



**HAL**  
open science

# Observations multi-instrumentales pour l'étude de la dynamique atmosphérique dans la haute atmosphère

Thurian Le Du

► **To cite this version:**

Thurian Le Du. Observations multi-instrumentales pour l'étude de la dynamique atmosphérique dans la haute atmosphère. Océan, Atmosphère. Université Paris-Saclay, 2020. Français. NNT : 2020UPASJ003 . tel-03134152

**HAL Id: tel-03134152**

**<https://hal.science/tel-03134152v1>**

Submitted on 8 Feb 2021

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# Observations multi-instrumentales pour l'étude de la dynamique atmosphérique dans la haute atmosphère

**Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay**

École doctorale n° 129, Sciences de l'Environnement d'Ile  
de France (SEIF)

Spécialité de doctorat: météorologie, océanographie, physique  
de l'environnement

Unité de recherche: Université Paris-Saclay, UVSQ, CNRS, LATMOS,  
78280, Guyancourt, France.

Référent: : Université de Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines

**Thèse présentée et soutenue à Guyancourt, le 25 novembre 2020,  
par**

**Thurian Le Du**

## Composition du jury:

<b>Chantal Claud</b> Directrice de Recherche au CNRS, LMD	Examinatrice
<b>Giovanni Occhipinti</b> Maître de Conférences à l'Université de Paris, IPGP	Rapporteur
<b>Riwal Plougonven</b> Professeur à l'École Polytechnique, LMD	Examineur
<b>Jérémie Vaubailon</b> Astronome-adjoint à l'Observatoire de Paris, IMCCE	Examineur
<b>Fabrice Chane-Ming</b> Maître de Conférences au CNRS, LACy	Rapporteur
<b>Philippe Keckhut</b> Physicien à l'UVSQ, LATMOS	Directeur de thèse
<b>Alain Hauchecorne</b> Directeur de Recherche Émérite au CNRS, LATMOS	Invité
<b>Pierre Simoneau</b> Ingénieur de Recherche à l'ONERA, DOTA	Invité
<b>Alexis Le Pichon</b> Ingénieur de Recherche au CEA	Invité



**Titre:** Observations multi-instrumentales pour l'étude de la dynamique atmosphérique dans la haute atmosphère

**Mots clés:** Onde de gravité, Infrason, Nightglow, OH, Inversion de température

**Résumé:** La haute atmosphère, et plus précisément la région appelée MLT (Mesosphere Lower Thermosphere) qui se situe entre 60 et 110 km d'altitude, est le siège de processus dynamiques dont l'étude est cruciale pour la compréhension du couplage entre la mésosphère et la ionosphère et le développement des futurs modèles climatiques. Parmi ces processus dynamiques, les ondes de gravité sont générées dans la troposphère et se propagent verticalement à travers l'atmosphère moyenne jusqu'à ce que leur vitesse de phase soit égale à la vitesse du vent ou qu'ils atteignent des amplitudes critiques par rapport à la stabilité de l'atmosphère. Lorsque ces ondes déferlent, elles transmettent leur énergie au flux moyen et impactent la circulation atmosphérique. Ce dépôt d'énergie peut générer des inversions de température mésosphériques et ainsi modifier les conditions de propagations des phénomènes dynamiques. Les infrasons se propagent aussi dans l'atmosphère et peuvent se réfléchir sur les différentes couches de celle-ci. Les infrasons permettent une meilleure compréhension de la dynamique de l'atmosphère et sont utiles dans de nombreuses applications. L'objet de la thèse

consiste à étudier ces phénomènes dynamiques en présence d'une inversion de température mésosphérique. Une campagne de mesure a été réalisée en collaboration entre l'ONERA (Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales) et le LATMOS (Laboratoire Atmosphères, Milieux, Observations Spatiales) et l'IMCCE (Institut de Mécanique Céleste et de Calcul des Ephémérides) à l'Observatoire de Haute-Provence durant la nuit du 12 au 13 décembre 2017 concordant avec le pic d'activité des Géminides (chute de météores). Une caméra SWIR (Short-Wave InfraRed) a imagé le rayonnement émis par la molécule OH à 87 km d'altitude. Un lidar Rayleigh a permis de mesurer le profil de température en fonction de l'altitude et du temps et un réseau de microbaromètres a mesuré les fluctuations de pressions au sol. Le travail réalisé est concentré sur la détection et la propagation des infrasons dans la basse thermosphère produit à la surface et la propagation des ondes de gravité à travers la mésosphère perturbée lors d'une inversion mésosphérique. Le travail entrepris a permis de montrer l'impact important de l'inversion sur la propagation verticale des ondes de gravité et sur l'activité infrasonique.



**Title:** Multi-instrumental observations for the study of atmospheric dynamics in the upper atmosphere

**Keywords:** Gravity wave, Infrasound, Nightglow, OH, Temperature inversion

**Abstract:** The upper atmosphere, and more specifically the region called MLT (Mesosphere Lower Thermosphere) which is situated between 60 and 110 km in altitude, is the seat of dynamic processes whose study is crucial for the understanding of the coupling between the mesosphere and the ionosphere and the development of future climate models. Among these dynamic processes, gravity waves are generated in the troposphere and propagate vertically through the middle atmosphere until their phase velocity equals the wind speed or they reach critical amplitudes in relation to the stability of the atmosphere. When these waves break, they transmit their energy to the mean flow and impact the atmospheric circulation. This energy deposit can generate mesospheric temperature inversions and thus modify the propagation conditions of dynamic phenomena. Infrasounds also propagate in the atmosphere and can be reflected on the different layers of the atmosphere. These allow a better understanding of the dynamics of the atmosphere and are useful in many applications. The object of the thesis is to study

these dynamic phenomena in the presence of a mesospheric temperature inversion. A measurement campaign was carried out in collaboration with LATMOS (Laboratoire Atmosphères, Milieux, Observations Spatiales). and IMCCE (Institut de Mécanique Céleste et de Calcul des Ephémérides) at the Haute-Provence observatory during the night of December 12 to 13, 2017 corresponding to the peak of activity of the Geminides (meteor shower). An SWIR (Short-Wave Infrared) camera imaged the radiation emitted by the OH molecule at an altitude of 87 km. A Rayleigh lidar measured the temperature profile as a function of altitude and time and an array of microbarometers measured fluctuations in ground pressure. The work is focused on the detection and propagation of infrasound in the lower thermosphere produced at the surface and the propagation of gravity waves through the disturbed mesosphere during a mesospheric inversion. The work undertaken has shown the important impact of the inversion on the vertical propagation of gravity waves and on the infrasound activity.

Université Paris-Saclay  
Espace Technologique / Immeuble Discovery  
Route de l'Orme aux Merisiers RD 128 / 91190 Saint-Aubin, France





*Restez affamés, restez fous.*

Steve Jobs

# Remerciements

Ce manuscrit marque la fin de mon parcours universitaire, commencé il y a maintenant 9 ans. Il résulte d'un travail mené à bien pendant trois années, rendu possible grâce aux personnes qui m'ont accompagné tout au long de ma thèse. Je tiens donc à remercier avant toute chose Philippe Keckhut, Alain Hauchecorne et Pierre Simoneau pour leurs disponibilités et leurs confiances qu'ils ont bien voulu m'accorder pour la réalisation de cette thèse. Je les remercie pour leurs commentaires et critiques qui m'ont permis d'avancer dans mon travail et de l'améliorer. Je n'aurai sûrement pas pu écrire ces lignes sans eux. Je remercie particulièrement Pierre avec qui j'ai passé la plupart de mon temps durant la thèse et qui n'aurait pas pu mieux m'encadrer dans mes travaux.

Je remercie également Alain Kattnig de l'Onera pour m'avoir aidé lors des difficultés que j'ai pu rencontrer en traitement du signal. Christophe Bellisario m'a aussi aidé dans la compréhension de son code retranscrivant l'intensité du nightglow et dans l'écriture de ce manuscrit, je le remercie et lui souhaite une bonne continuation au sein de l'Onera.

Mes remerciements vont aussi aux doctorants que j'ai côtoyé durant ces trois ans, je pense à Edouard, Maxence, Rodwane, Bastien, Fred et bien d'autres. J'ai une pensée particulière pour mon co-bureau Adrien avec qui j'ai passé de bons moments qui m'ont permis de mettre mon travail en pause quand il était nécessaire.

Et enfin je voudrais remercier bien évidemment ma famille avec une pensée particulière pour mes parents. Merci aussi à toi Lauré pour m'accompagner chaque jour pour le meilleur et pour le pire.



# Introduction

L'atmosphère est le siège de nombreux phénomènes dynamiques de toutes échelles. Nous sommes capable d'analyser et de caractériser ces phénomènes en utilisant une grande variété d'instruments. Deux de ces phénomènes ont été étudiés dans mon travail. Cependant, la région située entre 80 et 120 km est un domaine tellement difficile à observer et à étudier qu'elle a été baptisée "ignosphère". En effet, cette région est trop haute pour une étude via un instrument au sol et trop basse pour une étude satellitaire. Elle est officiellement appelée mésosphère et basse thermosphère (MLT pour Mesosphere Lower Thermosphere en anglais). Le projet ARISE (Atmospheric dynamics Research Infrastructure in Europe) est un réseau d'infrastructures européen qui fournit des observations depuis le sol et permet l'assimilation des données des réseaux infrason par des modèles de prévision météorologique opérationnels dans la perspective d'améliorer les prévisions météorologiques à des échelles de temps mensuelles ou saisonnières. Il intègre différents réseaux de stations fournissant des observations du sol à la basse thermosphère, notamment le système infrasonore développé pour le traité d'interdiction complète des essais nucléaires (TICEN), le réseau Lidar pour la détection des changements de composition de l'atmosphère, des radars météoritiques complémentaires, des radiomètres de vent, des sondeurs ionosphériques et des satellites. Une des techniques utilisées dans le cadre d'ARISE est l'observation du rayonnement nightglow.

Le travail effectué dans cette thèse a consisté à observer et analyser la propagation d'infrasons d'une part, et d'autre part la propagation d'ondes de gravité à travers l'atmosphère en présence d'une inversion de température mésosphérique. Ce travail a été réalisé grâce à une campagne d'observation durant la nuit du 12 au 13 Décembre 2017 en observant en continu le rayonnement émis par la molécule OH à 87 km d'altitude avec une caméra opérant dans la bande SWIR. Pendant cette nuit d'observation, l'inversion de température existe en début de campagne et disparaît aux alentours de minuit, ce qui nous a permis d'analyser le comportement des infrasons et des ondes de gravité pendant et après l'inversion. Cette campagne d'observation a été l'occasion d'utiliser simultanément différents instruments au cours de la nuit, un lidar Rayleigh nous a permis d'obtenir un profil 2D de la température de 25 à 75 km d'altitude, un interféromètre de Michelson nommé MICADO a mesuré la vitesse du vent à 96 km d'altitude et un réseau

de microbaromètres au sol a enregistré les fluctuations de pressions. L'étude s'appuie aussi sur les modèles et analyses météorologiques comme ERA5, HWM07 et MSIS.

La première partie du travail se concentre sur la propagation des ondes de gravité en présence de l'inversion de température. On montre que cette inversion empêche ces ondes de se propager au-delà et est la cause de la génération de turbulence. L'identification et le suivi d'une onde de gravité à grande échelle a été réalisé en utilisant différentes représentations comme les kéogrammes ou les perturbations de température issues du lidar. On montre que cette onde est présente en dessous et au dessus de l'inversion et semble donc se propager sans incidence vis-à-vis de l'inversion de température.

La deuxième partie du travail réalisé est la détection de perturbations du rayonnement nightglow par la propagation d'infrasons et l'analyse du comportement de l'activité infrasonique durant la nuit en présence d'une inversion de température à 65 km d'altitude. L'étude se concentre plus particulièrement sur les infrasons générés par la houle océanique qui a l'avantage d'être une source continue et présente une gamme de fréquence bien localisée.

Ce mémoire comporte six chapitres :

Le chapitre 1 est consacré à la description de l'atmosphère terrestre, sa composition et sa structure sont présentées ainsi que la dynamique présente, en particulier dans la MLT.

Le chapitre 2 énonce les différents instruments, modèles et analyses météorologiques communément utilisés pour les analyses météorologiques globales et plus récemment pour l'analyse de la MLT.

Le chapitre 3 est quant à lui consacré aux outils utilisés durant la thèse et décrit des méthodes nécessaires à l'avancée de l'étude. Les outils présentés dans un premier temps permettent une représentation en fréquence des signaux par le formalisme de Fourier et une représentation temps-fréquence par l'analyse en ondelette. Dans un second temps, le calcul des kéogrammes, la méthode d'estimation de l'énergie potentielle des ondes de gravité à partir du signal lidar ainsi que la préparation des signaux avant une analyse spectrale sont présentés. Le chapitre se termine en montrant la comparaison des données de l'instrument MICADO avec les données issues des modèles HWM07 et GSWM pour la vitesse du vent moyen.

Le chapitre 4 présente une climatologie des ondes de gravité au dessus de l'observatoire du Maïdo sur l'île de la Réunion de juin à novembre de l'année 2016 en utilisant le rayonnement nightglow issue de la molécule OH. Les paramètres intrinsèques de ces ondes ont été calculés grâce aux modèles HWM07 pour la vitesse du vent et MSIS pour le profil de température.

Le chapitre 5 présente mes résultats scientifiques concernant l'analyse de la propagation des ondes de gravité en présence d'une inversion mésosphérique et présente l'article associé à ce travail qui sera bientôt soumis au « Journal of Geophysical Re-

search » tandis que le chapitre 6 décrit la deuxième partie de mon travail consacré à la détection d'infrasons et la description de l'activité infrasonique en présence de cette même inversion au cours de la nuit d'observation. Un article sur ce travail a été publié dans le journal "Advances in space research" en Février 2020 et sera présenté à la fin du chapitre. Enfin, une conclusion est nécessaire afin de faire la synthèse de mon travail et d'évoquer les perspectives pour les futurs travaux dans ce domaine.

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>6</b>
<b>Introduction</b>	<b>8</b>
<b>Table des matières</b>	<b>10</b>
<b>1 L'atmosphère terrestre</b>	<b>14</b>
1.1 Généralités . . . . .	14
1.1.1 Composition et structure de l'atmosphère . . . . .	14
1.1.2 Dynamique atmosphérique . . . . .	19
1.1.3 Inversions de température mésosphériques . . . . .	23
1.2 Propagation des ondes de gravité et effets . . . . .	23
1.2.1 Description et origines des ondes de gravité . . . . .	23
1.2.2 Le processus de turbulence . . . . .	26
1.2.3 Principales incertitudes concernant la dynamique . . . . .	28
<b>2 Instruments et base de données pour l'observation de la MLT</b>	<b>29</b>
2.1 Les instruments embarqués sur satellites . . . . .	29
2.1.1 Le sondeur à micro-ondes (MLS) . . . . .	29
2.1.2 Sondage de l'atmosphère à l'aide de la radiométrie d'émission à large bande (SABER) . . . . .	30
2.1.3 L'instrument GOMOS . . . . .	32
2.2 Mesures actives . . . . .	32
2.2.1 Les radars pour l'observation de l'atmosphère . . . . .	32
2.2.2 Lidar . . . . .	33
2.3 Mesures passives au sol . . . . .	34
2.3.1 Rayonnement nightglow émis par la molécule OH . . . . .	35
2.3.2 L'instrument MICADO . . . . .	36
2.4 Les modèles et analyses météorologiques . . . . .	37
2.4.1 Ré-analyses ERA5 . . . . .	37
2.4.2 MSIS . . . . .	38

## TABLE DES MATIÈRES

2.4.3	HWM07 . . . . .	38
2.5	Méthodologie pour l'analyse de la dynamique depuis l'OHP . . . . .	38
2.5.1	Le projet ARISE . . . . .	38
2.5.2	Le site d'observation de la campagne . . . . .	40
<b>3</b>	<b>Outils et méthodes utilisés</b>	<b>42</b>
3.1	L'analyse spectrale . . . . .	42
3.1.1	L'analyse de Fourier 1D . . . . .	42
3.1.2	Transformée de Fourier 2D . . . . .	44
3.1.3	Transformée de Fourier à trois dimensions . . . . .	45
3.1.4	Transformée en ondelette . . . . .	48
3.2	Autres méthodes d'analyse . . . . .	51
3.2.1	Avant une analyse spectrale . . . . .	51
3.2.2	Analyses par la méthode des kéogrammes . . . . .	53
3.2.3	La variance lidar . . . . .	53
3.3	Comparaisons HWM07 - MICADO . . . . .	55
<b>4</b>	<b>Climatologie des ondes de gravité au dessus de l'océan Indien</b>	<b>58</b>
4.1	Introduction . . . . .	58
4.2	Climatologie des paramètres observés . . . . .	59
4.3	Détermination des paramètres intrinsèques . . . . .	67
4.4	Caractérisations théoriques / Paramètres intrinsèques . . . . .	72
<b>5</b>	<b>Observation de la propagation verticale des ondes de gravité à travers une couche d'inversion mésosphérique</b>	<b>83</b>
5.1	Introduction . . . . .	83
5.2	Description de la campagne d'observation . . . . .	84
5.3	Instruments et données utilisés . . . . .	84
5.4	Présentation des résultats . . . . .	85
5.4.1	Analyse de la propagation verticale des ondes de gravité en utilisant les données ERA5, le lidar Rayleigh et l'airglow . . . . .	85
5.4.2	Impact de l'inversion mésosphérique sur la propagation verticale des ondes de gravité . . . . .	87
5.5	Conclusion . . . . .	88
5.6	Article . . . . .	89
<b>6</b>	<b>Recherche de signatures infrasoniques générées par la houle océanique en utilisant le rayonnement nightglow et les microbaromètres au sol</b>	<b>118</b>
6.1	Introduction . . . . .	118
6.2	Présentation des résultats . . . . .	119

