûteux qu'un modèle eulérien, si le nombre de particules suivies n'est pas trop grand. Cependant, un grand nombre de parcelles doit être suivi afin de pouvoir correctement représenter la dispersion de l'air depuis la source et d'en étudier son évolution statistique. Ce nombre doit être d'autant plus important que le temps d'intégration est long et donc que la dispersion est importante. Ici, le nombre de parcelles suivies restera suffisamment petit pour que chaque simulation ne soit pas trop coûteuse en temps de calcul, tout en permettant d'avoir un échantillonnage statistique satisfaisant. De plus, ce modèle peut à la fois être intégré en avant dans le temps (trajectoires forward) et en arrière dans le temps (trajectoires backward), ce qui sera utilisé dans cette thèse.

2 Les réanalyses ERA-Interim, MERRA et JRA-55

2.1 Généralités sur les réanalyses

Les centres de recherche et de prévision météorologique développent chacun leur modèle numérique atmosphérique. Ceux-ci sont mis à jour très régulièrement. Ils fournissent à la fois des données de surface et d'altitude sur une grille fixée.

Les erreurs liées aux conditions initiales s'amplifient avec le temps d'intégration de la prévision. Il est donc nécessaire de corriger l'état du modèle en prenant en compte les données d'observation disponibles. Il peut s'agir par exemple de données issues de radiosondages, d'avions, de satellites, etc. Ces seules données d'observations ne peuvent cependant pas à elles seules permettre de connaître l'état initial de l'atmosphère sans aucune erreur. En effet, d'une part elles sont elles-mêmes biaisées, d'autre part, elles sont ponctuelles, spatialement et temporellement. De plus, le modèle numérique comporte davantage de variables qu'il n'y a d'observations disponibles.

Afin d'estimer au mieux l'état réel de l'atmosphère, les données sont assimilées. L'assimilation de données consiste à corriger, en se servant des observations, la prévision pour cet instant et calculée à un pas de temps précédent. Il existe différents algorithmes d'assimilation de données. L'un des plus connus et utilisés est l'algorithme 4D-Var. Il a la particularité de prendre en compte une fenêtre temporelle d'assimilation plus large. Une fonction de coût est définie en prenant en compte plusieurs observations à différents instants dans la fenêtre d'assimilation et d'assimiler les données en continu dans le temps et l'espace. Celle-ci est minimisée de manière à

ce que les résultats du modèle numérique parviennent à s'approcher au mieux des observations passées. Le nouvel état fixé sert alors de base à la prévision suivante.

Dans le cas d'une réanalyse météorologique, la version du modèle numérique est fixée. Dans ce cas, le modèle est relancé depuis une date antérieure, par exemple depuis l'année 1979 pour ERA-Interim, en assimilant les données disponibles au cours du temps, et ce jusqu'à ce que la réanalyse ne soit plus mise à jour. Cela permet d'obtenir une longue série temporelle sans avoir d'influence des modifications du modèle numérique météorologique mais aussi de retraiter les données anciennes avec un modèle dans l'état de l'art. De plus, les réanalyses permettent de pouvoir utiliser des données non disponibles pour la prévision car non produites en temps réel.

ERA-Interim, MERRA et JRA-55 sont trois réanalyses respectivement développées par l'ECMWF ("European Centre for Medium Range Weather Forecasts"), par la NASA ("National Aeronautics and Space Administration") et par la JMA ("Japan Meteorological Agency"). [Dee *et al.*, 2011; Rienecker *et al.*, 2011; Kobayashi *et al.*, 2015].

Toutes ces réanalyses mettent à disposition les vents horizontaux mais aussi les taux de chauffage radiatifs en terme de température $\frac{dT}{dt}$ des ondes longues (LW) et des ondes courtes (SW), à la fois en ciel clair et en ciel nuageux. Le modèle de transport diabatique Lagrangien, quant à lui, nécessite de connaître les vents horizontaux ainsi que les taux de chauffages en température potentielle $Q_{\text{sky}}^{\text{clear}}$, $Q_{\text{sky}}^{\text{all}}$, cf. Eq.I.8. En connaissant les températures T et les températures potentielles θ associées aux variations de température $\frac{dT}{dt}$, en ciel clair et en ciel nuageux, il est donc possible de connaître $Q_{\text{sky}}^{\text{clear}}$ et $Q_{\text{sky}}^{\text{all}}$:

$$\begin{cases} Q_{\text{sky}}^{\text{clear}} = \frac{\theta}{T} \left(\frac{dT}{dt} \right)_{\text{sky}}^{\text{clear}} \\ Q_{\text{sky}}^{\text{all}} = \frac{\theta}{T} \left(\frac{dT}{dt} \right)_{\text{sky}}^{\text{all}} \end{cases} \quad (\text{III.4})$$

Les taux de chauffage radiatifs sont disponibles, pour ces trois réanalyses, à la fois en ciel clair et en ciel nuageux : $Q_{\text{sky}}^{\text{clear}}$, $Q_{\text{sky}}^{\text{all}}$ (cf. Eq.I.8).

ERA-Interim est considérée comme étant une assez bonne réanalyse et est souvent utilisée. Le principal avantage de MERRA réside dans sa résolution verticale dans la stratosphère, meilleure qu'ERA-Interim. Par contre, les taux de chauffages ne sont archivés que sur les niveaux pressions. JRA-55, quant à elle, est une réanalyse très récente. Dans cette thèse, cette dernière ne sera utilisé que très brièvement lors d'un test de sensibilité, cf. 4.4.

Il est nécessaire de noter que les taux de chauffage et les champs de vents horizontaux, qui seront utilisés dans la suite de cette thèse, peuvent être biaisés. Les vents horizontaux peuvent s'avérer imprécis au niveau des tropiques dans les zones où il y a peu de données de radiosondages, et ce dans toutes les réanalyses [Podglajen *et al.*, 2014]. De même, Wright and Fueglistaler [2013]

ont montré que les taux de chauffage diffèrent assez fortement entre les réanalyses. En effet, les vents sont peu contraints par les températures (la variable la plus observée) dans les tropiques et les taux de chauffage issus des réanalyses sont les résultats d'un calcul contenant de nombreuses approximations. Ils dépendent donc fortement du modèle utilisé ainsi que de l'assimilation des données observées. Dans le chapitre IV, la comparaison des taux de chauffage d'ERA-Interim et de MERRA sera étudiée plus en détails.

2.2 La réanalyse ERA-Interim

ERA-Interim est fondée sur la version 2006, cycle Cy31r2, du modèle de l'ECMWF : l'IFS ("Integrated Forecast System") [Dee *et al.*, 2011]. Ce modèle assimile des données selon la méthode du 4D-Var dans une fenêtre de 12 heures. Cette réanalyse couvre la période du 1er janvier 1979 à aujourd'hui. Le modèle dispose de 60 niveaux verticaux (jusqu'à 0.1 hPa) et d'une résolution horizontale de l'ordre de 80 km (troncature spectrale T255). Les sorties de cette réanalyse sont cependant disponibles à d'autres résolutions. Dans cette thèse, la résolution des données utilisées sera, en général, de 1° par 1°. Les champs de vents horizontaux ainsi que les taux de chauffage en température sont archivés toutes les 3 heures : en partant de 00UT pour les champs de vents horizontaux et en partant de 0130UT pour les taux de chauffage.

Les données ERA-Interim sont disponibles sur les niveaux modèles, ou niveaux hybrides, notés η . La pression en niveaux hybrides est alors déduite selon la formule suivante, pour chaque niveau du modèle k et chaque latitude, longitude et pas de temps :

$$p_k = a_k + b_k p_s \quad (\text{III.5})$$

avec p_s la pression à la surface. Les coefficients a_k et b_k sont fixés de manière à ce que les niveaux proches du sol suivent la topographie et que les niveaux les plus élevés correspondent à des niveaux pressions purs. De ce fait, $\eta_k = \frac{a_k}{p_0} + b_k$ avec arbitrairement $p_0 = 1013.25$ hPa ou $p_0 = 1000$ hPa.

Il est aussi possible de récupérer les données déjà interpolées sur des niveaux pression. Cependant, la résolution verticale sera plus faible : seulement 37 niveaux répartis entre 1000 et 1 hPa, dont 4 dans la TTL (à 70, 100, 125 et 150 hPa). Cette configuration ne sera pas utilisée même lors de l'intercomparaison des taux de chauffage de MERRA, qui eux sont en pression, cf. chapitre IV. Les pressions hybrides seront interpolées en pressions pures afin de garder un nombre de niveaux plus importants dans la TTL.

2.3 La réanalyse MERRA

La réanalyse MERRA ("Modern Era-Retrospective Analysis for Research and Applications") a été développée par GMAO ("Global Modeling and Assimilation Office") de la NASA initialement afin d'étudier le cycle de l'eau sur de courtes comme sur de longues périodes climatologiques [Rienecker *et al.*, 2011]. Cette réanalyse couvre les années 1979 jusqu'à maintenant et assimile les données observables selon la méthode du 4D-Var tout comme ERA-Interim. Elle repose sur le modèle GOES ("Goddard Earth Observing System Data Assimilation System Version 5") qui correspond à un ensemble de modèles dont les principaux sont le modèle atmosphérique, le modèle de la surface terrestre et le modèle océanique. La résolution du modèle atmosphérique est initialement de 2.5° en longitude par 2° en latitude et il dispose de 72 niveaux verticaux.

Il pourrait être intéressant d'utiliser une réanalyse disposant d'une meilleure résolution que celle d'ERA-Interim dans la stratosphère afin d'étudier le transport troposphérique-stratosphérique. Pour cette raison, un accent est porté sur la comparaison entre ERA-Interim et MERRA afin de savoir quelle réanalyse sera la plus intéressante à utiliser pour étudier le transport dans la TTL via le modèle de transport lagrangien. Les taux de chauffage en terme de température sont disponibles à la fois pour les ondes courtes et longues en ciel clair ou nuageux. Cependant, les taux de chauffage ne sont mis à disposition, toutes les 3 heures, que sur des niveaux pression à une résolution verticale réduite : seulement 42 niveaux pression s'étendant jusqu'à 0.1 hPa et seulement 3 niveaux pression dans la TTL (70, 100 et 150 hPa). Elles sont réparties sur une grille régulière de 1.25° par 1.25° . Dans cette thèse, seules ces données de taux de chauffage en terme de température potentielle seront utilisées.

2.4 La réanalyse JRA-55

JRA-55 est la dernière génération de réanalyse japonaise développée par la JMA ("Japan Meteorological Agency") [Kobayashi *et al.*, 2015]. Elle est fondée sur le modèle de prévision numérique de JMA daté de décembre 2009.

Une partie des données a été mise en ligne à partir de novembre 2013 mais les taux de chauffage n'ont été mis à disposition que très récemment. Elle s'étend initialement sur 55 ans à partir du moment où les radiosondages ont été mis en place de façon régulière et globale : de 1958 à 2012. Elle est ensuite poursuivie presque en temps réel. Contrairement à la réanalyse précédente de JMA (JRA-25), le schéma d'assimilation de données 4D-Var, sur une fenêtre de 6 heures, est implémenté dans JRA-55.

La résolution horizontale du modèle est supérieure à celle d'ERA-Interim : en moyenne 55 km (troncature spectrale à T319). Elle dispose aussi de 60 niveaux verticaux en pression hybride jusqu'à 0.1 hPa. Les champs de vents horizontaux ainsi que les taux de chauffage en terme de

température en ciel clair ou nuageux, pour les ondes courtes ou longues sont disponibles toutes les 6 heures. Ces données sont récupérées sur une grille régulière de 0.5625° par 0.5625° .

3 Trajectoires lagrangiennes diabatiques forward et backward dans TRACZILLA

3.1 Le modèle de transport TRACZILLA

FLEXPART ("FLEXible PARTicle dispersion model") est un modèle de transport lagrangien prenant aussi en compte une possible dispersion : modèle LPDM ("Lagrangian Particle Dispersion Model"). Il a été initialement développé par le BOKU ("University of Natural Resources and Life Sciences") à Vienne. Le projet a été poursuivi par Andreas Stohl au NILU ("Norwegian Institute for Air Research") ainsi que par d'autres groupes de recherches situés dans diverses institutions. L'objectif initial était d'étudier la dispersion de polluants à méso-échelle sur de longues durées à partir de sources définies [Stohl *et al.*, 2005]. Aujourd'hui, il est tout autant utilisé pour étudier le transport des gaz à effet de serre, des radionucléides, de la pollution, que pour étudier le cycle de l'eau ou les échanges troposphère-stratosphère. La version 6.2 utilise les niveaux modèles du modèle de prévision météorologique de l'ECMWF ou de GFS ("Global Forecast System", modèle de prévision numérique du temps du National Weather Service des États-Unis).

FLEXPART est lui-même dérivé du modèle de trajectoires cinématiques appelé FLEXTRA ("FLEXible TRAjectory model") [Stohl *et al.*, 1995]. Contrairement à FLEXPART, FLEXTRA ne simule pas la diffusion turbulente. Ainsi, les parcelles de FLEXTRA ne font que suivre le vent moyen.

Dans cette thèse, le modèle de trajectoires lagrangiennes choisi est TRACZILLA [Legras *et al.*, 2005]. Développé au LMD ("Laboratoire de Météorologie Dynamique"), il s'agit d'une version modifiée de FLEXPART [Pisso and Legras, 2008]. Le principal avantage de ce modèle d'advection Lagrangien consiste dans le fait que les champs de vents sont interpolés verticalement directement à partir des niveaux modèles η lorsque ceux-ci sont disponibles, comme c'est le cas pour ERA-Interim, et de pouvoir utiliser la température potentielle comme coordonnée verticale et les taux de chauffage en entrée. De ce fait, certaines erreurs dues aux interpolations intermédiaires sont évitées. En outre, TRACZILLA est optimisé dans l'écriture des routines de code ce qui permet une rapidité des calculs. De plus, il est possible de choisir de transporter les parcelles cinématiquement, en lisant les champs de vitesse verticale, ou bien diabatiquement, en lisant les taux de chauffage puis en les convertissant en taux de chauffage en terme de température potentielle (cf. Eq.III.4). La coordonnée verticale dans le modèle peut être en

pression ou en température potentielle. Par la suite, TRACZILLA a été adapté afin de pouvoir utiliser aussi les champs des réanalyses MERRA et, très récemment, de JRA-55.

Le transport des parcelles d'air issues des sommets des nuages convectifs profonds tropicaux jusqu'à la surface 380 K sera ici étudié avec le modèle TRACZILLA principalement en utilisant les tendances de température et les vents horizontaux d'ERA-Interim. Les données MERRA ne seront finalement pas utilisées à cause d'une mauvaise représentation des tendances de température dans la TTL, cf. chapitre IV. La réanalyse JRA-55 ne sera, quant à elle, utilisée pour forcer TRACZILLA que lors d'un test de sensibilité à la réanalyse sur les trajectoires backward, cf. chapitre V. De plus, les données ERA-Interim sont disponibles toutes les 3 heures. *Legras et al.* [2005] ont montré qu'une telle fréquence des champs de vents permet de mieux représenter le transport dans la stratosphère.

3.2 Trajectoires forward et backward

Dans FLEXPART et TRACZILLA, l'équation de la trajectoire diabatique Eq.III.3 est intégrée selon le schéma "accélération nulle" [*Stohl et al.*, 2005] en avant dans le temps avec $\Delta t > 0$ (trajectoires forward) ou en arrière dans le temps avec $\Delta t < 0$ (trajectoires backward ou rétrotrajectoires) :

$$\vec{X}(x, y, \theta, t + \Delta t) = \vec{X}(x, y, \theta, t) + \vec{v}(\vec{X}(x, y, \theta, t), t) \cdot \Delta t \quad (\text{III.6})$$

Chaque parcelle est mise en mouvement indépendamment des autres. L'intervalle de temps dt est choisi assez court afin de représenter au mieux les mouvements de petite échelle, mais assez long de façon à avoir un code numérique suffisamment rapide : $dt = 15$ min.

Les trajectoires backward et forward entre les sommets des nuages et la surface 380 K vont être évaluées et comparées. Les trajectoires backward permettent d'estimer la contribution des sources convectives à la composition de l'air qui se trouve au niveau de la surface 380 K. Les trajectoires forward, quant à elles, sont destinées à estimer l'impact et l'efficacité des sources convectives.

Une parcelle d'air lancée et suivie avec TRACZILLA, représente un ensemble de particules qui va interagir avec son environnement. Sa composition, au bout de quelques jours, sera le résultat d'un mélange entre sa composition initiale et l'air qu'elle aura traversé. Cela revient à calculer les fonctions de Green, en avant ou en arrière dans le temps, d'une équation d'advection-diffusion. Il est possible d'ajouter à l'équation Eq.III.6 un terme représentant la diffusion turbulente afin de représenter les mouvements de petites échelles qui ne sont pas pris en compte en utilisant simplement les champs de vents et les taux de chauffage radiatifs [*Legras et al.*, 2005]. L'équation d'advection-diffusion devient alors :

$$\vec{X}(x, y, \theta, t + \Delta t) = \vec{X}(x, y, \theta, t) + \vec{v}(\vec{X}(x, y, \theta, t), t) \cdot \Delta t + w(t) \Delta t \vec{k} \quad (\text{III.7})$$

où \vec{k} est le vecteur unité vertical et $w(t)$ est un bruit blanc normalisé par un coefficient de diffusion.

Au bout de plusieurs jours, les trajectoires backward et forward ne sont pas supposées être strictement réversibles [Holzer and Hall, 2000; Legras et al., 2005]. Cependant, dans cette thèse, le terme de diffusion sera considéré comme étant nul. En effet, les trajectoires seront suffisamment longues, 3 mois au maximum, pour considérer que l'échelle de temps liée à la diffusion est négligeable [Legras et al., 2005]. Mais elles sont numériquement irréversibles à cause du transport chaotique. Il est cependant possible d'observer une réversibilité statistique comme prévu par le formalisme des fonctions de Green, mais pour cela, il faudra que l'échantillonnage soit assez grand à la fois pour les trajectoires forward et pour les trajectoires backward [Holzer and Hall, 2000].

CHAPITRE IV

COMPARAISON DES TAUX DE CHAUFFAGE RADIATIFS DANS ERA-INTERIM ET MERRA

Sommaire

1	Différence significative des taux de chauffage radiatifs dans la TTL	62
1.1	Comparaison des taux de chauffage radiatifs	62
1.2	Comparaison de différents profils caractéristiques	65
2	Première utilisation du code radiatif RRTMG pour comprendre les différences entre les taux de chauffages radiatifs clear sky des deux réanalyses	67
2.1	Le code radiatif RRTMG	67
2.2	Première étude : initialisation du code RRTMG avec les données ERA-Interim	68
2.3	Deuxième étude : initialisation du code de transfert radiatif avec une combinaison des données de MERRA et d'ERA-Interim	70
3	RRTMG et SHADOZ	72
3.1	Les données SHADOZ	72
3.2	Troisième étude : initialisation du code de transfert radiatif RRTMG avec une combinaison de données d'ERA-Interim et de SHADOZ . . .	73
4	Résumé et conclusions	77

Les réanalyses fournissent des données, entre autres, de champs de vents horizontaux et de taux de chauffage radiatifs à une résolution temporelle et spatiale fixe, sur toute la Terre. Dans la suite de cette thèse, ces données permettront de forcer horizontalement et verticalement un modèle de transport lagrangien afin d'étudier le transport de parcelles d'air depuis leur déentraînement, au sommet des cumulonimbus tropicaux, jusqu'à la surface 380 K.

Deux réanalyses actuellement disponibles sont ici comparées : ERA-Interim et MERRA. Dans la TTL, les vents horizontaux sont similaires dans ERA-Interim et MERRA. [*Rienecker et al.*, 2011] Par contre, leurs taux de chauffages radiatifs diffèrent, ce qui peut avoir une forte influence sur le transport des masses d'air.

Le but de ce chapitre est de trouver une raison possible de cette différence et de déterminer quelle réanalyse sera la plus pertinente pour étudier le transport des masses d'air dans la TTL.

1 Différence significative des taux de chauffage radiatifs dans la TTL

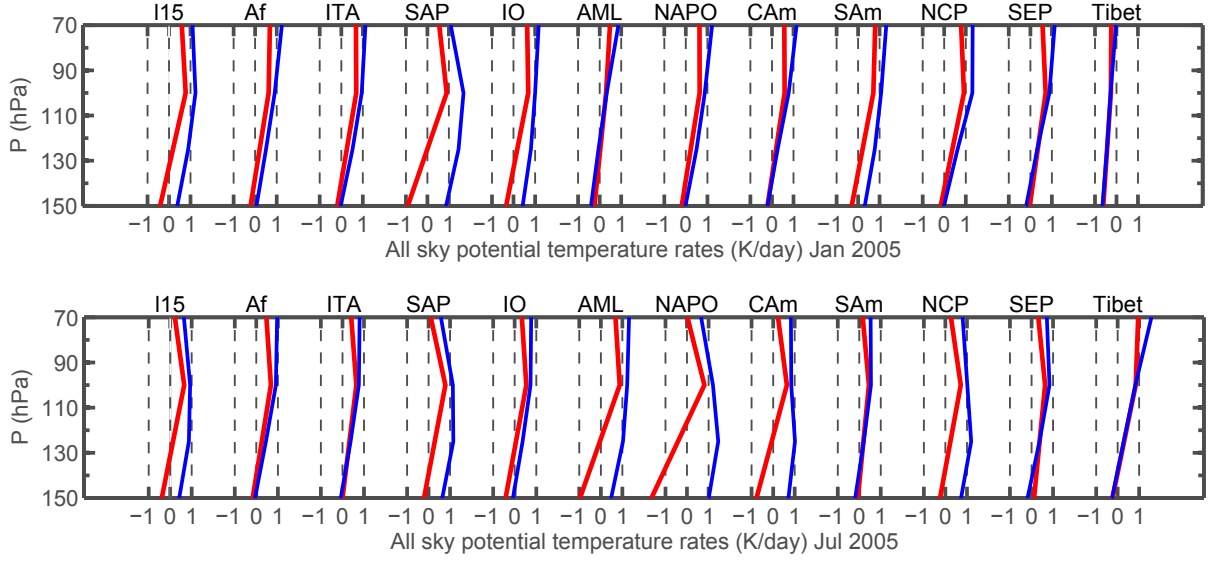
Deux jeux de données distincts seront utilisés pour l'étude du transport des masses d'air dans la TTL : les vents horizontaux pour le mouvement horizontal, et les taux de chauffage radiatifs, pour le mouvement vertical. Cette partie a pour but de comparer pour proposer des hypothèses aux différences observées entre les deux réanalyses ERA-Interim et MERRA.

1.1 Comparaison des taux de chauffage radiatifs

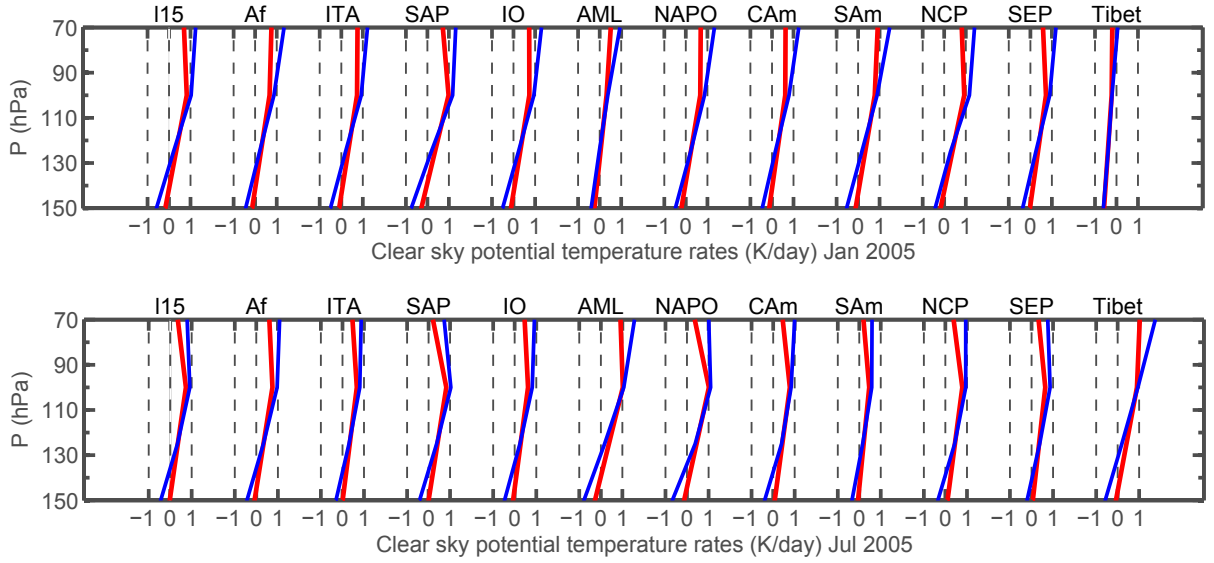
La figure Fig. IV.1 montre les taux de chauffage en température potentielle $Q_{\text{sky}}^{\text{all}}$ et $Q_{\text{sky}}^{\text{clear}}$ moyennés sur les mois de janvier et juillet 2005 pour les différentes boîtes régionales définies précédemment, cf. Fig. II.3. Les taux de chauffage de MERRA $\frac{dT}{dt}$ ne sont disponibles qu'en coordonnées pression toutes les 3 heures. Afin d'effectuer cette comparaison, ces taux de chauffage d'ERA-Interim, disponibles en coordonnées hybrides toutes les 3 heures, ont été interpolés en coordonnées pression puis moyennés temporellement et spatialement. Ces taux sont ensuite convertis en taux de chauffage en température potentielle à partir des profils de température potentielle et de pression : $\frac{d\theta}{dt} = \frac{\theta}{T} \frac{dT}{dt}$.

Dans la TTL, contrairement aux vents horizontaux qui sont similaires dans ERA-Interim et MERRA [*Rienecker et al.*, 2011], les taux de chauffages radiatifs diffèrent entre ces deux réanalyses, cf. Fig. IV.1.

Les désaccords se situent principalement dans les régions où la convection est très active. Par exemple, $Q_{\text{sky}}^{\text{all}}$ de MERRA et ERA-Interim sont très différents dans la région SAP, là où la convection est très importante en hiver, tandis qu'au mois de juillet, le désaccord s'observe particulièrement au niveau des régions AML et NAPO, là où la mousson asiatique est active.



(a) Cas nuageux : Q_{all_sky} , pour janvier (en haut) et juillet (en bas) 2005



(b) Cas ciel clair : Q_{clear_sky} , pour janvier (en haut) et juillet (en bas) 2005

FIGURE IV.1 – Profils moyens verticaux en fonction de la pression, dans la TTL, des taux de chauffage radiatifs en température potentielle (K/jour) pour les réanalyses ERA-Interim (en bleu) et MERRA (en rouge). Les résultats sont moyennés sur janvier et juillet 2005, dans le cas d'un ciel nuageux, Q_{all_sky} , IV.1a, et dans le cas d'un ciel clair, Q_{clear_sky} IV.1b.

Ces désaccords sont moins importants dans le cas du ciel clair (Q_{clear_sky}), cf. Fig. IV.1b. Une mauvaise représentation de la convection humide pourrait être une cause de ces différences. Cet écart a déjà été observé par [Tzella and Legras, 2011] qui ont calculé les taux mensuels de chauffage radiatifs en température potentielle dans des boîtes régionales différentes.

Etant donné que ces taux de chauffage diffèrent entre les deux réanalyses, les $LZRH_{clear_sky}$ et

$LZRH_{all_sky}$ sont, par conséquent, eux-mêmes différents. Les tableaux Tab. IV.1a et Tab. IV.1b répertorient pour ces deux réanalyses, les pressions moyennes associées, entre 15°N et 15°S, aux $LZRH_{clear_sky}$ et $LZRH_{all_sky}$, respectivement pour janvier et pour juillet, à la fois pour l'année 2005 mais aussi pour l'année 2007. Ces niveaux ne restent pas constant d'une année à l'autre. De plus, ils peuvent varier de manière opposée entre les deux réanalyses : par exemple, la pression associée au $LZRH_{all_sky}$ d'ERA-Interim augmente entre juillet 2005 et juillet 2007, tandis qu'elle diminue dans MERRA. De plus, le $LZRH_{clear_sky}$ d'ERA-Interim est situé, en moyenne, à plus haute altitude (plus faible pression) que son $LZRH_{all_sky}$, à la fois en janvier et juillet 2005 et 2007. La présence de nuages abaisse donc le LZRH et, par définition, réchauffe la TTL. Dans MERRA, l'effet des nuages est inversé : le $LZRH_{clear_sky}$ y est en moyenne à une altitude moins élevée que le $LZRH_{all_sky}$. Ces effets opposés impactent le transport de parcelles d'air dans la TTL. En effet, une parcelle d'air qui traverse une zone nuageuse aura ainsi tendance à s'élever dans ERA-Interim, sous l'effet d'un chauffage radiatif positif. Au contraire, elle aura tendance à redescendre dans la troposphère dans MERRA, du fait d'un taux de chauffage négatif. Cette tendance ne semble pas dépendre de l'année, bien que l'altitude des LZRH varient d'une année à l'autre.

	ERA-Interim		MERRA	
	2005	2007	2005	2007
$LZRH_{clear_sky}$	131 hPa	129 hPa	142 hPa	139,3 hPa
$LZRH_{all_sky}$	165 hPa	163 hPa	134 hPa	133,8 hPa
Impact des nuages	réchauffent	réchauffent	refroidissent	refroidissent

(a) Janvier 2005 et 2007

	ERA-Interim		MERRA	
	2005	2007	2005	2007
$LZRH_{clear_sky}$	136 hPa	134,5 hPa	148 hPa	147,9 hPa
$LZRH_{all_sky}$	167,5 hPa	169,8 hPa	132,5 hPa	132,1 hPa
Impact des nuages	réchauffent	réchauffent	refroidissent	refroidissent

(b) Juillet 2005 et 2007

TABLE IV.1 – Pressions moyennes associées aux $LZRH_{clear_sky}$ et $LZRH_{all_sky}$ et impact des nuages qui en résulte, dans les réanalyses ERA-Interim et MERRA, entre 15°S et 15°N. IV.1a : pour janvier 2005 et 2007, IV.1b : pour juillet 2005 et 2007.

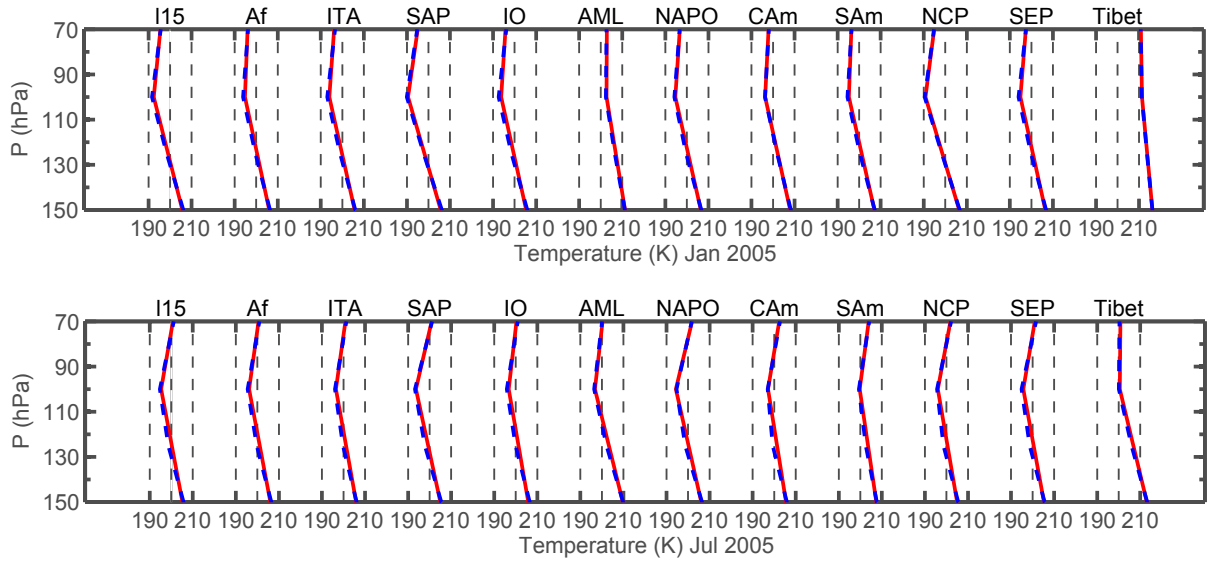
1.2 Comparaison de différents profils caractéristiques

Deux hypothèses pourraient expliquer une telle différence de taux de chauffage entre les deux réanalyses : une différence sur les profils de température ou bien sur une représentation de la convection humide.