## TABLE DES MATIÈRES

6.2.1	Recherche d'infrasons générés par la houle océanique en utilisant le rayonnement nightglow . . . . .	119
6.2.2	Impact de l'inversion de température sur l'activité infrasonique . . . . .	121
6.3	Conclusion . . . . .	121
6.4	Article . . . . .	122
<b>Conclusion générale &amp; perspectives</b>		<b>130</b>
	Synthèse . . . . .	130
	Perspectives . . . . .	132
<b>A</b>	<b>Acronymes</b>	<b>133</b>
<b>B</b>	<b>Constantes physiques</b>	<b>135</b>
	<b>Liste des figures</b>	<b>136</b>
	<b>Liste des tableaux</b>	<b>139</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>140</b>

# Chapitre 1

## L'atmosphère terrestre

### 1.1 Généralités

L'atmosphère terrestre est l'enveloppe gazeuse dans laquelle nous vivons. Selon la Fédération Aéronautique Internationale (FAI), l'espace débute aux environs de 100 km d'altitude (Ligne de Kármán) (McDowell, 2018). Cette altitude marque la limite où l'oxygène et l'azote restent en mélange constant et où les espèces chimiques existent sous forme moléculaire et sont soumises principalement à la force de gravité, alors que plus haut, elles sont de plus en plus sous une forme ionique et influencées par le champ magnétique. La constitution de l'atmosphère terrestre est riche et varie fortement avec l'altitude et les latitudes. Celle-ci est composée de plusieurs couches contenant différentes propriétés physiques. Le gradient de température est l'un des critères fréquemment utilisé pour identifier les différentes couches car il influe fortement sur la stabilité des masses d'air et le transport. Chaque couche de l'atmosphère possède donc son propre gradient de température, tantôt positif, tantôt négatif, allant de la troposphère au sol, jusqu'à la thermosphère à environ 600 km d'altitude. Cette limite marque la frontière entre la thermosphère et l'exosphère. Ma thèse porte plus particulièrement sur le domaine d'altitude entre 50 et 100 km, cette région depuis la mésosphère jusqu'à la basse thermosphère qui est appelée la MLT (en anglais pour : Mesosphere Lower Thermosphere) dans la littérature.

#### 1.1.1 Composition et structure de l'atmosphère

L'atmosphère terrestre est la couche de particules et de gaz qui entoure la Terre. Celle-ci possède une composition assez singulière, en effet, 99% de la masse de l'atmosphère se situe en dessous de 31 km d'altitude, on évalue la masse de l'atmosphère terrestre à  $5,13 \cdot 10^{18}$  Kg, soit environ un millionième de la masse de la Terre. Coté chimie, l'atmosphère est constituée, pour les plus importants, de diazote  $N_2$  à 78%, de

## 1.1 Généralités

dioxygène  $O_2$  à 21%, d'Argon Ar ( $\sim 1\%$ ) et enfin de dioxyde de carbone  $CO_2$  (0.04%). Malgré leur très faible concentration, certaines espèces ( $H_2O$ ,  $CH_4$ ...) jouent un rôle majeur dans le fonctionnement de l'atmosphère, en effet, les gaz dits « à effet de serre » viennent limiter les pertes d'énergies par rayonnement de la surface de la terre, entraînant donc un réchauffement de la température. Sans l'effet de serre, les températures seraient peu propices à la vie. L'ozone est aussi une espèce importante car c'est elle qui absorbe la majorité du rayonnement ultraviolet provenant du soleil aux alentours de 25 km d'altitude, protégeant ainsi la Terre et ses habitants. Le champ de gravité terrestre agissant sur la concentration des espèces atmosphériques, la densité décroît exponentiellement avec l'altitude.



FIGURE 1.1: Photographie de l'atmosphère prise depuis la station spatiale internationale ISS ©ASC.

La gamme d'altitude de 1 à 100 km est appelée l'homosphère, les principaux constituants permanents de l'air dans cette région sont en proportions quasiment constants grâce au mélange turbulent. Au-dessus de cette région se trouve l'hétérosphère où les gaz sont séparés par diffusion moléculaire avec l'altitude, de sorte que les espèces plus légères deviennent plus abondantes par rapport aux espèces plus lourdes. La limite entre ces deux régions est appelée la turbopause.

La MLT se situe dans la partie haute de l'homosphère. Elle est composée de plusieurs métaux alcalins et une photochimie spécifique (Jegou et al., 1985). Elle contient par exemple une couche située à 87 km d'altitude dans laquelle la molécule OH émet un rayonnement nocturne appelé « nightglow » qui résulte de la désexcitation des états vibrationnels de celle-ci (bandes de Meinel) et retourne à son état fondamental en émettant un photon. Il existe d'autres contributeurs au rayonnement provenant de la MLT comme par exemple le sodium, l'oxygène moléculaire ou l'oxygène atomique pour les

## 1.1 Généralités

plus importants. A chaque atome ou molécule appartient une altitude d'émission, une longueur d'onde (ou une bande spectrale) et une intensité mesurée en Rayleigh (1 Rayleigh correspond à l'émission de  $10^{10}/4\pi$  photons/sec/m<sup>2</sup>/sr). La molécule OH est le principal contributeur au rayonnement Nightglow, son spectre s'étend du visible à l'infrarouge moyen. Au niveau du sol, le rayonnement atteint son maximum dans le proche infrarouge. Ce rayonnement est un élément important de cette thèse car c'est grâce à lui que nous pouvons visualiser le comportement de la dynamique atmosphérique à 87 km d'altitude. En effet, les fluctuations des paramètres dynamiques (pression, température, densité, vent, turbulence. . .) sont capables de modifier l'intensité du rayonnement nightglow, ce qui nous permet d'analyser cette dynamique en observant avec une caméra proche infrarouge. Le rayonnement nightglow est donc un excellent traceur de la dynamique locale et constitue un moyen d'observation important dans la compréhension des phénomènes dynamiques à haute altitude. Cette information assez locale présente de nombreux intérêts et applications. Une amélioration de la connaissance des processus dynamiques de la haute atmosphère est d'une grande aide pour augmenter l'altitude maximale des modèles climatiques actuels ( $\sim 50$  km) notamment autour de la mésopause, zone de transition entre l'atmosphère neutre et la ionosphère. De récentes observations ont montré que ce rayonnement existe aussi au sein de l'atmosphère martienne. Le rayonnement nightglow permet aussi de déterminer de manière fiable la température à l'altitude d'émission ( $\sim 87$  km) avec une résolution spatiale et temporelle satisfaisante. La DGA (Direction Générale de l'armement) s'intéresse aussi au rayonnement nightglow pour la vision nocturne pendant les nuits sans Lune.

## 1.1 Généralités



FIGURE 1.2: Photographie de l'airglow dans le visible depuis l'ISS. En rouge apparaît l'oxygène atomique à 630 nm entre 190 et 280 km d'altitude ainsi que la raie verte, émise à 557.7 nm qui se situe autour de 96 km d'altitude. La lueur jaune correspond au sodium à 589 nm et émet autour de 90 km d'altitude ©NASA.

L'atmosphère est caractérisée par plusieurs couches, toutes aussi différentes les unes que les autres. La première est la troposphère qui se situe du sol à une dizaine de kilomètres. Son épaisseur change selon la latitude et la saison (de 8 km au pôles aux environs de 20 km à l'équateur). C'est cette couche qui contient 80% de la masse totale de l'atmosphère et sa température décroît avec l'altitude. La majorité des phénomènes météorologiques se produisent au sein de cette couche. Dans la basse troposphère, les molécules d'eau et de gaz carbonique absorbent une partie du rayonnement infrarouge, ce qui contribue à réchauffer partiellement l'air.

Sa limite supérieure s'appelle la tropopause qui marque également la limite inférieure de la stratosphère, la seconde couche de l'atmosphère. Celle-ci possède un gradient de température positif sous l'action de l'absorption des rayonnements UV par la couche d'ozone. Le cycle ozone-oxygène (cycle de Chapman) décrit comment l'ozone est continuellement régénéré dans la stratosphère.

À la limite entre la troposphère et la stratosphère on observe les courant-jets, (ou jet stream pour les anglophones), qui sont des courants d'air rapides et confinés entraînés par la force de Coriolis. Ceux-ci sont situés à proximité de la tropopause entre la troposphère et la stratosphère généralement entre 7 et 16 kilomètres d'altitude. Ils tournent autour de la terre sur une bande de latitude, ont environ de 1 à 5 km d'épaisseur et circulent généralement d'ouest en est. La vitesse moyenne au sein d'un courant-jet est d'environ 90 km/h. On distingue deux types de courants-jet, les courants-jet polaires (les plus forts) situés entre 7 et 12 km d'altitude et les courants-jet subtropicaux situés

## 1.1 Généralités

entre 10 et 16 km d'altitude. Les courants-jet jouent un rôle majeur dans la circulation atmosphérique car ceux-ci imposent la limite entre deux masses d'air différentes qui ne peuvent se mélanger.

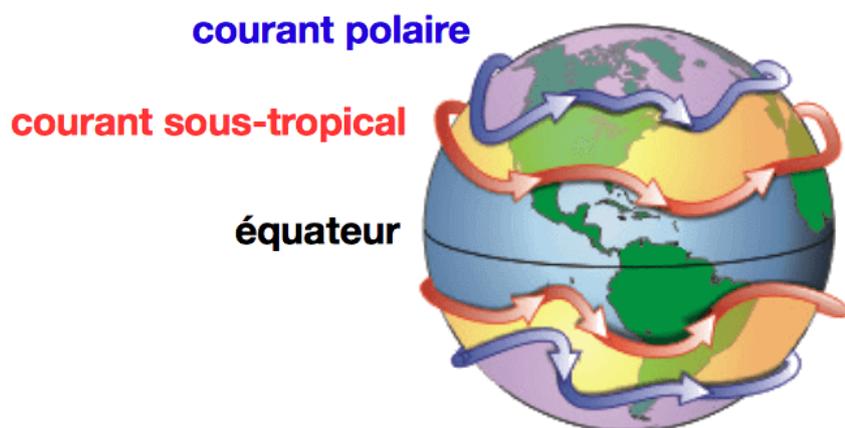


FIGURE 1.3: Représentation du courant-jet polaire et sub-tropical vis à vis de l'équateur. ©Wikipédia.

La mésosphère, séparée de la stratosphère par la stratopause, est la troisième couche et est atteinte aux environs de 50 km et s'étend jusqu'à 80 km d'altitude. C'est une zone de transition entre la Terre et l'espace, les corps y pénétrant s'échauffent contre les quelques particules d'air et sont souvent détruits avant de toucher le sol. La mésosphère contient un gradient de température négatif similaire à celui de la troposphère et constitue la couche la plus froide de l'atmosphère avec une température minimale d'environ  $-100\text{ °C}$ . La mésosphère est assez mal connue des scientifiques car elle se trouve dans un entre-deux qui la rend difficile à étudier. En effet, les avions classiques ne peuvent s'y aventurer car ils n'arrivent pas à l'atteindre. À l'inverse, elle est trop basse pour accueillir un satellite artificiel. Ainsi, seules des fusées-sondes peuvent fournir des données in situ sur cette couche atmosphérique.

La dernière couche est la thermosphère, séparée de la mésosphère par la mésopause. La température croît avec l'altitude à cause de l'azote et de l'oxygène moléculaire qui absorbent les courtes longueurs d'onde du rayonnement solaire.

## 1.1 Généralités

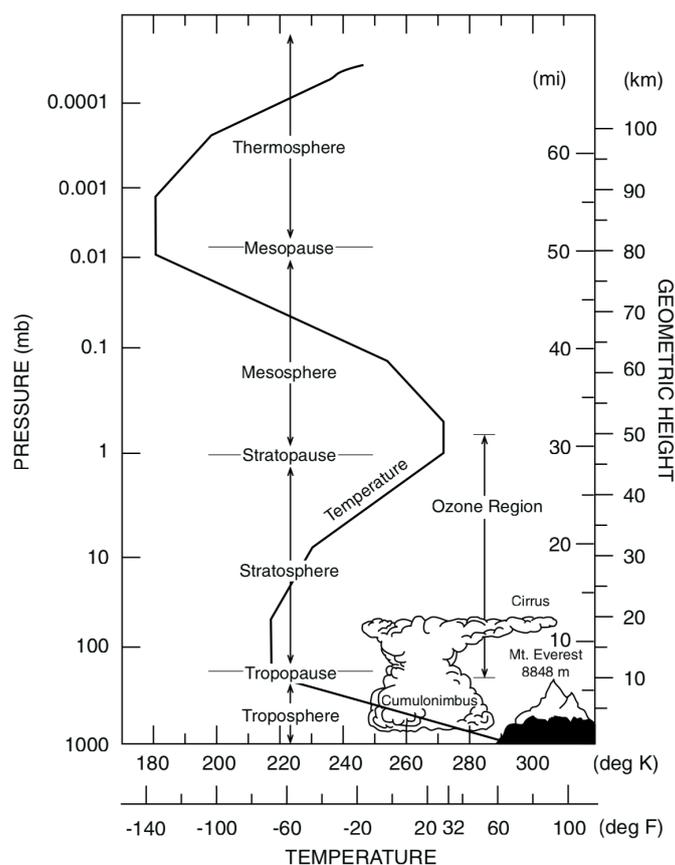


FIGURE 1.4: Structure de l'atmosphère terrestre en fonction de l'altitude. On y observe les différentes couches avec leurs gradients de température respectifs. ©1999 Oxford University Press

### 1.1.2 Dynamique atmosphérique

L'ensoleillement est le moteur de la circulation atmosphérique. Sous l'action de la gravité, de la poussée d'Archimède et de la force de Coriolis due à la rotation de la Terre, les différences de température entre l'équateur et les pôles font circuler l'air tout autour de la Terre. Cette circulation globale possède une organisation bien définie dans chaque hémisphère : trois cellules convectives (cellules de Hadley, polaires et de Ferrel) dans les plans méridiens sont associées à cinq vents le long de parallèles, le faible courant d'Est équatorial au voisinage de l'équateur et à faible altitude, et dans chaque hémisphère deux vents d'Ouest, le jet stream polaire à une latitude proche de  $\pm 60^\circ$ , ainsi que le jet stream subtropical, situé à des latitudes voisines de  $\pm 30^\circ$ . Dans leur mouvement, ces masses d'air transportent et redistribuent à la fois la chaleur transmise par les continents et l'humidité produite par évaporation au-dessus des océans.

## 1.1 Généralités

Les ondes sont des éléments dynamiques clés de l'atmosphère. Elles peuvent être définies comme des perturbations dont l'accélération est compensée par une force de rappel. Cette force peut être produite par la flottabilité dans un fluide stratifié de façon stable (par exemple, les ondes de gravité) ou par la force de Coriolis (les ondes d'inertie). Dans le premier cas, la force agit pour s'opposer aux déplacements verticaux, tandis que dans le second cas, elle s'oppose aux déplacements horizontaux. On distingue plusieurs types d'ondes tels que les ondes planétaires, les marées atmosphériques et les ondes de gravité. Dans ma thèse, on s'intéresse principalement aux ondes de gravité.

La principale variabilité de l'atmosphère moyenne est due à la propagation continue des ondes planétaires de Rossby, qui sont générées dans la troposphère. Les ondes de Rossby ne peuvent se propager que vers l'ouest par rapport au flux moyen, elles ont une vitesse de phase relativement lente (Morel et al., 2002) et sont donc bloquées par les vents stratosphériques d'Est en été (effets de filtrage). En hiver, les ondes planétaires peuvent se propager à travers le flux stratosphérique d'Ouest et, en raison de la diminution exponentielle de la densité atmosphérique avec la hauteur, leur amplitude relative augmente jusqu'à atteindre une amplitude critique conduisant à l'instabilité de l'onde. A ce niveau, l'interaction non linéaire de l'onde avec le flux zonal est à l'origine des réchauffements soudains de la stratosphère polaire. Leurs périodes sont de l'ordre de quelques jours.

Les marées atmosphériques proviennent des variations de l'insolation et donc de la quantité d'énergie absorbé par la vapeur d'eau (par absorption du rayonnement IR) dans la troposphère et basse stratosphère, et de l'absorption du rayonnement UV par l'ozone dans la stratosphère. Il existe deux types de marées, les marées migrantes et non-migrantes. Les premières sont synchronisées avec le soleil et se propagent vers l'Ouest. Des variations saisonnières sont présentes car les principales variations de ces marées proviennent du mouvement relatif de la terre par rapport à l'écliptique. Les marées non-migrantes ont, elles, des origines plus locales, comme les variations d'orographie sur les longitudes, les interactions entre mer et terre, les systèmes convectifs. De ce fait, elles revêtent une importance forte aux latitudes tropicales (Hagan et al., 1995). Leurs périodes vont de 12 à 24 heures. Les marées atmosphériques ont été étudiées de manière approfondie à l'aide de modèles théoriques (Forbes, 1982; Vial, 1986). Des progrès ont été réalisés dans le développement de modèles d'excitation thermique et de simulations numériques plus réalistes (Forbes, 1984), bien que l'observation des marées révèle encore des caractéristiques complexes qui ne sont pas bien reproduites par ces modèles. Il est donc nécessaire d'approfondir les recherches basées à la fois sur l'observation et la modélisation pour améliorer la cohérence entre les prévisions numériques et les observations.

## 1.1 Généralités

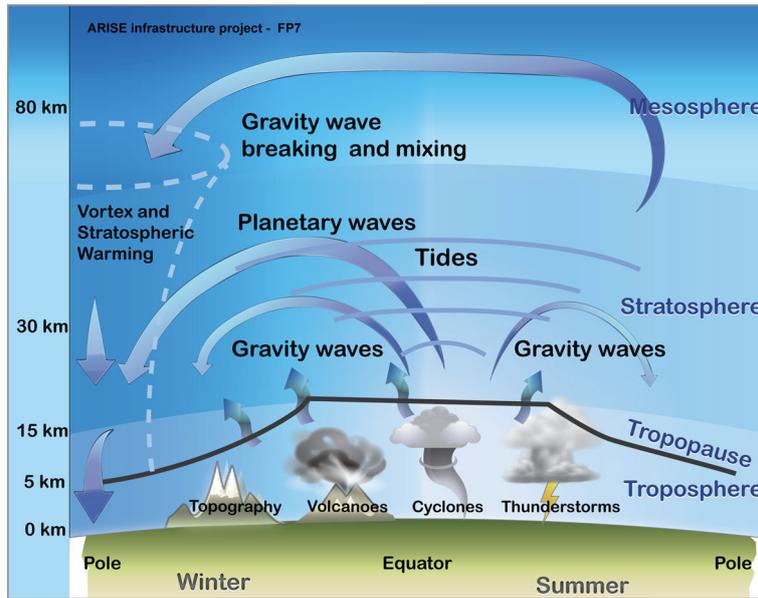


FIGURE 1.5: Schéma des processus dynamiques dans l'atmosphère terrestre. Les ondes planétaires et de gravité contribuent au transport dans l'atmosphère moyenne, comme l'illustrent les flèches. ©D'après [Blanc et al. \(2018\)](#).

Durant ma thèse, je me suis intéressé en particulier aux ondes de gravité du fait de leurs rôles importants dans la dynamique et l'équilibre thermique de la mésosphère ([Fritts and Alexander, 2003](#)) ainsi que leurs fortes capacités de visualisation du champ d'onde, notamment avec le rayonnement nightglow. La génération d'une onde de gravité se produit lorsqu'un fluide géophysique possède une stratification stable et qu'un corps est déplacé de manière verticale. Ce corps oscille alors sous l'action d'une force résultant de l'action complémentaire de la poussée d'Archimède et de la gravité, et de l'action des gradients de pression. Les sources de ces ondes sont multiples, elles peuvent être d'origine orographique ou être générées par la convection profonde, les orages, le courant-jet ou encore par des tsunamis ([Artru et al., 2005](#)). Ce sont des ondes transverses (mouvement perpendiculaire à la direction de propagation) et leur vitesse de groupe est perpendiculaire à leur vecteur d'onde. Ces ondes peuvent être décrites à l'aide de la théorie linéaire des ondes de gravité, théorie employée pour comprendre le comportement de ces ondes au premier ordre. Les ondes de gravité internes (contrairement aux ondes de surface) sont essentiellement générées dans la basse stratosphère et la haute troposphère et se propagent verticalement en transportant de l'énergie et de la quantité de mouvement jusque dans la haute mésosphère où elles sont susceptibles de devenir instables et de déferler, générant de la turbulence. La dynamique de la MLT est dominée par ces ondes et leurs effets. La structure de base de celle-ci est déterminée par le dépôt d'énergie cinétique des ondes de gravité à petite échelle, qui entraîne une circulation

## 1.1 Généralités

polaire été-hiver à la mésopause. La fréquence de Brunt-Väisälä est la fréquence minimale que peut avoir une onde de gravité lors de sa propagation dans l'atmosphère. Cette fréquence dépend du profil de température atmosphérique et est donnée par l'équation :

$$N = \sqrt{\frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz}} \quad (1.1)$$

$\theta$  est la température potentielle,  $g = 9,81 \text{ m.s}^{-2}$  l'accélération de la pesanteur et  $z$  l'altitude. La température potentielle d'un fluide est celle qu'il aurait si on le comprimait ou détendait adiabatiquement jusqu'à un niveau de pression standard, cette notion peut aussi nous renseigner sur la stabilité de l'air. En effet, si  $\theta$  augmente avec l'altitude, la masse d'air est considérée comme stable, au contraire, si  $\theta$  diminue avec l'altitude, la masse d'air est jugée instable. Un exemple de courbe d'évolution de  $\theta$  avec l'altitude est donné par la figure 4.12 du chapitre 4. Selon la théorie linéaire, la fréquence intrinsèque d'une onde de gravité est comprise entre la fréquence de Brunt-Väisälä ( $\sim 0,02 \text{ s}^{-1}$  dans la MLT) et le paramètre de Coriolis ( $\sim 1.10^{-4} \text{ rad.s}^{-1}$  pour  $\phi = 45^\circ$ ) :

$$f = 2\Omega \sin \phi \quad (1.2)$$

$\Omega$  étant le vecteur de vitesse angulaire de rotation de la terre ( $\sim 7,292.10^{-5} \text{ rad/s}$ ) et  $\phi$  la latitude. Un bon indicateur de la stabilité d'une onde de gravité est  $N^2$ . En effet, si  $N^2$  est négatif l'onde est susceptible de déferler pour laisser place à de la turbulence, au contraire, si  $N^2$  est positif, l'onde peut se propager librement.

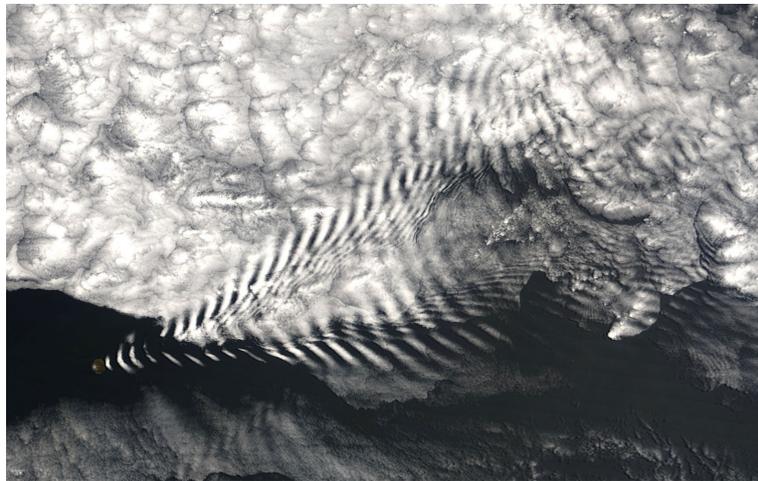


FIGURE 1.6: Motif nuageux formé par les ondes de gravité en aval de l'Île Amsterdam, une île volcanique de l'Océan Indien - ©Wikipédia

### 1.1.3 Inversions de température mésosphériques

Les inversions de température mésosphériques (ITMs) sont des phénomènes assez connus qui ont été observées à la fois dans les mesures effectuées au sol (Hauchecorne et al., 1987; Schmidlin, 1976) et dans les études par satellite (Clancy et al., 1994). Les ITMs sont caractérisées par une couche de température croissante dans la mésosphère et représentent une différence par rapport au gradient thermique ( $\Gamma = -\partial T/\partial z$ ) positif attendu entre la stratopause et la mésopause. Ces couches peuvent avoir une profondeur de  $\sim 2$  à 10 km en dessous d'un maximum local de température dépassant la moyenne du profil moyen de  $\sim 20$  à 50 K ou plus. Les observations et la modélisation à l'échelle mondiale et régionale révèlent que les ITMs sont créées en accompagnant le déferlement des ondes planétaires dans des régions où ces ondes connaissent un changement de phase abrupt dans la verticale, les anglophones qualifient cette région de « mesospheric surf zone » (Sassi et al., 2002; France et al., 2015; Gan et al., 2012; Irving et al., 2014; Meriwether and Gerrard, 2004; Oberheide et al., 2006). Des mesures lidar et satellitaires ont montré une variation annuelle des amplitudes, caractéristiques et statistiques des ITMs, avec des maximums en hiver aux hautes latitudes et aux latitudes moyennes et une variation semestrielle aux basses latitudes ayant des maximums  $\sim 1$  mois après chaque équinoxe (Cutler et al., 2001; Fehine et al., 2008; Irving et al., 2014; Leblanc et al., 1995; Leblanc and Hauchecorne, 1997; Meriwether and Gerrard, 2004). En conséquence, une onde de gravité rencontrant une ITM sur sa propagation verticale sera perturbée par l'élévation brutale de température et donc de la fréquence de Brunt-Väisälä, il en résulte des instabilités locales conduisant à des turbulences (Lindzen, 1981) qui se produisent dans la couche initiale presque adiabatique, et qui y restent étroitement associées pendant plusieurs périodes de Brunt-Väisälä ( $\tau = \frac{2\pi}{N}$ ) (Fritts et al., 2009; VanZandt and Fritts, 1989).

## 1.2 Propagation des ondes de gravité et effets

### 1.2.1 Description et origines des ondes de gravité

Les ondes de gravité atmosphériques peuvent souvent être décrites à l'aide d'une simple théorie linéaire qui les traite comme de petits écarts par rapport à un état stable ne variant que dans la verticale. Cela implique que nous ne pouvons traiter les ondes dites « secondaires » issues d'interactions non-linéaires. La force de restauration des oscillations des ondes de gravité est la flottabilité qui résulte des déplacements adiabatiques des parcelles d'air, caractéristique de ces perturbations. Pour le détail de la théorie, nous renvoyons le lecteur au livre de Nappo (Nappo, 2013). Après quelques

## 1.2 Propagation des ondes de gravité et effets

approximations, la théorie linéaire admet une solution de la forme :

$$\left( u', v', w', \frac{\theta'}{\theta}, \frac{p'}{p}, \frac{\rho'}{\rho} \right) = (u, v, w, \theta, p, \rho) \exp \left[ i (kx + ly + mz - \omega t) + \frac{z}{2H} \right] \quad (1.3)$$

où  $(u, v, w)$  sont les coordonnées de la vitesse du vent,  $p$  la pression et  $\rho$  la masse volumique. Les apostrophes représentent l'état perturbé des grandeurs physiques. Cette équation décrit le comportement d'une perturbation monochromatique d'onde de gravité de vecteur d'onde  $\mathbf{k}(k, l, m)$  et de pulsation  $\omega$ . La fréquence intrinsèque d'une onde de gravité est la fréquence dépourvue de toute influence du vent local et s'exprime ainsi :

$$\hat{\omega} = \omega - ku - lv \quad (1.4)$$

où  $\hat{\omega}$  est la fréquence intrinsèque et  $\omega$  la fréquence observée. La relation de dispersion de la théorie linéaire nous permet d'obtenir l'expression du nombre d'onde vertical :

$$m^2 = \frac{K^2 (N^2 - \hat{\omega}^2)}{(\hat{\omega}^2 - f^2)} - \frac{1}{4H^2} \quad (1.5)$$

où  $K = \sqrt{k^2 + l^2}$  et  $H_s$  est la hauteur d'échelle qui est égale à 7 km à 87 km d'altitude. La vitesse de groupe est aussi déduite avec cette équation :

$$(c_{gx}, c_{gy}, c_{gz}) = \frac{\left[ k (N^2 - \hat{\omega}^2), l (N^2 - \hat{\omega}^2), m (\hat{\omega}^2 - f^2) \right]}{\hat{\omega} \left( K^2 + m^2 + \frac{1}{4H^2} \right)} \quad (1.6)$$

La fréquence intrinsèque et le nombre d'onde vertical peuvent varier fortement lorsqu'une onde se propage verticalement à travers le cisaillement du vent et les gradients de stabilité. Les ondes de gravité conservent leur flux de quantité de mouvement (défini comme le produit de la masse et de la vitesse des ondes) si elles se propagent sans dissipation à travers une atmosphère stable qui ne varie que dans la verticale. La dissipation d'énergie résulte de processus tels que l'amortissement radiatif (Fels, 1984; Zhu, 1994), les interactions entre les ondes et le flux moyen (Broutman and Grimshaw, 1988; Sutherland, 2000), et les processus de déferlement et d'instabilité des ondes. La viscosité et la diffusion moléculaire ne sont généralement pas des mécanismes de dissipation importants, sauf dans la thermosphère où la diminution exponentielle de la densité et la croissance de la viscosité cinématique en fonction de l'altitude permettent à ces mécanismes de dominer les autres processus de dissipation. Les sources de ces ondes sont multiples :

## 1.2 Propagation des ondes de gravité et effets

- L'orographie. Les ondes de montagne sont générées lorsqu'une masse d'air monte en altitude par son déplacement au dessus d'un relief montagneux. La condition pour que l'oscillation se produise en remontant grâce à la poussée d'Archimède est la stabilité du milieu. Les longueurs d'onde horizontales de ces ondes se propageant verticalement sont de l'ordre de dizaines ou de centaines de kilomètres (Lilly and Kennedy, 1973; Leutbecher and Volkert, 2000; Dörnbrack et al., 1999).
- La convection. Les observations des ondes de haute fréquence dans la stratosphère ont montré une bonne corrélation avec les nuages de convection profonde (Sato, 1992; Alexander and Pfister, 1995; McLandress et al., 2000). Les ondes générées par convection ne sont pas caractérisées par une vitesse de phase unique comme c'est le cas pour les ondes orographiques. Au contraire, les ondes générées par une zone convective peuvent avoir de multiples vitesses de phase et de fréquences. Les ondes de basse fréquence peuvent être observées dans l'atmosphère moyenne assez loin de la source convective, ce qui rend plus difficile la correspondance avec les nuages ou d'autres sources de convection.
- Le cisaillement. La formation d'ondes de gravité par cisaillement a été étudiée pendant de nombreuses années mais reste l'une des sources les moins caractérisées. Néanmoins, en utilisant une interaction non linéaire entre les instabilités de Kelvin-Helmholtz et les modes de propagation, Fritts (1984) et Chimonas and Grant (1984) ont pu expliquer l'excitation rapide des ondes de gravité propagatives. La dimension des ondes de gravité est déterminée par la taille du courant de cisaillement et est souvent plus grande que les longueurs d'ondes des instabilités de Kelvin-Helmholtz.

D'autres sources peuvent être citées comme l'ajustement géostrophique, ce phénomène se produit lors de processus de retour à l'équilibre près d'un courant jet par exemple. Une circulation agéostrophique est générée pour rétablir l'équilibre du vent. Le retour à l'équilibre se produit via une redistribution d'énergie sous forme d'ondes de gravité (McIntyre, 2001). Les interactions onde-onde non linéaires sont sans doute l'un des mécanismes les plus importants dans les échanges d'énergie, les contraintes d'amplitude et l'évolution spectrale des ondes de gravité dans l'atmosphère moyenne. Leur rôle et leur importance ne sont pas universellement reconnus, et il reste beaucoup à faire pour quantifier leur dynamique et leurs effets.