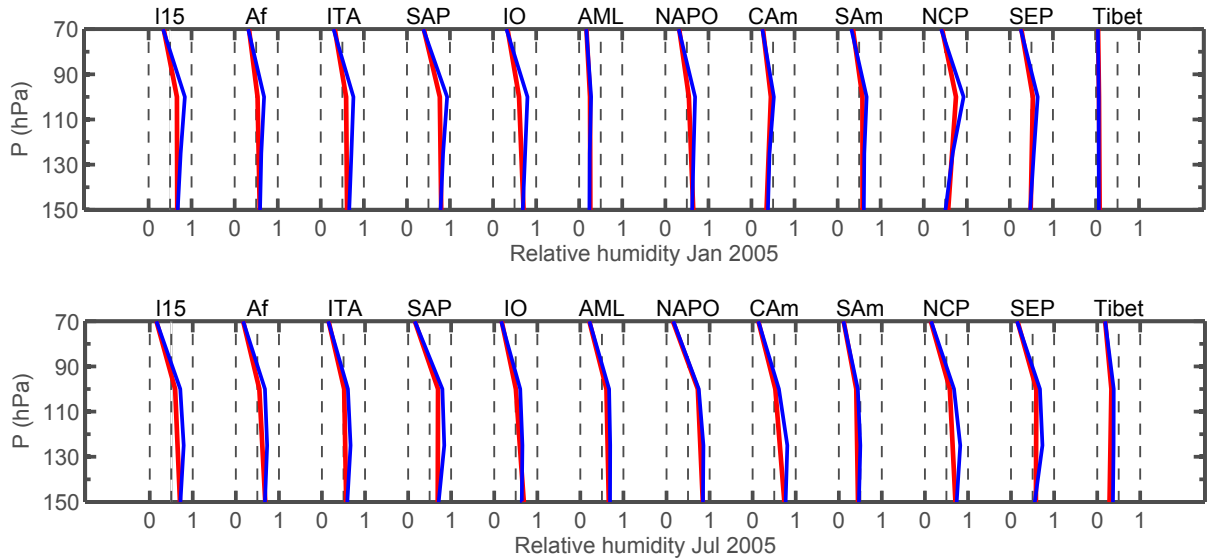
La température potentielle ne dépend que de la température et de la pression. Cette dernière étant fixée, les taux de chauffage en température potentielle $Q_{\text{sky}}^{\text{clear}}$ et $Q_{\text{sky}}^{\text{all}}$ ne dépendent donc que de la température. La figure Fig. IV.2a montre que, pour les différentes boîtes régionales, en janvier et juillet 2005, les profils de température dans la TTL sont similaires dans les deux réanalyses. En effet, dans ces réanalyses, les températures sont des données assimilées. La température ne peut donc pas, à elle seule, expliquer la différence entre les taux de chauffage observés de ces réanalyses.

Une mauvaise représentation de la convection humide pourrait expliquer les différences observées, puisque l'effet est moindre dans le cas d'un ciel clair. Pour calculer les taux de chauffage même en ciel clair, les profils d'humidité relatives sont requis. Ceux-ci diffèrent d'une réanalyse à l'autre, cf. Fig. IV.2b, ce qui pourrait expliquer, au moins en partie, pourquoi les taux de chauffage $Q_{\text{sky}}^{\text{clear}}$ et par conséquent $Q_{\text{sky}}^{\text{all}}$ sont différents. En moyenne, MERRA est plus sec qu'ERA-Interim dans la TTL, que ce soit en janvier ou en juillet 2005.

Cette différence s'observe en regardant l'effet de la convection. Par exemple, au niveau du plateau tibétain, la convection est quasiment inexistante au mois de janvier. Les profils d'humidité relative de MERRA et d'ERA-Interim sont similaires. Par contre, en juillet, la convection est forte du fait de la mousson asiatique. Les profils d'humidité relative diffèrent davantage qu'en période sèche. Le même constat peut être fait pour la région de l'Amérique centrale (CAm) par exemple, où la convection est active en été et faible en hiver. Cependant, ces différences sont relativement faibles. Peuvent-elles donc vraiment expliquer les différences des taux de chauffage radiatifs observés dans la TTL ?



(a) Température, pour janvier (en haut) et juillet (en bas) 2005



(b) Humidité relative, pour janvier (en haut) et juillet (en bas) 2005

FIGURE IV.2 – Profils moyens verticaux de température (Fig. IV.2a) et d'humidité relative (Fig. IV.2b) en fonction de la pression, dans la TTL, pour les réanalyses ERA-Interim (en bleu) et MERRA (en rouge). Les résultats sont moyennés sur janvier et juillet 2005.

2 Première utilisation du code radiatif RRTMG pour comprendre les différences entre les taux de chauffages radiatifs clear sky des deux réanalyses

Dans la TTL, les taux de chauffages radiatifs des réanalyses MERRA et ERA-Interim diffèrent. Afin de déterminer une cause probable de cette différence, ces taux de chauffages radiatifs sont recalculés à l'aide du code radiatif RRTMG. Cette simulation est appelée simulation "hors ligne". Cette étude se focalisera seulement sur la position du niveau de chauffage radiatif nul en ciel clair ($LZRH_{\text{clear sky}}$). En effet, si les $LZRH_{\text{clear sky}}$ sont déjà différents, ce qui est le cas, les $LZRH_{\text{all sky}}$ le seront potentiellement aussi.

2.1 Le code radiatif RRTMG

Le code RRTMG est un code de transfert radiatif en bandes développé par Atmospheric and Environmental Research (AER) [Mlawer et al., 1997; Mlawer and Clough, 1997]. Les dernières versions sont disponibles sur leur site web. Pour cette étude, les versions utilisées sont la 4.85 pour les ondes longues (LW) et la version 3.8 pour les ondes courtes (SW). Une version unicolonne est aussi disponible : RRTM.

Le code radiatif LW utilisé pour ERA-Interim est une version plus ancienne de RRTMG en unicolonne (RRTM). Cependant, cette version n'est plus disponible. D'autre part, le schéma radiatif implémenté dans ERA-Interim n'est pas la version SW de RRTMG mais un modèle développé par Fouquart and Bonnel [1980]. Les codes radiatifs LW et SW implémentés dans MERRA sont différents de ceux implémentés dans ERA-Interim. Il s'agit de CLIRAD-LW et CLIRAD-SW développés respectivement par Chou and Suarez [1999] et Chou et al. [2001]. Toutes ces différences pourront impacter faiblement l'étude actuelle.

RRTMG est considéré comme l'un des codes radiatifs en bande les plus aboutis. Il est utilisé dans un nombre grandissant de modèles de prévisions. C'est pourquoi ce code radiatif RRTMG est ici choisi afin de recalculer les taux de chauffage radiatifs "hors ligne" que ce soit LW ou SW. Il peuvent être utilisés afin de calculer les taux de chauffage radiatifs dans le cas d'un ciel clair ou d'un ciel nuageux. Dans cette étude, seul le cas d'un ciel clair, plus simple à implémenter et pour des raisons de temps, sera étudié. En effet, les taux de chauffage d'ERA-Interim et de MERRA diffèrent déjà dans le cas d'un ciel clair.

Ces calculs "hors ligne" sont réalisés d'une part à partir des données d'ERA-Interim et d'autre part à partir d'une combinaison des données de MERRA et d'ERA-Interim. Par la suite, des profils de température et d'ozone issus des radiosondages SHADOZ seront utilisés afin d'effectuer des tests de sensibilité.

2.2 Première étude : initialisation du code RRTMG avec les données ERA-Interim

Dans ERA-Interim, le code de transfert radiatif est appelé toutes les 3 heures pour calculer les taux de chauffages radiatifs LW et SW en ciel clair et en ciel nuageux. Ici, seul le cas du ciel clair (sans nuages) sera étudié car il existe déjà des différences significatives entre les taux de chauffage des deux réanalyses, cf. Fig. IV.1.

Les codes SW et LW sont initialisés avec les profils de température, d'humidité spécifique et de pression d'ERA-Interim. Certaines espèces chimiques sont maintenues constantes dans toute l'atmosphère : le méthane, le protoxyde d'azote (N_2O), l'oxygène et les CFC-11 et CFC-12. [ECMWF, 2006; Salby, 1996] Le dioxyde de carbone (CO_2) est, quant à lui, fixé par un scénario du 3^{ième} rapport d'évaluation de l'IPCC. Les concentrations de ces différents constituants sont répertoriées, pour l'année 2005, dans le tableau Tab. IV.2. En réalité, leurs concentrations ne sont pas constantes dans toute l'atmosphère, (cf. [Salby, 1996]), mais cette simplification n'aura pas de conséquence visible ici sur les résultats de calcul des taux de chauffage dans la TTL.

Dans ERA-Interim, la valeur de l'ozone est selon la climatologie de l'ozone de Fortuin [Paul et al., 1998]. Celle-ci fournit la concentration de l'ozone, rapport de mélange en volume (en ppm), moyenné mensuellement et zonalement, sur 19 niveaux pressions, entre 80°S et 80°N, tous les 10° de latitude. De ce fait, l'ozone utilisé dans le code radiatif RRTMG sera aussi, dans cette première étude, fixé par la climatologie de Fortuin.

	CH_4	N_2O	O_2	CFC-11	CFC-12	CO_2
vmr	1.5×10^{-6}	320×10^{-9}	0.2095	0.2×10^{-9}	0.3×10^{-9}	379.97×10^{-6}

TABLE IV.2 – Concentrations, pour l'année 2005, des différents constituants utilisées pour initialiser le code radiatif RRTMG, en rapport de mélange en volume (vmr), dont la concentration est fixée sur toute l'atmosphère. (D'après Salby [1996] et IPCC)

Dans ERA-Interim, l'impact radiatif des aérosols est calculé à partir d'un profil vertical simplifié de la distribution des aérosols, cf. Fig. IV.3 et d'une distribution mensuelle horizontale de l'épaisseur optique, intégrée sur toute la colonne atmosphérique, à $0.55 \mu\text{m}$ donnée par Tegen et al. [1997].

Le code radiatif RRTMG prend en compte l'effet des aérosols si l'épaisseur optique, notée $\tau(P)$, associée à une pression hybride P donnée, est connue. Comme dans ERA-Interim, les aérosols sont répartis en 6 différentes catégories : les aérosols continentaux (organiques), les aérosols maritimes (sulfates et sel de mer), les aérosols désertiques (poussières), les aérosols urbains (carbone noir), les aérosols liés à l'activité volcanique lors de leur activité et les aérosols stratosphériques de fond.

Si $F(P)$ est la fonction de répartition des aérosols en fonction de la pression hybride et τ_0 correspond à l'épaisseur optique au niveau du sol, alors :

$$\tau(P) = \tau_0 F(P) \quad (\text{IV.1})$$

La figure Fig. IV.3 donne pour chaque type d'aérosol le poids relatif en fonction du niveau sigma, c'est-à-dire en fonction de $\sigma = \frac{P}{P_0}$ avec P_0 la pression à la surface. Ainsi, $F(P) = P^{\frac{H}{H_0}}$ avec un $H = 8434 \text{ km}$ et H_0 qui dépend du type d'aérosol considéré : $H_0 = 1000 \text{ km}$ pour les aérosols organiques, sulfate et carbone noir, et $H_0 = 3000 \text{ km}$ pour les aérosols désertiques. Le $F(P)$ pour les aérosols stratosphérique a, quant à lui, été déduit directement à partir de la courbe Fig. IV.3.

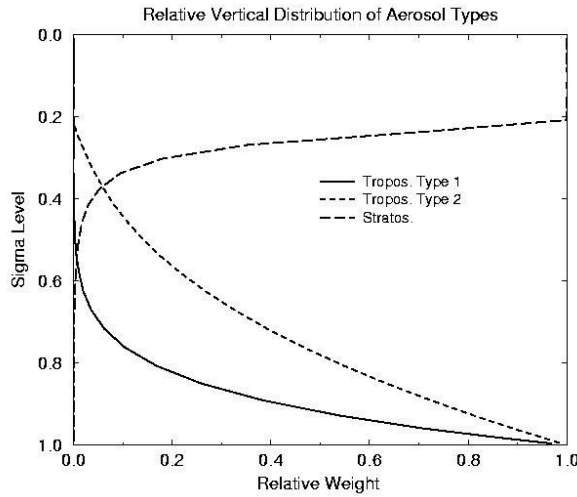


FIGURE IV.3 – Le profil type 1 (ligne en trait plein) s'applique aux aérosols de type maritimes, continentaux et urbains. Le profil type 2 (ligne en pointillé courts) s'applique aux aérosols désertiques. Le troisième profil (ligne en longs pointillés) est utilisé pour déterminer la transition entre les aérosols troposphériques et stratosphériques de fond. Le niveau sigma est défini comme étant $\sigma = \frac{P}{P_0}$ avec P_0 la pression à la surface. (D'après [ECMWF, 2006])

Tegen et al. [1997] fournit des cartes climatologiques horizontales mensuelles des épaisseurs optiques intégrées, notées τ_{tot} . Celle des aérosols stratosphériques est fixée à 0.045 pour n'importe quelle latitude, longitude et mois, pour ERA-Interim [ECMWF, 2006]. Les aérosols liés aux activités volcaniques sont négligés dans cette étude. Notamment, les aérosols produits par El Chichon en 1982 et par le Pinatubo en 1991 ne sont pas représentés. Ainsi, il est possible d'en déduire l'épaisseur optique $\tau(P)$ nécessaire pour le code radiatif RRTMG, à chaque longitude et latitude :

$$\tau(P) = \tau_0 \frac{\tau_{\text{tot}}}{\int_0^{P_0} F(P) dP} \quad (\text{IV.2})$$

Les résultats du calcul moyenné entre 15°S et 15°N , pour le mois de juillet 2005, sont présentés sur la figure Fig. IV.4 pour les ondes courtes (LW) et longues (SW) en ciel clair.

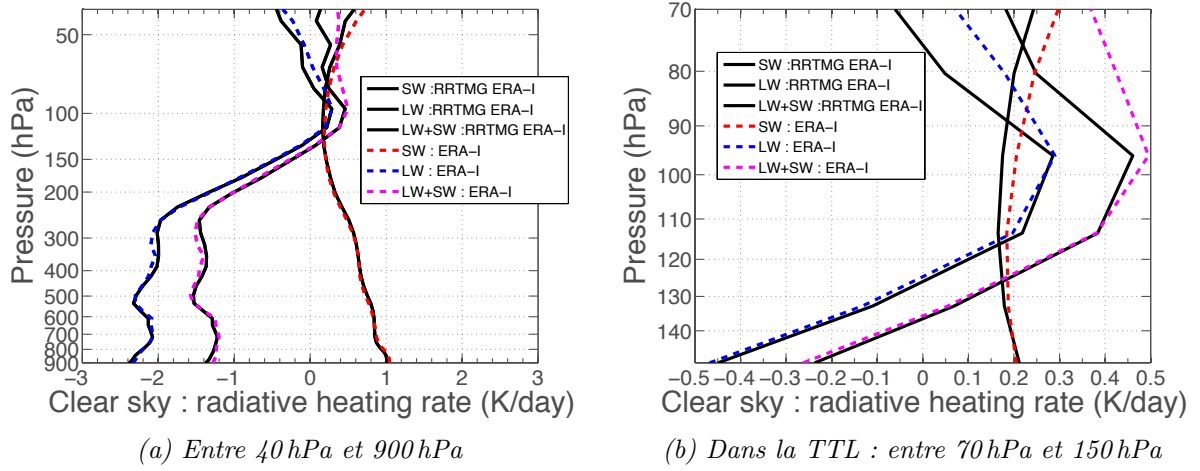


FIGURE IV.4 – Juillet 2005, 15°S - 15°N . Comparaison entre les taux de chauffage radiatifs, en ciel clair $Q_{\text{sky}}^{\text{clear}}$, d'ERA-Interim mis à disposition par l'ECMWF (en couleur "ERA-I" : ERA-Interim) et ceux calculés hors ligne à l'aide du code radiatif RRTMG et des données d'ERA-Interim (en noir "RRTMG ERA-I") pour les ondes longues (LW), pour les ondes courtes (SW) et pour la somme des deux (LW+SW)

Globalement, d'après la figure Fig. IV.4a, entre 40 hPa et 900 hPa, les taux de chauffage radiatifs calculés hors ligne avec RRTMG (en noir) sont assez proches de ceux d'ERA-Interim disponibles (en couleur) notamment pour les ondes courtes (SW) dans la troposphère.

Dans la TTL, comme le montre la figure Fig. IV.4b, le niveau de chauffage radiatif nul en ciel clair ($\text{LZRH}_{\text{sky}}^{\text{clear}}$) est situé autour de 136 hPa en juillet 2005. Les différences entre les calculs effectués par l'ECMWF et celui hors ligne avec RRTMG sont restreintes dans la partie supérieure de la TTL et ne semblent pas affecter la position du $\text{LZRH}_{\text{sky}}^{\text{clear}}$. Les résultats semblent donc cohérents même si les codes radiatifs utilisés ne sont pas strictement les mêmes que ceux de l'ERA-Interim.

2.3 Deuxième étude : initialisation du code de transfert radiatif avec une combinaison des données de MERRA et d'ERA-Interim

Puisque le code radiatif hors ligne, initialisé avec les données d'ERA-Interim, donne des résultats proches pour $Q_{\text{sky}}^{\text{clear}}$ de ceux mis à disposition par l'ECMWF, il est possible d'effectuer des tests de sensibilité.

Pour cela, le code radiatif RRTMG est initialisé de la même manière que précédemment, à l'exception que les profils de température, d'humidité spécifique et de pression d'ERA-Interim sont remplacés par ceux de MERRA. Les résultats sont présentés sur la figure Fig. IV.5.

Le fait de remplacer les profils verticaux de température et de pression d'ERA-Interim par ceux de MERRA n'influence pas les taux de chauffage radiatifs dans la TTL. En effet, d'après la figure Fig. IV.2a, les profils de températures d'ERA-Interim sont similaires et la pression

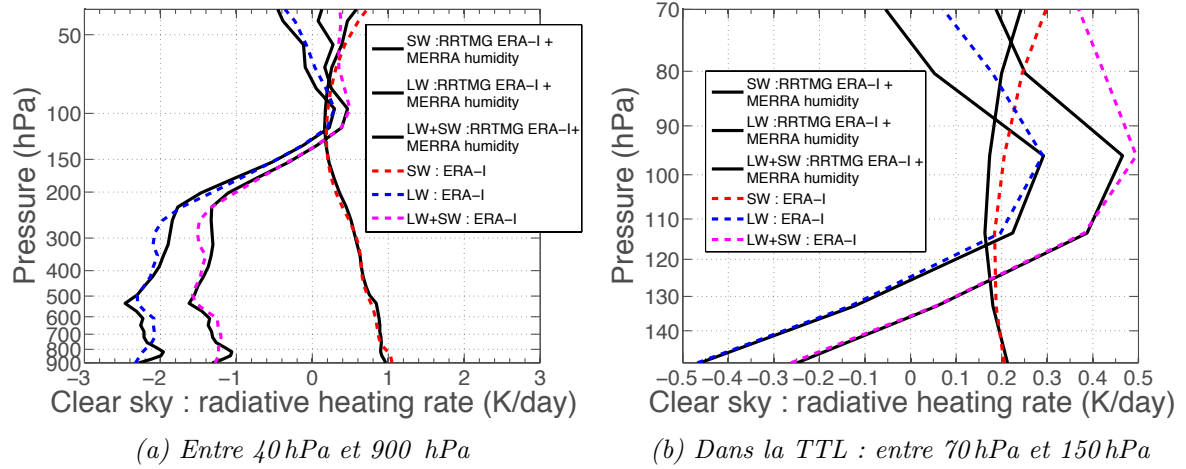


FIGURE IV.5 – Comparaison entre les taux de chauffage radiatifs d’ERA-Interim mis à disposition par l’ECMWF (en couleur "ERA-I" : ERA-Interim, comme pour la figure Fig. IV.4) et ceux calculés hors ligne avec RRTMG (en noir "RRTMG : ERA-I + MERRA humidity" : ERA-Interim avec les aérosols mais la température, l’humidité spécifique et la pression de MERRA) pour les ondes longues (LW), les ondes courtes (SW) et la somme des deux (LW+SW)

représente alors la discrétisation verticale. Par conséquent, ce test de sensibilité revient à vérifier que le profil d’humidité spécifique, et donc la représentation de la convection humide, pourrait expliquer les écarts observés de $LZRH_{\text{clear sky}}$ entre les deux réanalyses.

Les écarts entre les taux de chauffage mis à disposition par ERA-Interim et ceux obtenus avec le nouveau calcul hors ligne avec RRTMG sont plus importants que ceux obtenus lors du précédent calcul. En effet, l’humidité spécifique d’ERA-Interim et de MERRA sont différents, cf. Fig. IV.2b.

Cependant, malgré la modification de l’humidité spécifique dans la TTL, le profil des taux de chauffage $Q_{\text{clear sky}}$ reste presque identique à celui obtenu lors du précédent calcul, cf. Fig. IV.5. La différence de profil d’humidité spécifique entre les deux réanalyses ne peut donc pas expliquer à elle seule l’écart observé sur les $LZRH_{\text{clear sky}}$ d’ERA-Interim et de MERRA.

On peut à ce stade avancer l’hypothèse que l’ozone pourrait peut-être expliquer ce désaccord. En effet, ERA-Interim utilise la climatologie mensuelle de Fortuin, tandis que MERRA utilise les profils de concentration d’ozone issus du modèle de prévision pour le calcul des taux de chauffage radiatifs.

3 RRTMG et SHADOZ

De façon à tester l'hypothèse que le profil d'ozone puisse être la cause de la différence d'altitude des $LZRH_{\text{clear sky}}$, de nouveaux tests de sensibilité hors ligne sont effectués avec le code de transfert radiatif RRTMG, en utilisant soit les profils de température et d'ozone d'ERA-Interim et/ou de MERRA ou bien les profils issus de radiosondages.

3.1 Les données SHADOZ

SHADOZ (Southern Hemisphere ADditional OZonesondes) [Thompson et al., 2007] regroupe un ensemble de stations spécialisé dans les profils verticaux d'ozone dans les régions tropicales et subtropicales. L'objectif principal de ce programme est de coordonner les lancements et de centraliser et stocker les données. Ces stations fournissent des profils de température, d'ozone, de pression et d'humidité relative. Cependant, dans cette étude, les profils d'humidité relative de SHADOZ ne seront pas utilisés car, proche de la TTL, ces données ne sont pas de bonne qualité du fait des très faibles températures. La localisation de stations est récapitulée sur la figure Fig. IV.6.



FIGURE IV.6 – Localisation des stations SHADOZ (D'après le site web officiel de SHADOZ <http://croc.gsfc.nasa.gov/shadoz/>)

Jusqu'ici, seuls les mois de janvier et juillet 2005 ont été étudiés afin de comprendre les différences d'altitude des $LZRH_{\text{clear sky}}$ dans ERA-Interim et MERRA.

Les sondages ne sont pas réalisés dans toutes les stations tous les jours ni aux mêmes heures. Ainsi, afin d'avoir assez de données, l'étude est étendue à toute l'année 2005 en ne prenant en compte que les jours où les données SHADOZ sont disponibles. De plus, l'étude se focalise sur la station du Costa Rica en juillet 2005 qui dispose de davantage de données ce mois-ci (18 jours de données quasiment consécutifs). De plus, cette station est située dans la bande tropicale 15°S-15°N, ce qui permettra de comparer les résultats avec les précédents. Cependant, ces radiosondages ont été effectués de nuit ou bien au coucher du soleil. Ainsi, les taux de chauffage radiatifs des ondes courtes (SW) seront proches de zéro en moyenne pour cette station. Il ne sera donc pas possible de tester la sensibilité au profil d'ozone pour les ondes courtes.

3.2 Troisième étude : initialisation du code de transfert radiatif RRTMG avec une combinaison de données d'ERA-Interim et de SHADOZ

Le code de transfert radiatif RRTMG est initialisé de la même manière que précédemment à l'exception que les profils de température, de pression et d'ozone sont remplacés par ceux de SHADOZ pour le Costa Rica en juillet 2005. Cependant, les données SHADOZ ne sont pas disponibles pour la haute atmosphère. Afin de pouvoir calculer les taux de chauffage radiatifs en ciel clair, $Q_{\text{clear sky}}$, le code radiatif est initialisé à partir des données ERA-Interim pour la haute atmosphère et des données SHADOZ pour la basse atmosphère. Un exemple de cette combinaison est montré sur la figure Fig. IV.7.

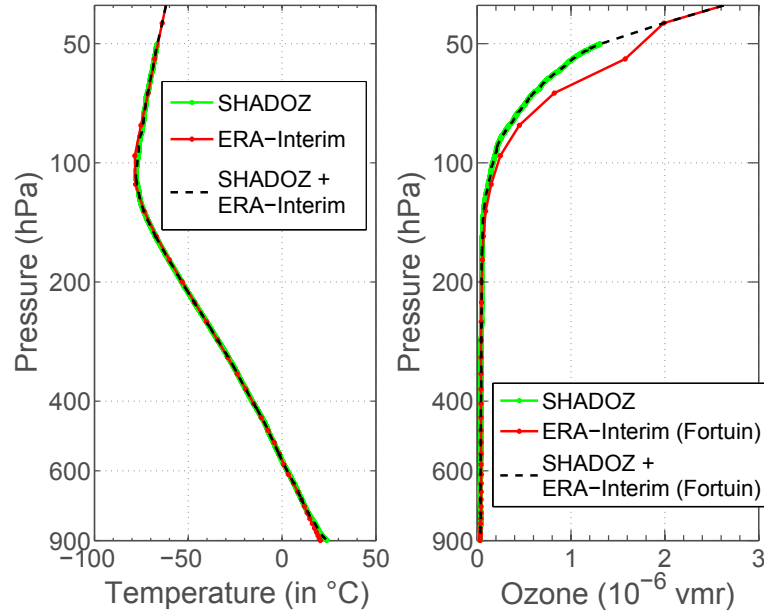


FIGURE IV.7 – Exemple de combinaison des données d'ERA-Interim et de SHADOZ pour l'année 2005. En vert : données SHADOZ. En rouge : température d'ERA-Interim ou ozone de Fortuin. En noir : combinaison des données ERA-Interim (température d'ERA-Interim ou ozone de Fortuin) et SHADOZ pour initialiser le code RRTMG.

Les taux de chauffage radiatifs sont calculés toutes les heures à partir de la date du début jusqu'à celle de fin du radiosondage, en prenant en compte le coucher du soleil. Ces calculs sont effectués pour chaque radiosondage de juillet 2005 au Costa Rica, puis ils sont moyennés. Il est important de noter que tous les radiosondages ne sont pas effectués chaque jour de l'année. En parallèle, comme dans la partie 2.2, les taux de chauffage d'ERA-Interim mis à disposition par l'ECMWF mais aussi ceux résultant du calcul hors ligne avec RRTMG et les données ERA-Interim, sont recalculés. Mais ils ne sont, cette fois-ci, moyennés en ne prenant en compte que les dates auxquelles les radiosondages ont été effectués. Les résultats sont présentés sur la figure Fig. IV.8 à la fois pour les ondes longues (LW) et pour les ondes courtes (SW).

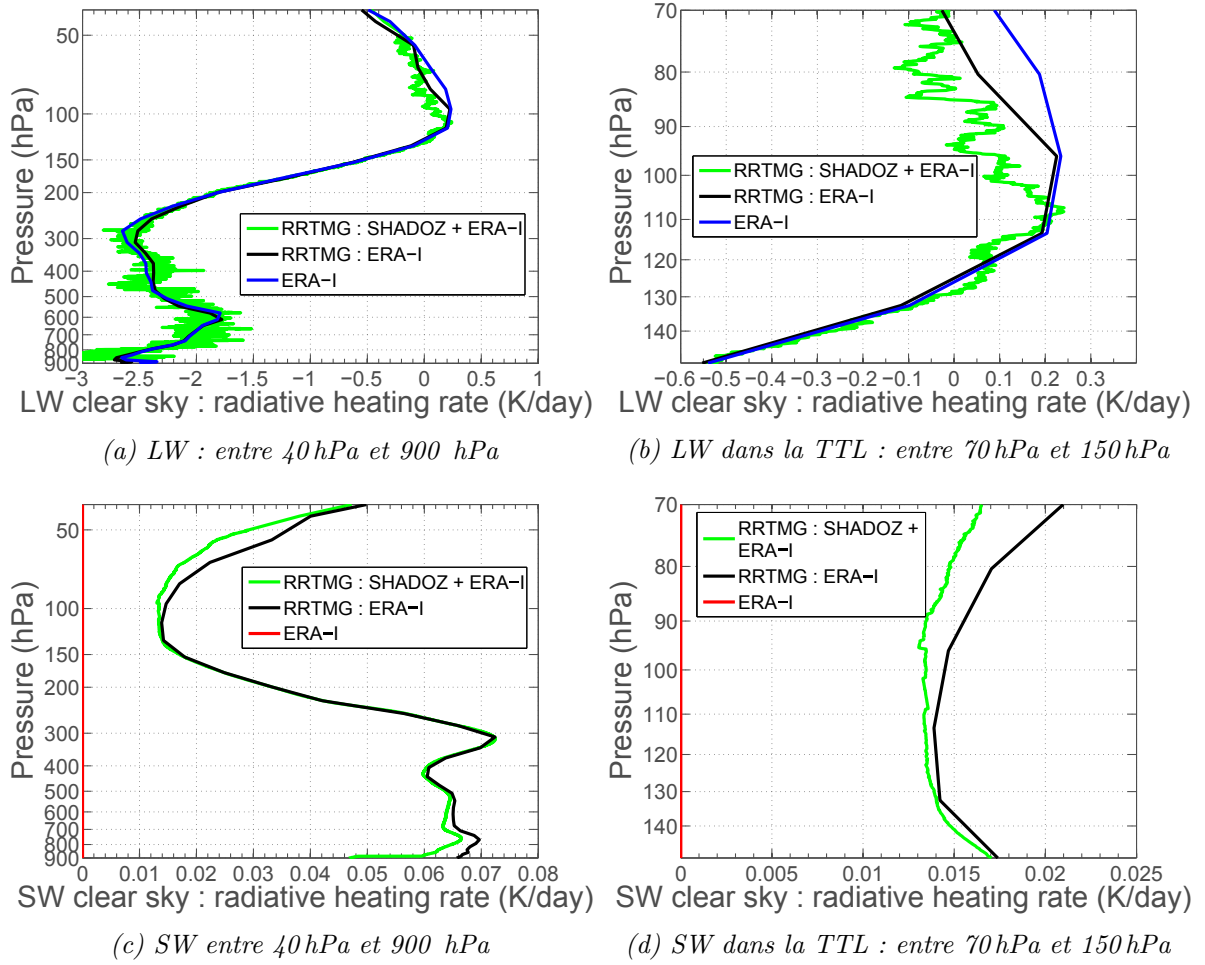


FIGURE IV.8 – Juillet 2005 pour la station du Costa Rica, comparaison entre les taux de chauffage radiatifs en ciel clair d'ERA-Interim (courbes rouge et bleu) et ceux calculés hors ligne avec RRTMG dans différentes configurations (courbes verte et noir) pour a) et b) : les ondes longues (LW), et pour c) et d) : les ondes courtes (SW). Ces taux de chauffage sont le résultat du calcul instantané, aux heures des radiosondages SHADOZ pour le Costa Rica, des taux de chauffage radiatifs, puis moyennés. En bleu et rouge "ERA-I" : taux de chauffage d'ERA-Interim mis à disposition par l'ECMWF respectivement pour les LW et les SW. En vert "RRTMG : SHADOZ + ERA-I" : taux de chauffage radiatifs calculés hors ligne avec RRTMG en utilisant une combinaison des variables d'ERA-Interim et de la température et l'ozone SHADOZ, comme présenté figure Fig. IV.7. En noir "RRTMG : ERA-I" : taux de chauffage radiatifs calculés hors ligne avec RRTMG avec les données d'ERA-Interim.

Les radiosondages en juillet 2005 au Costa Rica ont eu lieu au coucher du soleil. Aux tropiques, le soleil se couche très rapidement. Afin de mieux prendre en compte ce phénomène, les taux de chauffage sont calculés hors ligne toutes les 30 minutes jusqu'à la nuit complète. Les taux de chauffage d'ERA-Interim associés sont toujours égaux à zéro, cf. Fig. IV.8c. Cependant, ceux obtenus hors ligne sont très faibles et atteignent au maximum 0.021 K/jour dans la TTL. Ceci pourrait être la conséquence d'un faible biais persistant lors du coucher du soleil combiné à une différence liée au modèle radiatif utilisé. En effet, ERA-Interim n'utilise pas RRTMG mais

un autre modèle pour les ondes courtes.