La propagation des ondes de gravité dans la MLT est devenu un sujet d'étude depuis qu'il a été suggéré pour la première fois par Hines (1960) de tenir compte des structures observées dans cette région. Elles contribuent de manière significative à la circulation à grande échelle et aux structures thermiques et constitutives de la MLT, ainsi qu'à la variabilité de cette région à de nombreuses échelles temporelles et spatiales. L'importance des ondes de gravité dans la MLT est due à divers facteurs, notamment leur excitation par un large éventail de sources dans la basse et moyenne atmosphère, leur propagation

## 1.2 Propagation des ondes de gravité et effets

verticale rapide et les grands flux verticaux d'énergie et de quantité de mouvement correspondants, leur fortes interactions potentielles entre les flux d'ondes ainsi que les processus de déferlements qui provoquent des divergences de flux, un réchauffement, une diffusion turbulente, et des accélérations du flux moyen local. Les processus ci-dessus ont des conséquences importantes sur la circulation et la structure de la MLT moyenne, notamment de grands écarts par rapport à l'équilibre géostrophique, la fermeture des jets mésosphériques dans les hémisphères d'été et d'hiver, une forte circulation résiduelle induite (méridionale et verticale) et l'inversion du gradient de température méridional moyen près de la mésopause. Ces effets sont principalement dus au transport et à la dissipation de l'énergie des ondes de gravité, ainsi qu'aux accélérations moyennes zonales qu'ils induisent. À des échelles spatiales et temporelles plus petites, les mêmes processus expliquent la grande variabilité des champs d'ondes de marée et planétaires, la diffusion et le mélange turbulents très variables, et le forçage potentiellement important du flux moyen local en réponse à de fortes sources d'ondes de gravité épisodiques et spatialement localisées à des altitudes plus basses.

### 1.2.2 Le processus de turbulence

Parmi les perturbations de haute fréquence (en dessous de la fréquence de Brunt-Väisälä), il y a la turbulence générée par le déferlement des ondes de gravité. Dans ma thèse, nous mettons en exergue la création d'instabilités occasionnées par la présence d'une inversion mésosphérique ainsi que la génération de turbulence. À ce jour, cependant, les relations entre les ITMs, les ondes de gravité et la turbulence ne sont pas encore parfaitement connues. En effet, les multiples mesures et efforts de modélisation n'ont pas permis de déterminer avec certitude si la dynamique des ondes de gravité et de la turbulence est une cause ou un effet d'une ITM. De nombreux auteurs ont suggéré que la turbulence survient de préférence dans les régions de faible stabilité au-dessus d'une ITM ou contribue directement à la formation de celle-ci ([Hauchecorne et al., 1987](#); [Whiteway et al., 1995](#)). La théorie énonce quant à elle que les instabilités et turbulences des ondes de gravité devraient se produire de préférence dans les régions avec une fréquence de Brunt-Väisälä élevée ([McIntyre, 1989](#); [VanZandt and Fritts, 1989](#)), tandis que les mesures in situ à partir de fusées sondes révèlent diverses corrélations mais sont généralement incapables de déduire précisément les structures et la dynamique des ondes de gravité.

## 1.2 Propagation des ondes de gravité et effets



FIGURE 1.7: Fumée d'un avion agricole montrant la turbulence de sillage (NASA Langley Research Center). - ©Wikimedia Commons

La turbulence peut aussi être générée par la perte d'énergie des ondes de gravité au cours de leur propagation verticale. Les perturbations de la température peuvent être induites par le déplacement vertical d'une parcelle d'air par rapport à sa position d'équilibre et peuvent être utilisées comme mesure de l'énergie potentielle des ondes à l'origine de ces perturbations. L'énergie potentielle des ondes de gravité s'exprime de la façon suivante :

$$E_p = \frac{1}{2} \frac{g^2}{N^2} \left( \frac{T'}{T} \right)^2 \quad (1.7)$$

$T'$  est la perturbation de température et  $T$  la température. L'énergie potentielle s'exprime en  $\text{J.kg}^{-1}$ .

La figure 1.8 montre un exemple d'évolution de l'énergie potentielle des ondes de gravité au dessus de l'OHP. La droite en pointillés de la figure de droite représente l'énergie qu'aurait une onde de gravité si elle ne perdait pas d'énergie au cours de sa propagation. De cette manière, on peut plus facilement visualiser les pertes et gains en énergie.

## 1.2 Propagation des ondes de gravité et effets

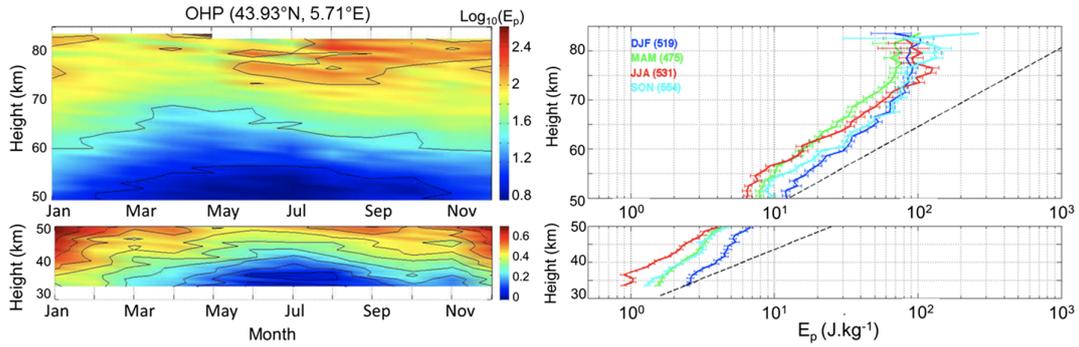


FIGURE 1.8: (Gauche) Courbes de niveau de la climatologie des ondes de gravité (en  $\text{J.kg}^{-1}$ ) d'après les observations lidar au-dessus de l'OHP. (Droite) Profils verticaux de l'énergie potentielle par unité de masse (en  $\text{J.kg}^{-1}$ ) moyennés sur l'hiver (décembre-janvier-février, ligne bleue), le printemps (mars-avril-mai, ligne verte), l'été (juin-juillet-août, ligne rouge) et l'automne (septembre-octobre-novembre, ligne cyan). La courbe de croissance conservatrice est également superposée et évolue selon  $e^{-z/H}$  (ligne noire en pointillés) avec une hauteur d'échelle de densité constante  $H = 7$  km. (Mzé et al., 2014).

### 1.2.3 Principales incertitudes concernant la dynamique

La mésosphère a été appelée "ignorosphère" car elle est mal étudiée par rapport à la stratosphère (à laquelle on peut accéder avec des ballons de haute altitude) et à la thermosphère (dans laquelle les satellites peuvent orbiter). Ainsi, le comportement des ondes de gravité vers l'ionosphère est peu connu et nous savons essentiellement qu'une partie des ondes y déferlent. Il est donc important de bien connaître le spectre des fluctuations observables depuis nos instruments qui reste un spectre à petite échelle qui inclue notamment les ondes de gravité avec de courtes longueurs d'onde ainsi que la turbulence.

# Chapitre 2

## Instrumentes et base de données pour l'observation de la MLT

### 2.1 Les instruments embarqués sur satellites

#### 2.1.1 Le sondeur à micro-ondes (MLS)

Le 12 Septembre 1991, le satellite de recherche sur la haute atmosphère (UARS) est lancé par la navette spatiale Discovery de la NASA pour une mission consacrée à la compréhension et à l'étude intégrée de la haute atmosphère terrestre (Reber, 1990). L'un des 10 instruments de la plateforme UARS, le « microwave limb sounder » (MLS), est la première expérience satellitaire utilisant des techniques de sondage à des fréquences micro-ondes. Les molécules ClO, O<sub>3</sub> et H<sub>2</sub>O sont les principaux objectifs de mesure ainsi que la température et la pression stratosphérique. L'instrument est pourvu d'un système d'antenne à balayage mécanique de 1,6 m et possède des radiomètres hétérodynes dans les bandes spectrales centrées sur 63, 185 et 203 GHz. Cet instrument a été conçu par le Jet Propulsion Laboratory aux États-Unis à Pasadena avec le sous-système de radiomètre de 185 GHz fourni par l'Université Heriot-Watt et le Rutherford Appleton Laboratory au Royaume-Uni. Le développement antérieur comprenait des expériences avec des avions (Waters et al., 1979, 1980) et des ballons (Waters et al., 1981, 1984, 1988; Robbins et al., 1990). Cet instrument n'a pas été utilisé durant ma thèse du fait de sa faible résolution verticale dans la mésosphère.

## 2.1 Les instruments embarqués sur satellites

Radiometer	LO Frequency, GHz	Wavelength, mm	Band Designation	IF Range, MHz	Primary Measurement
1	63.283	4.74	B1	90–540	pressure temperature
2	203.267	1.48	B2 B3 B4	830–1340 1053–1563 2610–3120	ClO H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
3	184.778	1.62	B5 B6	1213–1723 145–655	H <sub>2</sub> O O <sub>3</sub>

LO, local oscillator; IF, intermediate frequency.

FIGURE 2.1: Radiomètres MLS, bandes spectrales et mesures primaires. D'après [Barath et al. \(1993\)](#).

### 2.1.2 Sondage de l'atmosphère à l'aide de la radiométrie d'émission à large bande (SABER)

Le satellite TIMED (Thermosphere, Ionosphere, Mesosphere Energetics, and Dynamics) est lancé en décembre 2001 depuis la base aérienne de Vandenburg, embarquant avec lui l'instrument de sondage de l'atmosphère par radiométrie d'émission à large bande (SABER). Celui-ci est un radiomètre infrarouge à 10 canaux (1.27-16.9  $\mu\text{m}$ ). SABER calcule la température et la composition de l'atmosphère (ozone, vapeur d'eau et dioxyde de carbone), ainsi que les taux de chauffage solaire et chimique et les taux de refroidissement infrarouge. SABER se concentre sur la région inexplorée des 60-180 km, mais aussi la région de 10 à 350 km d'altitude. SABER est intéressant dans le sens où il permet d'obtenir aussi le profil d'émission de la molécule OH entre 70 et 120 km d'altitude ([Russell III et al., 1999](#); [Mertens et al., 2001](#)).

## 2.1 Les instruments embarqués sur satellites

Parameter	Wavelength ( $\mu\text{m}$ )	Geophysical Information/Application	Altitude Range (km)
CO <sub>2</sub>	15	Kinetic temperature; infrared cooling rates; altitude pressure registration, non-LTE/LTE nature of CO <sub>2</sub>	10-100
O <sub>3</sub>	9.6	Ozone concentration; cooling rates; solar heating rates; fundamental chemistry and dynamics studies	15-100
O <sub>2</sub> ( <sup>1</sup> $\Delta$ )	1.27	O <sub>3</sub> concentration (daytime); energy loss Inferred atomic oxygen at night	50-105
CO <sub>2</sub>	4.3	CO <sub>2</sub> concentration above 85 - 150 km; upper mesospheric solar heating; dynamical tracer above $\approx$ 90 km	85-150
OH( $\nu$ )	2.0	Emission used to infer [H], [O]	80-100
	1.6	Chemiluminescent energy loss; dynamics/wave studies; polar mesospheric cloud studies	
NO	5.3	Thermospheric cooling; dynamical tracer; NO <sub>x</sub> chemistry	90-180
CO	4.6	Dynamical tracer; carbon budget (CO + CO <sub>2</sub> )	50-120
NO <sub>2</sub>	6.2	Thermosphere/mesosphere coupling Lower mesospheric ozone chemistry	15-80
H <sub>2</sub> O	6.9	Odd-hydrogen source gas; dynamical tracer	15-80

FIGURE 2.2: Mesures et applications de l'instrument SABER. D'après [Russell III et al. \(1994\)](#).

La technique de mesure de SABER utilise le sondage en raison de ses avantages inhérents qui permettent de réaliser des mesures de gaz très fines mais essentielles dans la mésosphère et la thermosphère moyenne à supérieure. La sonde est balayée verticalement pour obtenir des profils de radiance à large bande en fonction de la hauteur de la tangente,  $H_0$ , l'altitude au point d'approche le plus proche d'un trajet de rayon d'émission à la surface de la terre.

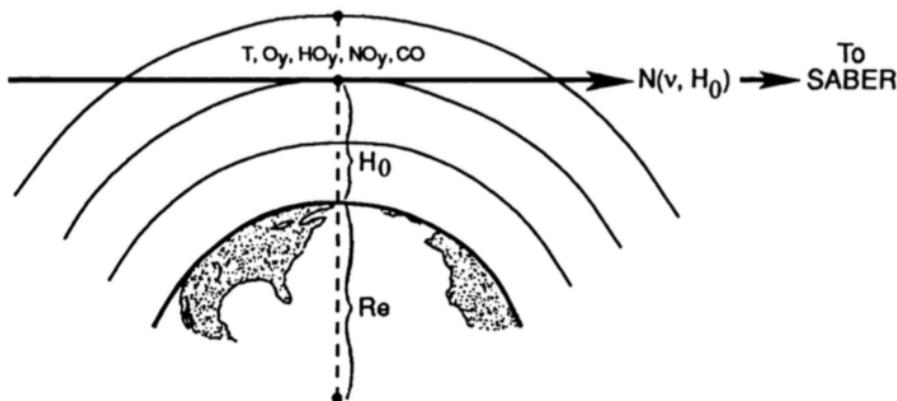


FIGURE 2.3: Principe géométrique de SABER. D'après [Russell III et al. \(1994\)](#).

La résolution verticale de SABER est d'environ 2 km. SABER n'a pas été utilisé

## 2.2 Mesures actives

durant ma thèse, les calculs de température ont été réalisés grâce au modèle MSIS et j'ai pu accéder à la base de données ERA5. Ces deux outils sont décrits dans le sous-chapitre 2.4.

### 2.1.3 L'instrument GOMOS

L'instrument GOMOS (« Global Ozone Monitoring by Occultation of Stars ») fait partie du satellite ENVISAT (« ENVironment SATellite ») de l'agence spatiale européenne. Il fut opérationnel de mars 2002 à avril 2012 et était consacré à l'étude de l'atmosphère terrestre. Il n'est pas perturbé par les marées ou par le mécanisme de photolyse diurne grâce à son orbite héliosynchrone. Cela permet que chaque endroit soit vu presque à la même heure locale. GOMOS a fourni un spectre atmosphérique de 248 à 954 nm. Les émissions associées à des espèces comme O<sub>2</sub> et OH pouvaient alors être observées (Bellisario et al., 2014).

## 2.2 Mesures actives

Les mesures actives sont des mesures dont nous maîtrisons la source, comme le radar dans le domaine micro-ondes et le lidar dans le domaine optique.

### 2.2.1 Les radars pour l'observation de l'atmosphère

Le radar a été développé pendant la deuxième guerre mondiale pour détecter et estimer la portée des cibles aériennes. Le principe de base de l'utilisation de la réflexion des ondes radio pour déterminer la distance du réflecteur a été inventé en 1926 par Sir Edward Appleton pour déterminer la hauteur de la région ionisée dans la haute atmosphère, l'une des principales contributions qui a conduit au prix Nobel d'Appleton en 1947. Ainsi, dès le début, les radars ont été directement liés aux observations de l'atmosphère.

Les radars sont des outils très utiles pour l'étude de la haute et de la basse atmosphère. Il existe deux groupes qui utilisent de puissants radars pour étudier l'atmosphère terrestre. L'un d'eux utilise les propriétés de diffusion des électrons libres et a étudié l'ionosphère terrestre, l'autre, utilisant la propriété de diffusion des particules d'eau ou de glace et les fluctuations de l'indice de réfraction dans l'air clair, s'est consacré à l'étude des phénomènes météorologiques dans la troposphère. Woodman and Guillen (1974) ont montré, en utilisant le radar Jicamarca au Pérou, qu'ils pouvaient détecter le signal rétrodiffusé de pratiquement toute la hauteur de l'atmosphère même sans la présence d'ionisation, à condition qu'il y ait suffisamment d'inhomogénéité dans l'indice de réfraction radio. Ce type de diffusion radar est appelée diffusion cohérente, et la classe de radars capables d'effectuer des mesures sur toute cette plage atmosphérique est

## 2.2 Mesures actives

appelée radar mésosphère-stratosphère-troposphère (MST). L'indice de réfraction radio dépend des électrons liés dans la vapeur d'eau dans la basse troposphère, des électrons liés dans l'air sec dans la haute troposphère et la stratosphère, et des électrons libres dans la mésosphère.

### Le radar GRAVES

Durant ma thèse, j'ai pu utiliser les données du radar GRAVES (Grand Réseau Adapté à la VEille Spatiale) développé par l'Onera, dont la mission première est la détection des débris spatiaux. J'ai utilisé ce moyen afin de détecter l'entrée des météores dans l'atmosphère pour la recherche d'infrasons mais je n'évoquerais pas de résultats issues de ces mesures car ceux-ci n'ont pas été concluants. Les données du radar GRAVES sont corrélées avec celles du réseau de caméras FRIPON (Fireball Recovery and Inter-Planetary Observation Network) dont l'objectif est de pouvoir localiser et collecter les météorites.