Concernant les taux de chauffage en ciel clair $Q_{\text{sky}}^{\text{clear}}$ pour les ondes longues (LW), les résultats issus du calcul hors ligne avec les données ERA-Interim (en noir "RRTMG : ERA-Interim"), aux dates disponible pour le Costa Rica en juillet 2005, sont toujours proches, hormis dans la basse stratosphère, de ceux de l'ECMWF (en bleu "ERA-Interim") à ces mêmes dates, cf. Fig. IV.8b. Le biais dans la basse stratosphère avait déjà été observé précédemment pour ce même mois, sans affecter la position du $\text{LZRH}_{\text{sky}}^{\text{clear}}$, cf. Fig. IV.4b. Lorsque les données SHADOZ de température et d'ozone remplacent celle d'ERA-Interim, de larges fluctuations s'observent sur les taux de chauffages LW. Ces fluctuations pourraient être dues à celles présentes sur certains profils de température de SHADOZ. Les taux de chauffages $Q_{\text{sky}}^{\text{clear}}$ des ondes courtes (SW) étant proches de zéros, les fluctuations sur $Q_{\text{sky}}^{\text{clear}}$ des ondes longues (LW) augmentent la pression du $\text{LZRH}_{\text{sky}}^{\text{clear}}$ de l'ordre de 5 hPa. Mais en juillet 2005, celui-ci est situé aux alentours de 136 hPa pour ERA-Interim et de 148 hPa pour MERRA. Les fluctuations ne peuvent donc pas expliquer l'écart entre les $\text{LZRH}_{\text{sky}}^{\text{clear}}$ d'ERA-Interim et de MERRA.

Afin de vérifier que les fluctuations observées sur le profil des taux de chauffage LW de la figure Fig. IV.8a sont dues aux fluctuations de température de SHADOZ, la même expérience hors ligne est reconduite mais cette fois-ci, la température d'ERA-Interim n'est plus remplacée par la température SHADOZ, cf. Fig. IV.9. Aucune conséquence n'est perçue sur les profils $Q_{\text{sky}}^{\text{clear}}$ des ondes courtes (SW), cf. Fig. IV.9d. Tandis que les larges fluctuations ne sont plus visibles sur les profils $Q_{\text{sky}}^{\text{clear}}$ des ondes longues (LW), cf. Fig. IV.9a. De ce fait, le $\text{LZRH}_{\text{sky}}^{\text{clear}}$ trouvé hors ligne en combinant l'ozone de SHADOZ et les données d'ERA-Interim est similaire à celui trouvé en n'utilisant que les données d'ERA-Interim (température d'ERA-Interim et ozone de Fortuin), cf. Fig. IV.9b.

Finalement, la différence de profil d'ozone utilisé dans ERA-Interim et MERRA pour calculer $Q_{\text{sky}}^{\text{clear}}$ pourrait expliquer la différence d'altitude observée sur leurs $\text{LZRH}_{\text{sky}}^{\text{clear}}$. En effet, la différence d'altitude des $\text{LZRH}_{\text{sky}}^{\text{clear}}$ observée sur la figure Fig. IV.8 n'est pas du même ordre de grandeur que la différence d'altitude des $\text{LZRH}_{\text{sky}}^{\text{clear}}$ d'ERA-Interim et de MERRA : de l'ordre de 2.5 hPa contre environ 10 hPa pour la région CAM, qui inclue le Costa Rica, en juillet 2005, cf. figure Fig. IV.1b. Les fluctuations de températures ne peuvent donc pas expliquer, du moins à elles seules, la différence d'altitude des $\text{LZRH}_{\text{sky}}^{\text{clear}}$ de ces deux réanalyses. Une différence dans le profil d'ozone utilisé dans les deux réanalyses pourrait expliquer cet écart. Il faudrait effectuer une analyse un peu plus systématique et climatologique sur l'ozone pour en tirer des conclusions robustes.

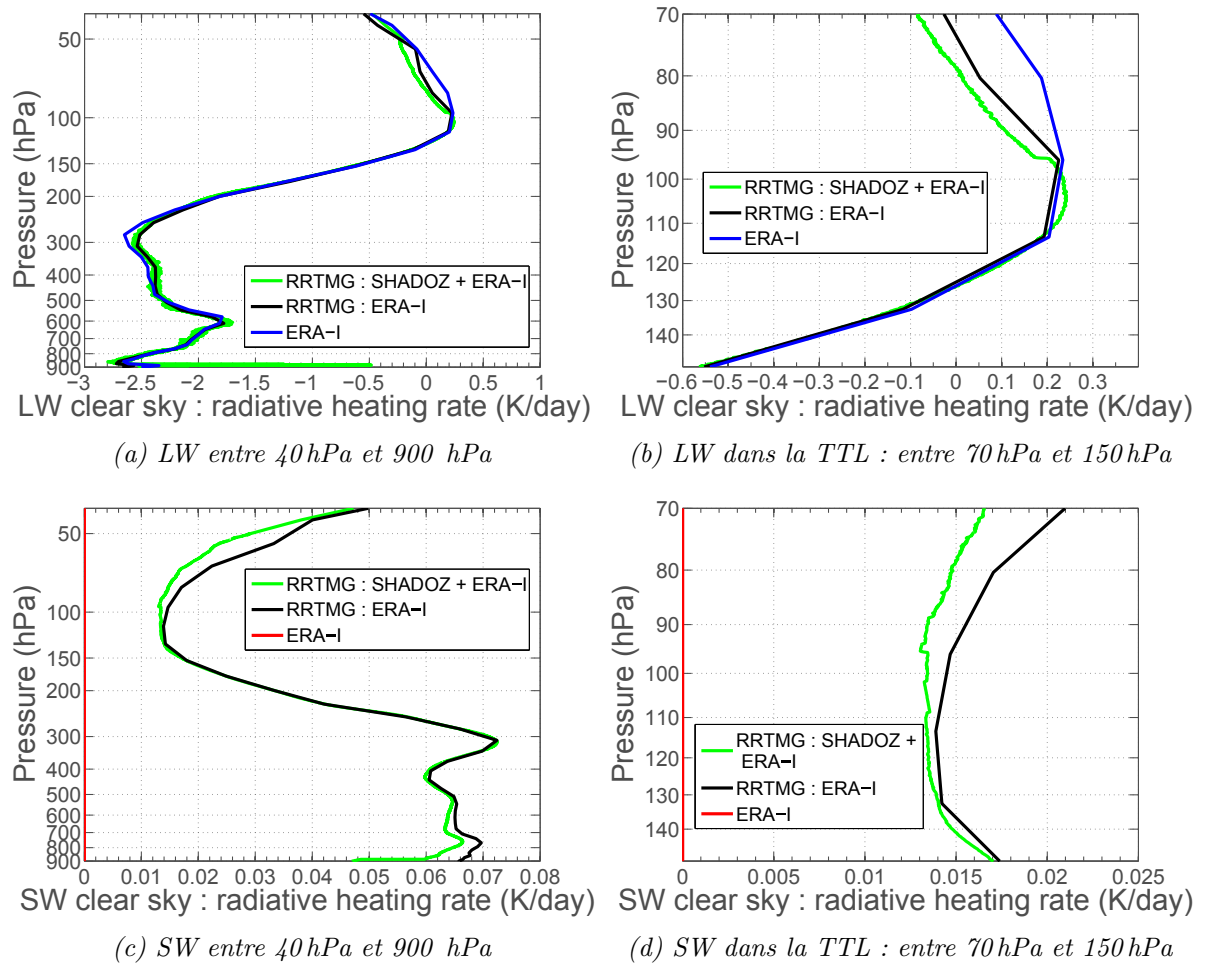


FIGURE IV.9 – Même chose que pour la figure Fig. IV.8 sauf en vert ("RRTMG : SHADOZ + ERA-I") : taux de chauffage radiatifs calculés hors ligne avec RRTMG en utilisant une combinaison des variables d'ERA-Interim et de l'ozone SHADOZ. Cette fois-ci, la température est celle d'ERA-Interim et non plus de SHADOZ.

4 Résumé et conclusions

Les altitudes moyennes des $\text{LZRH}_{\text{sky}}^{\text{clear}}$ et $\text{LZRH}_{\text{sky}}^{\text{all}}$ sont différentes dans les réanalyses ERA-Interim et MERRA. Cette différence est particulièrement visible dans les régions où la convection est active. Ces désaccords sont moins importants en ciel clair mais restent toujours visibles.

Dans ERA-Interim, le $\text{LZRH}_{\text{sky}}^{\text{all}}$ se situe en moyenne à une pression plus élevée que le $\text{LZRH}_{\text{sky}}^{\text{clear}}$. Il en résulte que les nuages ont tendance à réchauffer la TTL dans cette réanalyse. A contrario, les nuages ont plutôt tendance à refroidir dans MERRA, du fait d'une position inversée des $\text{LZRH}_{\text{sky}}^{\text{all}}$ et $\text{LZRH}_{\text{sky}}^{\text{clear}}$. Par conséquent, la présence de nuage facilite l'ascension de parcelles d'air à travers la tropopause dans la réanalyse ERA-Interim. Au contraire, les parcelles d'air auront tendance à redescendre dans la troposphère dans MERRA.

Les taux de chauffage dépendent, entre autres, des profils verticaux de température, d'humidité spécifiques et d'ozone. Les profils de température des deux réanalyses sont similaires, contrairement aux profils d'humidité relative : la TTL de MERRA est plus sèche que celle d'ERA-Interim. L'humidité relative pourrait donc expliquer pourquoi les $\text{LZRH}_{\text{sky}}^{\text{clear}}$ diffèrent entre ces deux réanalyses. Afin de tester cette hypothèse, le code de transfert radiatif RRTMG a été utilisé pour les ondes longues (LW) et les ondes courtes (SW) en ciel clair. Pour cela, trois expériences ont été menées.

La première a constitué à retrouver les profils verticaux des taux de chauffage radiatifs moyens d'ERA-Interim entre 15°S et 15°N en juillet 2005. Dans la TTL, les biais sont principalement visibles dans la partie supérieure de celle-ci pour les ondes longues (LW). Un faible biais, augmentant avec l'altitude dans la TTL, est observable pour les ondes courtes (SW). Cependant, l'altitude du $\text{LZRH}_{\text{sky}}^{\text{clear}}$ issue des taux de chauffage d'ERA-Interim et celle retrouvée en utilisant le code radiatif RRTMG sont comparables.

La deuxième expérience réside en un test de sensibilité. Pour cela, le code radiatif RRTMG a été initialisé de la même manière que dans la première expérience sauf que cette fois-ci, les profils verticaux de température, d'humidité spécifique et de pression sont ceux de MERRA. De nouveau, l'altitude du $\text{LZRH}_{\text{sky}}^{\text{clear}}$ est de nouveau comparable à celle obtenue à partir des taux de chauffage d'ERA-Interim. Les biais dans la TTL sont explicables par ceux déjà observés lors de la première expérience. De ce fait, les différences observées sur les profils d'humidité relative ne semblent pas être la cause principale de la différence d'altitude des $\text{LZRH}_{\text{sky}}^{\text{clear}}$.

La troisième expérience utilise les données de température et d'ozone issues de radiosondages SHADOZ, le but étant de vérifier si un profil d'ozone différent peut entraîner une différence sur l'altitude du $\text{LZRH}_{\text{sky}}^{\text{clear}}$. En effet, ERA-Interim utilise un ozone climatologique tandis que MERRA utilise les profils d'ozone issus de son modèle de prévision. Le code radiatif RRTMG est initialisé de la même manière que dans la première expérience sauf que les profils de température

et d'ozone sont remplacés par ceux de SHADOZ au niveau du Costa Rica pour juillet 2005. Cette station a été choisie car elle est celle proposant le plus de radiosondages durant l'année 2005 et plus particulièrement durant juillet 2005. Ces données ne sont disponibles que durant le coucher du soleil et la nuit et seulement pour certains jours de juillet 2005. De ce fait, seuls les taux de chauffage LW ont pu être testés et ce seulement aux heures auxquelles les radiosondages sont disponibles. Dans ce cas, le $LZRH_{sky}^{clear}$, obtenu avec RRTMG et cette combinaison de données, est légèrement plus bas que celui d'ERA-Interim. Cependant, l'ordre de grandeur de la différence de pression est inférieur à celle entre les $LZRH_{sky}^{clear}$ d'ERA-Interim et de MERRA dans la région du Costa Rica pendant ce mois-ci. De plus, ce biais est dû à des fluctuations importantes sur les profils de température de SHADOZ. En effet, si le code radiatif RRTMG est initialisé non plus avec la température et l'ozone de SHADOZ mais avec la température d'ERA-Interim et l'ozone de SHADOZ, les fluctuations sur les profils des taux de chauffage disparaissent ainsi que la différence d'altitude sur le $LZRH_{sky}^{clear}$.

En conclusion, les profils de température et d'humidité relative ne semblent pas expliquer la différence de pression des $LZRH_{sky}^{clear}$ d'ERA-Interim et de MERRA. L'utilisation d'un profil d'ozone non climatologique permet aussi d'obtenir un $LZRH_{sky}^{clear}$ proche de celui d'ERA-Interim. De ce fait, il est possible que les profils d'ozone utilisés afin de calculer les taux de chauffage de MERRA puissent engendrer un biais sur l'altitude sur $LZRH_{sky}^{clear}$.

Pour tester cette hypothèse, il serait intéressant d'essayer de retrouver les taux de chauffage de MERRA en initialisant le code radiatif RRTMG avec les profils de température, d'humidité relative et d'ozone de MERRA. Cependant, les profils d'ozone utilisés afin de calculer les taux de chauffage de MERRA ne sont pas mis à disposition. D'autre part, la troisième expérience n'est fondée que sur une seule station qui ne fournit que des données de nuit. En effet, cette étude préliminaire s'est concentrée sur la station fournissant le plus de radiosondages à un intervalle de temps le plus régulier possible. Par conséquent, il est possible que des biais sur les ondes courtes puissent être engendrés à cause de l'ozone durant la journée. Enfin, les codes radiatifs implémentés dans ERA-Interim et dans MERRA ne sont pas les mêmes, ce qui pourrait aussi jouer sur l'altitude du $LZRH_{sky}^{clear}$.

A cause du biais froid présent dans la TTL, la réanalyse MERRA aura tendance à empêcher les parcelles d'air nuageuses d'être transportées jusqu'à la stratosphère. Pour cette raison, dans la suite de cette thèse, la réanalyse ERA-Interim sera principalement utilisée tandis que MERRA ne sera exploitée que dans le cadre de tests de sensibilité à la réanalyse.

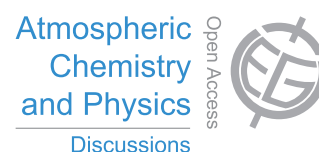
CHAPITRE V

ARTICLE : TRANSPORT ACROSS THE TROPICAL TROPOPAUSE LAYER AND CONVECTION

Sommaire

1	Introduction	81
2	Lagrangian trajectories and convective sources	82
2.1	Determination of the altitude of deep convective clouds	82
2.2	Three dimensional Lagrangian trajectories	83
3	Source distribution	84
3.1	Annual cycle	84
3.2	Vertical distribution of sources	87
3.3	Transit time	90
4	Sensitivity studies	92
4.1	Sensitivity to the cloud top offset	92
4.2	Sensitivity to increase of the size of cloud pixels	94
4.3	Sensitivity to the daily cycle of the heating rates	96
4.4	Sensitivity to the reanalysis	96
5	Mass flux across the 380 K surface and regional distribution	99
5.1	Method and validation	99
5.2	Regional distribution of the upward mass flux	103
6	Summary and outlook	105

Atmos. Chem. Phys. Discuss., 15, 26231–26271, 2015
www.atmos-chem-phys-discuss.net/15/26231/2015/
doi:10.5194/acpd-15-26231-2015
© Author(s) 2015. CC Attribution 3.0 License.



Transport across the tropical tropopause layer and convection

A.-S. Tissier and B. Legras

Laboratoire de Météorologie Dynamique, UPMC/CNRS/ENS/Ecole Polytechnique,
UMR 8539, Paris, France

Received: 2 September 2015 – Accepted: 11 September 2015 – Published:
25 September 2015

Correspondence to: A.-S. Tissier (as.tissier@lmd.ens.fr)

Published by Copernicus Publications on behalf of the European Geosciences Union.

Abstract Transit properties across the tropical tropopause layer are studied using extensive forward and backward Lagrangian diabatic trajectories between cloud tops and the reference surface 380 K. After dividing the tropical domain into 11 sub-regions according to the distribution of land and convection, we estimate the contribution of each region to the upward mass flux across the 380 K surface, the vertical distribution of convective sources and of transit times over the period 2005–2008. The good agreement between forward and backward statistics is the basis of the results presented here. It is found that about 85 % of the tropical parcels at 380 K originate from convective sources throughout the year. From November to April, the sources are dominated by the warm pool which accounts for up to 70 % of the upward flux. During summer, Asian monsoon region is the largest contributor with similar contributions from the maritime and continental parts of the region; however, the vertical distributions and transit times associated with these two subregions is very different. Convective sources are generally higher over the continental part of the Asian monsoon region, with shorter transit times. We estimate the monthly averaged upward mass flux on the 380 K surface and show that the contribution from convective outflow accounts for 80% on average and explain most of its seasonal variations. The largest contributor to the convective flux is the South Asian Pacific region (Warm Pool) for 39% throughout the year followed by oceanic regions surrounding continental Asia for 18 % and Africa for 10.8%. Continental Asia low lands accounts for 8%. The Tibetan plateau is a minor overall contributor (0.8%), but transport from convective sources in this region is very efficient due to its central location beneath the Asian upper level anticyclone.

The core results are robust to uncertainties in data and methods, but the vertical source distributions and transit times exhibit some sensitivity to the representations of cloud tops and heating rates. The main sensitivity is to the radiative heating rates which vary among reanalysis.

1 Introduction

The tropical tropopause layer (TTL) is a key region in the atmosphere that controls the transport of tropospheric air into the stratosphere [Highwood and Hoskins, 1998; Fueglistaler *et al.*, 2009]. Situated above the level of main convective outflow [Corti *et al.*, 2006; Fueglistaler *et al.*, 2009], the TTL is penetrated by deep convection which becomes increasingly rare with altitude [Liu and Zipser, 2005; Fu *et al.*, 2007]. Outside of convective towers, the vertical motion is weak. The TTL region encompasses the level of zero radiative heating (LZRH) which marks the transition from negative to positive radiative heating values, thus creating a barrier for the large-scale transport of air parcels into the stratosphere [Folkins *et al.*, 1999]. Quantifying the transport paths across the TTL and their spatial and temporal variability is important for a better understanding of the chemical composition of the air entering the stratosphere and the relation with source regions [Holton *et al.*, 1995; Fueglistaler, 2004; Fu *et al.*, 2006; James *et al.*, 2008; Park *et al.*, 2009; Aschmann *et al.*, 2009; Tzella and Legras, 2011; Bergman *et al.*, 2012; Chen *et al.*, 2012; Bergman *et al.*, 2013; Heath and Fuelberg, 2014; Orbe *et al.*, 2015; Bergman *et al.*, 2015; Vogel *et al.*, 2015].

In this work, we focus on how parcels detrained from the convective clouds are transported across the TTL and reach the tropopause, defined as the 380 K surface, upon the combined effect of heating rate fluctuations and vertical distribution of convective sources.

Although the distribution of tropical convection is well known, the location and intensity of convective sources in the TTL are still debated. The questions addressed in this work are whether the intensity is linked only to the altitude of cloud tops [Gettelman, 2002; Gettelman *et al.*, 2009; Devasthale and Fueglistaler, 2010], the role of cloud heating in favoring the crossing of the LZRH [Corti *et al.*, 2006; Tzella and Legras, 2011], the role of horizontal transport and in-mixing from extra-tropical latitudes [Ploeger *et al.*, 2012], and the special role of continental convection during the Asian monsoon in particular above the Tibetan Plateau [Fu *et al.*, 2006; Devasthale and Fueglistaler, 2010; Bergman *et al.*, 2013; Heath and Fuelberg, 2014; Vogel *et al.*, 2015].

We address the whole range of these questions by performing for the first time a comprehensive set of forward and backward trajectories in the TTL between convective sources and the tropopause. We do not account for the transport from the boundary layer to convective tops which is assumed to be fast and local.

In Sect. 2, we describe the data and the methods used in this work to retrieve trajectories connecting the clouds and the 380 K potential temperature surface. Section 3 discusses the distribution of convective sources and transit times in the TTL. Section 4 discusses the sensitivity of our results to uncertainties in the data and methods. Section 5 makes a further step by calculating the mass flux across the 380 K surface and the contributions of convective sources. Section 6 offers a summary and outlook.

2 Lagrangian trajectories and convective sources

Lagrangian trajectories of air parcels are calculated within the TTL between the time of detrainment from convective sources and the crossing of the 380 K potential temperature surface, taken as the lower boundary of the stratospheric over-world *Holton et al.* [1995].

2.1 Determination of the altitude of deep convective clouds

A prerequisite of this study is a characterization of cloud tops that is both global in space and time. We use the CLAUS dataset [*Hodges et al.*, 2000] which provides global 3-hourly maps of brightness temperature at 30 km resolution, combined with ERA-Interim data [*Dee et al.*, 2011] to determine the pressure of the top of the convective clouds. Since we are only interested by air parcels which are able to reach the LZRH and above, we consider only cold pixels with brightness temperatures less than 230 K. In the deep tropics between 15° S and 15° N, this temperature corresponds to a pressure of about 240 hPa which is below the main detrainment level near 200 hPa and well below the all-sky LZRH which is usually located above 155 hPa. As the mean detrainment levels and the LZRH are even higher over continents and in particular over Asia during monsoon season, this is a conservative choice.

This method is, however, limited by the inability to distinguish overlaying cirrus from convective tops and is known to underestimate the altitude of the deep convective clouds by about 1 km [*Sherwood*, 2004; *Minnis et al.*, 2008]. We correct the altitude provided by CLAUS by an upward shift of 1 km. This approximation is consistent with more recent comparisons of cloud top height determined from active sounders [*Kwon et al.*, 2010; *Hamann et al.*, 2014]. The sensitivity to this correction is described in Sect. 4.1. Another limitation is that the brightness temperature can be colder than the environment and sometimes is colder than the cold point tropopause. This is possible under fast adiabatic cooling within active convective towers [*Adler and Mack*, 1986; *Luo et al.*, 2008] and is found to occur for less than 2 % of the cold pixels for each month in the 20° S–40° N band. In such cases, we follow *Sherwood* [2004] and consider that the parcels rise adiabatically from an altitude of about 40 hPa below the cold point tropopause.

2.2 Three dimensional Lagrangian trajectories

We compute forward and backward diabatic three-dimensional trajectories in the TTL using TRACZILLA, which is a modified version of FLEXPART [Stohl *et al.*, 2005; Pisso and Legras, 2008]. The horizontal part of the motion is calculated using the 3-hourly wind fields of ERA-Interim [Dee *et al.*, 2011], combining analysis at 00 :00, 06 :00, 12 :00 and 18 :00 UT, 3 h forecast at 03 :00 and 15 :00 UT and 9 h forecast at 09 :00 and 21 :00 UT. The vertical (cross-isentropic) displacement is calculated using the 3-hourly average all-sky radiative heating rates of ERA-Interim (including the radiative effect of the clouds but excluding the latent heating) which are archived at 01 :30, 04 :30, 07 :30, 10 :30, 13 :30, 16 :30, 19 :30 and 22 :30 UT.

The forward calculations are meant to estimate the impact and efficiency of convective sources while the backward calculations estimate the contribution of sources to the air composition at the 380 K surface. The two calculations provide, however, very consistent results as shown below. The calculations are performed over the whole period 2005–2008 and are discussed below in terms of monthly statistics.

Backward simulation

In the backward calculation, parcels are launched from the 380 K potential temperature surface, every two days, between 40° S and 40° N, on a regular grid of 0.5 degree in latitude and longitude. We retain the first encounter of a parcel with the top of a cold cloud within the previous three months as in Tzella and Legras [2011] except that our criterion is based on pressure rather than temperature. A parcel encounters a cloud when its pressure is larger than the pressure of the corrected top as described above. The comparison is performed 3-hourly along the trajectory of the parcel with the CLAUS pixel containing the parcel at that time. It is clear that we may miss some cloud encounters in this way because the parcels can sometimes travel by 300 km or more over 3 h, that is 10 CLAUS pixel sizes, under strong wind conditions. The sensitivity to such effect is tested in Sect. 4.2.

Forward simulation

In the forward calculation, parcels are launched from 3-hourly CLAUS maps, with one parcel at the center of each cold pixel (brightness temperature ≤ 230 K) at the corrected altitude of the cloud top, for locations between 20° S and 40° N. Trajectories are integrated for three months and we retain the first crossing of the 380 K surface between 40° S and 40° N when it occurs. Parcels encountering other clouds along their path, that is which are found within cloudy pixels with cloud tops higher than their altitude, are discarded. On the average, between 16 % (January) and 24 % (August) of the launched parcels are eliminated for this reason. Such parcels are mostly

on a descending path and keeping them instead of discarding them only marginally affects our results for parcels crossing the 380 K surface.

3 Source distribution

We focus our study on different geographical regions as defined by the color boxes on Fig. V.1. The boundaries are chosen to highlight the regions where convection is intense in the tropics and subtropics and to separate land and oceanic contributions. The South Asian Pacific (SAP) region corresponds to the warm-pool. The Asian monsoon region is divided into the continental Asia Mainland (AML), the North Asian-Pacific Ocean (NAPO) which includes the Bay of Bengal and the Sea of China and the Tibetan Plateau (Tibet) defined as the region in Asia above 3500 m. America is divided into South America (SAm) and Central America (CAm). There is a single region for Africa (Af).

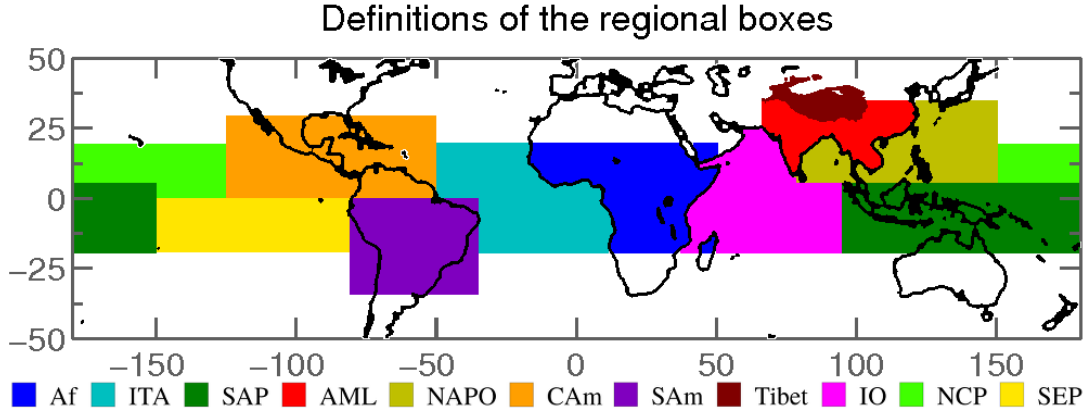


FIGURE V.1 – *Distribution of the geographical regions within the tropics and the subtropics. In color : Africa (Af), Inter Tropical Atlantic (ITA), South Asian Pacific (SAP), Asia Mainland (AML), North Asian-Pacific Ocean (NAPO), Central America (CAm), South America (SAm), Tibetan plateau (Tibet), Indian Ocean (IO), North Central Pacific (NCP), and South East Pacific (SEP). Tibet is defined as the region in Asia above 3500 m.*

3.1 Annual cycle

The black curve in Fig. V.2a shows that on average 86 % of the backward parcels reach a cloud top within three months. The time axis for this curve is the launch time. The parcels which do not reach a cloud are to a vast majority initialized in the subtropics and ascend backward in the deep Brewer-Dobson circulation of the extra-tropics. The proportion of parcels reaching a cloud varies very little over the mean annual cycle with a maximum in April (88.7 %) and a minimum in July (84.7 %).

The other curves in the same panel show the contributions of each region among the trajec-

tories reaching a cloud within the ensemble of all regions in Fig. V.1. In order to facilitate the comparison with forward calculations, the time axis for these curves is that of the intersection of each parcel with a cloud, grouped by months.

The main feature between November and April is the dominance of the SAP region which accounts alone for a maximum of 68.4 % of all sources in January. The next winter contributors are Af and SAm with a maximum contribution of 19.4 % for Africa in April.

From June to September, NAPO is the leading source with a maximum share of 35.3 % in July followed by AML which peaks at 19.8 % in July. Together these two regions represent from 45 to 55 % of all sources from June to September. The following contributors are SAP, CAm, North Central Pacific (NCP) and Af. Tibet is a tiny overall contributor (with a maximum share of 2.5 % in July). The forward estimate of the source distribution, see Fig. V.2b, is calculated from the trajectories launched at cloud top level which have reached the 380 K surface. The quantity shown is the monthly ratio of the number of parcels from a given region to the total number originating from the ensemble of regions in Fig. V.1. The time associated with each trajectory is that of its launch, grouped into monthly bins. There is a striking agreement between the forward and backward distribution of sources in Fig. V.2a and V.2b. In spite of some slight quantitative changes in the proportions, the general pattern and the ordering of sources is almost identical throughout the whole year. The largest change is for Tibet which displays a forward contribution of 7.6 % in July and August (three times its backward contribution), but still remains a minor overall contributor.

The similarity is not totally unexpected as forward and backward calculations are solving dual equations for the Green function of the advection-diffusion equation [Holzer and Hall, 2000; Legras *et al.*, 2005]. Here diffusion has no role because we consider averages over regions and durations much larger than the diffusion scale and diffusion time defined in Legras *et al.* [2005]. It is however surprising that a somewhat coarse discretization (only one parcel per cold $30 \text{ km} \times 30 \text{ km}$ pixel in the forward case and one parcel on a half-degree grid every two days in the backward case) which under-samples quite drastically the flow is able to reach good agreement between forward and backward calculations. The sampling is made at a higher resolution than the ERA-Interim winds but the transit time between the cloud top and the 380 K surface is long enough (as shown below) to make the trajectories numerically irreversible due to the chaotic aspects of transport. Our results show that the sampling is good enough to reestablish the reversibility in the statistical sense as predicted by the Green function formalism for a continuous sampling [Holzer and Hall, 2000].

Figure V.2c shows the proportion of forward trajectories released in a given region from high convective tops that reach the 380 K surface within 3 months. As most of the other trajectories have returned back in the lower troposphere, this proportion conveys the efficiency of each

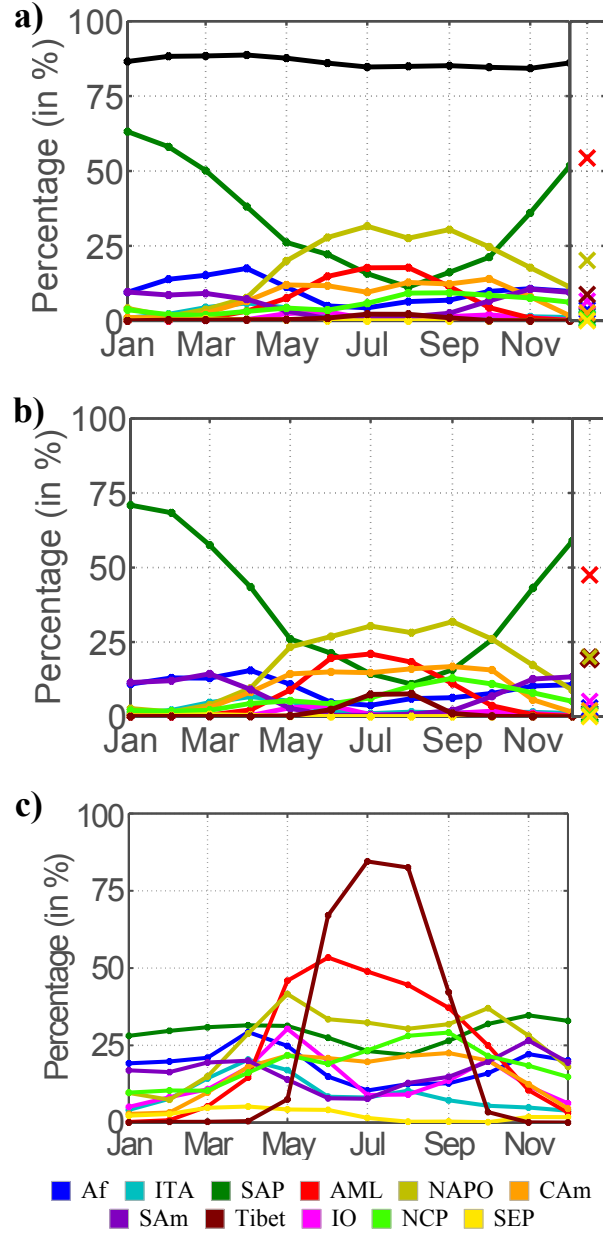


FIGURE V.2 – (a) Color lines : source distribution from backward calculations, calculated as the proportion of backward trajectories reaching a convective top within a given region among all trajectories reaching a convective top. The sum of all the contributions is 100%. Black line : proportion of backward trajectories reaching a convective top. (b) Source distribution from forward calculations, calculated as the proportion of forward trajectories reaching the 380 K isentropic surface from a given region among all the trajectories reaching this surface. (c) Efficiency of transport from convective tops, calculated as the proportion of parcels released in a given region that reach the 380 K isentropic surface in the forward calculations. On the right of (a) and (b) Source distribution for the inside of the Asian Monsoon Anticyclone averaged over JJA. The statistics are obtained for the period 2005–2008. The time axis refers to the instant grouped by months where a parcel leaves (forward) or meets (backward) a cloud but for the black curve in panel (a) for which the time axis is that of the launch of the parcels on the 380 K surface. Curves are plotted for each region, with the color code of Fig. V.1.

region at converting convective air into stratospheric air. Tibet displays a singular behaviour by reaching an efficiency of 84.5 % in July which indicates that this proportion of air detrained at the top of clouds reaches the 380 K surface. During summer, after Tibet, AML conveys up to 53.5 % of parcels to the stratosphere while NAPO is less efficient at about 32.5 % but still the largest contributor due to its size and the frequency of high convective clouds within its domain.