FIGURE 2.4: Le radar MST ALWIN basé sur l'île nord-norvégienne Andøya.  
©Wikimapia

### 2.2.2 Lidar

La méthodologie de mesure lidar (« light detection and ranging ») est fondée sur l'interaction entre la lumière émise par une source laser et les constituants atmosphériques. Selon le paramètre atmosphérique que l'on cherche à mesurer, les systèmes lidar utilisent différents types d'interactions rayonnement-matière : les diffusions Rayleigh, Mie, Raman, l'absorption ou la fluorescence. La mesure lidar se réalise en émettant verticalement dans l'atmosphère un faisceau laser pulsé et en recevant une partie de la lumière rétrodiffusée par les molécules et particules de l'atmosphère. Au-delà de 30 km, la composition de l'atmosphère est principalement moléculaire, la densité atmosphérique et le profil de température peuvent être déduits (Hauchecorne and Chanin, 1980; Keckhut et al., 1993). La principale incertitude des mesures lidar est directement liée au bruit des photons. Cette incertitude sur le nombre de photons détectés est liée à la

### 2.3 Mesures passives au sol

statistique des événements rares et est décrite par la loi de Poisson. Dans ce cas, l'erreur standard est exprimée par le carré du nombre de photons reçus. La principale amélioration du bruit des photons consiste à augmenter le nombre de photons reçus. Ceci peut être réalisé par la conception instrumentale ou peut également être obtenu en réduisant la résolution verticale et temporelle en faisant la moyenne de plusieurs couches individuelles ou en augmentant le nombre de tirs en intégrant plusieurs tirs successifs. Ainsi, en fonction des échelles spatio-temporelles des processus étudiés, la résolution verticale et l'intégration temporelle doivent être adaptées respectivement de 15 m à 3 km et de une minute à des moyennes nocturnes (12 heures). Le lidar de température est également exempt de tout étalonnage et constitue donc un instrument parfait pour la surveillance à long terme. Les lidars Rayleigh permettent donc d'observer des structures à courte échelle telles que les ondes de gravité, les marées, ainsi que des échelles de temps plus longues telles que les changements quotidiens, la climatologie et la surveillance à long terme. Le lidar Rayleigh occupe une grande place dans ma thèse et est au coeur de mon travail sur les ondes de gravité du fait qu'il permet de suivre la propagation verticale des ondes dans toute la moyenne atmosphère.

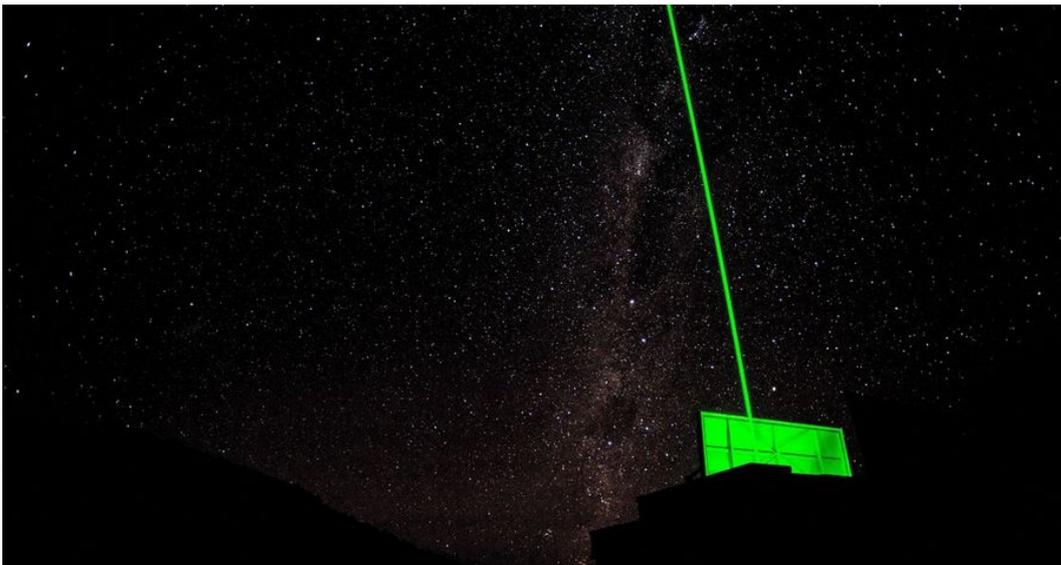


FIGURE 2.5: Lidar installé à l'observatoire atmosphérique du Maïdo (2200 m d'altitude) sur l'île de la Réunion.

©<https://lacy.univ-reunion.fr/observations/observatoire-du-maido-opar>.

### 2.3 Mesures passives au sol

Les mesures passives sont donc des mesures dont nous ne contrôlons pas la source. Dans le cas d'observations optique, la source est le rayonnement nightglow issu d'atomes

## 2.3 Mesures passives au sol

et de molécules dans l'atmosphère. Dans ma thèse, j'ai utilisé deux instruments : une caméra fonctionnant dans la bande proche infrarouge pour l'observation des ondes de gravité, ainsi que l'interféromètre micado pour la mesure du vent.

### 2.3.1 Rayonnement nightglow émis par la molécule OH

Les premières études du nightglow ont été faites depuis le sol. Meinel reste le plus connu pour ces études (Meinel, 1950) mais de nombreuses autres ont apporté leur contribution non seulement à l'émission OH, mais aussi à l'émission O<sub>2</sub>, ou encore O. Ainsi, Dufay (1946) a supposé l'émission du système O<sub>2</sub> découvert par Herzberg (1932) en absorption, confirmé par la suite par Chamberlain (1955). Depuis, les mesures ont été essentiellement faites à l'aide de photomètres et spectromètres dirigés vers le zénith (Lowe et al., 1991; Takahashi and Batista, 1981). Certains utilisent des imageurs (Taylor et al., 1991). Ces méthodes sont différentes mais complémentaires. Les premières vont par exemple permettre la détermination des populations des états vibrationnels (Takahashi and Batista, 1981), de remonter à la température (Offermann and Gerndt, 1990), au vent (Didebulidze et al., 2011), ou plus naturellement à l'intensité émise. Les imageurs permettent quant à eux, de remonter à l'intensité émise, mais essentiellement d'observer les structures dynamiques de petites échelles (Shiokawa et al., 2003), en particulier les ondes de gravité (Pautet et al., 2014; Taylor et al., 1995a,b). Les marées ont aussi été observées depuis le sol : par exemple Mulligan and Nallen (1998) à l'aide d'un spectromètre observant les émissions OH entre 1.0 et 1.6  $\mu\text{m}$ , Petitdidier and Teitelbaum (1977) pour la raie verte de l'oxygène, ou aussi Reisin and Scheer (1996) en utilisant OH(6-2) et O<sub>2</sub>(0-1). Pour finir, Bittner et al. (2002) ont analysé 18 ans de température rotationnelle à partir de la transition OH(3-1) pour étudier les variations interannuelles de la basse thermosphère et détecter d'éventuelles tendances décennales.

Pendant ma thèse, j'ai pu bénéficier des mesures provenant d'une caméra SWIR (Short-Wave Infrared) basée sur l'utilisation d'un détecteur InGaAs refroidi thermo-électriquement (640x512 pixels, pas 25  $\mu\text{m}$ ). La bande spectrale de la caméra s'étend de 0,9 à 1,7  $\mu\text{m}$ . Cette largeur de bande correspond aux transitions vibrationnelles  $\Delta\nu = 2$  et 3 des bandes de Meinel. Le temps d'intégration utilisé est de 400 ms avec une fréquence d'acquisition de deux images par seconde. Ainsi, pour une nuit entière, nous acquérons environ 50 000 images. Un objectif de longueur focale 12,5 mm a été montée sur la caméra, ce qui donne un champ de vision (FOV pour "Field Of View") de 32°x27° qui permet d'observer une zone de 111x89 km au niveau de la couche OH ( $\sim 87$  km) pour une observation au zénith et un champ de vue instantané de 2 mrad conduisant à une résolution spatiale de 174 mètres à l'altitude de la couche OH. La caméra est étalonnée radiométriquement en laboratoire, ce qui permet d'obtenir des mesures de luminance intégrées absolues (en photons/s/m<sup>2</sup>/sr).

## 2.3 Mesures passives au sol

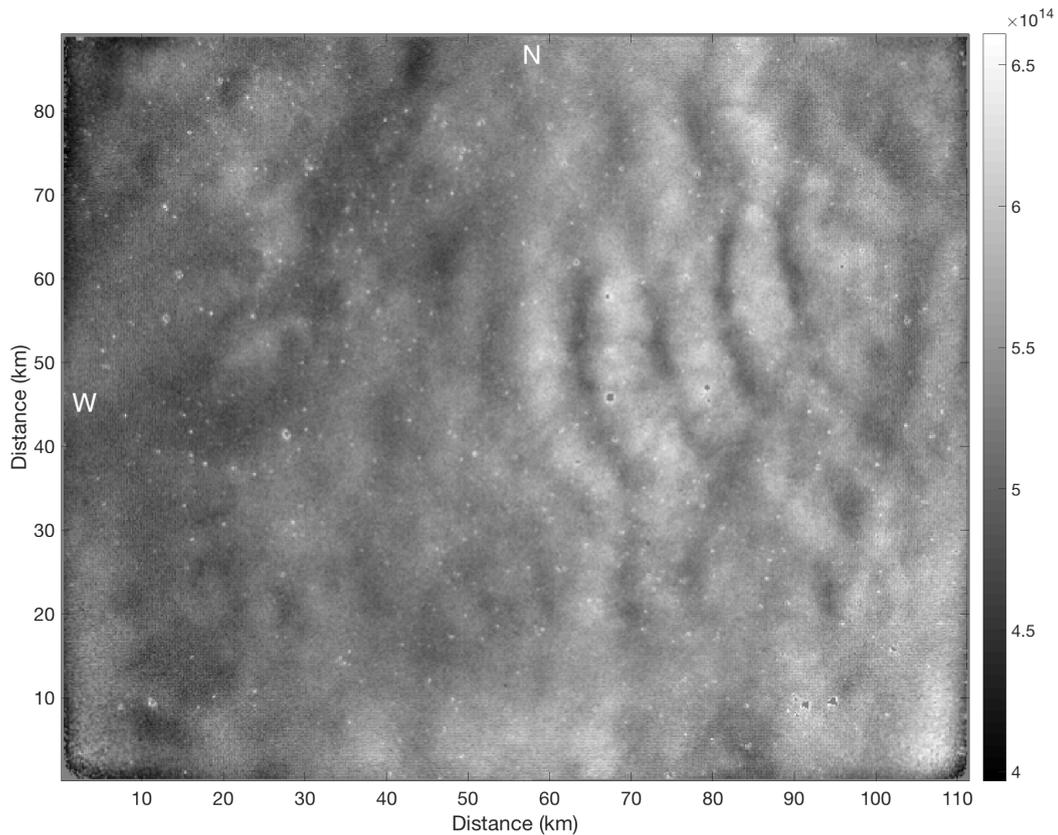


FIGURE 2.6: Image du rayonnement issue de la molécule OH mesurée avec une caméra SWIR.

### 2.3.2 L'instrument MICADO

Les instruments optiques peuvent être utilisés pour mesurer le vent et la température depuis le sol et l'espace. Parmi eux, on trouve les interféromètres de Fabry-Perot et de Michelson. Les interféromètres de Fabry-Perot sont utilisés essentiellement pour leur grande sensibilité spectrale, de la dépendance limitée de leur différence de chemin optique et de la simplicité de leur construction.

Le décalage Doppler entre une espèce émettrice en mouvement et au repos nous permet de calculer la vitesse de celle-ci le long de la ligne de visée. L'interféromètre de Michelson est un bon instrument pour cette technique. Sa capacité à admettre un large champ de vue en fait son avantage. Cette caractéristique est particulièrement bien adaptée à l'étude des atmosphères planétaires où la source de lumière est étendue. Cette propriété permet à l'instrument de recueillir un nombre important de photons, idéal lorsque la source d'émission a une faible intensité (ce qui est le cas pour les raies d'émission du rayonnement nocturne).

## 2.4 Les modèles et analyses météorologiques

MICADO (« Michelson Interferometer for Coordinated Auroral Doppler Observations ») est composé d'un interféromètre de Michelson à champ compensé et d'un télescope Cassegrain (Thuillier and Hersé, 1991). Le télescope peut observer dans différentes directions. Les raies du spectre du rayonnement nocturne sont sélectionnées à l'aide de filtres interférentiels. Les mesures du vent nécessitent une référence de phase, qui est fournie par des lampes spectrales et un laser He-Ne à haute stabilité. Les mesures de température requièrent une visibilité précise de l'instrument, fournie par le même laser.

La précision de mesure est estimée à 10 K pour la température mésosphérique et à 7 m.s<sup>-1</sup> pour le vent dans des conditions standard pour une mesure individuelle (Fauliot, 1993). Micado a été utilisé durant la thèse afin d'avoir des mesures collocalisées de la vitesse du vent et ainsi comparer ces données avec celles issues du modèle statistique HWM07, modèle que je décris dans la section 2.4, et ainsi extrapoler le vent moyen à 87 km d'altitude.

Region	Specie	Line/ continuum Wavelengths	Mean altitude (km)	Mean temperature (K)	Wind range (ms <sup>-1</sup> )
Mesosphere	O <sup>1</sup> S	557.7/563	97	200	-100; +100
	OH(8-3)	734/735	85		
Thermosphere	O <sup>1</sup> D	630.0/627	200	1000	-400; +400

FIGURE 2.7: Caractéristiques physiques de l'atmosphère pouvant être observées par l'utilisation des raies sélectionnées. D'après Thuillier and Hersé (1991).

## 2.4 Les modèles et analyses météorologiques

### 2.4.1 Ré-analyses ERA5

Les produits issus d'une réanalyse comprennent de nombreuses variables telles que la vitesse du vent, la température et la pression atmosphérique et sont largement utilisés pour la modélisation numérique, tant pour la recherche que pour les applications opérationnelles. Un avantage important des réanalyses est qu'elles sont globales et généralement disponibles gratuitement pour les recherches et dans le monde entier. Au fil des décennies, les réanalyses ont progressivement acquis une plus grande résolution dans le temps et l'espace.

Au sein du Service des changements climatiques de Copernic (C3S), le CEPMMT (Centre Européen pour les Prévisions Météorologiques à Moyen Terme) produit la réanalyse ERA5 qui, une fois terminée, constituera un relevé détaillé à l'échelle planétaire de l'atmosphère, de la surface terrestre et des vagues océaniques à partir de 1950. Contrairement à son prédécesseur ERA-Interim, ERA5 a une résolution horaire et les données sur la vitesse du vent sont disponibles gratuitement sur 137 niveaux de 10 m

## 2.5 Méthodologie pour l'analyse de la dynamique depuis l'OHP

au dessus de la surface au niveau de pression 0,01hPa (environ 79 km d'altitude). La résolution horizontale est d'environ 28 km, ce qui est mieux que ERA-Interim ([Hersbach et al., 2020](#)).

Les réanalyses ont trouvé une large application dans les sciences atmosphériques, notamment dans les centres météorologiques opérationnels où, par exemple, les réanalyses sont utilisées pour évaluer l'impact des changements des systèmes d'observation, pour mesurer les progrès des capacités de modélisation et d'assimilation, et pour obtenir des climatologies de pointe afin d'évaluer les anomalies des prévisions. Parmi les autres réanalyses on peut citer MERRA et MERRA-2 (Tous deux produits par la NASA). La base de données ERA5 est un élément important dans mon travail sur les ondes de gravité car elle permet d'avoir des données en deux dimensions permettant une analyse plus approfondie que HWM07 par exemple.

### 2.4.2 MSIS

Le modèle MSIS (Mass Spectrometer and Incoherent Scatter) est un modèle 3D semi-empirique ([Hedin, 1983, 1987, 1991](#); [Picone et al., 2002](#)) où la température est calculée par un développement de la variation de température exosphérique en polynômes de Legendre. Il prend en compte les données obtenues par le National Meteorological Center (NMC) selon les altitudes en dessous de 20 km et les profils de température et de pression obtenus par des sondes atmosphériques pour les altitudes plus élevées. Durant mon stage effectué avant la thèse et pendant celle-ci, j'ai été amené à utiliser ce modèle.

### 2.4.3 HWM07

HWM07 (Horizontal Wind Model) 07 pour l'année 2007, est un modèle permettant d'évaluer la vitesse du vent meridional et zonal de 0 à 100 km d'altitude. Ce modèle est fonction de la situation géographique, de l'altitude, du jour de l'année, de l'heure solaire locale et de l'activité géomagnétique. Il comprend des représentations de la circulation moyenne zonale, des ondes planétaires stationnaires, des marées migratoires et de leur modulation saisonnière ([Drob et al., 2008](#)). Ce modèle a beaucoup été utilisé durant ma thèse.

## 2.5 Méthodologie pour l'analyse de la dynamique depuis l'OHP

### 2.5.1 Le projet ARISE

Nous avons vu précédemment le large éventail d'instruments disponibles pour l'observation de la moyenne et haute atmosphère. Chaque instrument présente des avantages

## 2.5 Méthodologie pour l'analyse de la dynamique depuis l'OHP

et des inconvénients. Un bon compromis serait donc d'utiliser simultanément différents instruments afin d'avoir plusieurs représentations à différentes altitudes et ainsi pouvoir chercher les corrélations physiques qui les lient.

Le concept du projet ARISE (Atmospheric dynamics Research Infrastructure in Europe) consiste à intégrer des réseaux internationaux complémentaires d'observation de l'atmosphère, notamment un réseau d'infrasons, un réseau de lidars, différents systèmes de radars, des observatoires et des satellites, afin de fournir une image plus complète et plus cohérente de l'atmosphère moyenne. L'objectif est de retrouver la structure verticale des mouvements et des perturbations atmosphériques non résolus avec une résolution spatio-temporelle sans précédent et d'étudier leur impact sur le temps et le climat (Blanc et al., 2015).

Ce projet intègre plusieurs réseaux de stations permettant des observations du sol à la basse thermosphère, notamment le système infrasonore développé pour la vérification du Traité d'interdiction complète des essais nucléaires, le réseau lidar pour la détection des changements de composition de l'atmosphère, des radars météorologiques complémentaires, des radiomètres de vent, des sondeurs ionosphériques et des satellites (Blanc et al., 2018).

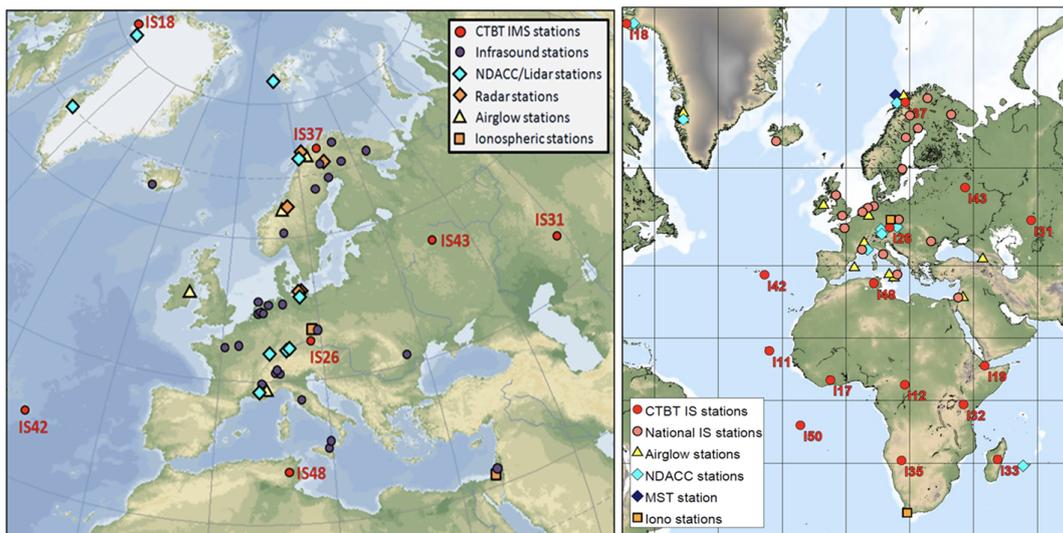


FIGURE 2.8: Le réseau d'observation du projet ARISE. (Blanc et al., 2018).

Les stations infrasoniques de l'IMS (International Monitoring System) sont constituées de microbaromètres conçus pour détecter les fluctuations de la pression atmosphérique dans la gamme de fréquences de 0,02 à 4 Hz. Ils sont regroupés dans des mini-stations en réseau (de quatre à dix capteurs) et ont une ouverture entre 1 et 3 km et sont capables de détecter et caractériser les signaux infrasonores peu cohérents dans le bruit de fond.

## 2.5 Méthodologie pour l'analyse de la dynamique depuis l'OHP

Le Réseau NDACC (Network for the Detection of Atmospheric Composition Change) a pour but de détecter des changements de composition de l'atmosphère et fournit des mesures lidar de la température et du vent stratosphériques. Ce réseau international a été initialement mis en place en 1991 pour la surveillance de l'ozone après la découverte du trou d'ozone et le lancement du satellite UARS. La mesure de la température stratosphérique et mésosphérique par la technique lidar de Rayleigh a été initiée il y a plus de 40 ans (1978) à l'Observatoire de Haute-Provence (OHP, 43.93N, 5.71E, France) (Hauchecorne and Chanin, 1980). La base de données lidar de Haute-Provence est la plus longue série de températures et a permis l'une des premières détections du refroidissement de la haute stratosphère et de la mésosphère (Ramaswamy et al., 2001; Hauchecorne et al., 1991). Un lidar Rayleigh-Doppler a été développé par Chanin et al. (1989) pour mesurer la vitesse du vent horizontal dans la stratosphère et dans la haute troposphère. Le même type de lidar a été utilisé à l'Observatoire de Haute-Provence pour étudier les caractéristiques des ondes de gravité ainsi que leur climatologie et leur interaction avec la circulation moyenne (Hertzog et al., 2001). Les observations de la mésosphère par les spectromètres OH fournissant des informations pertinentes sur l'activité des ondes dans la mésosphère (Pilger et al., 2013b) sont intégrées dans le projet. Elles sont complétées par des imageurs airglow en cours de développement pour les sites multi-technologiques. Le premier site multitechnologique ARISE à l'observatoire de Haute-Provence où un lidar NDACC est en service a fourni des données de haute qualité pendant la première campagne d'observation d'une durée d'un an. Un réseau d'infrasons à quatre éléments de 1 km d'ouverture a été installé pendant la campagne. Elle est devenue une station infrasonore permanente.

### 2.5.2 Le site d'observation de la campagne

L'observatoire de Haute-Provence est une station importante du projet ARISE et c'est dans cet observatoire qu'a eu lieu la campagne d'observation de plusieurs jours du 11 au 14 Décembre 2017 qui a permis d'acquérir les données d'entrées de ma thèse. Le site d'observation de l'INSU (Institut National des Sciences de l'Univers) du CNRS (Centre National de la Recherche Scientifique) pour l'astronomie, l'environnement et l'étude de l'atmosphère accueille des chercheurs de toutes nationalités qui utilisent ses moyens performants, télescopes, lidars, et une plateforme d'étude de la biodiversité. L'OHP est aussi très impliqué dans l'enseignement et la formation, et est le seul observatoire en activité que l'on peut visiter. Le site héberge plusieurs instruments, dont le télescope de 193 cm qui a permis la découverte de la première exoplanète, il est doté d'un spectrographe innovant parmi les meilleurs au monde. Sa station géophysique est l'une des plus importantes du réseau mondial de détection des changements de composition de l'atmosphère (NDACC). Les mesures sont réalisées par lidars, spectromètres et ballons sondes. Les concentrations de gaz à effet de serre sont mesurées en continu par la tour ICOS, haute de 100 mètres. Le site oeuvre aussi pour l'écologie en créant l'O3HP

## 2.5 Méthodologie pour l'analyse de la dynamique depuis l'OHP

(Oak Observatory at OHP) qui étudie la forêt de chênes pubescents et l'évolution de la biodiversité soumis aux changements globaux.



FIGURE 2.9: Vue aérienne de l'OHP et de ses télescopes.  
©<https://moodle.umontpellier.fr/mod/book/tool/print/index.php?id=88678>.

# Chapitre 3

## Outils et méthodes utilisés

### 3.1 L'analyse spectrale

#### 3.1.1 L'analyse de Fourier 1D

La transformation de Fourier est, pour toute fonction non périodique, une extension du développement en série de Fourier des fonctions périodiques. Avec des termes plus simple, Joseph Fourier a compris en 1807 que les fonctions trigonométriques sinus et cosinus permettent de décomposer une fonction périodique sous la forme infinie de signaux sinusoïdaux en utilisant les séries de Fourier et de décrire, par exemple, l'évolution de la chaleur dans n'importe quelle situation.

Le son est de nature ondulatoire. Il correspond à une vibration qui se propage dans le temps. Pourtant, quand on écoute un instrument de musique, on n'entend pas une vibration, mais une note, c'est-à-dire une fréquence. Notre oreille a donc pesé le poids relatif de chaque fréquence dans le signal temporel : elle a calculé la transformée de Fourier du signal original. La transformée de Fourier permet d'avoir le spectre du signal.

#### Définition

La partie théorique qui suit est inspiré du cours de Michel Lecomte de l'école des mines de Douai (<https://www.math.u-bordeaux.fr/smarques/cours/Physique/exosup/Fourier.pdf>).

Soit  $f$  une fonction périodique de période  $T$ . Elle peut se décomposer de la manière suivante :

$$f(t) = a_0 + \sum_{n=1}^{+\infty} a_n \cos n\omega t + b_n \sin n\omega t \quad (3.1)$$

avec  $T = \frac{2\pi}{\omega}$ .  $f$  est donc la somme d'un terme constant  $a_0$  et d'un nombre infini de terme sinusoïdaux appelés harmoniques. L'harmonique de rang  $n$  s'écrit de cette façon :

$$u_n(t) = a_n \cos n\omega t + b_n \sin n\omega t \quad (3.2)$$

### 3.1 L'analyse spectrale

mais aussi par :

$$u_n(t) = A_n \cos(n\omega t - \varphi_n) \quad (3.3)$$

Avec  $A_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2}$  et  $\tan(\varphi_n) = \frac{b_n}{a_n}$  si  $a_n \neq 0$ .  $A_n$  est l'amplitude,  $\frac{2\pi}{n\omega}$  la période,  $\varphi_n$  la phase et  $\frac{n\omega}{2\pi}$  la fréquence. La forme la plus utilisée des coefficients de Fourier est sous sa forme complexe, on a alors la décomposition suivante :

$$f(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} c_n e^{in\omega t} \quad (3.4)$$

Avec  $c_n$  le coefficient de Fourier complexe de  $f$ . La représentation la plus fréquente du spectre est d'illustrer l'amplitude des différentes harmoniques en fonction de leurs fréquences, on obtient alors un diagramme en bâtons appelé spectre de fréquence du signal. L'équation 3.4 peut être interprétée comme la décomposition du signal  $f$  sur la famille de fonctions  $e^{in\omega t}$  jouant un rôle similaire à celui d'une base. L'équation 3.4 peut aussi s'écrire :

$$f(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} c_n e^{in\frac{2\pi}{T}t} \quad (3.5)$$

Pour une fonction  $f$  non périodique, on ne peut utiliser la relation 3.4. On considère qu'une fonction qui n'est pas périodique est une fonction dont la période est infinie. Or si  $T$  est "très grand", l'ensemble des fréquences ( que l'on notera  $s$  ) est un ensemble qui couvre presque toutes les fréquences possibles. On est passé d'une succession de fréquences à un ensemble continu de fréquences, aussi quand il s'agit de faire la somme, il faut passer d'une somme discrète, au sens des séries, à une somme continue, c'est-à-dire au sens du calcul intégral. Ainsi, on appelle transformée de Fourier de  $f$ , qu'on note  $\hat{f}$ , la fonction définie sur  $\mathbb{R}$  par :

$$\hat{f}(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-2i\pi s t} dt \quad (3.6)$$

Avec  $t$  le temps en secondes et  $\omega$  la pulsation en radians par seconde. Il est possible de retrouver le signal d'origine à partir du résultat de la transformée en réalisant la transformée de Fourier inverse. Le théorème de Nyquist-Shannon énonce que la représentation discrète d'un signal demande des échantillons régulièrement espacés à une fréquence d'échantillonnage supérieure au double de la fréquence maximale présente dans ce signal. Ce qui veut dire que les fréquences inférieures à la fréquence maximale du signal analysé divisé par 2 sont les fréquences que la transformée de Fourier peut analyser. La densité spectrale de puissance, qui a été souvent utilisé durant ma thèse, est définie comme étant le carré du module de la transformée de Fourier.

### 3.1 L'analyse spectrale

#### Propriétés

Parmi les nombreuses propriétés de la transformée de Fourier, voici quelques-une parmi les plus connues :

—  $\hat{f}$  est linéaire. Quels que soient  $f, g$ , deux fonctions et  $\lambda$  et  $\mu$  complexes :

$$\hat{f}(\lambda f + \mu g) = \lambda \hat{f}(f) + \mu \hat{f}(g) \quad (3.7)$$

— Si  $f$  est continue et si  $\frac{df}{dt}$  appartient à  $\mathbb{R}$  alors on a :

$$\hat{f}\left(\frac{df}{dt}\right) : s \rightarrow 2i\pi s \hat{f}(f)(s) \quad (3.8)$$

— Soient  $f$  et  $g$  deux fonctions de  $\mathbb{R}$ . On démontre que le produit de convolution  $f * g$  appartient à  $\mathbb{R}$  et que :

$$\hat{f}(f * g) = \hat{f}(f) * \hat{f}(g) \quad (3.9)$$

La transformée de Fourier est utile pour déterminer le contenu fréquentiel d'un signal ainsi que l'énergie associée à chaque fréquence.

#### 3.1.2 Transformée de Fourier 2D

La transformée de Fourier à deux dimensions s'applique à une matrice, autrement dit, à une image. Son expression est la suivante :

$$\hat{f}(u, v) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) e^{-2i\pi ux} e^{-2i\pi vy} dx dy \quad (3.10)$$

où  $x$  et  $y$  sont des coordonnées spatiales et  $u$  et  $v$  des coordonnées spectrales. Le module (valeur absolue) de la transformée donne le spectre d'amplitude tandis que la valeur absolue au carré nous renseigne sur le spectre de puissance. Dans un spectre 2D, on concentre généralement l'énergie au centre, dans les basses fréquences. Les hautes fréquences sont situées tout autour. La transformée de Fourier discrète 2D (TFD 2D) s'applique à des signaux bidimensionnels numériques. Dans le cas de sinusoides bidimensionnelles représentées par des bandes de largeurs et d'orientations variées sur une image, la TFD 2D se traduit par des distributions de Diracs bidimensionnelles localisées aux fréquences  $(u, v)$  du spectrogramme. La transformée de Fourier de l'expression  $\cos(2\pi\nu_0 t)$  est égale à :

$$\frac{1}{2} [\delta(\nu - \nu_0) + \delta(\nu + \nu_0)] \quad (3.11)$$

Un dirac à la fréquence  $-\nu_0$  et un autre à la fréquence  $\nu_0$ . La figure ci-dessous montre une onde en deux dimensions ainsi que sa transformée de Fourier.

### 3.1 L'analyse spectrale

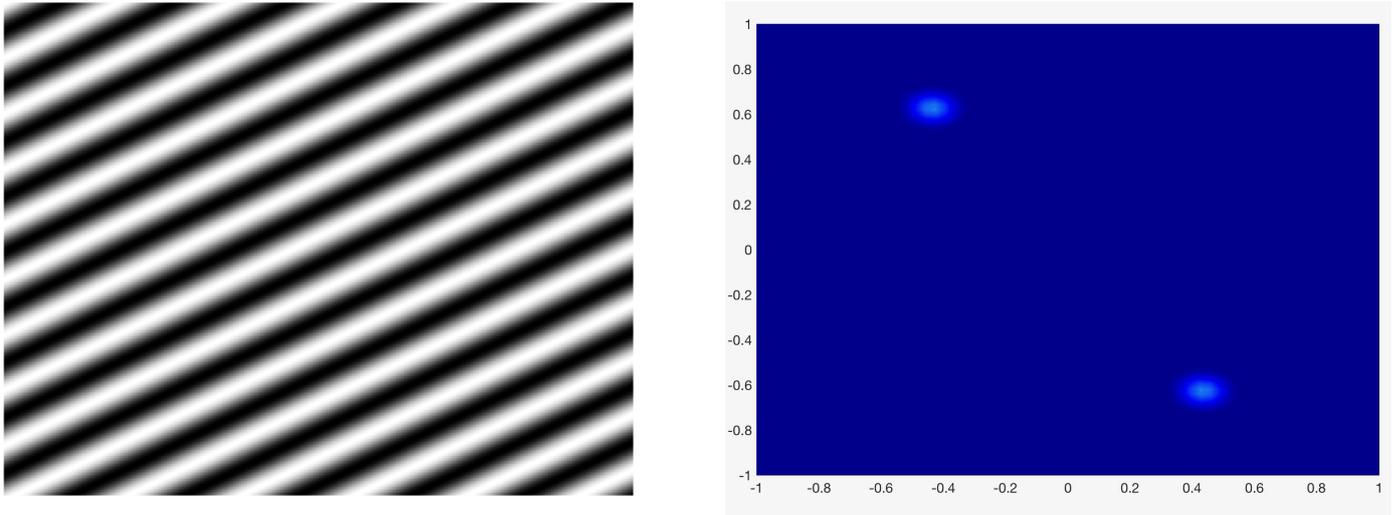


FIGURE 3.1: A gauche : Image d'une onde en cosinus. A droite : Spectre de Fourier 2D de l'image.