The other regions exhibit efficiencies lower than 30 % with SAP lying just above SAm, CAM and Af. However, when the Asian land convection ramps down, the efficiency of SAP combines with the intensity of convection in this region to let it dominate the transfers over half of the year.

The high efficiency above Tibet is consistent with previous studies who found a confinement of Tibetan air within the monsoon anticyclone [Bergman *et al.*, 2013; Heath and Fuelberg, 2014] which persists above Asia during summer, trapping tracer compounds that recirculate inside [Park *et al.*, 2007, 2009]. The contribution to the inside of the summer Asian monsoon anticyclone (AMA) has been further estimated by calculating sources over the restricted portion of the 380 K surface confined between 20 and 40° N, 25 and 125° E, and with potential vorticity smaller than $4 \times 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ kg}^{-1} \text{ K}$. It is found that 87 % of the AMA parcels originate from Asia in the forward calculation, see Fig. V.2b, among which 19.5 % from the Tibetan plateau. In the backward calculations, see Fig. V.2a, the proportions are redistributed among Asian continental convection between AML and Tibet (respectively 47.5 and 19.5 % in forward and 54.3 and 8.8 % in backward, the sum varying only from 67 to 63.1 %). The NAPO contribution is unchanged.

3.2 Vertical distribution of sources

We investigate now the vertical distribution of sources within each region and its relation with the LZRH. During winter, see Fig. V.3a and V.3b, forward and backward calculations predict that the distribution of cloud top sources in the dominating SAP region peaks at 355 K. This is located above the all-sky LZRH at 352.6 K during that season. A proportion of 89.5 % of the sources are then located above the LZRH in the forward calculation and 76.3 % in the backward calculation. The other contributing regions (Af, SAm, NAPO and NCP) also all exhibit a modal peak at 355 K in the forward distribution. The backward distribution exhibits a shift towards small potential temperature which affects also the mean and the median of the distribution (see Table V.1).

As in Tzella and Legras [2011], a more complex pattern emerges during summer with several competing regions, see Fig. V.3c and d. Both forward and backward calculations produce similar distributions of sources with the main differences being a stronger contribution of Asian land regions (AML and Tibet) in the forward distribution. SAP, CAM and NCP regions are grouped in the forward calculation with a modal peak at 353 K which is below the winter peak at 355 K

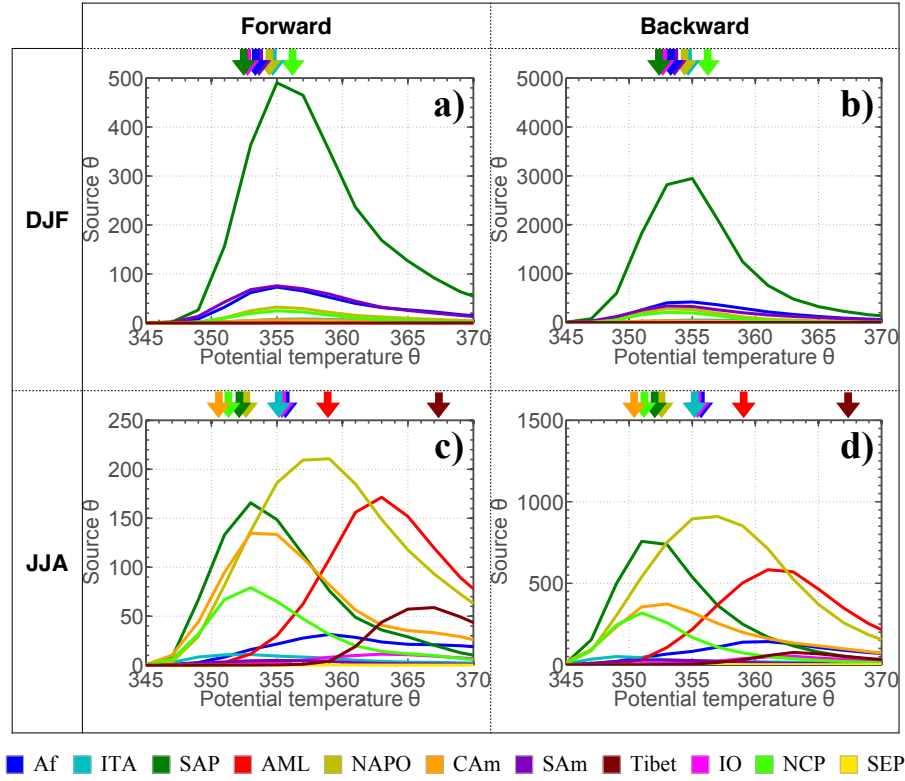


FIGURE V.3 – Vertical source distribution of the parcels in winter (DJF) and summer (JJA) for forward and backward calculations as a function of potential temperature of the source. The vertical axis counts the number of parcels calculated as daily averages summing events at the 8 CLAUS sampling times (then averaged over DJF and JJA and over 2005–2008) and are given in $\text{K}^{-1}.\text{day}^{-1}$. Curves are plotted for each region, with the color code of Fig. V.1. The arrows on the upper axes indicate the corresponding mean LZRH levels over the season and 2005–2008.

in SAP. A similar pattern is found in the backward calculation. The AML and Tibet modal peaks are above 360 K, reaching 367 K for Tibet. The Africa modal peak is also near 360 K with a fairly flat distribution, and NAPO modal peak is intermediate near the common winter peak at 355 K. The backward shift in the sources towards small potential temperature is smaller than during winter in SAP. Most of the sources are again located above the LZRH, up to 90% for the forward trajectories from NAPO and CAm (see Table V.1). The only exception is Tibet, for which the LZRH, much higher than in other regions at 367.3 K, is located above the modal peak, and just at the median in forward calculations. Nevertheless, Tibet was found as the region with highest efficiency during summer and this might be explained by the very high level of the LZRH and sources in this region. The separation of NAPO and Asian land sources explain the double peak pattern shown in Fig. 8 of Tzella and Legras [2011].

Season	Region	LZRH	Modal peak	Mean	Median	Std dev	% above LZRH
DJF	Af	353.4	355 (B)	358.1	356.8	6.3	75.8
			355 (F)	359.5	357.9	6.8	82.5
	SAP	352.6	355 (B)	356.1	355.1	5.2	76.3
			355 (F)	358.7	357.3	5.9	89.5
	SAm	353.6	353 (B)	357.8	356.2	6.8	69.2
			355 (F)	358.7	357.4	6.4	77.1
JJA	Af	355.7	361 (B)	362.7	362	7.2	83
			359 (F)	363.1	362.2	7.2	83.7
	SAP	352.1	351 (B)	354.5	353.3	5.3	62
			353 (F)	356	354.9	5.5	75.3
	AML	359	361 (B)	363.1	362.5	5.7	75.4
			363 (F)	364.9	364.2	5.7	85.9
	NAPO	352.6	357 (B)	358.5	357.7	6.2	83
			359 (F)	360.5	359.6	6.5	90.7
	Tibet	367.3	363 (B)	365.4	364.7	5.2	31.4
			367 (F)	367.9	367.4	4.5	50.8
	NCP	351.3	351 (B)	353.8	352.4	5.5	62
			353 (F)	355.7	354.5	5.6	80
	CAm	350.7	353 (B)	357.4	355.5	7.4	82.5
			353 (F)	358	356.3	6.8	90.3

TABLE V.1 – Characteristic numbers of the vertical distribution of sources for the contributing regions during winter (DJF) and summer (JJA). All the quantities but the last column are potential temperatures in units of K. The modal peak is based on the discretized mean histogram shown in Fig. V.3. The mean, median and standard deviation are calculated from a cubic spline interpolation over the 340–380 K interval. For each region and each season the upper line refers to backward calculations and the lower line to forward calculations as indicated in the modal peak column. Regions with low contribution have been masked.

3.3 Transit time

The differences between forward and backward calculations are mostly seen in the transit time distribution shown in Fig. V.4. The peak of the distribution is always shifted to smaller values in the forward calculations and the tail is also decaying much faster. As a result, the ratio backward/forward for the median and the mean is of the order of 1.5 in SAP during winter and in AML and NAPO during summer. It is lower but always larger than 1.1 in the other regions with the exception of Tibet with a near 2 factor, see Table V.2. In the forward calculation, the mean transit time over contributing oceanic regions (SAP, NCP and CAm) is of the order of 30 days during summer, which is larger than the winter value of 23 days in SAP. On the contrary, Asian land regions during summer exhibit shorter transit times (21 days for AML and 15 days for Tibet) than their winter counterparts (Af and SAm) near 28 days. Transit times from Af show very little change between winter and summer.

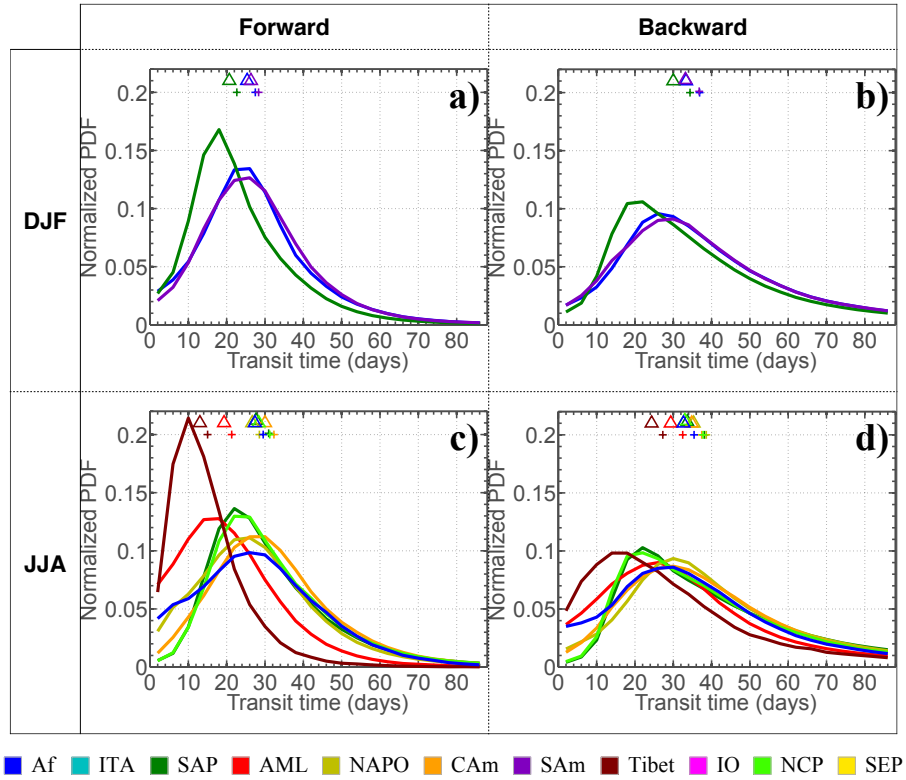


FIGURE V.4 – Distribution of the transit times in winter (DJF) and summer (JJA) for forward and backward calculations. The vertical axis is a probability density function in day^{-1} . Curves are plotted according to the color code of Fig. V.1 but only for the active convective regions during each season. In the upper part of each panel, the triangles and the crosses indicate, respectively, the median and the mean for each curve.

The backward distribution is biased by the fact that sampled backward trajectories can easily miss a cloud by passing a pixel away and then wander away in another region. The effect is the largest for small regions like Tibet or regions ventilated by intense large scale circulation such as Asia during summer. The backward trajectories can also, at least in principle, get trapped into unstable trajectories oscillating about the LZRH from which trajectories diverge in forward time and to which they therefore converge in backward time, although this has seldom been observed. As it appears, transit times are more sensitive to sampling effects than the source distribution.

Season	Region	Modal peak	Mean	Median	Std dev
DJF	Af	26 (B)	36.9	33.6	19.4
		26 (F)	27.5	25.7	14.6
	SAP	22 (B)	34.2	30.8	19.
		18 (F)	23.4	20.6	13.3
	SAm	30 (B)	36.7	33.7	19.5
		26 (F)	28.2	26.5	14.4
	Af	30 (B)	35.4	32.7	20.
		26 (F)	29.5	27.8	16.9
JJA	SAP	22 (B)	38.	33.8	19.7
		22 (F)	30.9	27.6	15.3
	AML	26 (B)	32.5	29.4	19.7
		18 (F)	21.3	19.2	13.7
	NAPO	30 (B)	38.7	35.7	19.6
		26 (F)	28.4	26.6	15.8
	Tibet	14 (B)	29.5	24.3	19.6
		10 (F)	15.1	13	9.8
	NCP	22 (B)	37.2	33.3	19.2
		22 (F)	31.4	28.5	15.3
	CAm	30 (B)	37.9	35.2	19.5
		30 (F)	32.2	30.2	15.9

TABLE V.2 – *Characteristic numbers of the distribution of transit times for the contributing regions during winter (DJF) and summer (JJA). All the quantities are in units of days. The modal peak is based on the discretized mean histogram shown in Fig. V.4. The mean, median and standard deviation are calculated from a cubic spline interpolation over the 0–90 day interval. For each region and each season the upper line refers to backward calculations and the lower line to forward calculations as indicated in the modal peak column. Regions with low contribution have been masked.*

4 Sensitivity studies

In this section, we study the sensitivity of the results presented in Sect. 3 to changes in data and the design of our calculations.

4.1 Sensitivity to the cloud top offset

As the estimate of cloud top and the +1 km correction are subject to uncertainty, we have redone the analysis without the +1 km correction. Since the LZRH is the same, the direct effect is to reduce the proportion of forward trajectories reaching the 380 K surface, see Table V.3. The ratio is about 45 % for both summer and winter but for continental Asia during summer where it is smaller. Tibet is the most sensitive region with a ratio of 22 %.

Figures V.5a and V.5c shows the change in the vertical distribution of sources for forward calculations. Besides the overall reduction, it is visible that the modal peaks are unmoved but for NAPO and Tibet during summer where they move, respectively, from 358 to 355 K and from 367 to 362 K. The vertical distribution of sources is made narrower by reducing the tail of the distribution towards the upper end of the interval as the highest clouds are shifted down.

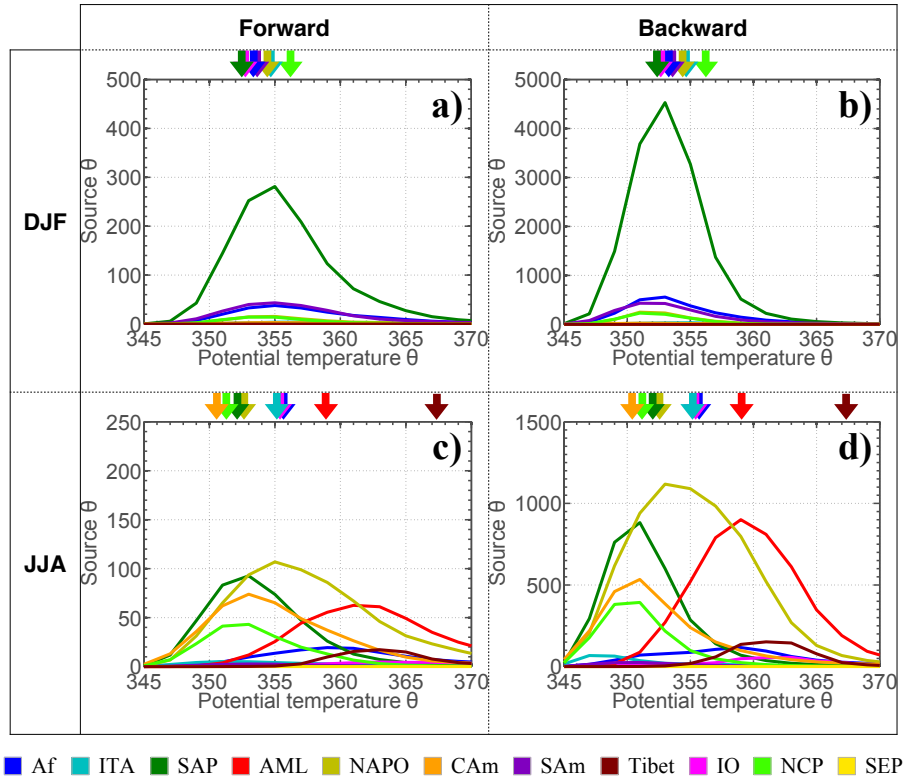


FIGURE V.5 – Same as Fig. V.3 when the +1 km altitude correction of the cloud tops is not applied.

	Af	ITA	SAP	AML	NAPO	CAm	SAm	Tibet	IO	NCP	SEP
DJF	0.45	<i>0.38</i>	0.45	<i>0.33</i>	<i>0.37</i>	<i>0.42</i>	0.46	<i>0.62</i>	<i>0.41</i>	<i>0.43</i>	<i>0.34</i>
JJA	0.49	<i>0.43</i>	0.46	0.36	0.42	0.46	<i>0.45</i>	0.22	<i>0.34</i>	0.46	<i>0.34</i>

TABLE V.3 – *Ratio of transport efficiency between forward calculations without cloud top offset and with a +1 km cloud top offset. The ratio is averaged over DJF and JJA for the 2005–2008 period and all regions. The values for weakly contributing regions, excluded from Tables V.1 and V.2, are based on a small number of events and are italicized.*

The proportion of backward trajectories reaching a cloud within 3 months is now 85 % during DJF and 82.7 % during JJA, that is less but close to the value when the offset is applied (87 and 85.2 % respectively), hence with much less variations than the forward efficiency. The modal peaks are slightly shifted to lower values (with larger shift for NAPO and Tibet) and the narrowing is well pronounced with almost no sources within the range [365, 370 K] except over continental Asia during summer.

The lower end cutoff value of sources (at about 345 K for maritime convection and 350 K for AML) is preserved in both forward and backward calculations but for Tibet. This suggest that this cutoff is determined by the transport properties across the LZRH which are unchanged by offsetting the cloud top while the cutoff above the LZRH depends strongly on the distribution of cloud tops. Tibet differs by being the only region where the LZRH is above the modal peak.

In accordance with these limited changes in the sources, the transit time distribution for all regions but Tibet is weakly affected for both forward and backward calculation, see Fig. V.6. The change is localized in the small time contribution in agreement with the narrowing of the source distribution, which reduces the proportion of short transit paths. Tibet is an exception with a shift by about a factor two of the forward and backward transit times towards larger values. Tibet differs from the other regions by having a very high LZRH and a distribution of sources laying mainly under this level. This effect is amplified when the cloud top correction is cancelled with almost no contribution left above the LZRH, inducing a significant shift in the transit time distribution.

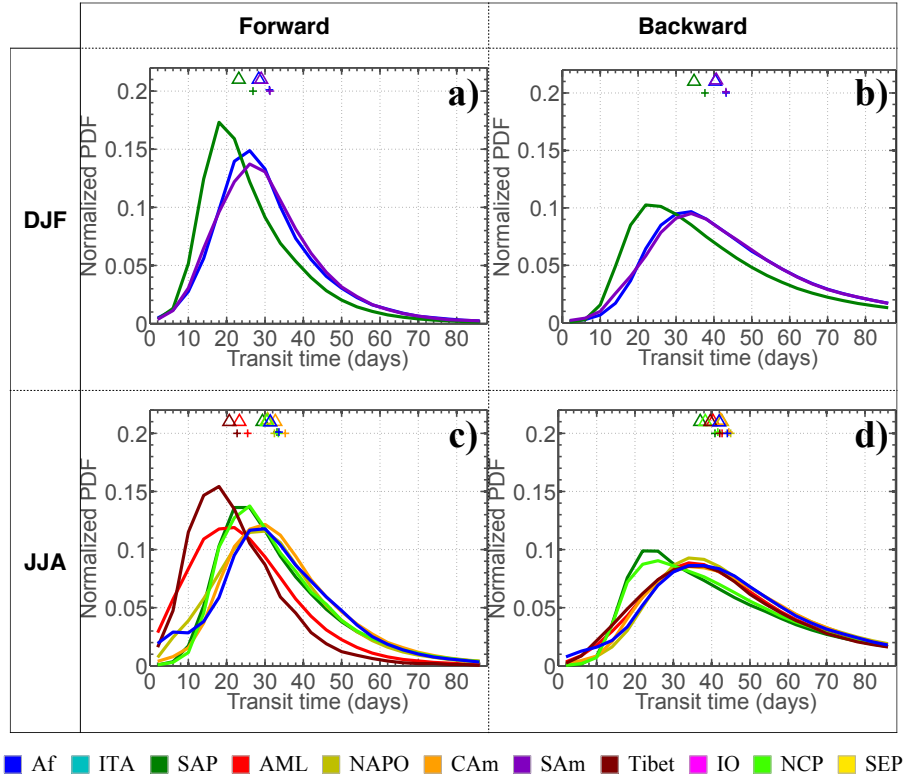


FIGURE V.6 – Same as Fig. V.4 when the $+1\text{ km}$ altitude correction of the cloud tops is not applied.

4.2 Sensitivity to increase of the size of cloud pixels

In this section we address the sensitivity to the density of cloud observation and the effect of missing cloud encounters in backward calculations. We modify the encounter criterion by enlarging the pixel size by a factor three in both latitude and longitude, retaining the smallest top pressure among the 9 CLAUS pixels surrounding the parcel at a given time. This modification enlarges high clouds and has largest effect in regions where convective systems are small and sparse. Figure V.7 (first and second rows) compares the distributions of backward sources in winter and summer 2005 with and without enlarging the pixel size. The total number of trajectories meeting a cloud is again quite insensitive increasing by 3 % during winter and 1.5 % during summer. The distribution of sources is however modified by shifting the distribution to higher potential temperatures and widening the profile. Hence, the effect is qualitatively opposite to the lowering of the top of clouds done in Sect. 4.1.

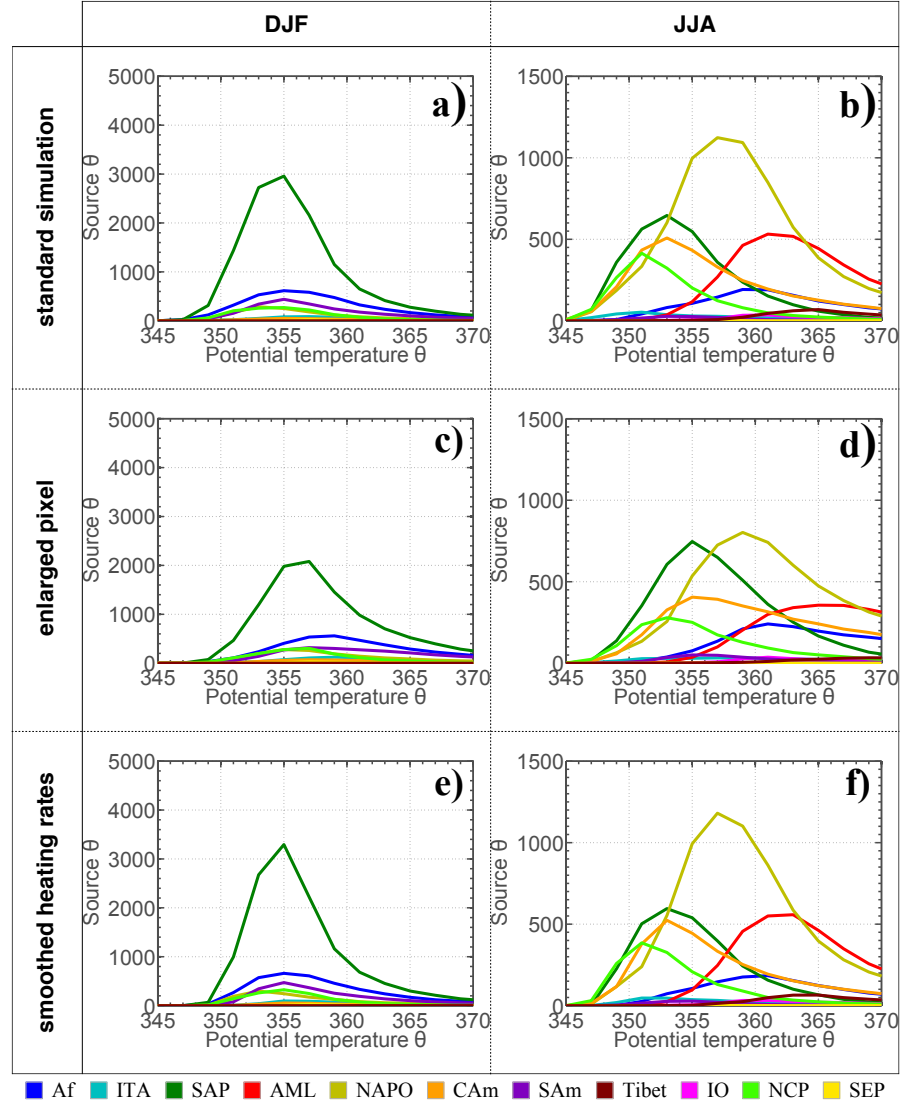


FIGURE V.7 – Comparison of the vertical source distribution, for ERA-Interim, for winter (DJF) and summer (JJA) between the standard backward calculation for 2005 (upper two panels), when the CLAUS pixel size is enlarged by a factor 3 as described in the text (middle two panels), and when the 3-hourly sampling of daily cycle of heating rates is replaced by a time moving average as described in the text (lower two panels).

4.3 Sensitivity to the daily cycle of the heating rates

Cloud radiative forcing and the resulting heating rates are *a priori* sensitive to the daily cycle of convective activity in the tropics. We test here the sensitivity to the daily cycle of heating rates by replacing the 3-hourly sampling by a time moving average. This average at time t is performed as a discretization of

$$\tilde{X}(t) = \frac{1}{2\tau} \int_{t-\tau}^{t+\tau} X(t') \left(1 + \cos \left(\pi \frac{t-t'}{\tau} \right) \right) dt', \quad (\text{V.1})$$

where τ is 30 days.

Figure V.7 (third row) shows that the distributions of sources are only weakly affected even at level below the LZRH. This result is in agreement with *Bergman et al.* [2012] who did a similar test with MERRA reanalysis. However, the maps (not shown) of the smoothed heating rates still contain a large amount of spatial variability. This suggests that the horizontal motion that samples this variability is more important than daily fluctuations of the heating rates to cross the LZRH.

4.4 Sensitivity to the reanalysis

One main source of uncertainty is the error in the reanalysis wind and heating rates. It has been shown that the heating rates differ quite significantly among reanalysis [*Wright and Fueglistaler*, 2013] and that the horizontal wind may contain large errors in tropical regions poorly covered by radio-soundings [*Podglajen et al.*, 2014]. It is therefore important to assess how our results are sensitive to a change of the reanalysis. As an extensive comparison among all available reanalysis at the time of this writing would have consumed a lot of resources, we limit the comparison to two reanalysis, JRA-55 [*Kobayashi et al.*, 2015] and MERRA [*Rienecker et al.*, 2011]. JRA-55 has higher horizontal resolution than the ERA-Interim (spherical T319 truncature instead of T255) and the same number of levels. Winds and heating rates are available every 6 h at model resolution. MERRA has about the same horizontal resolution as ERA-Interim but because the heating rates are only available in this format, we use winds and heating rates on a 1.25° horizontal grid and a reduced set of vertical pressure levels every 3 hours.

Backward calculations have been performed for 2005 using the same setup as for ERA-Interim. Fig. V.8 shows that in the three cases, SAP dominates during winter and NAPO is the largest contributor during summer. There are, however, significant differences. The relative contributions of NAPO is largest in JRA-55 and the distributions are narrower in MERRA. The main difference is in the vertical location. JRA-55 sources are slightly shifted upward by 2 to 3 K with respect to ERA-Interim. MERRA sources are even more shifted by up to 12 K for oceanic sources (SAP, NAPO, CAm) during summer. The shift is smaller for SAP in winter (+5 K) and for AML and Tibet in summer (+4 K). The total proportion of backward trajectories meeting a

cloud remains, however, close to that of the ERA-Interim (80.7 % for JRA-55 and 74.4 % against 85.4 % for ERA-Interim in 2005).

In order to interpret these results, Fig. V.9 compares the mean profiles of all sky heating rates among the reanalysis for each region in January and July. In addition to the three reanalysis, we show also the curve for MERRA2 [Molod *et al.*, 2015]. It is clear that all the curves are always close within non convective regions (AML, CAm, SEP, Tibet during winter ; SAm, SEP during summer) where heating rates are calculated from clear sky radiative transfer. In this region, ERA-Interim, however, displays larger heating rates than the two others above 370 K without affecting the LZRH.

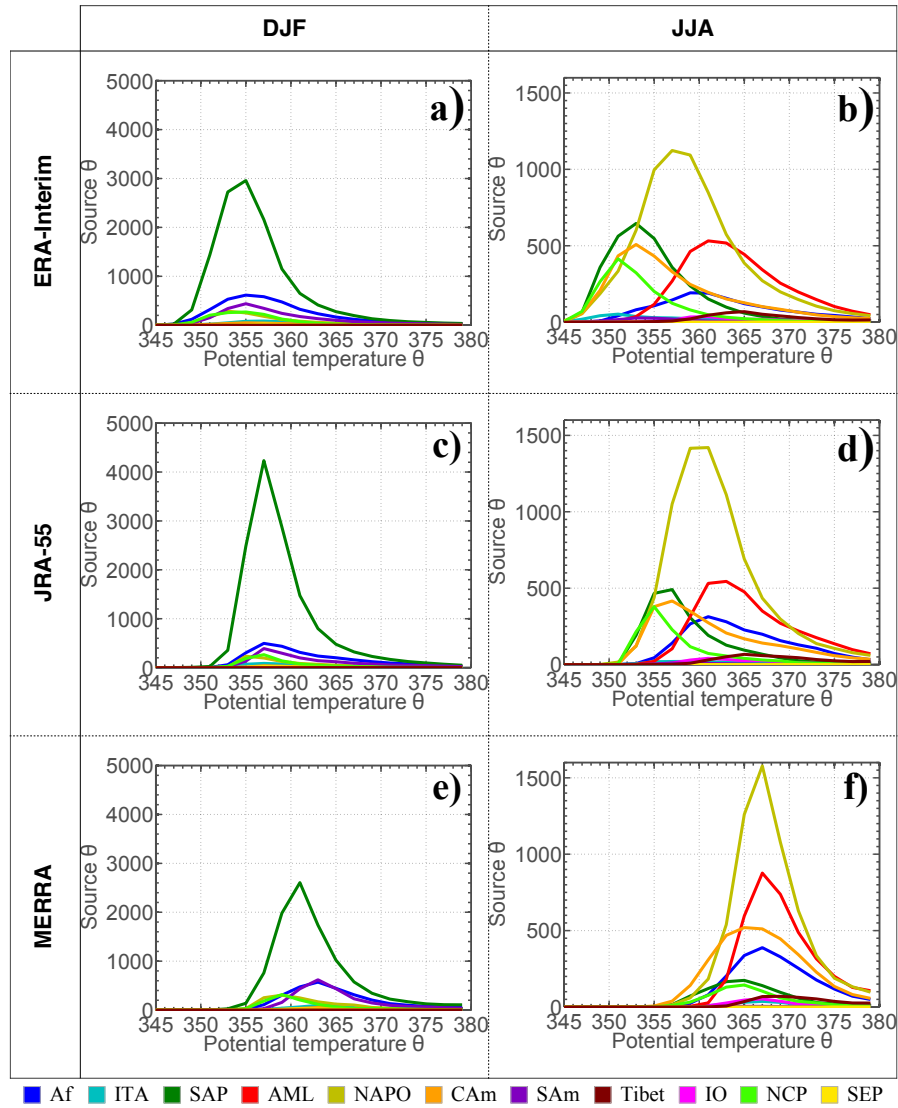


FIGURE V.8 – Vertical source distribution for winter (DJF) and summer (JJA) calculated for 2005 with JRA-55 and MERRA reanalysis using the same setup as for ERA-Interim. Upper two panels, for ERA-Interim, are the same as those shown on the two upper panels of Fig. V.7.

Over convective regions, where additional cooling or heating is provided by clouds, there is a clear separation between the couple JRA-55/ERA-Interim and MERRA/MERRA2. ERA-Interim still displays larger heating rates than JRA-55 and this shifts down its LZRH by a few K. In the Asian region during summer and on SAP during winter, ERA-Interim cools less than JRA-55 below 340 K but this does not affect the LZRH. This is consistent with the shift observed in the source distribution.

MERRA/MERRA2 exhibit a very special pattern over convective regions with reduced heating near 355 K with respect to the two other reanalysis and a strong heating near 345 K, resulting in a characteristic "S" pattern. As a result, the LZRH is pushed upward and multiple LZRH occur over NAPO and CAm during summer. In all cases, MERRA2 is very close to MERRA except over Tibet during summer, where MERRA does not differ very much from ERA-Interim and JRA-55 while MERRA2 does quite unexpectedly.

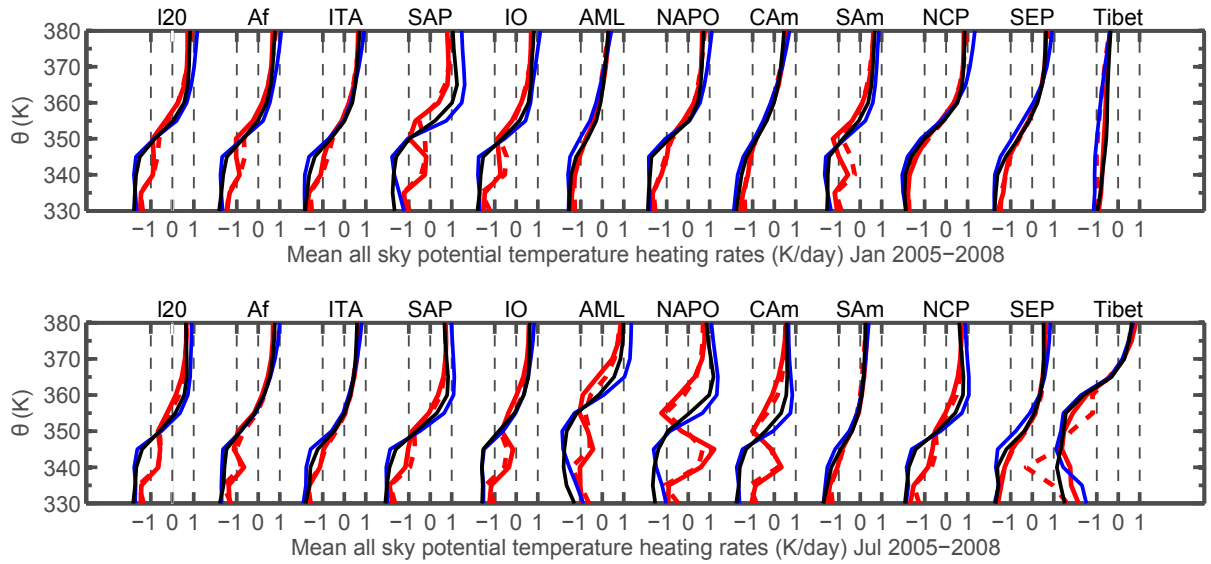


FIGURE V.9 – Mean heating rate profiles, as a function of potential temperature, for the four reanalysis : ERA-Interim (blue), MERRA (red), MERRA2 (dashed red) and JRA-55 (black), in $\text{K}^{-1} \text{day}^{-1}$. The upper pannel is for January and the lower panel is for July, averaged over 2005–2008. Curves are plotted for each region defined on Fig. V.1. The region "l20" represents the 20°S – 20°N band.

5 Mass flux across the 380 K surface and regional distribution

In this section, we make a further step by determining the mass flux across the 380 K surface and the contribution of each convective region.

5.1 Method and validation

The instantaneous diabatic mass flux M across the 380 K surface, over a specific domain Γ of the sphere, can be estimated from all sky radiative heating rates as :

$$M_{\text{diab}} = \int \int_{\Gamma} \sigma_{380 \text{ K}} \left. \frac{d\theta}{dt} \right|_{380 \text{ K}} ds, \quad (\text{V.2})$$

with $\sigma_{380 \text{ K}} = -\frac{1}{g} \frac{\partial p}{\partial \theta}$ at $\theta = 380 \text{ K}$, obtained from the temperature and pressure profile of ERA-Interim, with $g = 9.81 \text{ m.s}^{-2}$. For practical purposes, the integration is replaced by a weighted sum over the gridded surface. From these instantaneous fluxes, one can define monthly averages by replacing $\left. \frac{d\theta}{dt} \right|_{380 \text{ K}}$ in Eq. (V.2) by its monthly average $\langle \left. \frac{d\theta}{dt} \right|_{380 \text{ K}} \rangle$. The monthly upward $M_{\text{diab}}^{\uparrow}$ and downward $M_{\text{diab}}^{\downarrow}(\phi)$ fluxes can then be defined by integrating separately on the sub-domains where $\langle \left. \frac{d\theta}{dt} \right|_{380 \text{ K}} \rangle$ is, respectively, positive and negative. It is known that upward and backward fluxes are ill-defined when the time interval goes to zero [Hall, 2003]. This is no longer the case after time smoothing which removes the noise but the flux then may depend on the applied time smoothing interval.

Another, more traditional, method is based on the residual mean meridional circulation $(\overline{v^*}, \overline{w^*})$, with

$$\overline{v^*} = \overline{v} - \frac{1}{p} \frac{\partial}{\partial z} \left(p \frac{\overline{v'\theta'}}{\overline{\theta_z}} \right) \quad (\text{V.3})$$

$$\overline{w^*} = \overline{w} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\cos \phi \frac{\overline{v'\theta'}}{\overline{\theta_z}} \right) \quad (\text{V.4})$$

as defined by Andrews *et al.* [1987] in log pressure coordinates $z = H \log(p_0/p)$ where the overbar indicates a zonal average. The kinematic mass flux is then given by [Appenzeller *et al.*, 1996] :

$$M_{\text{kin}} = \int \int \left[\frac{p_{380 \text{ K}}}{gH} \left(\overline{w^*} - \frac{1}{a} \frac{\partial z}{\partial \phi} \right|_{380 \text{ K}} \overline{v^*} \right) + \frac{1}{g} \left. \frac{\partial p}{\partial t} \right|_{380 \text{ K}} \right] ds, \quad (\text{V.5})$$

with $p_{380 \text{ K}}$ the pressure at the 380 K surface, $a = 6371 \text{ km}$ and $H = 7 \text{ km}$. Monthly upward and downward fluxes, $M_{\text{kin}}^{\uparrow}$ and $M_{\text{kin}}^{\downarrow}$, can be separated according to the sign of the monthly average term under the integral Eq. (V.5). Gridded summation is applied in the same way as M_{diab} .

Figure V.10 compares the monthly average upward fluxes calculated from Eq. (V.2) and Eq. (V.5). Here the diabatic flux is calculated from 3-hourly data and then averaged for each month over the period 2005–2008. The upward flux is calculated as indicated above for each

month and then averaged over the four years. The kinematic mass flux is calculated in the same way from monthly averages of the residual circulation and pressure at 380 K. The contribution of the pressure variation term in Eq. (V.5) is then two orders of magnitude smaller than that of the residual velocity and can be neglected.

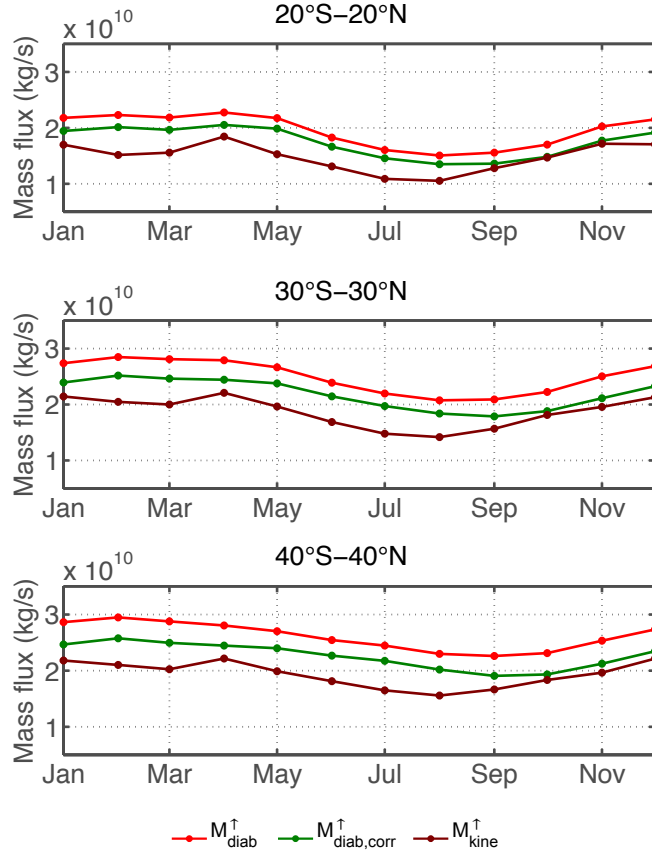


FIGURE V.10 – Annual variations of the monthly upward mass flux at the 380 K surface, calculated from the ERA-Interim data. $M_{\text{diab}}^{\uparrow}$ and $M_{\text{diab,corr}}^{\uparrow}$: diabatic mass flux calculated from the radiative heating rates of ERA-Interim respectively with and without the mass conservation correction of the radiative heating rates. $M_{\text{kine}}^{\uparrow}$: kinematic mass flux calculated from the residual mean meridional circulation. All quantities are calculated and averaged over the years 2005 to 2008.

The two estimates display a similar modulation with a minimum during summer and agree with other estimates from ERA-Interim [Abalos *et al.*, 2012]. There is, however, a shift between $M_{\text{diab}}^{\uparrow}$ and $M_{\text{kine}}^{\uparrow}$ which increases with the size of the latitude band. The mean difference is close to 25 % in the three latitude bands. It is notable that the upward flux and the total flux are identical in the 20° S–20° N band because monthly mean diabatic heating rates on the 380 K surface within this domain are positive throughout the year. It is also notable that there is little change in the upward flux as the domain is expanded to 30° S–30° N and 40° S–40° N because most of the upward motion occurs within the 20° S–20° N band.

The discrepancy between diabatic and kinematic fluxes can be reduced by correcting the diabatic mass flux to satisfy global mass conservation. There is no physical mean of ensuring such mass conservation when calculating heating rates [Shine, 1989] from radiative transfer. Actually, the mean total mass flux across the 380 K provided by Eq. (V.2) and ERA-Interim data is $7.9 \times 10^9 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$ over 2005–2008. Applying a uniform compensating correction to the heating rates over the sphere defines a new mass flux $M_{\text{diab,corr}}^{\uparrow}$ which reduces the discrepancy with $M_{\text{kin}}^{\uparrow}$ for all latitudes and all times. However, as this uniform correction is entirely ad hoc in the absence of any information about the spatial and temporal distribution of the errors, we refrain from applying it in the subsequent analysis.

The definition used for the diabatic flux is consistent with what follows. However a more appropriate definition to compare with the kinematic fluxes would be to take a zonal average before applying the sign criterion defining the upward flux. The resulting upward flux (not shown) is indeed larger than $M_{\text{diab}}^{\uparrow}$ but the difference in the 40°S – 40°N band is of the order of 1 to 2 %. This shift is negligible and cannot explain the shift between kinematic and diabatic fluxes.

Notice that the total mass flux across an isentropic surface does not need to vanish instantaneously unlike across an isobaric surface under the hydrostatic approximation. However the small part of the pressure variation term in the monthly flux indicates that the mass balance must be satisfied over monthly averages in the same proportion, that is within about 1 %. This is in agreement with the stratospheric over-world mass variations shown by Appenzeller *et al.* [1996].

Having compared the diabatic mass flux from heating rates to the kinematic flux, we now check that the diabatic mass flux can also be retrieved from the Lagrangian trajectories. Here the mass flux is calculated from the displacement of backward Lagrangian trajectories launched at 380 K. The heating rate is estimated as $\Delta\theta/\Delta t$ where $\Delta\theta$ is the variation of the potential temperature along the trajectory during an interval Δt after the launch. Here the interval Δt is always a multiple of 24 h to ensure that the averages are taken over an integer number of daily cycles. The density σ is calculated from the ERA-Interim at the location and time of the launch. Actually, due to combined horizontal and vertical motion, and the inclination of potential temperature surfaces with respect to isobars, pressure can temporarily decrease for a descending parcel with increasing potential temperature. As a general rule, pressure undergoes much larger fluctuations than potential temperature along a Lagrangian trajectory. The mass flux over a domain Γ can then be calculated as a sum over all parcels belonging to this domain

$$M_{\text{back}} = \sum_{i \in \Gamma} \sigma_i \frac{\Delta\theta_i}{\Delta t} \delta s_i \quad (\text{V.6})$$

where δs_i is the surface of the $0.5 \times 0.5^\circ$ element associated with the parcel. The monthly

upward flux $M_{\text{back}}^{\uparrow}(\phi)$ is calculated by averaging over each month the individual parcel flux at each location over the grid, selecting all grid points where the monthly flux is positive and then averaging in longitude.

Figure V.11 compares the temporal evolution of $M_{\text{diab}}^{\uparrow}$ and $M_{\text{back}}^{\uparrow}$ over the years 2005 to 2008. It is clear that the Lagrangian estimates with the delays $\Delta t = 24$ or 48 h provides an accurate estimate of the upward flux at all latitudes.

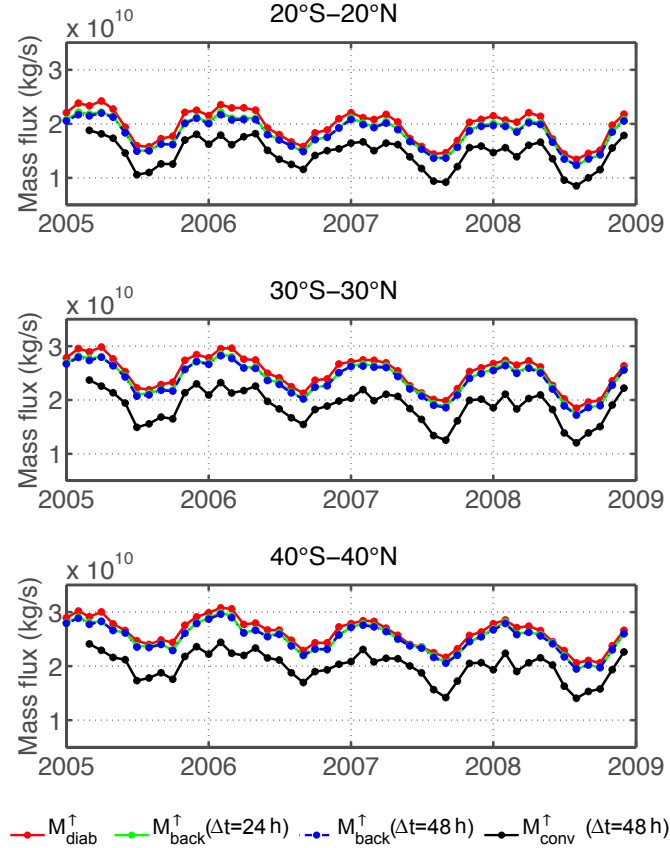


FIGURE V.11 – Uncorrected upward diabatic mass flux on the 380 K surface. $M_{\text{diab}}^{\uparrow}$ (red) versus the Lagrangian diabatic mass flux $M_{\text{back}}^{\uparrow}$ on the same surface calculated with delays $\Delta t = 24$ h (green) and $\Delta t = 48$ h (blue). The black curve shows $M_{\text{conv}}^{\uparrow}$, which is the part of $M_{\text{back}}^{\uparrow}$ with $\Delta t = 48$ h that originates from backward trajectories encountering a cloud within the previous 3 months.

5.2 Regional distribution of the upward mass flux

Based on these premises we calculate how the monthly upward flux is distributed among regions in the following way. First all the grid points on the 380 K surface within the domain 40°S – 40°N where the monthly average flux is positive are selected for each month. Then the contributions of parcels originating from each source region are quantified. Then the mass flux of each region is calculated as the sum of mass fluxes at the selected grid points from which backward trajectories link to this region as the source. The sum of all these regional contributions makes the convective upward flux at the 380 K surface M_{conv}^\uparrow . In this procedure, a trajectory is labeled with the time of its launch on the 380 K surface (unlike the calculations leading to Fig. V.2 where the trajectories are labeled according to their arrival or departure from clouds).

Figure V.11 shows that M_{conv}^\uparrow basically explains the seasonal variations of M_{back}^\uparrow . The difference between these two estimates has a mean of $4.8 \times 10^9 \text{ kg.s}^{-1}$ and a standard deviation of $9 \times 10^8 \text{ kg.s}^{-1}$ in the 40°S – 40°N band. As a result, the ratio $M_{\text{conv}}^\uparrow/M_{\text{back}}^\uparrow$ varies between 78.7% in winter to 80.5% in summer (80% on the average). The non convective contribution is mostly accounted by parcels which are in-mixed in the TTL from the extra-tropics [Ploeger *et al.*, 2012].

The mean annual cycle is shown in Fig. V.12. For each region, it exhibits a maximum and a minimum which lag by about one month with respect to the corresponding source curve Fig. V.2a, where the time axis is that of the intersection with convection. This is particularly clear for SAP with a maximum in February and a minimum in September that determines whose of the total convective flux. The delay is consistent with the distribution of transit time among the main sources (see Table V.2). It is only for AML that the lag is not clear, but this is also a region with short transit times. The larger winter to summer modulation of M_{conv}^\uparrow than the total source curve in Fig. V.2a suggests that this modulation is mostly due to variations of transport properties within the TTL rather than to a modulation of the properties of convective sources.

Figure V.12 shows the same hierarchy among source regions as Fig. V.2a with enhanced domination of the SAP contribution over the year which accounts for 39% of the total M_{conv}^\uparrow flux while NAPO accounts for 18% (see Table V.4). If one adds NCP, CAM which is mostly oceanic, and the small contribution from the Atlantic, Indian Ocean and South East Pacific, we see that the contribution from oceanic regions (which include some large islands) is 74.5% a proportion in pair with the surface covered by the oceans.

Af	ITA	SAP	AML	NAPO	CAM	SAM	Tibet	IO	NCP	SEP
10.8	2.4	39.2	8	18	7.5	6	0.8	1.2	5.9	0.2

TABLE V.4 – *Distribution of annual mass flux, averaged over 2005–2008, for all the regions (in %).*

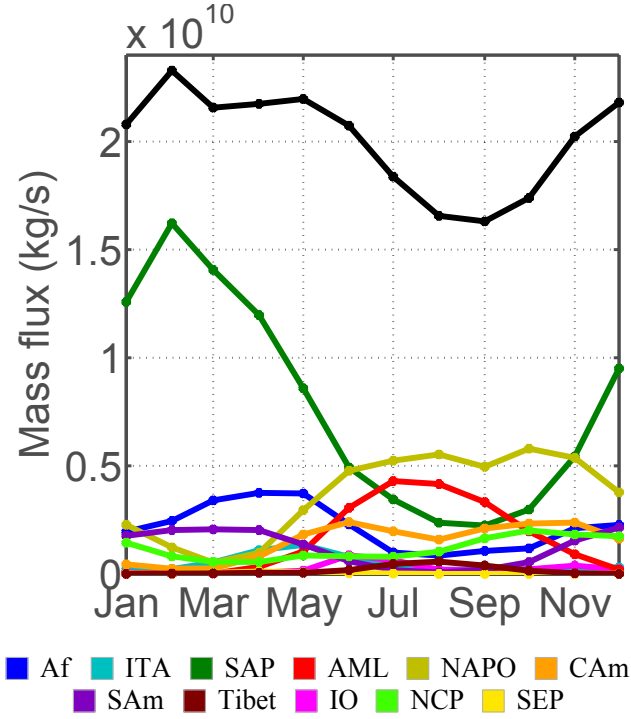


FIGURE V.12 – Mean annual cycles of monthly upward mass fluxes through the 380 K isentropic surface within the 40°S – 40°N band attributed to each source region. Fluxes are based on backward trajectories during 2005–2008. The black curve shows $M_{\text{conv}}^{\uparrow}$. Time is defined relative to back trajectory launch at 380 K, rather than the convective source.

We stress that the flux $M_{\text{conv}}^{\uparrow}$ is the mass flux crossing the 380 K surface that originates from the region of convective outflow within the TTL but is not necessarily purely made of air processed by convection. This air mass contains convective air detrained from the clouds in the vicinity but is also mixed with environment air which may have been transported from distant and earlier convective sources and partly originates from in mixing or extra-tropical lower stratosphere transported into the tropics [Ploeger *et al.*, 2012]. Therefore $M_{\text{conv}}^{\uparrow}$ must be taken as an upper bound of the flux of convectively processed air.

6 Summary and outlook

We have shown that a consistent vertical distribution of convective sources of stratospheric air over the tropical regions is obtained from backward and forward diabatic trajectories in the TTL.

The seasonal cycle of sources is binary with a domination of the single South Asia Pacific region (SAP) from November to April and a more complicated pattern dominated by the regions of the Asian monsoon from June to September.

The distribution of sources among regions is qualitatively robust to uncertainties in the method and the data but the quantitative distribution is somewhat sensitive to the representation of cloud tops and the reanalysis used to drive the trajectories. Generally, increasing the weight of highest clouds shifts the distribution of sources towards higher altitude and wider vertical dispersion, but it does not change the proportion of backward trajectories meeting a cloud.

There is a pronounced seasonal cycle of the monthly average upward mass flux across the 380 K surface, with a maximum in February and a minimum in September, which is shifted by about month to the seasonal cycle of sources, due to the mean time of transit of parcels across the TTL.

The forward transit times are on the average of one month with a significant standard deviation of about 15 days. Transit times are shorter from convection over continental Asia during boreal summer (3 weeks from Asia Mainland (AML) and two weeks for Tibet). The backward transit times are longer. The discrepancy between forward and backward transit times is most pronounced for transport from convection over Tibet.

One of the main motivations of this study was to study how air parcels detrained from clouds find their way across the LZRH. Our results however show that the sources are mostly (80%) located slightly above the LZRH, but not by much. This implies that only the small percentage of convective events penetrating high enough in the TTL is relevant as stratospheric source. The proximity of sources to the LZRH provides evidence that the vertical flow separation at this level is an important factor in determining the distribution of the sources. This will be further demonstrated in a companion paper.

The high contribution of the tallest clouds raise a concern about the lack of representation of small-scale convective features in the CLAUS dataset and in the ERA-Interim heating rates. In particular, CLAUS captures very well the large anvils that form at the top of convective systems but misses the short and elusive overshooting events over these anvils. The velocities and radiative heating rates from reanalysis also miss the cross isentropic mixing provided by such event or represent them with very crude parameterisations.

The comparison between three modern reanalysis show that the heating rates can differ

substantially in the TTL (see *Wright and Fueglistaler* [2013]) with significant consequences on its distributions of sources. While JRA-55 remains fairly close to the ERA-Interim, MERRA shifts the sources by up to 12 K. The discrepancy is even larger with the calculations of *Bergman et al.* [2012, 2015] who uses heating rates based on the observed distribution of clouds [*Yang et al.*, 2010]. The main differences are during summer season. *Bergman et al.* [2012] find a proportion of backward trajectories reaching clouds falling to 15 % in summer from 60 % in winter. We find instead a maximum a maximum in April (88.7 %) and a minimum in July (84.7 %) with ERA-Interim. The second important difference is in the fact that continental sources in Asia prevail over oceanic sources during summer in *Bergman et al.* [2012, 2015].

The *Yang et al.* [2010] heating rates are calculated from the mean distribution of clouds. As such, due to the non linearity of radiative transfer, they may differ from the mean heating rates calculated from the varying distribution of clouds. During winter, *Yang et al.* [2010] find that the cloud radiative effect is mostly heating in the West Pacific at 15 and 16 km. During summer, on the contrary, they find a strong cooling effect of clouds at 16 km in the Bay of Bengal and the South China Sea. Such a difference over oceanic regions between winter and summer is not found in any of the reanalyses, but a cooling around 350-360 K is displayed over most convective regions by MERRA and MERRA-2.

It is actually very difficult to compare the calculated heating rates with observations. However, the integrated cloud radiative effect (CRE) of the three reanalysis considered here has been evaluated against CERES observations by *Li and Mao* [2015] who found that "spatial correlation of CREs and TOA upward radiation fluxes in ERA-Interim is the best among the three reanalyses" in spite of some discrepancies in the global mean CRE. *Li and Mao* [2015] also notice that all three reanalyses have difficulties to reproduce summer CREs over East Asia, a conclusion also supported by *Wang et al.* [2014] based on a study of radiation budgets in AMIP-5 models. Therefore we are led to conclude that the heating rates and the radiative effect of clouds in the Asian monsoon region are still a puzzle that requires further investigations.

Our study corroborates the special role of the Tibetan plateau in providing air to the Asian Monsoon anticyclone (AMA). We find that 87 % of the AMA air originates from continental Asia which agrees very well with the finding of *Heath and Fuelberg* [2014] (90 %), but our results differ from these authors by giving a much stronger weight to the Asian continental regions outside Tibet (AML). We find, however, that this proportion is sensitive to the representation of cloud tops and that it varies a lot within the literature : *Fu et al.* [2006] and *Wright et al.* [2011] find like *Heath and Fuelberg* [2014] a prevalent role of the Tibetan plateau while *Aschmann et al.* [2009] and *Devasthale and Fueglistaler* [2010] meet our conclusions. *Vogel et al.* [2015] finds that during mid-summer 2012 the AMA is fed mostly from continental sources over North India and the Tibetan plateau, and stress the role of the south boundary of the AMA as a transport

barrier. Nevertheless, Tibet is characterized by a very high efficiency at carrying air from the top of the clouds to the 380 K surface and short transit times. This provides a hint that Tibet is a sensitive area for increase of air pollution as boundary layer compounds processed by convection can be carried efficiently and rapidly to the stratosphere.

It remains that Tibet is an overall small contributor to the global transport into the stratosphere because most of the air entering the stratosphere during summer is not processed inside the AMA but is transported around, separating the location of convection from the entry point into the stratosphere [Bannister *et al.*, 2004; James *et al.*, 2008; Park *et al.*, 2009; Vogel *et al.*, 2015].

Our results can be compared with those of Chen *et al.* [2012] and Orbe *et al.* [2015]. Chen *et al.* [2012] uses kinematic trajectories from the boundary layer focusing on the summer season while Orbe *et al.* [2015] analyses impulse tracers transported by a general circulation model and provides a whole year analysis. Although both use a different set of regions within the tropics, our results regarding the regional distribution of sources and their seasonal variations are basically consistent with these two studies. There are discrepancies, however, in the transit time scales. Chen *et al.* [2012] shows a distribution of transit times from the boundary layer to the stratosphere which has a strong modal peak over Asia at about 3 days while, on the contrary, Orbe *et al.* [2015] shows a distribution which peaks at about two months. Our results lay somewhat between but such a discrepancy highlights an issue that needs to be solved. Transit times are an important factor in understanding and modelling the behavior of many short-lived chemical species in the TTL and the lower stratosphere.

In spite of displaying the highest cloud tops [Liu and Zipser, 2005], the continental convection above Africa (Af) and South America (SAm) is a weaker provider than the oceanic convection of SAP and North Asian Pacific Ocean (NAPO). However, our conclusions do not account for the effect of small-scale overshoots which are more commonly observed over these regions than over the oceans [Corti *et al.*, 2008; Liu *et al.*, 2010] due to the larger available convective energy over land.

acknowledgements These results were obtained using the CLAUS archive held at the British Atmospheric Data Centre, produced using ISCCP source data distributed by the NASA Langley Data Center. We acknowledge support from the EU 7th Framework Program under grant 603557 "StratoClim". We acknowledge the ECMWF and the Japanese Meteorological Agency for providing ERA-Interim and JRA-55 reanalysis data. JRA-55 data was retrieved from the NCAR CISL RDA. The MERRA and MERRA2 data used in this study/project have been provided by the Global Modeling and Assimilation Office (GMAO) at NASA Goddard Space Flight Center. We acknowledge G. Sèze for useful discussions and help.

CHAPITRE VI

TRANSPORT HORIZONTAL DANS LA TTL

Sommaire

1	Transport horizontal dans la TTL à partir des simulations lagran-	
	giennes	110
1.1	Transport horizontal des parcelles détraînées durant DJF	110
1.2	Transport horizontal des parcelles détraînées durant JJA	113
2	Modèle 1D de transport par les taux de chauffage radiatifs dans la	
	TTL	117
2.1	Présentation du modèle unidimensionnel	117
2.2	Probabilité de sortie à la surface 380 K	118
2.3	Distribution verticale des sources	120
2.4	Modèle 1D : sensibilité à la réanalyse	123
3	Résumé et conclusions	125

Les simulations forward et backward donnent en moyenne des résultats similaires concernant les répartitions verticales des sources. Cependant, les différences les plus importantes s'observent dans les régions où le transport horizontal semble important, comme c'est le cas pour les régions couvertes par la mousson asiatique d'été.

Dans ce chapitre, l'accent est porté sur l'influence du transport horizontal des parcelles entre le sommet des nuages et la surface 380 K. Les simulations forward et backward forcées avec ERA-Interim permettent d'observer la position d'intersection des parcelles nuageuses à la surface 380 K et d'estimer leurs mouvements moyens dans la TTL. Par la suite, les résultats obtenus à partir d'un modèle unidimensionnel de transport commandé par les taux de chauffage seront présentés. Ce modèle simple permet d'estimer la répartition verticale des sources sans prendre en compte l'effet du transport horizontal dans la TTL.

1 Transport horizontal dans la TTL à partir des simulations lagrangiennes

Entre le sommet des nuages convectifs et la surface 380 K, le mouvement horizontal des parcelles d'air nuageuses est principalement contrôlé par les vents horizontaux présents à cette altitude durant la saison considérée. Durant DJF et JJA, les principaux vents présents en haute troposphère là où les parcelles sont le jet d'est tropical, les jets d'ouest subtropicaux et les vents d'ouest équatoriaux, cf. figure Fig. I.2. Les simulations forward et backward donnent cependant des résultats similaires concernant les répartitions verticales des sources, cf. chapitre V.

Les figures Fig. VI.2 et Fig. VI.4 présentent les positions moyennes des parcelles nuageuses lors de leur traversée de la surface 380 K, pour celles provenant de nuages convectifs durant respectivement DJF ou durant JJA. Chaque parcelle peut donc avoir voyagé entre 12 H ou 3 H (respectivement pour les trajectoires forward ou les trajectoires backward d'après l'intervalle de temps de sortie des simulations FLEXPART) et 3 mois avant d'atteindre 380 K.

1.1 Transport horizontal des parcelles entraînées durant DJF

Les répartitions moyennes des parcelles nuageuses, entraînées durant DJF et provenant de chaque région définie sur la figure Fig. II.3, lors de leur traversée de la surface 380 K sont montrées sur la figure Fig. VI.2. Seules les régions où la convection profonde est active sont considérées.

Pour toutes ces régions, le nombre de parcelles nuageuses backward est plus grand que celui des parcelles nuageuses forward, comme observé précédemment cf. figure Fig. V.3. Les temps de transit moyens backward associés étaient aussi plus grands que ceux des parcelles nuageuses forward, cf. tableau Tab. V.2. Les cartes de répartition horizontales montrent que, pour toutes les régions, les parcelles backward se sont davantage dispersées que les parcelles

forward. Cependant, les zones où les parcelles traversent majoritairement la surface 380 K sont directement comparables et se révèlent assez similaires.

En suivant le mouvement des parcelles nuageuses depuis leur détraînement jusqu'à la surface 380 K, il est possible d'estimer les trajectoires moyennes des parcelles dans la TTL. Les jets subtropicaux des deux hémisphères permettent un transport très rapide des parcelles nuageuses et dispersent beaucoup les parcelles. La carte Fig. VI.1 déjà présentée dans le chapitre introductif, rappelle les vents horizontaux climatologiques à 200 hPa durant l'hiver boréal.

Pour chaque région convective, résumé des trajectoires moyennes des parcelles entre leur instant de détraînement du sommet du nuage jusqu'à la zone correspondant à la fréquence de traversée maximum de la surface 380 K :

- *Af* : La majorité des parcelles traversent la surface 380 K à l'est de l'Atlantique sud. Cependant, les simulations backward accorde plus d'importance au golfe de Guinée tandis que le maximum de fréquence est observé autour de 15°S avec les trajectoires forward. Durant DJF, le jet d'est tropical est de faible intensité et les vents sont faibles sur l'Atlantique sud. Les parcelles d'air ont donc tendance à rester confinées proche de l'Afrique. Cependant, certaines sont transportées lentement vers l'Amérique centrale ou bien traversent l'équateur et peuvent être transportées par la partie sud du jet subtropical de l'hémisphère nord.
- *SAP* : Là aussi, la région de maximum de traversée est beaucoup plus large dans le cas des trajectoires backward que des trajectoires forward. Les parcelles forward traversent la surface 380 K majoritairement au nord ouest de l'Australie. Les parcelles backward, quant à elles, sont beaucoup plus nombreuses à se déplacer et traverser la surface 380 K principalement vers l'ouest, sur l'océan indien et pour certaines jusqu'à l'Afrique via le jet d'est tropical bien que faible durant DJF. Elles atteignent le sud du golfe du Bengale en traversant l'équateur et certaines rejoignent le jet subtropical de l'hémisphère nord.
- *SAm* : Les trajectoires forward et backward donnent des résultats très similaires. Les parcelles traversent la surface 380 K majoritairement aux larges de l'Amérique du sud autour de 0° à 15°S. Les autres se séparent principalement en deux branches : l'une vers l'Afrique en suivant les vents d'ouest équatoriaux puis le jet subtropical de l'hémisphère nord, l'autre en rejoignant la partie nord du jet subtropical de l'hémisphère sud.