Les pics de diracs sont situés aux fréquences spatiales de l'onde, c'est à dire, à leur longueur d'onde selon  $x$  et  $y$  et sont positionnés dans le sens nord-ouest sud-est car l'inclinaison de l'onde montre une propagation dans ce sens. La TF 2D ne peut déterminer que le sens et non la direction de l'onde. Une ambiguïté de  $180^\circ$  subsiste. Pour remédier à cette ambiguïté, il faut ajouter un autre facteur qu'est le temps dans la transformée qui passe à trois dimensions. Cette transformée de Fourier en trois dimensions a été utilisé durant ma thèse pour décrire la distribution d'énergie des ondes de gravité en fonction de la longueur d'onde et de la direction de propagation à 87 km d'altitude.

#### 3.1.3 Transformée de Fourier à trois dimensions

Afin d'être sûr que la transformée de Fourier à trois dimensions nous donne la bonne direction de propagation des ondes de gravité, nous l'utilisons sur des images tests où sont générées des ondes allant dans des directions différentes et avec différentes longueurs d'onde. La séquence d'image est divisée en quatre parties, toutes sont résumées dans le tableau suivant :

### 3.1 L'analyse spectrale

Paramètres \ Images	1 - 50	50 - 100	100 - 150	150 - 200
$k_x(km^{-1})$	$2\pi/10$	$2\pi/5$ et $2\pi/10$		$2\pi/20$
$k_y(km^{-1})$	$2\pi/10$	$2\pi/10$ et $2\pi/10$		$2\pi/10$
$\lambda_h(km)$	7	4,5 et 7		9
$\theta$ (°)	45	27 et 225		117
Étendue	Toute l'image	localisée		Toute l'image

TABLE 3.1: Description des ondes générées dans les images tests.

La transformée de Fourier 3D nous donne une série de spectres en nombre d'ondes méridionaux et zonaux, chacun correspondant à une fréquence temporelle. Le spectre final est obtenu en faisant la somme des fréquences négatives du spectre. Le spectre obtenu est le suivant :

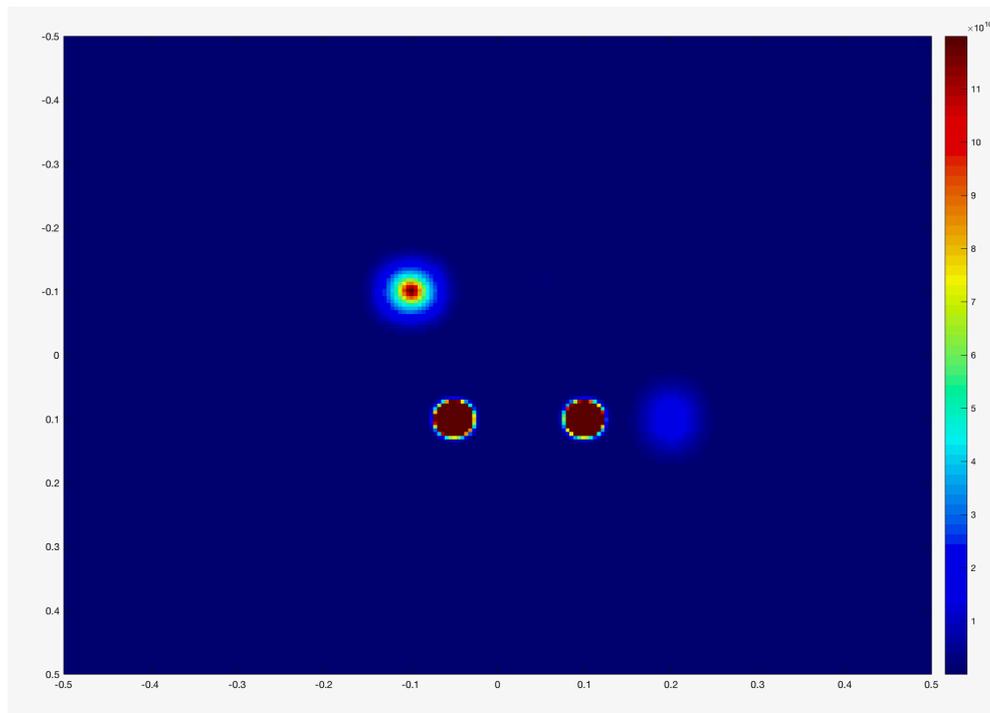


FIGURE 3.2: Spectre des images tests.

Nous retrouvons les différentes directions de propagation mais avec des magnitudes différentes, en effet, la magnitude dépend de l'étendue de l'onde dans l'image ainsi que de sa longueur d'onde. Les deux pics avec la magnitude saturée correspondent aux deux ondes qui occupent toute l'image. On observe deux autres pics, le plus fort en magnitude correspond à l'onde de 7 km localisée dans l'image et avec une propagation de

### 3.1 L'analyse spectrale

225°. L'autre pic est moins fort en magnitude du fait de sa longueur d'onde plus petite (4,5 km). Le spectre en coordonnées cartésiennes peut être transformé en coordonnées polaires, c'est à dire, en fonction de  $\rho$  (la longueur d'onde) et  $\theta$  (la direction de propagation). En faisant la moyenne des magnitudes pour chaque longueur d'onde nous pouvons dresser le profil de l'énergie (magnitude) en fonction de la longueur d'onde.

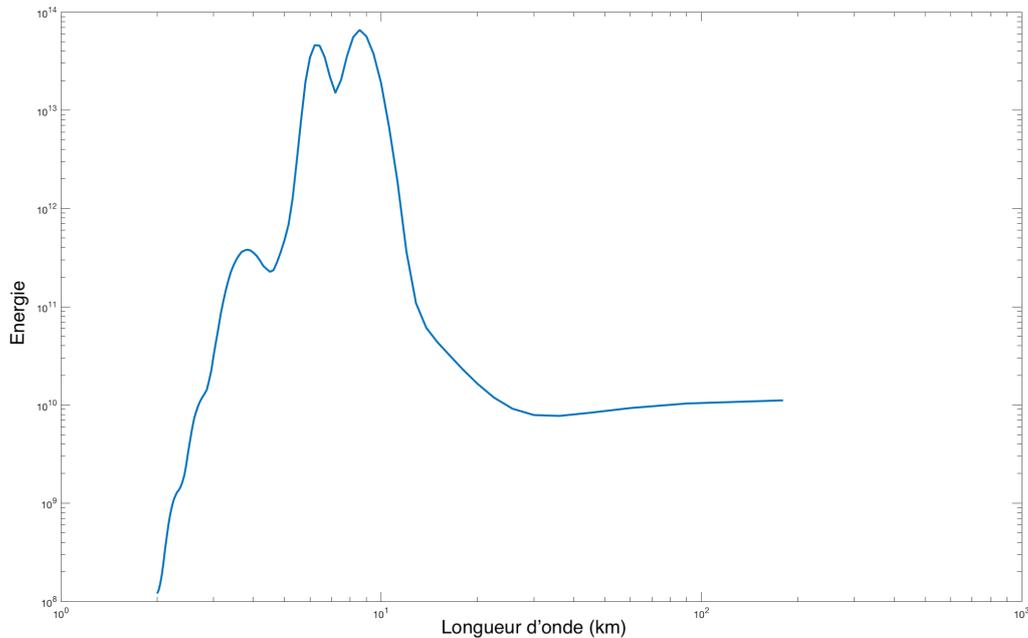


FIGURE 3.3: Distribution de l'énergie du spectre en fonction de la longueur d'onde.

Nous constatons que nous retrouvons les longueurs d'ondes énoncées dans le tableau 3.1. Concernant l'évolution de l'énergie du spectre dans le temps, nous obtenons le profil montré sur la figure 3.4. Nous commençons avec le niveau d'énergie (environ  $3^{10}$ ) qui correspond à la première onde (7 km) qui occupe toute l'image. L'énergie décroît ensuite à  $0,3^{10}$  car nous avons deux ondes localisées dans l'image. L'absence de données entre 10 et 15 secondes est attendue car cela correspond aux images vides. Enfin, l'énergie atteint la valeur de  $4^{10}$  car cette onde occupe toute l'image et a une longueur d'onde plus grande que la première (9 km). Notre test est donc concluant et ça nous permet de nous sentir confiant sur la pertinence de nos outils.

### 3.1 L'analyse spectrale

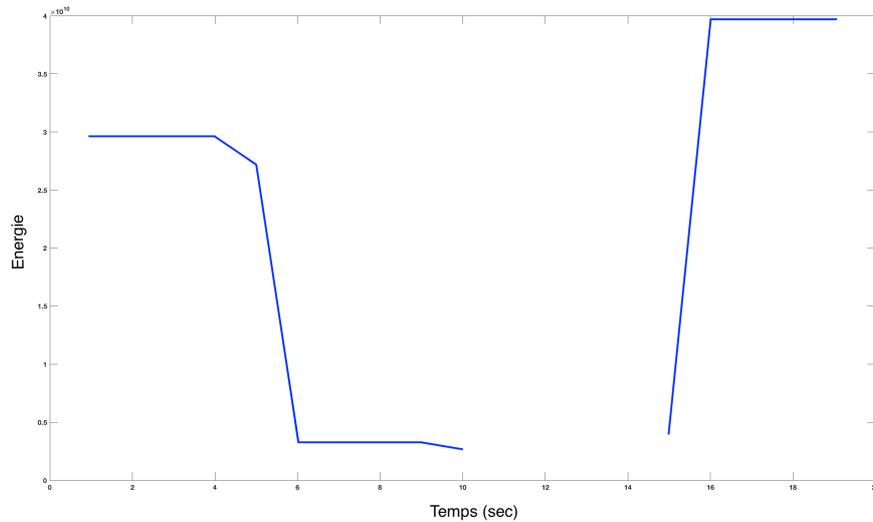


FIGURE 3.4: Distribution de l'énergie du spectre en fonction du temps.

#### 3.1.4 Transformée en ondelette

L'ondelette est une fonction à la base de la décomposition en ondelettes, cette décomposition est semblable à celle de Fourier mais avec quelques différences. L'une d'elles est que la base de la décomposition n'est pas forcément sinusoïdale et qu'elle est limitée dans le temps. L'analyse en ondelette permet ainsi, contrairement à l'analyse de Fourier, d'obtenir une représentation temps-fréquence du signal analysé.

##### Définition

La transformée en ondelette continue d'une fonction  $f \in \mathbb{R}$  est défini par :

$$g(s, \tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \psi_{s,\tau}^*(t) dt \quad (3.12)$$

où  $\psi_{s,\tau}$  est l'ondelette, l'astérisque désigne le complexe conjugué,  $\tau$  est le facteur de translation et  $s$  le facteur de dilatation. Le choix de l'ondelette utilisée pour la décomposition temps-fréquence est une étape importante. Celui-ci a une influence sur la résolution en temps et en fréquence du résultat. Nous ne pouvons modifier les caractéristiques de la transformée en ondelette, les basses fréquences ont une bonne résolution fréquentielle mais une mauvaise résolution temporelle et les hautes fréquences ont une bonne résolution temporelle et une mauvaise résolution fréquentielle, mais nous pouvons toutefois augmenter la résolution fréquentielle totale ou la résolution temporelle totale. Ceci est directement proportionnel à la largeur de l'ondelette utilisée dans l'espace réel

### 3.1 L'analyse spectrale

et dans l'espace de Fourier. Si nous utilisons par exemple l'ondelette de Morlet, nous pouvons espérer une haute résolution fréquentielle car cette ondelette est très localisée du point de vue des fréquences. A l'inverse, l'utilisation d'une ondelette de type dérivée gaussienne (DOG, Derivative of Gaussian) donnera une bonne résolution temporelle, mais une mauvaise résolution fréquentielle. L'intérêt de la transformée en ondelette est d'avoir une représentation temps-fréquence de notre signal, nous pouvons donc voir quel fréquence est présente dans le signal et à quel moment.

#### Exemples d'ondelettes

En 1946, le physicien Dennis Gabor, appliquant des idées de la physique quantique, a introduit l'utilisation de sinusoides à fenêtre gaussienne pour la décomposition temps-fréquence, qu'il a appelées atomes, et qui offrent le meilleur compromis entre la résolution spatiale et la résolution en fréquence.

En 1984, Jean Morlet a présenté les travaux de Gabor à la communauté sismologique et, avec Goupillaud et Grossmann, les a modifiés pour conserver la même forme d'ondelette sur des intervalles d'octave égaux, ce qui a abouti à la première formalisation de la transformée en ondelettes continues.

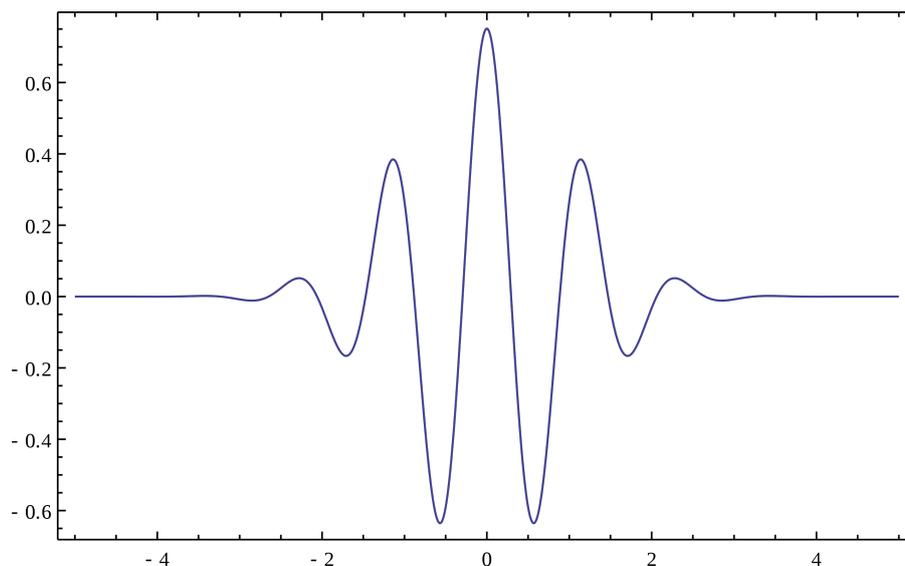


FIGURE 3.5: Ondelette définie par Jean Morlet. ©Wikipédia.

Durant tout le long de ma thèse j'ai utilisé l'ondelette de Morlet pour toutes les analyses en ondelette.

Nommées d'après leur créatrice Ingrid Daubechies, les ondelettes de Daubechies sont une famille d'ondelette orthogonale définissant une transformée en ondelette discrète, caractérisées par un nombre maximal de moments dissipants pour un support donné.

### 3.1 L'analyse spectrale

Pour chaque type d'ondelette de cette classe, il existe une fonction d'échelle (appelée aussi ondelette mère) qui génère une analyse multirésolution orthogonale.

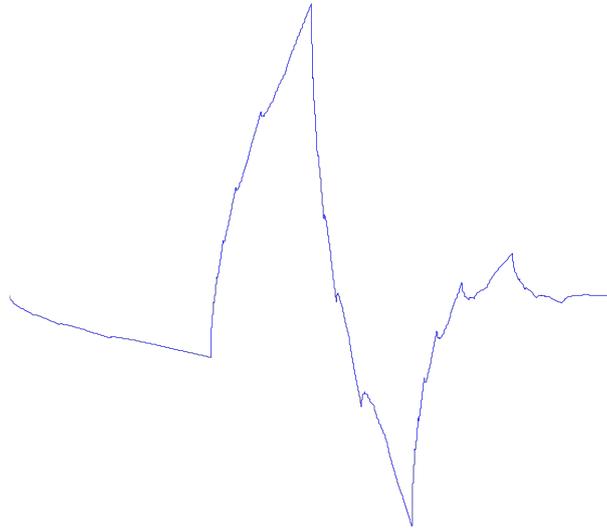


FIGURE 3.6: Ondelette de Daubechie. ©Wikipédia.