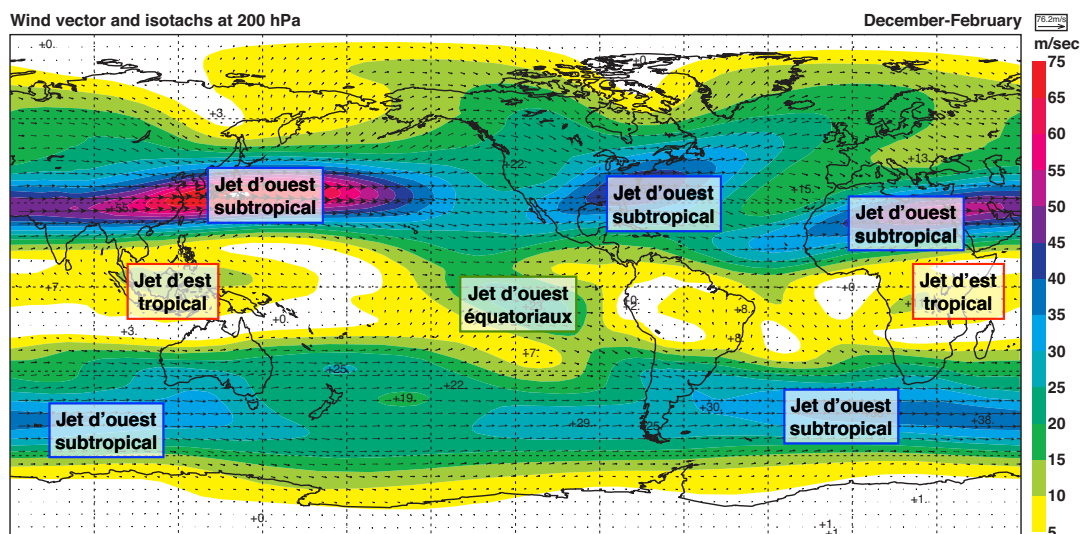


FIGURE VI.1 – Vent horizontal climatologique à 200 hPa pour l'hiver boréal. Adapté en ajoutant les noms des principaux vents. (D'après l'atlas de la réanalyse ERA-40 de l'ECMWF couvrant les années 1957 à 2002)

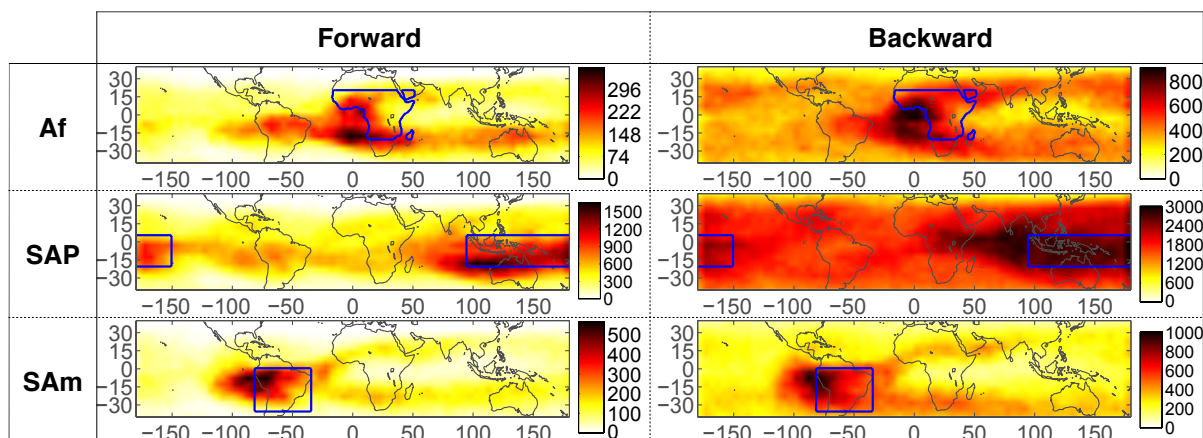


FIGURE VI.2 – Position des parcelles à la surface 380 K et provenant d'un (pour les trajectoires forward) ou atteignant un (pour les trajectoires backward) sommet d'un nuage convectif en décembre, janvier ou février et situé dans une région, définie selon la figure Fig. II.3 en moins de 3 mois. L'étendue de ces domaines est rappelée par le contour bleu. Pour chaque mois de détraînement (décembre, janvier ou février), le nombre moyen de parcelles atteignant la surface 380 K dans chaque domaine de 5° de latitude par 5° de longitude a été calculé. Ces résultats sont ensuite moyennés sur les 3 mois puis sur les années 2005 à 2008 afin d'obtenir les cartes présentées ici. Les résultats obtenus ne sont montrés que pour les régions où la convection est active durant DJF.

1.2 Transport horizontal des parcelles entraînées durant JJA

Les parcelles nuageuses issues de nuages convectifs profonds actifs durant JJA sont soumis à des vents horizontaux différents de ceux observés durant DJF. L'anticyclone de mousson asiatique est actif durant cette saison et le transport horizontal de ces parcelles en est fortement affecté. De plus, la position et la forme de l'anticyclone change d'une semaine à une autre et d'une année sur l'autre. Ici, seules les trajectoires moyennes seront étudiées.

Tout comme la saison DJF, les trajectoires backward sont plus nombreuses à correspondre à des parcelles issues de sommets des nuages convectifs profonds tropicaux et atteignant la surface 380 K que les trajectoires forward, cf. figure Fig. V.3, sauf dans le cas du plateau tibétain (Tibet). De plus, les temps de transit moyens s'avèrent être plus longs en moyenne dans le cas des simulations backward que des simulations forward, cf. tableau Tab. V.2. Les parcelles backward sont, cette fois-ci encore, davantage dispersées autour de la zone correspondante à la fréquence maximale de traversée, que les parcelles nuageuses forward. La carte Fig. VI.3 déjà présentée dans le chapitre introductif, rappelle les vents horizontaux climatologiques à 200 hPa durant l'été boréal.

De même que pour la saison DJF précédemment, description des trajectoires moyennes depuis les sommets des nuages convectifs profonds jusqu'à cette zone de traversée de la surface 380 K la plus probable :

- *Af* : Les parcelles sont entraînées presque immédiatement par le jet d'est tropical puis par le jet subtropical de l'hémisphère nord. La majorité atteint la surface 380 K à l'embranchement de ces deux jets. Les autres parcelles ne rattrapent pas le jet subtropical mais continuent vers l'ouest où elles atteignent 380 K. Ces zones d'intersection sont cependant plus étendues dans le cas des simulations backward.
- *SAP* : La majorité des parcelles intersectent la surface 380 K à l'ouest du Pacifique. Une partie des parcelles provenant de cette région suivent le jet d'est tropical qui s'étend de l'Indonésie jusqu'à l'Afrique centrale et partent vers l'ouest de l'océan Indien où elles peuvent atteindre 380 K. Cette augmentation de la fréquence d'intersection s'observe davantage au travers des simulations forward. Certaines repartent ensuite vers l'est en suivant le jet subtropical de l'hémisphère sud. La zone d'intersection de la surface 380 K s'étend aussi à l'est du pacifique sud. En effet, certaines parcelles sont très rapidement entraînées par le jet subtropical.
- *AML* : Les parcelles restent pour la plupart confinées dans ou autour de l'anticyclone de mousson asiatique. Dans le cas des simulations forward, elles atteignent cependant la surface 380 K plutôt au sud de l'anticyclone de mousson. En effet, les parcelles AML ont tendance à tourner autour de l'anticyclone avant d'intersecter la surface 380 K. Les temps

de transit des trajectoires forward sont en moyenne plus courts que ceux des trajectoires backward. Ces parcelles font moins de tours que celles des trajectoires backward.

- *NAPO* : Contrairement à la plupart des autres régions, la zone principale de traversée de la surface 380 K semble très éloignée de la région de déentraînement. Elle se situe au-dessus de l'Afrique du nord dans le cas des simulations forward et elle couvre une zone plus étendue allant de l'Amérique centrale à l'Afrique du Nord, en suivant le jet subtropical de l'hémisphère nord, dans le cas des simulations backward. Dans les deux simulations, les parcelles traversent aussi cette surface au sud de l'anticyclone de mousson asiatique, dans une zone restreinte au nord de l'Inde. Ces nombreuses parcelles d'air nuageuses ont, pour beaucoup, des temps de transit assez long, cf. tableau Tab. V.2 et figure Fig. V.4. Certaines d'entre elles sont directement entraînées par l'anticyclone de mousson asiatique jusqu'à l'Afrique du Nord. La majorité traverse la tropopause ou bien tourne autour de cet anticyclone. D'autres sont entraînées par la fin du jet d'est tropical, atteignent presque l'Amérique centrale, puis sont emportées par le jet subtropical qui lui aussi passe au-dessus de l'Afrique du nord.
- *CAm* : Les simulations forward et backward donnent des résultats très similaires bien qu'encore une fois, la zone où les intersections sont les plus nombreuses soit plus large dans le cas des trajectoires backward. Le maximum de fréquence d'intersection se situe sur le pacifique nord est. Les parcelles se déplacent en moyenne vers l'ouest après l'instant de déentraînement principalement à cause de la présence de la branche sud de l'anticyclone de mousson nord-américaine durant cette saison. Elles peuvent ensuite être transportées par le jet subtropical de l'hémisphère nord vers le nord est avant d'atteindre la surface 380 K.
- *Tibet* : En moyenne, les parcelles atteignent 380 K dans une zone très proche du plateau Tibétain. Cependant, elles sont davantage confinées dans le cas des trajectoires forward. En effet, celles-ci ont des temps de transit très courts, cf. tableau Tab. V.2 et figure Fig. V.4. Les parcelles forward intersectent principalement au sud ouest du plateau tibétain dans la région où déjà les parcelles AML atteignaient en majorité la surface 380 K. Au contraire, les parcelles backward atteignent la tropopause plutôt au centre du plateau tibétain. Dans les deux cas, les autres parcelles parviennent à 380 K dans la région de l'anticyclone de mousson asiatique. Le nombre maximum d'intersection de la surface 380 K dans une zone de 5° de longitude par 5° de latitude est, de plus, plus important dans le cas des trajectoires forward, contrairement à toutes les autres régions considérées. En effet, ces simulations ont montré que le plateau tibétain est une région très efficace pour transporter de l'air nuageux jusqu'à la tropopause, cf. la figure Fig. V.2. Le confinement des parcelles dans une très petite zone très proche de la source confirme cette idée, que ce soit au travers

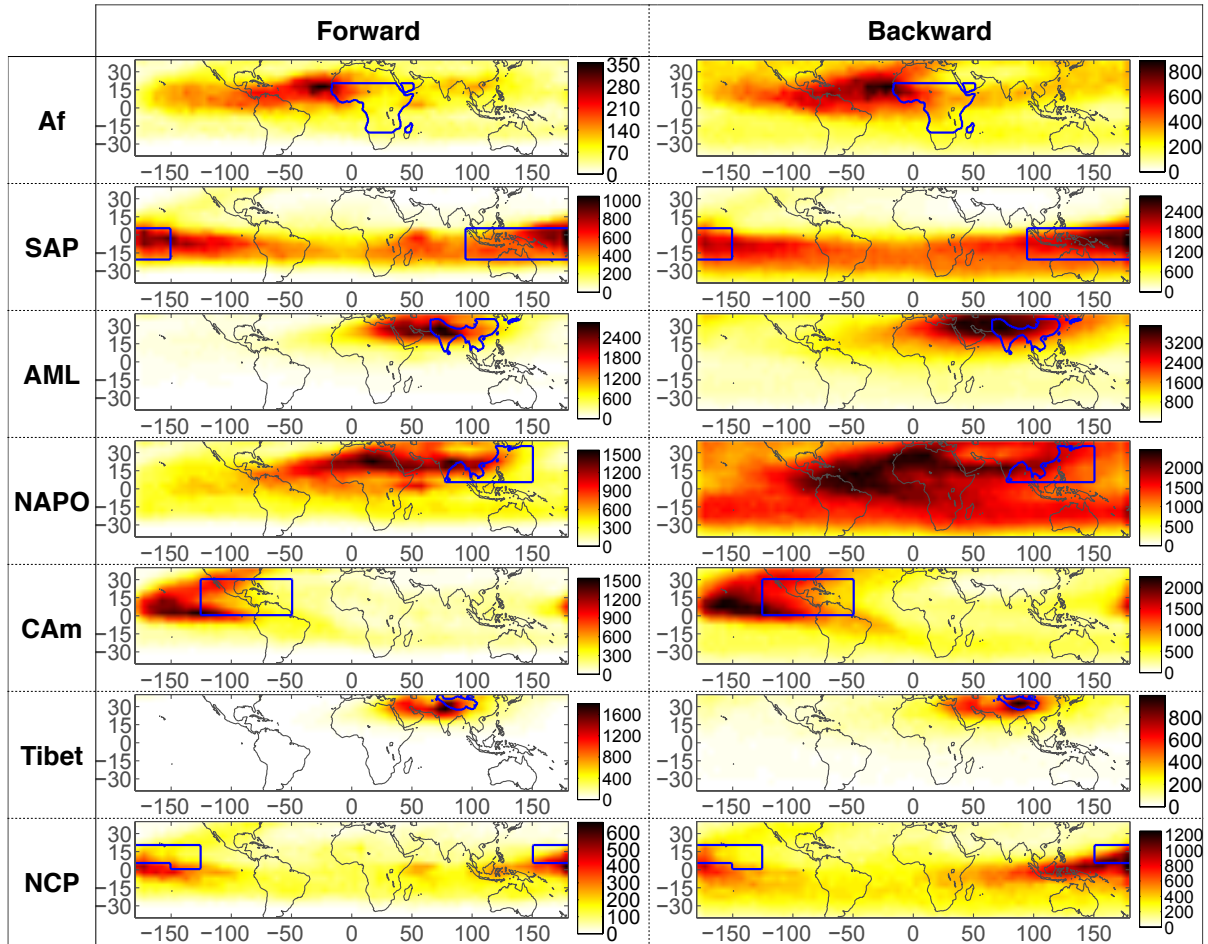


FIGURE VI.4 – Même chose que pour la figure Fig. VI.2 mais dans le cas où les parcelles sont détraînées depuis le sommet d'un nuage convectif durant JJA.

2 Modèle 1D de transport par les taux de chauffage radiatifs dans la TTL

Afin de quantifier davantage l'importance du transport horizontal, un modèle unidimensionnel a été proposé par Bernard Legras et Alexandra Tzella. Les résultats sont présentés ici afin de les comparer avec ceux issus des simulations de trajectoires forward présentées dans le chapitre V. En effet, la différence majeure entre les simulations forward et ce modèle unidimensionnel consiste dans le fait que ce dernier ne prend pas en compte le mouvement horizontal.

2.1 Présentation du modèle unidimensionnel

Le déplacement d'une parcelle d'air selon l'axe vertical en température potentielle θ peut être modélisé par le taux de chauffage radiatif moyen, noté $A(\theta)$ plus un bruit, comme proposé par [Sherwood and Dessler, 2003] :

$$d\theta = A(\theta) \delta t + \sqrt{B(\theta)} d\omega \quad (\text{VI.1})$$

$A(\theta)$ est calculé pour chaque mois à partir des taux de chauffage radiatifs, en terme de température potentielle en ciel nuageux, de la réanalyse choisie. Il correspond au profil moyen de ces taux de chauffage sur une région donnée, définie sur la figure Fig. II.3, et est en K.jour^{-1} . Dans ce cas δt est fixé à 1 jour.

$B(\theta)$ est défini comme étant la variance des taux de chauffage radiatifs multipliée par un temps caractéristique fixé lui aussi comme $\delta t = 1$ jour. Ce terme est en $\text{K}^2.\text{jour}^{-1}$. Cette variance est calculée à partir des taux de chauffage radiatifs donnés par la réanalyse pour ce mois. Comme ces données sont disponibles toutes les 3 heures pour ERA-Interim et toutes les 6 heures pour JRA-55, $B(\theta)$ prend en compte la variabilité spatiale et temporelle du chauffage radiatif, en incluant le cycle diurne. $d\omega$ peut de ce fait être vu comme un processus de Wiener (ou mouvement Brownien), qui est un type de bruit blanc gaussien de variance unité.

Le processus de Wiener est un processus markovien, c'est-à-dire que la probabilité d'apparition d'un état du système à un instant donné ne dépend que de son histoire la plus récente. Il existe donc une équation de Fokker-Planck associée à l'équation Eq. VI.1 qui gouverne la probabilité de transition $p(\theta_0, t_0 | \theta, t)$ d'une température potentielle θ_0 au temps t_0 vers la température potentielle θ au temps t [Gardiner, 2009] :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial A(\theta)}{\partial \theta} p + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 (p B(\theta))}{\partial \theta^2} \quad (\text{VI.2})$$

Cette équation peut être résolue analytiquement, en suivant la méthode proposée par [Gardiner, 2009], afin d'estimer certaines quantités.

Soit une parcelle d'air située initialement à la température potentielle θ_0 avec $\theta_0 \in [\theta_a; \theta_b]$. Sa probabilité de première sortie à travers la frontière supérieure θ_b est donnée par :

$$\Pi_b(\theta_0) = \frac{\int_a^{\theta_0} [\Psi(u)]^{-1} du}{\int_a^{\theta_b} [\Psi(u)]^{-1} du} \quad (\text{VI.3})$$

où, avec un g_1 arbitraire :

$$\Psi(u) = \exp \left(\int_{g_1}^u \frac{2A(g)}{B(g)} dg \right) \quad (\text{VI.4})$$

Dans cette étude, la majorité des sources convectives se trouvent dans l'intervalle $[330 \text{ K}; 380 \text{ K}]$, cf. chapitre V. L'intervalle considéré ici fixe donc $\theta_a = 330 \text{ K}$ et $\theta_b = 380 \text{ K}$ afin d'étudier les propriétés de transit jusqu'à la surface 380 K.

Si la distribution des sommets des nuages convectifs, situés dans une région donnée de la figure Fig. II.3, est connue via la densité de probabilité de la température de brillance, pdf(T_B), il est alors possible de déterminer la distribution des sources convectives :

$$\text{distribution des sources convectives } (\theta) = \Pi_b(\theta) \times \text{pdf}(T_B(\theta)) \quad (\text{VI.5})$$

La pdf de la température de brillance, pdf(T_B), peut être déduite de la figure Fig. II.9 qui prend en compte la correction de l'altitude des sommets des nuages de $\Delta z = 1 \text{ km}$.

2.2 Probabilité de sortie à la surface 380 K

Les figures Fig. VI.5a et Fig. VI.5b montrent les probabilités de transit Π_b définies par l'équation Eq. VI.3 pour $\theta_a = 330 \text{ K}$ et $\theta_b = 380 \text{ K}$. Cette probabilité de transit est calculée pour chaque boîte régionale de la figure Fig. II.3 pour chaque mois entre 2005 et 2008. Elles sont ensuite chacune moyennées sur ces 4 ans puis sur la saison. Les résultats sont montrés respectivement pour l'hiver (DJF) et l'été (JJA) boréals pour les régions où la convection est active.

Chaque fonction représentant la probabilité de sortie à la surface 380 K suit un comportement proche d'une fonction d'erreur. La position du passage entre les valeurs 0 et 1 est principalement déterminée par la position moyenne en température potentielle du $\text{LZRH}_{\text{sky}}^{\text{all}}$ de la région considérée, à cette période.

Il est possible d'expliquer cela en étudiant le cas simplifié où le taux de chauffage radiatif moyen $A(\theta)$ augmente linéairement passant d'une valeur négative en-dessous du $\text{LZRH}_{\text{sky}}^{\text{all}}$ vers une valeur positive au-dessus de celui-ci : $A = \Gamma(\theta - \tilde{\theta})$ où $\Gamma > 0$ et où $\tilde{\theta}$ correspond à la position en température potentielle du $\text{LZRH}_{\text{sky}}^{\text{all}}$. Si $B = 2\kappa$ est une constante positive, alors l'équation de Fokker-Planck, Eq. VI.2, se simplifie :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = - \frac{\partial \left(\Gamma (\theta - \tilde{\theta}) p \right)}{\partial \theta} + \kappa \frac{\partial^2 p}{\partial \theta^2} \quad (\text{VI.6})$$

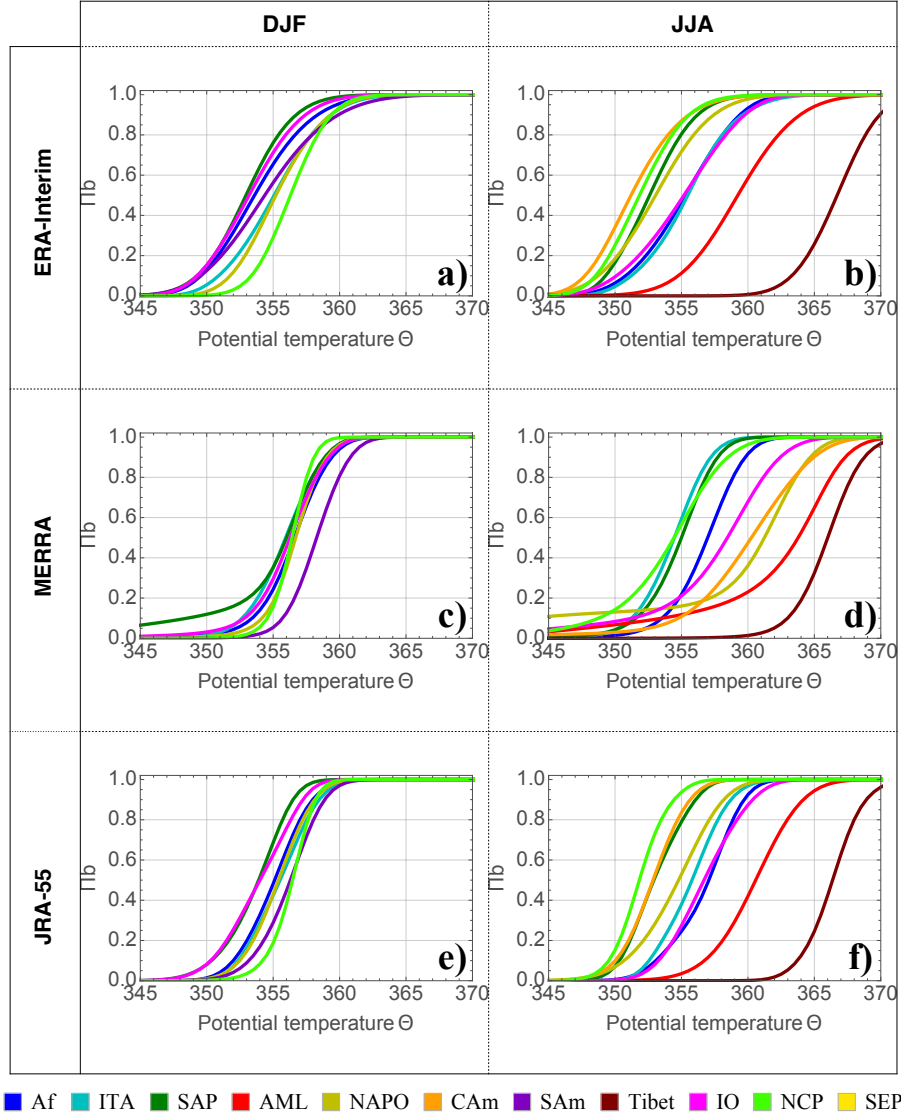


FIGURE VI.5 – Probabilité de sortie Π_b définie selon l'équation Eq. VI.3 en hiver (DJF) et en été (JJA) boréal. Ces probabilités sont moyennées sur les années 2005 à 2008, pour a) et b) : ERA-Interim, c) et d) : MERRA, e) et f) : JRA-55. Les courbes sont tracées pour chaque région, avec le même code couleur que celui défini sur la figure Fig. II.3. Les courbes associées aux régions non convectives sont masquées.

La probabilité de sortie en θ_b devient alors :

$$\Pi_b(\zeta_0) = \frac{\text{erf}(\zeta_0) - \text{erf}(\zeta_a)}{\text{erf}(\zeta_b) - \text{erf}(\zeta_a)} \quad (\text{VI.7})$$

avec

$$\zeta = \sqrt{\frac{\Gamma}{2\kappa}} (\theta - \tilde{\theta}) \quad (\text{VI.8})$$

Si θ_a et θ_b sont assez éloignés de $\tilde{\theta}$, ce qui est le cas ici avec $\theta_a = 330 \text{ K}$ et $\theta_b = 380 \text{ K}$, alors il est possible de simplifier l'équation précédente et dans ce cas :

$$\Pi_b(\zeta_0) = \frac{1}{2} (1 - \text{erf}(\zeta_0)) \quad (\text{VI.9})$$

La fonction représentant la probabilité de sortie à la surface 380 K peut donc en effet être approximée par une fonction proche d’une fonction d’erreur dont la position de la pente est dépendante de la position du $LZRH_{\text{sky}}^{\text{all}}$. La largeur de cette pente dépend, quant à elle, de la variance des taux de chauffage à proximité du $LZRH_{\text{sky}}^{\text{all}}$.

Les figures Fig. VI.5a et Fig. VI.5b correspondent respectivement aux résultats obtenus pour l’hiver (DJF) et l’été (JJA) boréals avec la réanalyse ERA-Interim. Durant l’hiver, les courbes correspondant aux régions où la convection est active vont de 0 à 1 dans un intervalle restreint et presque équivalent pour toutes les régions. La région SAP est cependant la plus pentue en passant de 0 à 1 en seulement environ 10 K entre 353 K et 363 K.

Pendant l’été (JJA), une plus grande variabilité est observée en fonction des régions. En effet, les positions moyennes des LZRH diffèrent davantage en fonction des régions. Les $LZRH_{\text{sky}}^{\text{all}}$ pour les régions AML et Tibet sont respectivement situés aux alentours de 359.0 K et 367.3 K durant l’été. Au contraire, le $LZRH_{\text{sky}}^{\text{all}}$ moyen de la région SAP est situé beaucoup plus bas, vers 352.1 K. Les courbes représentant la probabilité de sortie à 380 K des régions de l’Asie continentale (AML et Tibet) sont donc décalées vers des températures potentielles plus importantes que pour les autres régions. La largeur de la variation entre 0 et 1 est cependant toujours aux alentours de 10 K.

2.3 Distribution verticale des sources

En utilisant la densité de probabilité des sommets des nuages définie selon la température de brillance, $T_B \leq 230 \text{ K}$, ainsi que la distribution Π_b de la probabilité de sortie à la surface 380 K calculée ci-dessus, il est possible d’estimer la distribution verticale des sources convectives selon la température potentielle, cf. Eq.VI.5. Les résultats sont présentés figures Fig. VI.6c et Fig. VI.6d pour la réanalyse ERA-Interim respectivement pour l’hiver et l’été boréals.

Ces résultats sont à comparer directement avec ceux obtenus avec le modèle de transport lagrangien TRACZILLA en avant dans le temps (forward), qui avaient été présentés dans le chapitre V. Les figures associées ont été recopiées Fig. VI.6a et Fig. VI.6b. En effet, le modèle unidimensionnel considère la trajectoire de parcelles d’air, issues des sommets des nuages convectifs profonds, jusqu’à leur première intersection de la surface 380 K, tout comme le modèle forward. Comparer la répartition verticale des sources permet ainsi d’étudier l’importance du transport horizontal entre le sommet des nuages convectifs et la surface 380 K.

Que ce soit en hiver ou en été, le nombre total de sources associé à chaque région est toujours plus faible dans le cas des calculs forward en comparaison à ceux du modèle 1D. Cette différence de magnitude montre la fuite de parcelles vers les extra-tropiques dans le cas des trajectoires forward qui ne peut pas être représenté dans le cas d’un modèle unidimensionnel.

Durant l’hiver (DJF), le modèle 1D et le modèle forward voient tous deux une prédominance

de la région SAP. La position du pic modal associé à cette région est la même. Cependant, la pente de la queue de la distribution est plus douce dans le cas des trajectoires forward. Ainsi, pour la plupart des régions, plus la température potentielle est proche de 380 K, plus la distribution des sources obtenue avec les trajectoires forward se rapproche de celle obtenue avec le modèle 1D et donc moins le mouvement horizontal n'a d'importance pour permettre d'atteindre la surface 380 K.

Durant l'été (JJA), les simulations 1D prédisent, tout comme les simulations forward, de très grande disparités en fonction des régions avec plusieurs régions concurrentes, comme cela a déjà été discuté dans le chapitre V. Tout comme en hiver, les modèles 1D et forward donnent des résultats similaires, bien que les amplitudes soient différentes, sauf dans les régions couvertes par la convection continentale Asiatique (AML et Tibet). Cependant, il y a un léger décalage vers les températures potentielles plus faibles dans le cas du modèle 1D. De plus, celui-ci sous-estime l'importance du plateau Tibétain. Dans la région continentale de la mousson asiatique d'été (AML et Tibet), le transport horizontal ne peut être négligé. La majorité de l'air provenant de ces régions et plus particulièrement du plateau Tibétain (Tibet) est transportée rapidement jusqu'à la surface 380 K grâce au fort transport horizontal créé par l'anticyclone de mousson. L'importance de ce transport horizontal dans la région de l'anticyclone de mousson asiatique, qui sépare le lieu de la convection et la région de traversée de la tropopause, a déjà été observée dans de précédentes études [*Bannister et al.*, 2004; *James et al.*, 2008; *Park et al.*, 2009].

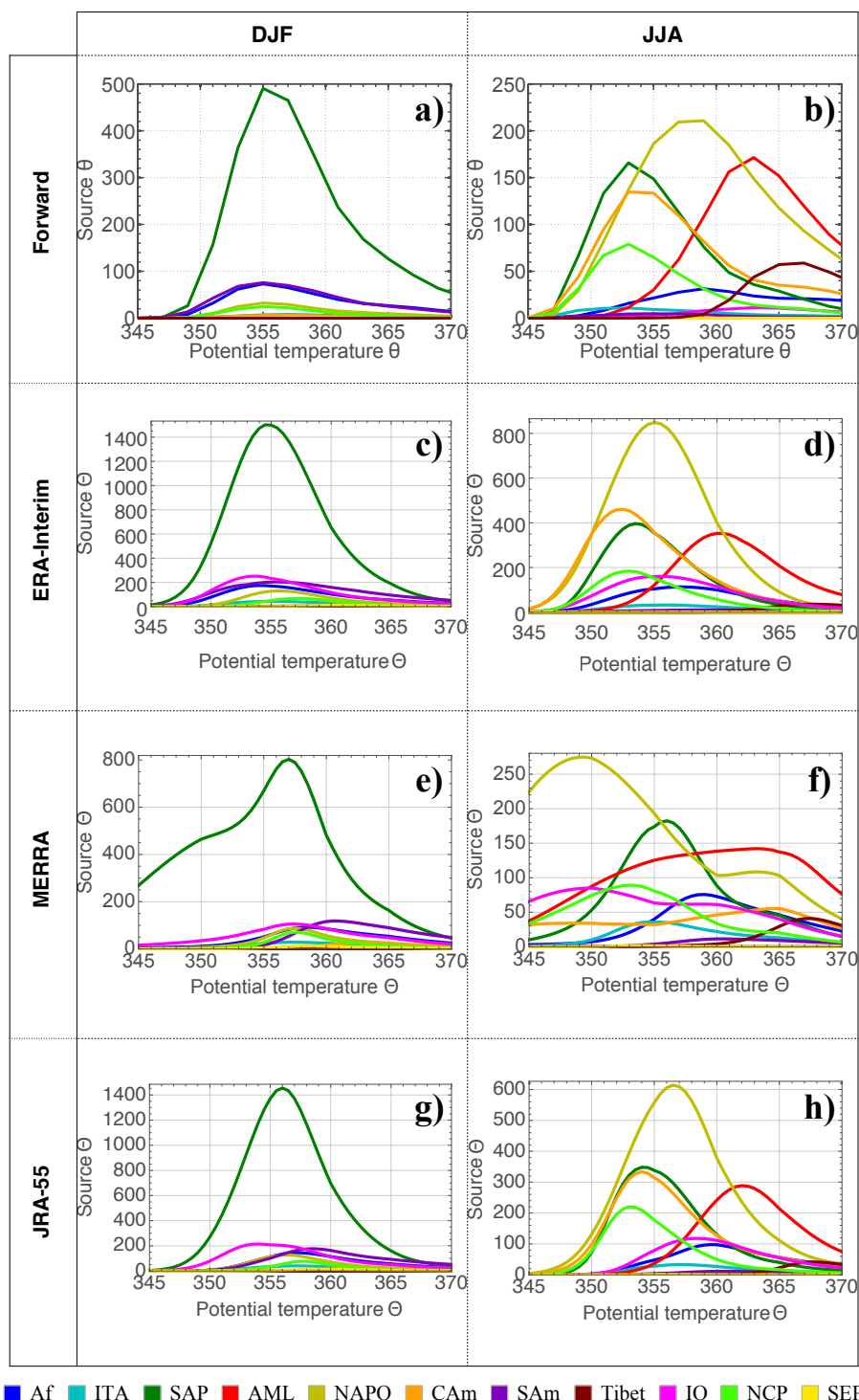


FIGURE VI.6 – Distribution verticale des sources en nombre de parcelles, obtenu avec le modèle 1D en hiver (DJF) et en été (JJA) en fonction de la température potentielle de la source, pour b) et c) : ERA-Interim, d) et f) : MERRA, g) et h) : JRA-55. Les figures a) et b) représente la distribution verticale des sources obtenue avec les calculs de trajectoires lagrangiennes forward forcées par les champs d'ERA-Interim et déjà présentés sur les figures Fig. V.3a et Fig. V.3c. L'axe vertical représente le nombre de parcelles calculé en moyenne mensuelle (puis moyenné sur DJF et JJA et sur les années 2005 à 2008) et est donné en K.jour^{-1} . Les courbes sont tracées pour chaque région, selon le code couleur de la figure Fig. II.3.

2.4 Modèle 1D : sensibilité à la réanalyse

Le principal avantage du modèle 1D consiste en sa rapidité. Il a donc été possible d'utiliser les taux de chauffage radiatifs des réanalyses MERRA et JRA-55 pour étudier la sensibilité à la réanalyse choisie.

Comparaison des taux de chauffage moyens et de leurs écarts-types des réanalyses ERA-Interim, JRA-55 et MERRA

Le modèle 1D est forcé par les taux de chauffage radiatifs en ciel clair, $Q_{\text{all_sky}}$, ainsi que leurs écarts-types associés, cf. Eq. VI.1. Leurs profils sont tracés, pour les trois réanalyses, sur la figure Fig. VI.7 pour les mois de janvier et de juillet 2005.

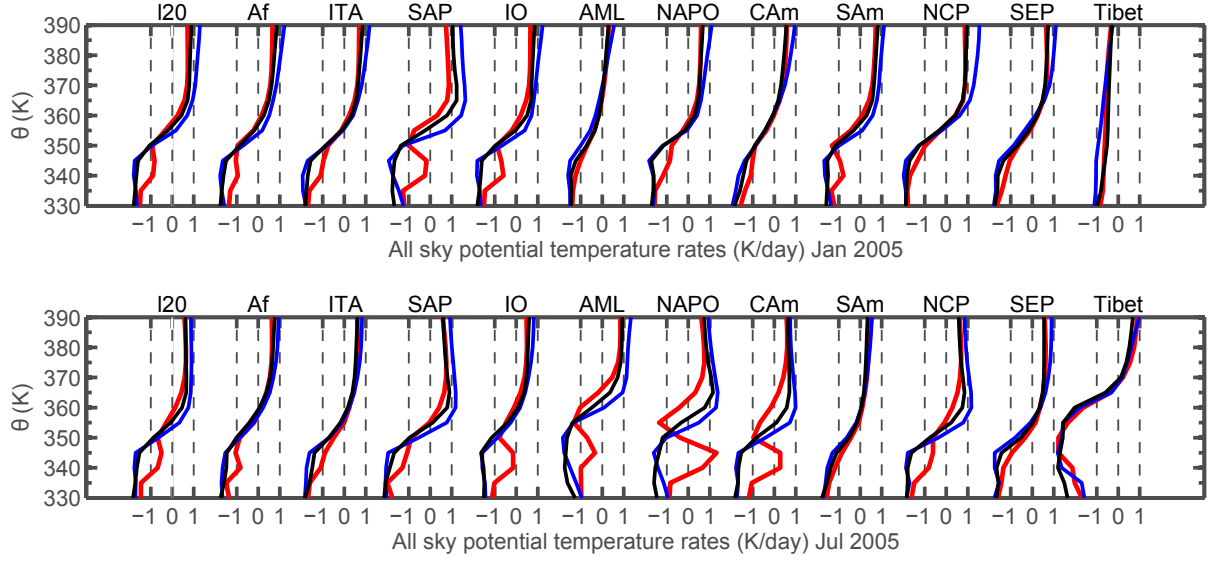
En moyenne, les amplitudes des chauffage radiatifs des réanalyses ERA-Interim et JRA-55 sont relativement proches quelques soient la région et le mois. Cependant, ERA-Interim réchauffe davantage que JRA-55 dans la basse stratosphère ainsi que dans les régions convectives, par exemple SAP en janvier. De plus, les écarts types des taux de chauffage d'ERA-interim sont toujours plus grands que ceux de JRA-55. Ces importants écarts-types sont principalement causés par de grandes variations spatiales et non à un important cycle diurne.

Les profils des taux de chauffage de MERRA sont, quant à deux, très différents. Dans les niveaux supérieurs, ils se rapprochent de ceux obtenus pour JRA-55. Par contre en dessous, ils diffèrent grandement des deux autres réanalyses spécialement durant l'été où ils forment un "S" en dessous de 370 K à cause d'un très fort cycle diurne à cette altitude. Cependant, durant l'été au niveau du plateau tibétain (Tibet), les taux de chauffage moyens des trois réanalyses s'accordent assez bien hormis dans les basses altitudes. Les écarts-types obtenus pour MERRA sont proches de ceux obtenus pour JRA-55 sauf dans les régions convectives, où, dans ce cas, ils sont maximums autour de 340 K et 350 K.

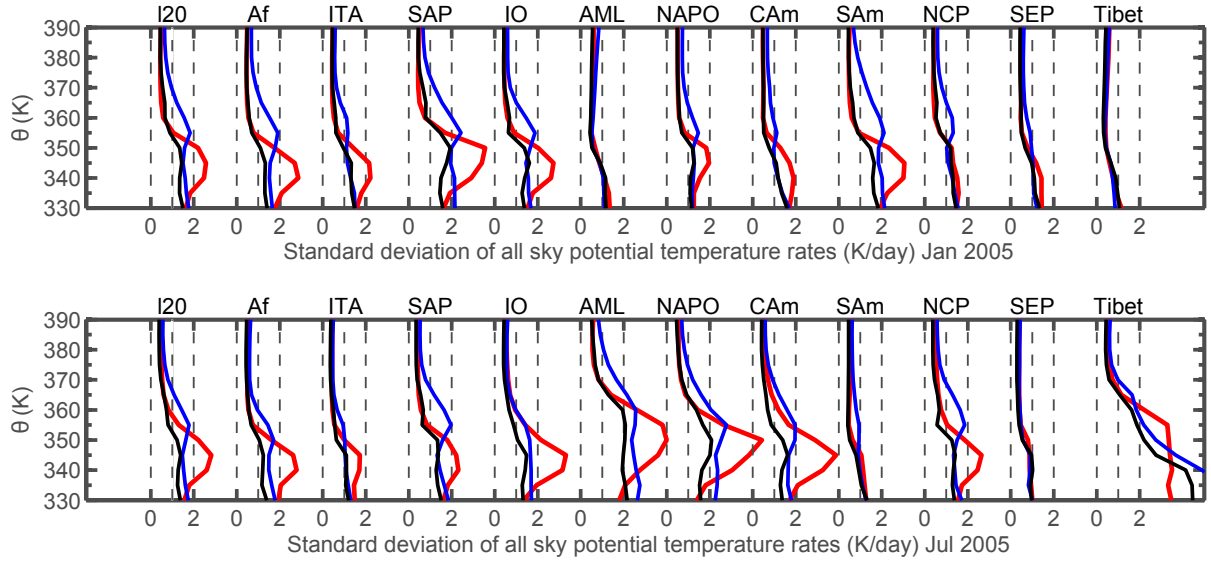
Distribution verticale des sources : JRA-55 et MERRA

Les taux de chauffage et leurs écarts-types peuvent être différents entre les trois réanalyses ce qui pourrait grandement influencer les résultats obtenus avec le modèle 1D de transport.

Les probabilités de sorties à la surface 380 K, Π_b , obtenus pour JRA-55 durant DJF et JJA, cf. figures Fig. VI.5e et Fig. VI.5f respectivement, sont proches de ceux d'ERA-Interim, cf. figures Fig. VI.5a et Fig. VI.5b respectivement. En effet, les taux de chauffage et leurs écarts-types de ces deux réanalyses, JRA-55 et ERA-Interim, sont proches. De ce fait, le modèle 1D obtient des distributions verticales des sources similaires entre ces deux réanalyses durant DJF et JJA, cf. respectivement figures Fig. VI.6g et Fig. VI.6h pour JRA-55 et Fig. VI.6c et Fig. VI.6d pour ERA-Interim. Un faible décalage vers les température potentielles plus hautes



(a) Q_{all}^{sky} moyens, pour janvier (en haut) et juillet (en bas) 2005



(b) Écarts-types moyens de Q_{all}^{sky} , pour janvier (en haut) et juillet (en bas) 2005

FIGURE VI.7 – Profils moyens verticaux, en fonction de la température potentielle, des taux de chauffage radiatifs en température potentielle (K/jour), Fig. VI.7a, et de leurs écarts-types, Fig. VI.7, pour les réanalyses ERA-Interim (en bleu), MERRA (en rouge) et JRA-55 (en noir). Les résultats sont moyennés sur janvier et juillet 2005 et présentés pour chaque régions de la figure Fig. II.3.

est cependant observé pour JRA-55, dû à des écarts-types plus faibles que ceux d'ERA-Interim. Les trajectoires lagrangiennes backward donnaient déjà des distributions verticales très proches pour ERA-Interim et JRA-55, cf. figures Fig. V.3 et Fig. V.8.

Les taux de chauffage de MERRA sont très différents de ceux des deux autres réanalyses. De

ce fait, les probabilités de sorties à la surface 380 K, Π_b , sont eux aussi très différents, particulièrement durant JJA, par exemple sur NAPO, cf. figures Fig. VI.5c et Fig. VI.5d respectivement durant DJF et JJA. MERRA montre les mêmes sources prédominantes que les autres réanalyses mais les distributions verticales des sources sont très déformées à cause de ce comportement particulier des taux de chauffage dans la TTL, cf. les figures Fig. VI.6e pour DJF et Fig. VI.6f pour JJA.

3 Résumé et conclusions

Les trajectoires backward et forward dans la TTL ont donné des distributions verticales des sources convectives cohérentes, cf. chapitre V. L'étude de la position moyenne de traversée des trajectoires à la surface 380 K permet d'observer l'importance du transport horizontal. Les simulations forward et backward donnent des résultats proches bien que les parcelles backward se dispersent davantage, conformément à leurs temps de transit plus longs. Les jets subtropicaux permettent, durant DJF mais aussi JJA, aux parcelles s'étant éloignées de leur zone de déentraînement, de parcourir de très longues distances avant de traverser la surface 380 K.

Pendant l'hiver boréal, SAP est la source principale d'air entrant dans la stratosphère. Ces parcelles d'air sont majoritairement soumises au jet d'est tropical et se déplacent vers l'ouest sur l'océan Indien. Certaines rejoignent les jets subtropicaux et se dispersent.

Durant l'été boréal, le jet subtropical de l'hémisphère nord se confond avec la partie nord de l'anticyclone de mousson asiatique. Les parcelles d'air peuvent tourner une ou plusieurs fois autour de l'anticyclone de mousson avant d'être de nouveau transportées vers l'est par le jet subtropical de l'hémisphère nord. Cet anticyclone influence le transport des parcelles d'air de presque toutes les régions dès lors qu'elles se sont assez éloignées du sommet du nuage convectif. Le jet d'est équatorial tend à transporter les parcelles vers l'est avant qu'elles ne soient interceptées par le jet subtropical nord à l'est des côtes de l'Afrique. La branche nord de l'anticyclone de la mousson d'Amérique du Nord, quant à elle, entraîne des parcelles, principalement celles de l'Amérique Centrale (CAm) vers l'ouest, autour 10°N, avant qu'elles ne soient transportées vers le nord est par le jet subtropical situé sur l'Amérique du Nord. Le plateau tibétain (Tibet) constitue une région particulière où les parcelles restent plutôt confinées au-dessus de ce plateau.

La distribution verticale des sources a été assez bien reproduite par un simple modèle unidimensionnel de transport qui considère seulement le taux de chauffage moyen et sa variance dans chaque région et chaque mois. Ceci est dû au fait que la majorité des sources est localisée à la proximité du LZRH de la région considérée.

Cependant, ce modèle unidimensionnel trouve une moindre contribution des régions où le transport horizontal est important à cause de la présence de l'anticyclone de mousson asiatique.

Le transport qui sépare le lieu de la convection de la région de traversée de la surface 380 K est la principale raison des différences observées entre les simulations 1D et 3D durant l'été boréal en dehors du Tibet. Le plateau tibétain (Tibet) joue encore une fois un rôle spécial puisque sans le transport horizontal, comme dans le modèle unidimensionnel, cette région ne contribue pas à l'air stratosphérique. Bien que les sommets des nuages situés sur Tibet soient plus élevés que dans les autres régions, cf. figure Fig. II.9, et que les parcelles restent confinées proches de ce plateau, cf. figure Fig. VI.4, le transport horizontal, dû à l'anticyclone de mousson asiatique, est nécessaire pour que celles-ci puissent atteindre 380 K.

La distribution verticale des sources a aussi pu être estimée pour les réanalyses MERRA et JRA-55 grâce à ce modèle unidimensionnel peu coûteux. Les taux de chauffage d'ERA-Interim et de JRA-55 sont très similaires dans la TTL contrairement à ceux de MERRA qui manifeste un très fort cycle diurne vers 350 K. De ce fait, les distributions verticales des sources d'ERA-Interim et de JRA-55 sont très comparables contrairement à celles de MERRA. Dans le cadre des simulations lagrangiennes backward, JRA-55 et ERA-Interim permettaient déjà d'obtenir des distributions proches.

Cette étude a permis d'observer l'influence des jets subtropicaux et jet d'est tropical sur le transport des parcelles d'air nuageuses jusqu'à la surface 380 K. Elle a aussi permis de mettre en lumière l'importance du transport horizontal et particulièrement de celui engendré par l'anticyclone de mousson asiatique durant l'été boréal. Il serait par la suite intéressant de s'intéresser plus particulièrement aux régions où les parcelles traversent préférentiellement la surface 380 K après avoir été transportées horizontalement. Il serait, de plus, intéressant de quantifier davantage le rôle de l'anticyclone de mousson asiatique.

CHAPITRE VII

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Sommaire

1	Conclusion générale	128
2	Perspectives	131

1 Conclusion générale

La tropopause tropicale (TTL) est une région centrale de l’atmosphère. Elle contrôle le transport de l’air entraîné des cumulonimbus tropicaux mais aussi la composition de l’air entrant dans la stratosphère. La recherche menée dans cette thèse avait pour but de mieux comprendre le lien entre la convection profonde tropicale et le transport à travers la tropopause tropicale, ou plus particulièrement jusqu’à la surface 380 K. En effet, bien que la distribution moyenne de la convection tropicale soit bien connue, il reste des incertitudes sur l’intensité ainsi que sur la localisation des sources convectives dans la TTL.

Cette thèse repose principalement sur la comparaison de trajectoires lagrangiennes intégrées en avant (forward) et en arrière (backward) dans le temps, entre le sommet des nuages convectifs profonds et la surface 380 K. Pour cela, le modèle de transport lagrangien TRACZILLA a été forcé par les vents horizontaux et les taux de chauffage radiatifs d’ERA-Interim, ou bien dans un cas particulier de JRA-55. Les sommets des nuages convectifs profonds ont, quant à eux, été déterminés à partir des profils verticaux de température d’ERA-Interim et des cartes de température de brillance CLAUS.

Les différents résultats répondant aux objectifs de la thèse sont les suivants :

- **Une TTL plus sèche en humidité relative dans la réanalyse MERRA peut-elle expliquer les différences observées entre les taux de chauffage radiatif d’ERA-Interim et de MERRA dans la TTL ?**

Les taux de chauffage radiatifs de MERRA et d’ERA-Interim diffèrent dans la TTL. MERRA présente un biais froid dû à un cycle diurne très important. L’utilisation du code de transfert radiatif RRTM a permis d’émettre plusieurs hypothèses. Une première hypothèse concerne les différences observées sur les profils d’humidité relative. Cependant, ces profils ainsi que ceux de température ne semblent pas pouvoir expliquer la différence de pression associée au $LZRH_{\text{clear sky}}$ d’ERA-Interim et de MERRA. Ces deux réanalyses n’utilisent pas les mêmes profils d’ozone pour calculer les taux de chauffage radiatifs. Cela pourrait induire une différence sur ces taux de chauffage. ERA-Interim utilise la climatologie de Fortuin tandis que MERRA utilise les profils de concentration d’ozone issus du modèle de prévision [Paul et al., 1998]. Cependant, cette hypothèse n’a pas pu être vérifiée car ces dernières données ne sont pas mises à disposition. Une seconde hypothèse concerne les codes radiatifs utilisés. Ceux implémentés dans ERA-Interim et dans MERRA diffèrent, ce qui pourrait jouer sur les valeurs des taux de chauffage et plus particulièrement sur la position du $LZRH_{\text{clear sky}}$.

- **Quelle est la répartition et la contribution régionale des sources convectives atteignant la surface 380 K ?**

Toute l'année, environ 85 % des parcelles à 380 K proviennent du sommet d'un nuage convectif profond. De novembre à avril, les sources proviennent principalement de la warm pool (SAP) qui contribue jusqu'à 70 % au flux de masse à la surface 380 K. La situation se complexifie entre juin et septembre, période pendant laquelle les régions de la mousson asiatique prédominent. Bien que les distributions verticales des sources océaniques et continentales asiatiques diffèrent tout comme leurs temps de transit, leurs contributions sont similaires.

Les parcelles d'air prennent entre 20 et 30 jours, en moyenne mensuelle pour les trajectoires forward, pour atteindre la surface 380 K depuis l'instant de déentraînement du sommet du nuage. L'écart type sur ces temps de transit moyens est cependant assez grand, de l'ordre de 15 jours. De plus, ils sont plus courts sur l'Asie continentale durant l'été : de l'ordre de 3 semaines sur le continent asiatique AML et de 2 semaines sur le plateau tibétain (Tibet). Ceux des trajectoires backward sont plus longs et cet écart s'observe davantage pour le plateau tibétain (Tibet). La distribution régionale des sources trouvées ici se rapproche de celle trouvée dans d'autres études fondées sur l'utilisation de trajectoires cinématiques [Orbe *et al.*, 2015; Chen *et al.*, 2012]. Cependant, les temps de transit diffèrent. Par exemple sur l'Asie, Orbe *et al.* [2015] observent un pic modal aux alentours de 3 jours tandis que Chen *et al.* [2012] l'observent vers 3 mois.

En moyenne mensuelle à la surface 380 K, le flux de masse ascendant est maximum durant février et minimum en septembre. Le cycle saisonnier de ce flux de masse est décalé d'environ un mois par rapport à celui des sources, du fait du temps de transit moyens des parcelles à travers la TTL. En moyenne, le rapport des contributions continentales-océaniques au flux de masse à la surface 380 K est d'environ 25.5 % / 74.5 %, en accord avec le rapport des superficies. Cependant, la warm pool (SAP) domine durant l'hiver boréal.

- **L'intensité des sources convectives traversant la surface 380 K est-elle directement liée à l'altitude des sommets des nuages convectifs ?**

Les sommets des nuages convectifs continentaux situés sur l'Afrique (Af) et l'Amérique du Sud (SAm) sont en moyenne les plus élevés [Liu and Zipser, 2005]. Cependant, les parcelles d'air, backward et forward, détraînées de ces sommets ne contribuent pas autant que celles détraînées depuis l'Asie-Pacifique sud (SAP) et de l'océan Asie-Pacifique nord (NAPO). CLAUS capture très bien les grandes enclumes mais ce jeu de données ne permet pas de prendre en compte les overshoots rapides ou de très petite échelle pouvant se former au-dessus de ces enclumes. De ce fait, les effets des overshoots de petite échelle ne sont pas pris en compte ici bien qu'ils soient souvent observés sur ces régions [Corti *et al.*, 2008; Liu *et al.*, 2010].

La comparaison des trajectoires forward et backward permet d’obtenir des distributions régionales des sources parmi les différentes régions qualitativement robustes aux incertitudes de la méthode. Elles restent cependant sensibles quantitativement à la représentation des sommets des nuages convectifs et de la réanalyse utilisée. En général, un décalage de 1 km vers le haut du sommet des nuages entraînent un décalage des sources convectives vers le haut ainsi qu’une plus grande dispersion verticale. Cependant, cet effet n’impacte pas la proportion de parcelles backward qui atteignent un nuage.

- **Comment l’altitude du $\text{LZRH}_{\text{all sky}}$ influence-t-elle la traversée des parcelles d’air nuageuses à travers la surface 380 K ?**

Le LZRH crée une barrière au transport de grande échelle de parcelles d’air à travers la stratosphère [Folkins *et al.*, 1999]. La plupart des sources convectives forward et backward, environ 80 % et ce jusqu’à 90 %, sont en fait localisées au-dessus du $\text{LZRH}_{\text{all sky}}$. La région du plateau tibétain est la seule région pour laquelle les sources sont situées en moyenne bien en-dessous du $\text{LZRH}_{\text{all sky}}$. De ce fait, seul un faible pourcentage d’événements convectifs pénétrant assez haut dans la TTL est pertinent comme source stratosphérique.

Cependant, les sources convectives restent proches du $\text{LZRH}_{\text{all sky}}$. Ce niveau impacte fortement la distribution de ces sources. Cette hypothèse est confirmée grâce au modèle unidimensionnel de transport à partir des taux de chauffage radiatif.

- **Comment l’air détraîné du sommet des nuages convectifs du plateau Tibétain contribue-il à l’air stratosphérique ?**

Le plateau Tibétain est un fournisseur très efficace d’air durant l’été boréal, d’après les résultats des simulations lagrangiennes forward. Cependant, il est en quantité qu’un faible contributeur en comparaison aux autres régions, compte tenue de sa faible superficie.

Les parcelles d’air atteignent la surface 380 K beaucoup plus rapidement que dans les autres régions. Lors de leur ascension, elles restent confinées dans un conduit situé sur le plateau tibétain, comme l’avait précédemment observé Bergman *et al.* [2013].

Les sources convectives forward du plateau Tibétain (Tibet) sont situées en moyenne à une altitude plus élevée que dans les autres régions. Cependant, sans la présence de l’anticyclone de mousson asiatique, ces parcelles, situées en moyenne bien en-dessous du $\text{LZRH}_{\text{all sky}}$ n’atteignent pas la surface 380 K. Cette hypothèse a été corroborée par l’utilisation du modèle unidimensionnel.

Une bonne détermination de l’altitude du sommet des nuages semble cependant primordiale à l’étude de l’impact du plateau tibétain [Fu *et al.*, 2006; Wright and Fueglistaler, 2013]. De plus, l’efficacité de cette région est cependant sensible à la représentation des sommets des nuages.

• Quel est le rôle de la circulation à grande échelle ?

L'utilisation du modèle unidimensionnel de transport par les taux de chauffage radiatifs a permis d'étudier l'importance du transport horizontal dans la TTL. Les jets subtropicaux, que ce soit durant l'hiver ou l'été boréal, et le jet d'est équatorial, principalement durant l'été, transportent les parcelles s'étant éloignées de leur zone de déentraînement, de parcourir de très longues distances avant de traverser la surface 380 K. Le modèle unidimensionnel reproduit dans l'ensemble assez bien la distribution des sources obtenue à l'aide des trajectoires lagrangiennes forward.

Les régions de mousson influe sur le transport des parcelles. Durant l'hiver boréal, la partie sud de l'anticyclone de la mousson nord-américaine transporte les parcelles d'air issues de la convection profonde d'Amérique centrale vers l'ouest. Durant l'été boréal, le transport horizontal dans la TTL est très influencé par l'activité de l'anticyclone de mousson asiatique. 87% de l'air de l'anticyclone de mousson asiatique est originaire du continent asiatique. Toutes les régions sont influencées par l'activité de cet anticyclone. En effet, durant cette période, le jet subtropical nord fusionne avec la partie nord de l'anticyclone. De ce fait, les parcelles peuvent être entraînées et tourner autour de cet anticyclone avant d'atteindre la surface 380 K. Les parcelles détraînées au-dessus du plateau tibétain atteignent, quant à elles, la surface 380 K seulement lorsque l'anticyclone de mousson est actif. En effet, le modèle 1D sous-estime très fortement le nombre de sources associées à cette région.

2 Perspectives

Ce travail de thèse a permis d'étudier et de quantifier de façon globale le transport de l'air tropical nuageux dans la TTL. La principale incertitude de cette étude réside dans la détermination précise des sommets des nuages convectifs profonds et des taux de chauffage radiatifs. Les données de température de brillance CLAUS ne permettent pas de savoir si un cirrus recouvre le sommet d'un nuage convectif ni d'observer les overshoots très rapides ou de petite échelle. Ces overshoots peuvent être très fréquents sur certaines régions comme sur l'Afrique et l'Amérique du sud et injectent directement de l'air troposphérique dans la stratosphère. La prise en compte de ces overshoots pourrait augmenter la contribution de ces régions. Pour cela, il serait intéressant d'utiliser les caractéristiques et le cycle diurne des sommets des nuages convectifs profonds pouvant être obtenus à partir des données géostationnaires à haute résolution temporelle et des mesures des instruments actifs et passifs de l'A-Train. De plus, les résultats des modèles de convection atmosphérique à haute résolution (modèles LES) pourraient permettre de représenter statistiquement les overshoots transitoires qui peuvent se produire au-dessus des enclumes des nuages convectifs profonds.

Durant l'été boréal, la région de la mousson asiatique d'été est une source importante d'air troposphérique à la stratosphère. Elle regroupe différentes sous-régions pouvant être reliées à des régimes convectifs dont les spécificités sont différentes, par exemple sur le golfe du Bengale en comparaison au plateau tibétain. Les boîtes régionales définies pour cette thèse ne permettent pas d'étudier précisément l'impact de ces différentes régions sur la distribution et la contribution des sources convectives. Il serait donc nécessaire de raffiner davantage ces définitions et d'effectuer les simulations en se focalisant sur ces régions et non plus sur toute la bande tropicale. L'anticyclone de mousson asiatique piège une grande quantité d'aérosol (ATAL). Par la suite, il serait possible d'étudier le transport des aérosols depuis ces régions toujours grâce à la comparaison des trajectoires lagrangiennes forward et backward. Des mesures aéroportées à haute altitude sont prévues lors du projet StratoClim (Stratospheric and upper tropospheric processes for better climate predictions). Les trajectoires lagrangiennes pourront alors être comparées à ces mesures in-situ.

Les résultats présentés dans cette thèse ont été moyennés sur 4 ans, de 2005 à 2008. Cependant, il serait intéressant d'étudier la variabilité interannuelle des propriétés des sources. En effet, par exemple, la position et l'intensité de l'anticyclone de mousson asiatique diffère d'une année à l'autre. De ce fait, le transport horizontal des parcelles dans la TTL s'en trouve modifié. La distribution verticale des sources et leurs temps de transit associés sont alors différents. Il serait de même pertinent d'étudier l'impact des années El Niño et La Niña.

L'importance du transport horizontal ainsi que les trajectoires principales dans la TTL ont été exposées durant cette thèse. Par la suite, il serait nécessaire de davantage quantifier l'effet de ce transport horizontal ainsi que d'étudier plus précisément les régions privilégiées de traversée de la surface 380 K.

BIBLIOGRAPHIE

- Abalos, M., W. J. Randel, and E. Serrano (2012), Variability in upwelling across the tropical tropopause and correlations with tracers in the lower stratosphere, *Atmospheric Chemistry and Physics*, 12(23), 11,505–11,517, doi :10.5194/acp-12-11505-2012.
- Adler, R. F., and R. A. Mack (1986), Thunderstorm Cloud Top Dynamics as Inferred from Satellite Observations and a Cloud Top Parcel Model, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 43(18), 1945–1960, doi : 10.1175/1520-0469(1986)043<1945:TCTDAI>2.0.CO;2.
- Adler, R. F., A. J. Negri, P. R. Keehn, and I. M. Hakkarinen (1993), Estimation of Monthly Rainfall over Japan and Surrounding Waters from a Combination of Low-Orbit Microwave and Geosynchronous IR Data, *Journal of Applied Meteorology*, 32(2), 335–356, doi :10.1175/1520-0450(1993)032<0335:EOMROJ>2.0.CO;2.
- Andrews, D. G., J. R. Holton, and C. B. Leovy (1987), *Middle atmosphere dynamics*, no. v. 40 in International geophysics series, Academic Press, Orlando.
- Appenzeller, C., J. R. Holton, and K. H. Rosenlof (1996), Seasonal variation of mass transport across the tropopause, *Journal of Geophysical Research*, 101(D10), 15,071, doi :10.1029/96JD00821.
- Aschmann, J., B.-M. Sinnhuber, E. L. Atlas, and S. M. Schauffler (2009), Modeling the transport of very short-lived substances into the tropical upper troposphere and lower stratosphere, *Atmospheric Chemistry and Physics*, 9(23), 9237–9247.
- Atticks, M. G., and G. D. Robinson (1983), Some features of the structure of the tropical tropopause, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 109(460), 295–308.
- Bannister, R. N., A. O’neill, A. R. Gregory, and K. M. Nissen (2004), The role of the south-east Asian monsoon and other seasonal features in creating the ‘tape-recorder’ signal in the Unified Model, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 130(599), 1531–1554, doi :10.1256/qj.03.106.
- Barrel, S., L. P. Riishojgaard, and J. Dibbern (2011), The Global Observing System, *The journal of the World Meteorological Organization*, 62(1).
- Bergman, J. W., E. J. Jensen, L. Pfister, and Q. Yang (2012), Seasonal differences of vertical-transport efficiency in the tropical tropopause layer : On the interplay between tropical deep convection, large-scale vertical ascent, and horizontal circulations, *Journal of Geophysical Research*, 117(D5), doi :10.1029/2011JD016992.

BIBLIOGRAPHIE

- Bergman, J. W., F. Fierli, E. J. Jensen, S. Honomichl, and L. L. Pan (2013), Boundary layer sources for the Asian anticyclone : Regional contributions to a vertical conduit, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, *118*(6), 2560–2575, doi :10.1002/jgrd.50142.
- Bergman, J. W., L. Pfister, and Q. Yang (2015), Identifying robust transport features of the upper tropical troposphere, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, *120*(14), 6758–6776, doi :10.1002/2015JD023523.
- Bjerknes, J. (1969), Atmospheric teleconnections from the equatorial pacific, *Monthly Weather Review*, *97*(3), 163–172, doi :10.1175/1520-0493(1969)097<0163:ATFTEP>2.3.CO;2.
- Brewer, A. W. (1949), Evidence for a world circulation provided by the measurements of helium and water vapour distribution in the stratosphere, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *75*(326), 351–363.
- Böing, S. J., A. P. Siebesma, J. D. Korpershoek, and H. J. J. Jonker (2012), Detrainment in deep convection, *Geophysical Research Letters*, *39*(20), n/a–n/a, doi :10.1029/2012GL053735.
- Bönisch, H., A. Engel, T. Birner, P. Hoor, D. W. Tarasick, and E. A. Ray (2011), On the structural changes in the Brewer-Dobson circulation after 2000, *Atmospheric Chemistry and Physics*, *11*(8), 3937–3948, doi : 10.5194/acp-11-3937-2011.
- Carminati, F., P. Ricaud, J.-P. Pommereau, E. Rivière, S. Khaykin, J.-L. Atti , and J. Warner (2014), Impact of tropical land convection on the water vapour budget in the tropical tropopause layer, *Atmospheric Chemistry and Physics*, *14*(12), 6195–6211, doi :10.5194/acp-14-6195-2014.
- Chaboureau, 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, *Atmospheric Chemistry and Physics*, *7*(7), 1731–1740.
- Chambon, P., I. Jobard, R. Roca, and N. Viltard (2013), An investigation of the error budget of tropical rainfall accumulation derived from merged passive microwave and infrared satellite measurements, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *139*(673), 879–893, doi :10.1002/qj.1907.
- Chen, B., X. D. Xu, S. Yang, and T. L. Zhao (2012), Climatological perspectives of air transport from atmospheric boundary layer to tropopause layer over Asian monsoon regions during boreal summer inferred from Lagrangian approach, *Atmospheric Chemistry and Physics*, *12*(13), 5827–5839, doi :10.5194/acp-12-5827-2012.
- Chen, P. (1995), Isentropic cross-tropopause mass exchange in the extratropics, *Journal of Geophysical Research*, *100*(D8), 16,661, doi :10.1029/95JD01264.
- Chepfer, H., S. Bony, D. Winker, G. Cesana, J. L. Dufresne, P. Minnis, C. J. Stubenrauch, and S. Zeng (2010), The GCM-Oriented CALIPSO Cloud Product (CALIPSO-GOCCP), *Journal of Geophysical Research*, *115*, doi :10.1029/2009JD012251.
- Chou, M.-D., and M. J. Suarez (1999), A solar radiation parameterization for atmospheric studies, *NASA Tech. Memo*, *104606*, 40.
- Chou, M.-D., M. J. Suarez, X. Z. Liang, and M. H. Yan (2001), A thermal infrared radiation parameterization for atmospheric studies, *NASA Tech. Memo*, *19*(104606).
- Corti, T. (2005), Mean radiative energy balance and vertical mass fluxes in the equatorial upper troposphere and lower stratosphere, *Geophysical Research Letters*, *32*(6), doi :10.1029/2004GL021889.

-
- Corti, T., B. P. Luo, Q. Fu, H. Vömel, and T. Peter (2006), The impact of cirrus clouds on tropical troposphere-to-stratosphere transport, *Atmospheric Chemistry and Physics*, 6(9), 2539–2547.
- Corti, T., B. P. Luo, M. de Reus, D. Brunner, F. Cairo, M. J. Mahoney, G. Martucci, R. Matthey, V. Mitev, F. H. dos Santos, C. Schiller, G. Shur, N. M. Sitnikov, N. Spelten, H. J. Vössing, S. Borrmann, and T. Peter (2008), Unprecedented evidence for deep convection hydrating the tropical stratosphere, *Geophysical Research Letters*, 35(10), doi :10.1029/2008GL033641.
- Danielsen, E. F. (1982), A dehydration mechanism for the stratosphere, *Geophysical Research Letters*, 9(6), 605–608, doi :10.1029/GL009i006p00605.
- 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, *Journal of Geophysical Research*, 98(D5), 8665, doi :10.1029/92JD02954.
- Davis, S. M., C. K. Liang, and K. H. Rosenlof (2013), Interannual variability of tropical tropopause layer clouds, *Geophysical Research Letters*, 40(11), 2862–2866, doi :10.1002/grl.50512.
- Dee, D. P., S. M. Uppala, A. J. Simmons, P. Berrisford, P. Poli, S. Kobayashi, U. Andrae, M. A. Balmaseda, G. Balsamo, P. Bauer, P. Bechtold, A. C. M. Beljaars, L. van de Berg, J. Bidlot, N. Bormann, C. Delsol, R. Dragani, M. Fuentes, A. J. Geer, L. Haimberger, S. B. Healy, H. Hersbach, E. V. Hólm, L. Isaksen, P. Kållberg, M. Köhler, M. Matricardi, A. P. McNally, B. M. Monge-Sanz, J.-J. Morcrette, B.-K. Park, C. Peubey, P. de Rosnay, C. Tavolato, J.-N. Thépaut, and F. Vitart (2011), The ERA-Interim reanalysis : configuration and performance of the data assimilation system, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 137(656), 553–597, doi :10.1002/qj.828.
- Derrien, M., and H. Le Gléau (2005), MSG SEVIRI cloud mask and type from SAFNWC, *International Journal of Remote Sensing*, 26(21), 4707–4732, doi :10.1080/01431160500166128.
- Derrien, M., and H. Le Gléau (2010), Improvement of cloud detection near sunrise and sunset by temporal-differencing and region-growing techniques with real-time SEVIRI, *International Journal of Remote Sensing*, 31(7), 1765–1780, doi :10.1080/01431160902926632.
- Dethof, A., A. O'Neill, J. M. Slingo, and H. G. J. Smit (1999), A mechanism for moistening the lower stratosphere involving the Asian summer monsoon, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 125(556), 1079–1106.
- Devasthale, A., and S. Fueglistaler (2010), A climatological perspective of deep convection penetrating the TTL during the Indian summer monsoon from the AVHRR and MODIS instruments, *Atmospheric Chemistry and Physics*, 10(10), 4573–4582, doi :10.5194/acp-10-4573-2010.
- Dinh, T., D. R. Durran, and T. Ackerman (2012), Cirrus and water vapor transport in the tropical tropopause layer – Part 1 : A specific case modeling study, *Atmospheric Chemistry and Physics*, 12(20), 9799–9815, doi :10.5194/acp-12-9799-2012.
- Dobson, G. M. B. (1956), Origin and distribution of the polyatomic molecules in the atmosphere, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, pp. 187–193.
- Dobson, G. M. B., D. N. Harrison, and J. Lawrence (1929), Measurements of the amount of ozone in the Earth's atmosphere and its relation to other geophysical conditions, *Proceedings of the Royal Society of London, A122*, 456–486.
-

BIBLIOGRAPHIE

- Dunkerton, T. J. (1995), Evidence of meridional motion in the summer lower stratosphere adjacent to monsoon regions, *Journal of Geophysical Research*, *100*(D8), 16,675, doi :10.1029/95JD01263.
- ECMWF (2006), IFS Documentation Cy31r1, I.F.S, Part IV : physical processes.
- Flohn, H. (1971), *Tropical circulation pattern*, Meteorologisches Institute der Universitat ; In Kommission bei F. Dummler, Bonn.
- Folkins, I., and R. V. Martin (2005), The vertical structure of tropical convection and its impact on the budgets of water vapor and ozone, *Journal of the atmospheric sciences*, *62*(5), 1560–1573.
- Folkins, I., M. Loewenstein, J. Podolske, S. J. Oltmans, and M. Proffitt (1999), A barrier to vertical mixing at 14 km in the tropics : Evidence from ozonesondes and aircraft measurements, *Journal of Geophysical Research*, *104*(D18), 22,095, doi :10.1029/1999JD900404.
- Folkins, I., S. J. Oltmans, and A. M. Thompson (2000), Tropical convective outflow and near surface equivalent potential temperatures, *Geophysical Research Letters*, *27*(16), 2549–2552, doi :10.1029/2000GL011524.
- Folkins, 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.
- Forster, P. d. F., R. S. Freckleton, and K. P. Shine (1997), On aspects of the concept of radiative forcing, *Climate Dynamics*, *13*(7-8), 547–560.
- Fouquart, Y., and B. Bonnel (1980), Computations of solar heating of the earth’s atmosphere- A new parametrization, *Beitrag zur Physik der Atmosphaere*, *53*, 35–62.
- Fu, Q., Y. Hu, and Q. Yang (2007), Identifying the top of the tropical tropopause layer from vertical mass flux analysis and CALIPSO lidar cloud observations, *Geophysical Research Letters*, *34*(14), doi :10.1029/2007GL030099.
- Fu, R., Y. Hu, J. S. Wright, J. H. Jiang, R. E. Dickinson, M. Chen, M. Filipiak, W. G. Read, J. W. Waters, and D. L. Wu (2006), Short circuit of water vapor and polluted air to the global stratosphere by convective transport over the Tibetan Plateau, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, *103*(15), 5664–5669.
- Fueglistaler, S. (2004), Tropical troposphere-to-stratosphere transport inferred from trajectory calculations, *Journal of Geophysical Research*, *109*(D3), doi :10.1029/2003JD004069.
- Fueglistaler, S., and Q. Fu (2006), Impact of clouds on radiative heating rates in the tropical lower stratosphere, *Journal of Geophysical Research*, *111*(D23), doi :10.1029/2006JD007273.
- 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.
- Gardiner, C. W. (2009), *Stochastic methods : a handbook for the natural and social sciences*, Springer series in synergetics, 4th ed ed., Springer, Berlin.
- Garnier, A., J. Pelon, P. Dubuisson, M. Faivre, O. Chomette, N. Pascal, and D. P. Kratz (2012), Retrieval of Cloud Properties Using CALIPSO Imaging Infrared Radiometer. Part I : Effective Emissivity and Optical Depth, *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, *51*(7), 1407–1425, doi :10.1175/JAMC-D-11-0220.1.

-
- Garny, H., and W. J. Randel (2013), Dynamic variability of the Asian monsoon anticyclone observed in potential vorticity and correlations with tracer distributions, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, *118*(24), 13,421–13,433, doi :10.1002/2013JD020908.
- Gottelman, A. (2002), Distribution and influence of convection in the tropical tropopause region, *Journal of Geophysical Research*, *107*(D10), doi :10.1029/2001JD001048.
- Gottelman, A. (2004a), Radiation balance of the tropical tropopause layer, *Journal of Geophysical Research*, *109*(D7), doi :10.1029/2003JD004190.
- Gottelman, A. (2004b), Impact of monsoon circulations on the upper troposphere and lower stratosphere, *Journal of Geophysical Research*, *109*(D22), doi :10.1029/2004JD004878.
- Gottelman, A., and P. d. F. Forster (2002), A climatology of the tropical tropopause layer., *Journal of the Meteorological Society of Japan*, *80*(4B), 911–924.
- Gottelman, A., J. R. Holton, and A. R. Douglass (2000), Simulations of water vapor in the lower stratosphere and upper troposphere, *Journal of Geophysical Research*, *105*(D7), 9003, doi :10.1029/1999JD901133.
- Gottelman, A., P. H. Lauritzen, M. Park, and J. E. Kay (2009), Processes regulating short-lived species in the tropical tropopause layer, *Journal of Geophysical Research*, *114*(D13), doi :10.1029/2009JD011785.
- Gill, A. (1980), Some simple solutions for heat-induced tropical circulation, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *106*(449), 447–462.
- Grosvenor, D. P., T. W. Choularton, 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, *Atmospheric Chemistry and Physics*, *7*(18), 4977–5002.
- Hall, T. M. (2003), Advective-diffusive mass flux and implications for stratosphere-troposphere exchange, *Geophysical Research Letters*, *30*(5), doi :10.1029/2002GL016419.
- Hamann, U., A. Walther, B. Baum, R. Bennartz, L. Bugliaro, M. Derrien, P. N. Francis, A. Heidinger, S. Joro, A. Kniffka, H. Le Gléau, M. Lockhoff, H.-J. Lutz, J. F. Meirink, P. Minnis, R. Palikonda, R. Roebeling, A. Thoss, S. Platnick, P. Watts, and G. Wind (2014), Remote sensing of cloud top pressure/height from SEVIRI : analysis of ten current retrieval algorithms, *Atmospheric Measurement Techniques*, *7*(9), 2839–2867, doi :10.5194/amt-7-2839-2014.
- Hartmann, D. L., J. R. Holton, and Q. Fu (2001), The heat balance of the tropical tropopause, cirrus, and stratospheric dehydration, *Geophysical research letters*, *28*(10), 1969–1972.
- Haynes, P., and E. Shuckburgh (2000), Effective diffusivity as a diagnostic of atmospheric transport : 2. Troposphere and lower stratosphere, *Journal of Geophysical Research*, *105*(D18), 22,795, doi :10.1029/2000JD900092.
- Haynes, P. H., M. E. McIntyre, T. G. Shepherd, C. J. Marks, and K. P. Shine (1991), On the “Downward Control” of Extratropical Diabatic Circulations by Eddy-Induced Mean Zonal Forces, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *48*(4), 651–678, doi :10.1175/1520-0469(1991)048<0651:OTCOED>2.0.CO;2.
- Heath, N. K., and H. E. Fuelberg (2014), Using a WRF simulation to examine regions where convection impacts the Asian summer monsoon anticyclone, *Atmospheric Chemistry and Physics*, *14*(4), 2055–2070, doi :10.5194/acp-14-2055-2014.
-

BIBLIOGRAPHIE

- Highwood, E. J., and B. J. Hoskins (1998), The tropical tropopause, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *124*, 1579–1604.
- Hirose, M., and K. Nakamura (2004), Spatiotemporal variation of the vertical gradient of rainfall rate observed by the TRMM precipitation radar, *Journal of climate*, *17*(17), 3378–3397.
- Hodges, K. I., D. W. Chappell, G. J. Robinson, and G. Yang (2000), An improved algorithm for generating global window brightness temperatures from multiple satellite infrared imagery, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, *17*(10), 1296–1312.
- Holton, J. R., and A. Gettelman (2001), Horizontal transport and the dehydration of the stratosphere, *Geophysical Research Letters*, *28*(14), 2799–2802.
- Holton, J. R., P. H. Haynes, M. E. McIntyre, A. R. Douglass, R. B. Rood, and L. Pfister (1995), Stratosphere-troposphere exchange, *Reviews of Geophysics*, *33*(4), 403, doi :10.1029/95RG02097.
- Holzer, M., and T. M. Hall (2000), Transit-time and tracer-age distributions in geophysical flows, *Journal of the atmospheric sciences*, *57*(21), 3539–3558.
- Hoskins, B. J. (1991), Towards a PV-theta view of the general circulation, *Tellus A*, *43*(4), 27–35, doi :10.1034/j.1600-0870.1991.t01-3-00005.x.
- Iwasaki, S., T. Shibata, J. Nakamoto, H. Okamoto, H. Ishimoto, and H. Kubota (2010), Characteristics of deep convection measured by using the A-train constellation, *Journal of Geophysical Research*, *115*(D6), doi : 10.1029/2009JD013000.
- James, R., M. Bonazzola, B. Legras, K. Surbled, and S. Fueglistaler (2008), Water vapor transport and dehydration above convective outflow during Asian monsoon, *Geophysical Research Letters*, *35*(20), doi : 10.1029/2008GL035441.
- Kobayashi, S., Y. Ota, Y. Harada, A. Ebata, M. Moriya, H. Onoda, K. Onogi, H. Kamahori, C. Kobayashi, H. Endo, K. Miyaoka, and K. Takahashi (2015), The JRA-55 Reanalysis : General Specifications and Basic Characteristics, *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II*, *93*(1), 5–48, doi :10.2151/jmsj.2015-001.
- Konopka, P., J.-U. Grooß, F. Plöger, and R. Müller (2009), Annual cycle of horizontal in-mixing into the lower tropical stratosphere, *Journal of Geophysical Research*, *114*(D19), doi :10.1029/2009JD011955.
- Konopka, P., J.-U. Grooß, G. Günther, F. Ploeger, R. Pommrich, R. Müller, and N. Livesey (2010), Annual cycle of ozone at and above the tropical tropopause : observations versus simulations with the Chemical Lagrangian Model of the Stratosphere (CLaMS), *Atmospheric Chemistry and Physics*, *10*(1), 121–132.
- Kremser, S., I. Wohltmann, M. Rex, U. Langematz, M. Dameris, and M. Kunze (2009), Water vapour transport in the tropical tropopause region in coupled Chemistry-Climate Models and ERA-40 reanalysis data, *Atmos. Chem. Phys.*, *9*(8), 2679–2694.
- Kwon, E.-H., B.-J. Sohn, J. Schmetz, and P. Watts (2010), Intercomparison of height assignment methods for opaque clouds over the tropics, *Asia-Pacific Journal of Atmospheric Sciences*, *46*(1), 11–19, doi :10.1007/s13143-010-0002-7.
- Legras, B., I. Pisso, G. Berthet, and F. Lefèvre (2005), Variability of the Lagrangian turbulent diffusion in the lower stratosphere, *Atmospheric Chemistry and Physics*, *5*(6), 1605–1622.

-
- Li, J.-D., and J.-Y. Mao (2015), A preliminary evaluation of global and East Asian cloud radiative effects in reanalyses, *Atmospheric and Oceanic Science Letters*, 8(2), 100–106, doi :10.3878/AOSL20140093.
- Lin, B., K.-M. Xu, P. Minnis, B. A. Wielicki, Y. Hu, L. Chambers, T.-F. Fan, and W. Sun (2007), Coincident occurrences of tropical individual cirrus clouds and deep convective systems derived from TRMM observations, *Geophysical Research Letters*, 34(14), doi :10.1029/2007GL029768.
- Liu, C., and E. J. Zipser (2005), Global distribution of convection penetrating the tropical tropopause, *Journal of Geophysical Research*, 110(D23), doi :10.1029/2005JD006063.
- Liu, X. M., E. D. Rivière, V. Mar cal, G. Durry, A. Hamdouni, J. Arteta, and S. Khaykin (2010), Stratospheric water vapour budget and convection overshooting the tropopause : modelling study from SCOUT-AMMA, *Atmospheric Chemistry and Physics*, 10(17), 8267–8286, doi :10.5194/acp-10-8267-2010.
- London, J. (1980), Atmospheric Ozone and its Variation and Human Influences, in *Proceedings of the NATO Advanced Study Institute on Atmospheric Ozone : Its Variation and Human Influences.*, pp. 703–721, M. Nicolet and A.C. Aiking.
- Luo, Z., G. Y. Liu, and G. L. Stephens (2008), CloudSat adding new insight into tropical penetrating convection, *Geophysical Research Letters*, 35(19), doi :10.1029/2008GL035330.
- Minnis, P., C. R. Yost, S. Sun-Mack, and Y. Chen (2008), Estimating the top altitude of optically thick ice clouds from thermal infrared satellite observations using CALIPSO data, *Geophysical Research Letters*, 35(12), n/a–n/a, doi :10.1029/2008GL033947.
- Mlawer, E. J., and S. A. Clough (1997), On the extension of rapid radiative transfer model to the shortwave region, in *Proceedings of the Sixth Atmospheric Radiation (ARM) Science Team Meeting*, pp. 223–226.
- Mlawer, E. J., S. J. Taubman, P. D. Brown, M. J. Iacono, and S. A. Clough (1997), Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres : RRTM, a validated correlated-k model for the longwave, *Journal of Geophysical Research*, 102(D14), 16,663, doi :10.1029/97JD00237.
- Molod, A., L. Takacs, M. Suarez, and J. Bacmeister (2015), Development of the GEOS-5 atmospheric general circulation model : evolution from MERRA to MERRA2, *Geoscientific Model Development*, 8(5), 1339–1356, doi :10.5194/gmd-8-1339-2015.
- Nair, A. K. M., and K. Rajeev (2014), Multiyear CloudSat and CALIPSO Observations of the Dependence of Cloud Vertical Distribution on Sea Surface Temperature and Tropospheric Dynamics, *Journal of Climate*, 27(2), 672–683, doi :10.1175/JCLI-D-13-00062.1.
- Nesbitt, S. W., and E. J. Zipser (2003), The diurnal cycle of rainfall and convective intensity according to three years of TRMM measurements, *Journal of Climate*, 16(10), 1456–1475.
- Newell, R. E., and S. Gould-Stewart (1981), A Stratospheric Fountain ?, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 38(12), 2789–2796, doi :10.1175/1520-0469(1981)038<2789:ASF>2.0.CO;2.
- Norton, W. A. (2006), Tropical wave driving of the annual cycle in tropical tropopause temperatures. Part II : Model results, *Journal of the atmospheric sciences*, 63(5), 1420–1431.
-

BIBLIOGRAPHIE

- Orbe, C., D. W. Waugh, and P. A. Newman (2015), Air-mass origin in the tropical lower stratosphere : The influence of Asian boundary layer air, *Geophysical Research Letters*, *42*(10), 4240–4248, doi :10.1002/2015GL063937.
- Oreopoulos, L., and W. B. Rossow (2011), The cloud radiative effects of International Satellite Cloud Climatology Project weather states, *Journal of Geophysical Research*, *116*(D12), doi :10.1029/2010JD015472.
- Park, M., W. J. Randel, A. Gettelman, S. T. Massie, and J. H. Jiang (2007), Transport above the Asian summer monsoon anticyclone inferred from Aura Microwave Limb Sounder tracers, *Journal of Geophysical Research*, *112*(D16), doi :10.1029/2006JD008294.
- Park, M., W. J. Randel, L. K. Emmons, and N. J. Livesey (2009), Transport pathways of carbon monoxide in the Asian summer monsoon diagnosed from Model of Ozone and Related Tracers (MOZART), *Journal of Geophysical Research*, *114*(D8), doi :10.1029/2008JD010621.
- Paul, J., F. Fortuin, and H. Kelder (1998), An ozone climatology based on ozonesonde and satellite measurements, *Journal of Geophysical Research*, *103*(D24), 31,709, doi :10.1029/1998JD200008.
- Pisso, I., and B. Legras (2008), Turbulent vertical diffusivity in the sub-tropical stratosphere, *Atmospheric Chemistry and Physics*, *8*(3), 697–707.
- Ploeger, F., P. Konopka, R. Müller, S. Fueglistaler, T. Schmidt, J. C. Manners, J.-U. Groöf, G. Günther, P. M. Forster, and M. Riese (2012), Horizontal transport affecting trace gas seasonality in the Tropical Tropopause Layer (TTL), *Journal of Geophysical Research*, *117*(D9), doi :10.1029/2011JD017267.
- Plumb, R. A. (1996), A “tropical pipe” model of stratospheric transport, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* (1984–2012), *101*(D2), 3957–3972.
- Podglajen, A., A. Hertzog, R. Plougonven, and N. Žagar (2014), Assessment of the accuracy of (re)analyses in the equatorial lower stratosphere, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, *119*(19), 11,166–11,188, doi :10.1002/2014JD021849.
- Randel, W. J., and M. Park (2006), Deep convective influence on the Asian summer monsoon anticyclone and associated tracer variability observed with Atmospheric Infrared Sounder (AIRS), *Journal of Geophysical Research*, *111*(D12), doi :10.1029/2005JD006490.
- Randel, W. J., R. Garcia, and F. Wu (2008), Dynamical Balances and Tropical Stratospheric Upwelling, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *65*(11), 3584–3595, doi :10.1175/2008JAS2756.1.
- Randel, W. J., M. Park, L. Emmons, D. Kinnison, P. Bernath, K. A. Walker, C. Boone, and H. Pumphrey (2010), Asian Monsoon Transport of Pollution to the Stratosphere, *Science*, *328*(5978), 611–613, doi :10.1126/science.1182274.
- Ricaud, P., B. Barret, J.-L. Attié, E. Motte, E. L. Flochmoën, H. Teyssedre, V.-H. Peuch, N. Livesey, A. Lambert, and J.-P. Pommereau (2007), Impact of land convection on troposphere-stratosphere exchange in the tropics, *Atmospheric Chemistry and Physics*, *7*(21), 5639–5657.
- Rienecker, M. M., M. J. Suarez, R. Gelaro, R. Todling, J. Bacmeister, E. Liu, M. G. Bosilovich, S. D. Schubert, L. Takacs, G.-K. Kim, S. Bloom, J. Chen, D. Collins, A. Conaty, A. da Silva, W. Gu, J. Joiner, R. D. Koster, R. Lucchesi, A. Molod, T. Owens, S. Pawson, P. Pegion, C. R. Redder, R. Reichle, F. R. Robertson, A. G.

-
- Ruddick, M. Sienkiewicz, and J. Woollen (2011), MERRA NASA’s Modern-Era Retrospective Analysis for Research and Applications, *Journal of Climate*, *24*(14), 3624–3648, doi :10.1175/JCLI-D-11-00015.1.
- Robinson, G. J., and K. I. Hodges (1999), Cloud archive user service (CLAUS).
- Rosenlof, K. H. (1996), Summer hemisphere differences in temperature and transport in the lower stratosphere, *Journal of Geophysical Research*, *101*(D14), 19,129, doi :10.1029/96JD01542.
- Rosenlof, K. H., A. F. Tuck, K. K. Kelly, J. M. Russell, and M. P. McCormick (1997), Hemispheric asymmetries in water vapor and inferences about transport in the lower stratosphere, *Journal of Geophysical Research*, *102*(D11), 13,213, doi :10.1029/97JD00873.
- Rossow, W. B., and C. Pearl (2007), 22-Year survey of tropical convection penetrating into the lower stratosphere, *Geophysical Research Letters*, *34*(4), doi :10.1029/2006GL028635.
- Rossow, W. B., and R. A. Schiffer (1999), Advances in Understanding Clouds from ISCCP, *Bulletin of the American Meteorological Society*, *80*(11), 2261–2287, doi :10.1175/1520-0477(1999)080<2261:AIUCFI>2.0.CO;2.
- Rossow, W. B., and Y. Zhang (2010), Evaluation of a Statistical Model of Cloud Vertical Structure Using Combined CloudSat and CALIPSO Cloud Layer Profiles, *Journal of Climate*, *23*(24), 6641–6653, doi :10.1175/2010JCLI3734.1.
- Rossow, W. B., Y. Desormeaux, C. L. Brest, and A. W. Walker (1992), *International Satellite Cloud Climatology Project (ISCCP) : Radiance calibration report*, Citeseer.
- Salby, M. L. (1996), *Fundamentals of atmospheric physics*, no. v. 61 in International geophysics series, Academic Press, San Diego.
- Sassen, K., Z. Wang, and D. Liu (2009), Cirrus clouds and deep convection in the tropics : Insights from CALIPSO and CloudSat, *Journal of Geophysical Research*, *114*, doi :10.1029/2009JD011916.
- Sassi, F., M. Salby, and W. G. Read (2001), Relationship between upper tropospheric humidity and deep convection, *Journal of Geophysical Research*, *106*(D15), 17,133, doi :10.1029/2001JD900121.
- Schmetz, J., K. Holmlund, J. Hoffman, B. Strauss, B. Mason, V. Gaertner, A. Koch, and L. Van De Berg (1993), Operational Cloud-Motion Winds from Meteosat Infrared Images, *Journal of Applied Meteorology*, *32*(7), 1206–1225, doi :10.1175/1520-0450(1993)032<1206:OCMWF>2.0.CO;2.
- Schmidt, C. T., and T. J. Garrett (2013), A Simple Framework for the Dynamic Response of Cirrus Clouds to Local Diabatic Radiative Heating, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *70*(5), 1409–1422, doi :10.1175/JAS-D-12-056.1.
- Schumacher, C., and R. A. Houze Jr (2003), Stratiform rain in the tropics as seen by the TRMM precipitation radar, *Journal of Climate*, *16*(11), 1739–1756.
- Selkirk, H. B. (1993), The tropopause cold trap in the Australian monsoon during STEP/AMEX 1987, *Journal of Geophysical Research*, *98*(D5), 8591, doi :10.1029/92JD02932.
- Sherwood, S. C. (2000), A stratospheric “drain” over the maritime continent, *Geophysical Research Letters*, *27*(5), 677–680, doi :10.1029/1999GL010868.
-

BIBLIOGRAPHIE

- Sherwood, S. C. (2004), Underestimation of deep convective cloud tops by thermal imagery, *Geophysical Research Letters*, *31*(11), doi :10.1029/2004GL019699.
- Sherwood, S. C., and A. E. Dessler (2001), A model for transport across the tropical tropopause, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *58*(7), 765–779.
- Sherwood, S. C., and A. E. Dessler (2003), Convective mixing near the tropical tropopause : Insights from seasonal variations, *Journal of the atmospheric sciences*, *60*(21), 2674–2685.
- Shine, K. (1989), Sources and sinks of zonal momentum in the middle atmosphere diagnosed using the diabatic circulation, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *115*(486), 265–292, doi :10.1002/qj.49711548604.
- Stohl, A., G. Wotawa, P. Seibert, and H. Kromp-Kolb (1995), Interpolation Errors in Wind Fields as a Function of Spatial and Temporal Resolution and Their Impact on Different Types of Kinematic Trajectories, *Journal of Applied Meteorology*, *34*(10), 2149–2165, doi :10.1175/1520-0450(1995)034<2149:IEIWFA>2.0.CO;2.
- Stohl, A., C. Forster, A. Frank, P. Seibert, and G. Wotawa (2005), Technical note : The Lagrangian particle dispersion model FLEXPART version 6.2, *Atmospheric Chemistry and Physics*, *5*(9), 2461–2474.
- Stubenrauch, C. J., S. Cros, A. Guignard, and N. Lamquin (2010), A 6-year global cloud climatology from the Atmospheric InfraRed Sounder AIRS and a statistical analysis in synergy with CALIPSO and CloudSat, *Atmospheric Chemistry and Physics*, *10*(15), 7197–7214, doi :10.5194/acp-10-7197-2010.
- Sèze, G., J. Pelon, M. Derrien, H. Le Gléau, and B. Six (2014), Evaluation against CALIPSO lidar observations of the multi-geostationary cloud cover and type dataset assembled in the framework of the Megha-Tropiques mission : Evaluation of a Multi-Geostationary Cloud Cover Set using CALIOP Data, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, pp. n/a–n/a, doi :10.1002/qj.2392.
- Takahashi, H., and Z. J. Luo (2014), Characterizing tropical overshooting deep convection from joint analysis of CloudSat and geostationary satellite observations, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, *119*(1), 112–121, doi :10.1002/2013JD020972.
- Tegen, I., P. Hollrig, M. Chin, I. Fung, D. Jacob, and J. Penner (1997), Contribution of different aerosol species to the global aerosol extinction optical thickness : Estimates from model results, *Journal of Geophysical Research*, *102*(D20), 23,895, doi :10.1029/97JD01864.
- Thomason, L. W., and J.-P. Vernier (2013), Improved SAGE II cloud/aerosol categorization and observations of the Asian tropopause aerosol layer : 1989–2005, *Atmospheric Chemistry and Physics*, *13*(9), 4605–4616, doi :10.5194/acp-13-4605-2013.
- Thompson, A. M., J. C. Witte, H. G. J. Smit, S. J. Oltmans, B. J. Johnson, V. W. J. H. Kirchhoff, and F. J. Schmidlin (2007), Southern Hemisphere Additional Ozonesondes (SHADOZ) 1998–2004 tropical ozone climatology : 3. Instrumentation, station-to-station variability, and evaluation with simulated flight profiles, *Journal of Geophysical Research*, *112*(D3), doi :10.1029/2005JD007042.
- Thuburn, J., and G. C. Craig (1997), GCM tests of theories for the height of the tropopause, *Journal of the atmospheric sciences*, *54*(7), 869–882.

-
- Tzella, A., and B. Legras (2011), A Lagrangian view of convective sources for transport of air across the Tropical Tropopause Layer : distribution, times and the radiative influence of clouds, *Atmospheric Chemistry and Physics*, 11(23), 12,517–12,534, doi :10.5194/acp-11-12517-2011.
- Virts, K. S., J. M. Wallace, Q. Fu, and T. P. Ackerman (2010), Tropical Tropopause Transition Layer Cirrus as Represented by CALIPSO Lidar Observations, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 67(10), 3113–3129, doi :10.1175/2010JAS3412.1.
- Vogel, B., G. Günther, R. Müller, J.-U. Grooß, and M. Riese (2015), Impact of different Asian source regions on the composition of the Asian monsoon anticyclone and on the extratropical lowermost stratosphere, *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, 15(7), 9941–9995, doi :10.5194/acpd-15-9941-2015.
- Wang, F., S. Yang, and T. Wu (2014), Radiation budget biases in AMIP5 models over the East Asian monsoon region, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 119(23), 13,400–13,426, doi :10.1002/2014JD022243.
- Warren, S., C. J. Hahn, J. London, R. Chervin, and R. Jenne (1986), Global distribution of total cloud cover and cloud type amounts over land, *Tech. rep.*, Washington Univ., Seattle (USA). Dept. of Atmospheric Sciences ; Colorado Univ., Boulder (USA) ; National Center for Atmospheric Research, Boulder, CO (USA).
- Warren, S., C. Hahn, J. London, R. Chervin, and R. Jenne (1988), Global distribution of total cloud cover and cloud type amounts over the ocean, *Tech. Rep. DOE/ER-0406, NCAR/TN-317-STR*, 5415329.
- Webster, P. J., and H.-R. Chang (1988), Equatorial Energy Accumulation and Emanation Regions : Impacts of a Zonally Varying Basic State, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 45(5), 803–829, doi : 10.1175/1520-0469(1988)045<0803:EAAER>2.0.CO;2.
- Webster, P. J., V. O. Magaña, T. N. Palmer, J. Shukla, R. A. Tomas, M. Yanai, and T. Yasunari (1998), Monsoons : Processes, predictability, and the prospects for prediction, *Journal of Geophysical Research*, 103(C7), 14,451, doi :10.1029/97JC02719.
- WMO, M. (1957), A three-dimensional science : Second session of the commission for aerology, *WMO Bulletin*, IV, 4(4), 134–138.
- Wright, J. S., and S. Fueglistaler (2013), Large differences in reanalyses of diabatic heating in the tropical upper troposphere and lower stratosphere, *Atmospheric Chemistry and Physics*, 13(18), 9565–9576, doi : 10.5194/acp-13-9565-2013.
- Wright, J. S., R. Fu, S. Fueglistaler, Y. S. Liu, and Y. Zhang (2011), The influence of summertime convection over Southeast Asia on water vapor in the tropical stratosphere, *Journal of Geophysical Research*, 116(D12), doi :10.1029/2010JD015416.
- Yang, Q., Q. Fu, and Y. Hu (2010), Radiative impacts of clouds in the tropical tropopause layer, *Journal of Geophysical Research*, 115, doi :10.1029/2009JD012393.
- 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*, 117, doi :10.1029/2011JD016749.
- Young, A. H., J. J. Bates, and J. A. Curry (2013), Application of cloud vertical structure from CloudSat to investigate MODIS-derived cloud properties of cirriform, anvil, and deep convective clouds, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 118(10), 4689–4699, doi :10.1002/jgrd.50306.
-

BIBLIOGRAPHIE

Zhang, C. (1993), On the Annual Cycle in Highest, Coldest Clouds in the Tropics, *Journal of Climate*, 6(10), 1987–1990, doi :10.1175/1520-0442(1993)006<1987:OTACIH>2.0.CO;2.