En mathématiques et en analyse numérique, l'ondelette chapeau mexicain est le négatif normalisé de la dérivée seconde d'une fonction gaussienne, c'est-à-dire à une normalisation près, la seconde fonction d'Hermite. C'est un cas particulier de la famille des ondelettes continues connue sous le nom d'ondelettes hermitiennes. Elle est généralement dénommée "chapeau mexicain" aux États-Unis, car la forme de sa courbe rappelle un chapeau typique du Mexique, le "sombbrero". Dans la nomenclature technique, cette fonction est connue sous le nom d'ondelettes de Ricker, souvent utilisée pour le traitement des données sismiques. La généralisation à plusieurs dimensions de cette ondelette est appelée fonction laplacienne de Gauss. Dans la pratique, cette ondelette est parfois approchée par une différence de gaussiennes, car elle est séparable et permet donc de gagner un temps de calcul très important.

## 3.2 Autres méthodes d'analyse

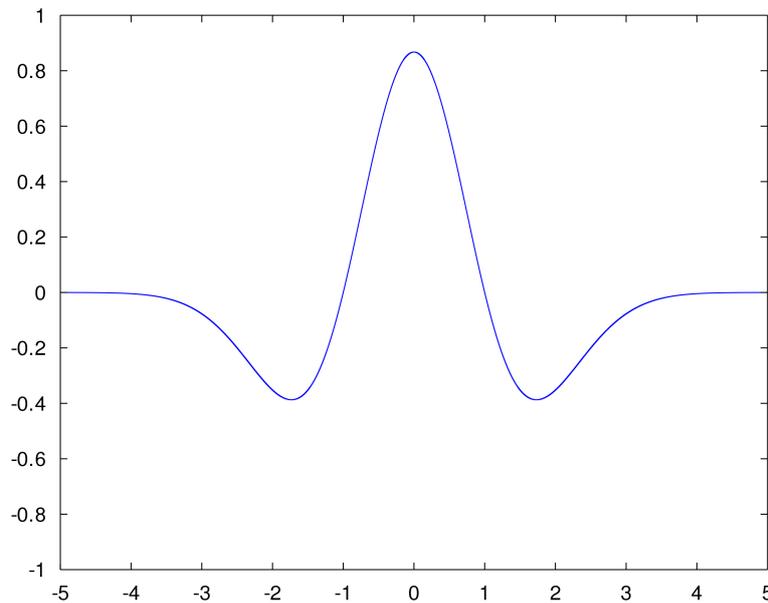


FIGURE 3.7: Ondelette nommée « Chapeau mexicain ». ©Wikipédia.

L'analyse en ondelette a beaucoup été utilisé durant ma thèse, notamment pour détecter la propagation d'infrasons générées par la houle océanique.

## 3.2 Autres méthodes d'analyse

### 3.2.1 Avant une analyse spectrale

Afin qu'un signal transportant une information physique soit correctement analysé, il est nécessaire de lui appliquer quelques traitements simples au préalable. Par exemple, avant d'appliquer une transformée en ondelette ou de Fourier nous devons aplatir le signal en lui soustrayant le fit linéaire associé s'il croit en fonction du temps afin d'éviter toutes discontinuités. Le second traitement est d'appliquer un fenêtrage aux bords du signal, on parle d'apodiser le signal. Plus la fenêtre choisie aura une grande durée temporelle, plus elle sera étroite dans le domaine fréquentiel. La transformée de Fourier (TF) du signal analysé est convoluée avec la TF de la fenêtre, idéalement, pour ne pas biaiser le spectre initial, il faudrait que la fenêtre spectrale soit une fonction de Dirac. Or, le signal temporel ayant un spectre à l'allure d'une fonction de dirac est un signal constant infini, ce qui est impossible en pratique. Les fenêtres de pondérations présentent une allure spectrale sous la forme d'une succession de lobes composés d'un lobe principal

### 3.2 Autres méthodes d'analyse

et de lobes secondaires. Il s'agit donc de trouver le meilleur compromis possible entre la largeur du lobe principal et la taille des lobes secondaires.

Dans mon travail, j'aplatis et apodise systématiquement chaque signal avant de les analyser. La figure ci-dessous présente un signal brut qui croit en fonction du temps.

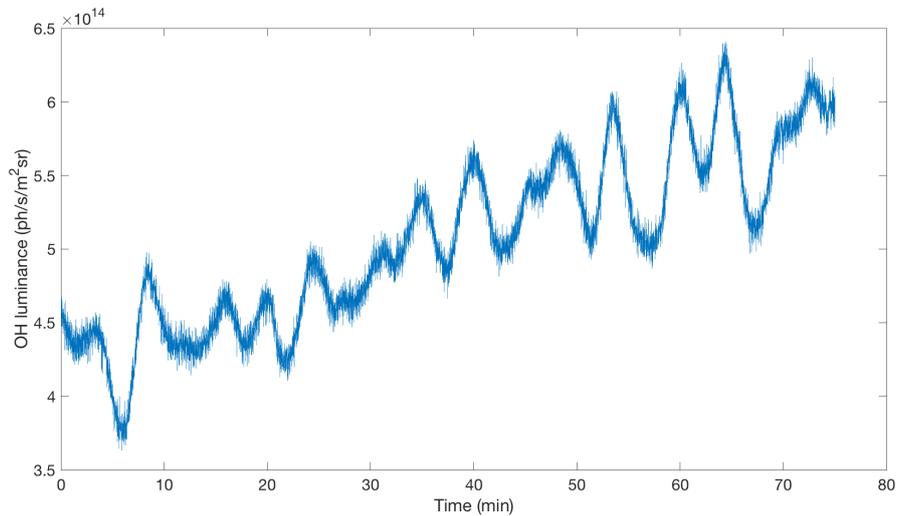


FIGURE 3.8: Signal brut avant traitement.

Voici le résultat en appliquant les traitements vu précédemment sur ce même signal :

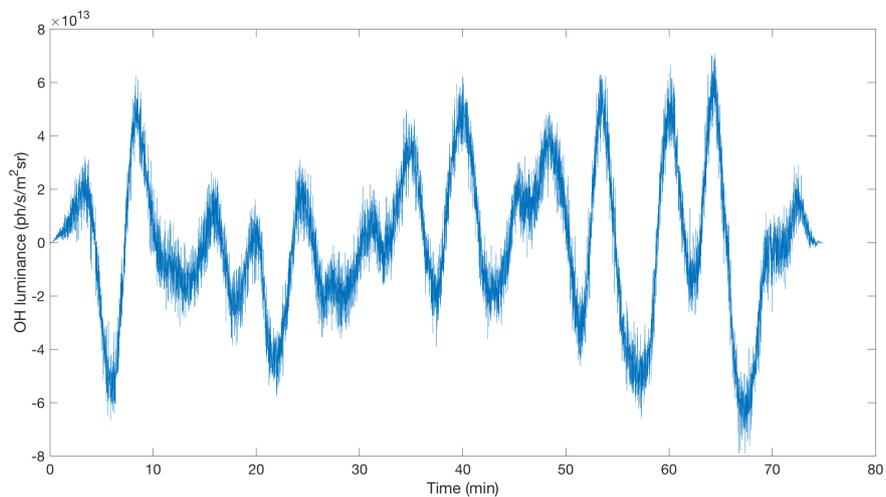


FIGURE 3.9: Signal corrigé après traitement.

## 3.2 Autres méthodes d'analyse

### 3.2.2 Analyses par la méthode des kéogrammes

Les ondes de gravité ou les marées à grande échelle ne sont généralement pas visibles sur une seule image en raison de leurs grandes longueurs d'onde horizontales, qui sont souvent supérieures au champ de vision de l'imageur. Pour étudier les perturbations atmosphériques à grande échelle, il est nécessaire d'utiliser une représentation différente des données. Les kéogrammes sont utiles pour rassembler sur une seule image une nuit complète d'observations. Ils sont créés en juxtaposant une série chronologique de tranches étroites extraites de chaque image afin de ne créer qu'une seule image.

Ainsi, pour le kéogramme Nord-Sud, nous juxtaposons les colonnes centrales de chaque image et pour le kéogramme Est-Ouest, ce sont les lignes centrales. Nous obtenons donc une image avec un axe spatiale en ordonnée et un axe temporel en abscisse. Le résultat n'est rien d'autre que la projection (verticale ou horizontale) alignée de chaque image de la nuit. La figure ci-dessous montre le kéogramme Nord-Sud de la nuit du 12 au 13 Décembre 2017 au dessus de l'OHP. On peut y voir à l'arrière-plan plusieurs maximums d'intensité qui résultent du passage d'une onde de gravité avec une période aux alentours de 3h invisible sur des images seules.

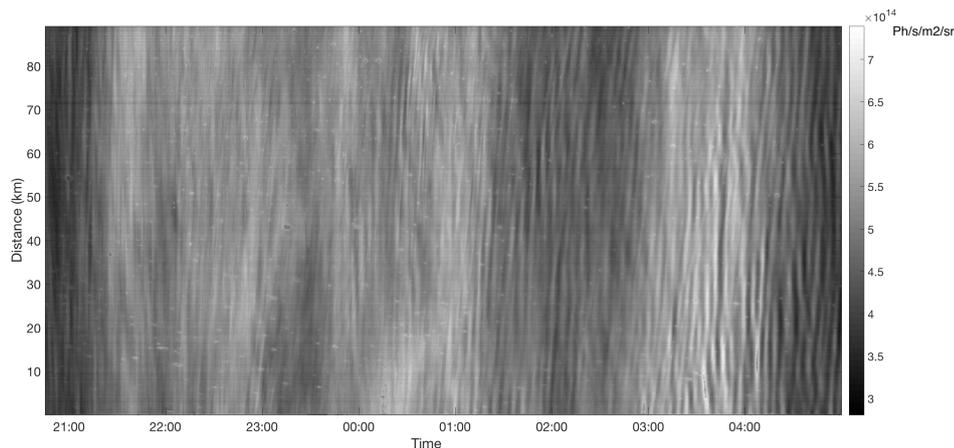


FIGURE 3.10: Keogramme Nord-Sud de la nuit du 12 au 13 Décembre 2017.

### 3.2.3 La variance lidar

La méthode décrite ci-dessous est celle proposée par Alain Hauchecorne ([Keckhut, 2006](#); [Mzé et al., 2014](#)).

L'énergie potentielle des ondes de gravité peut être calculée avec la variance du signal lidar rétrodiffusé. Certains auteurs ([Wilson et al., 1991](#); [Marsh et al., 1991](#); [Mitchell et al., 1991](#); [Whiteway and Carswell, 1994, 1995](#)) étudient l'énergie des ondes de gravité en utilisant des méthodes spectrales et en l'intégrant dans un domaine spectral

### 3.2 Autres méthodes d'analyse

donné, la méthode de la variance, elle, ne nécessite pas de calculer un spectre quelconque et est relativement simple à appliquer. En effet, elle présente l'avantage d'être effectuée directement sur le signal brut du Lidar (comptage des photons) et ne nécessite pas l'inversion en température et les incertitudes associées. Elle est plus sensible et exempte d'erreurs de traitement des données et permet de couvrir un domaine d'altitude plus grand et est donc mieux adaptée à l'étude du climat (Hauchecorne et al., 1994). En revanche, cette méthode ne permet pas de connaître la répartition spectrale de l'énergie.

Cette méthode utilise les données brutes du lidar et quantifie les perturbations du signal pour de courts intervalles de temps et des intervalles verticaux. La différence entre la variance observée et la variance du bruit instrumental nous permet d'obtenir la variance de l'atmosphère. La variance du bruit instrumental est estimée en supposant que le bruit suit une loi de Poisson. Le cas d'un signal d'un Lidar à rétrodiffusion incohérente fonctionnant en mode de comptage de photons est considéré. Ce signal peut être résumé en petits intervalles de temps verticaux  $(t, z)$ . Nous supposons que le profil vertical du signal peut être divisé en une somme d'un profil moyen lisse plus des perturbations à courte échelle, avec une amplitude beaucoup plus petite que le profil moyen. La perturbation relative est décrite suivant l'expression suivante :

$$S'(z_i, t_j) = \frac{S(z_i, t_j) - \frac{1}{2}(S(z_{i-1}, t_j) + S(z_{i+1}, t_j))}{\frac{1}{2} \left[ S(z_i, t_j) + \frac{1}{2}(S(z_{i-1}, t_j) + S(z_{i+1}, t_j)) \right]} \quad (3.13)$$

où  $S(z_i, t_j)$  et  $S'(z_i, t_j)$  sont le signal et la perturbation à l'altitude  $z_i$  et au temps  $t_j$  dans les comptes bruts. Les perturbations sont dues soit au bruit instrumental, soit à l'atmosphère. Nous considérons maintenant un intervalle temps-vertical plus grand  $(T, Z)$  obtenu en regroupant  $N_t$  intervalles de temps par  $N_z$  intervalles élémentaires d'altitude tels que  $T = t.N_t$  et  $Z = z.N_z$ . La variance observée du signal dans le grand intervalle est définie comme :

$$V_{obs} = \frac{1}{N_z N_t} \sum_{N_z} \sum_{N_t} [S(z_i, t_j)]^2 \quad (3.14)$$

La variance observée est la somme du bruit instrumental et des variances atmosphériques :

$$V_{atm} = V_{obs} - V_{inst} \quad (3.15)$$

En mode de comptage de photons, le signal obéit à la loi de Poisson et, à l'exception des effets de saturation dus au fort signal de retour du Lidar, la variance du bruit instrumental est estimée comme :

$$V_{inst} = \frac{1}{N_z N_t} \sum_{N_z} \sum_{N_t} = \frac{S(z_i, t_j) - \frac{1}{4}(S(z_{i-1}, t_j) + S(z_{i+1}, t_j))}{\left[ \frac{1}{2}S(z_i, t_j) + \frac{1}{4}(S(z_{i-1}, t_j) + S(z_{i+1}, t_j)) \right]^2} \quad (3.16)$$

### 3.3 Comparaisons HWM07 - MICADO

L'estimation de la variance atmosphérique est obtenue à partir de la différence entre la variance observée et la variance du bruit instrumental. Si le signal  $S(z_i, t_j)$  varie faiblement autour de sa valeur moyenne  $S$ , l'équation précédente peut être simplifiée comme suit :

$$V_{inst} \cong \frac{3}{2S} \quad (3.17)$$

Lors de l'application de la méthode de la variance, il est important de déterminer si la variance atmosphérique estimée est significativement supérieure à 0, ce qui équivaut à déterminer si  $V_{obs}$  est significativement différent de  $V_{inst}$ . Pour ce faire, nous devons d'abord estimer l'écart type de  $V_{obs}$  dans le cas où les perturbations sont uniquement dues à un bruit instrumental. Dès que le signal Lidar moyen  $S$  est suffisamment important (plus de 100 photons environ par intervalle élémentaire), nous pouvons appliquer le théorème de la limite centrale et la perturbation converge vers une distribution gaussienne avec une valeur moyenne 0 et un écart-type égal à  $\sqrt{\frac{3}{2S}}$ . L'énergie des ondes de gravité est calculée selon la méthode ci-dessus en faisant la moyenne de la variance atmosphérique  $V_i$  dans la gamme d'altitude de 30 à 40 km en utilisant une couche d'épaisseur  $\Delta z = 2,4$  km. La densité d'énergie potentielle, qui est une mesure de l'activité des ondes de gravité pendant la nuit, est donnée par :

$$E_p = \bar{V}_i \times \frac{g^2}{2N^2} \quad (3.18)$$

où  $V_i$  est la variance atmosphérique moyenne du signal lidar pour la nuit,  $g$  est l'accélération due à la gravité et  $N$  est la fréquence de Brunt-Väisälä.

### 3.3 Comparaisons HWM07 - MICADO

Le modèle HWM07 nous permet d'obtenir le profil de la vitesse du vent zonal et méridional en fonction de l'altitude et du temps en un lieu donné (Drob et al., 2008). Nous utilisons ce modèle dans la thèse pour enlever l'influence du vent sur la période observée d'une onde de gravité sur les images OH. Durant la campagne d'observation, l'interféromètre MICADO a mesuré la vitesse du vent local à 96 km d'altitude. Nous avons donc des données empiriques que nous pouvons comparer avec les données délivrées par HWM07 afin de valider la cohérence des données de ce dernier. Nous comparons aussi ces données avec celles générées par le modèle GSWM (« Global Scale Wave Model ») qui retranscrit l'influence des marées atmosphériques sur la vitesse du vent. Le résultat est présenté sur la figure 3.11. Pour les deux cas, on peut voir que les données empiriques et les données issues du modèle HWM07 montrent une bonne corrélation et suivent la même tendance bien que leurs niveaux soient parfois assez différents. En revanche, il est plus difficile de le voir pour les données de GSWM. Cette comparaison

### 3.3 Comparaisons HWM07 - MICADO

nous conforte dans l'idée d'utiliser le modèle HWM07 pour obtenir la vitesse du vent moyen au niveau de la couche OH aux alentours de 87 km d'altitude.

### 3.3 Comparaisons HWM07 - MICADO

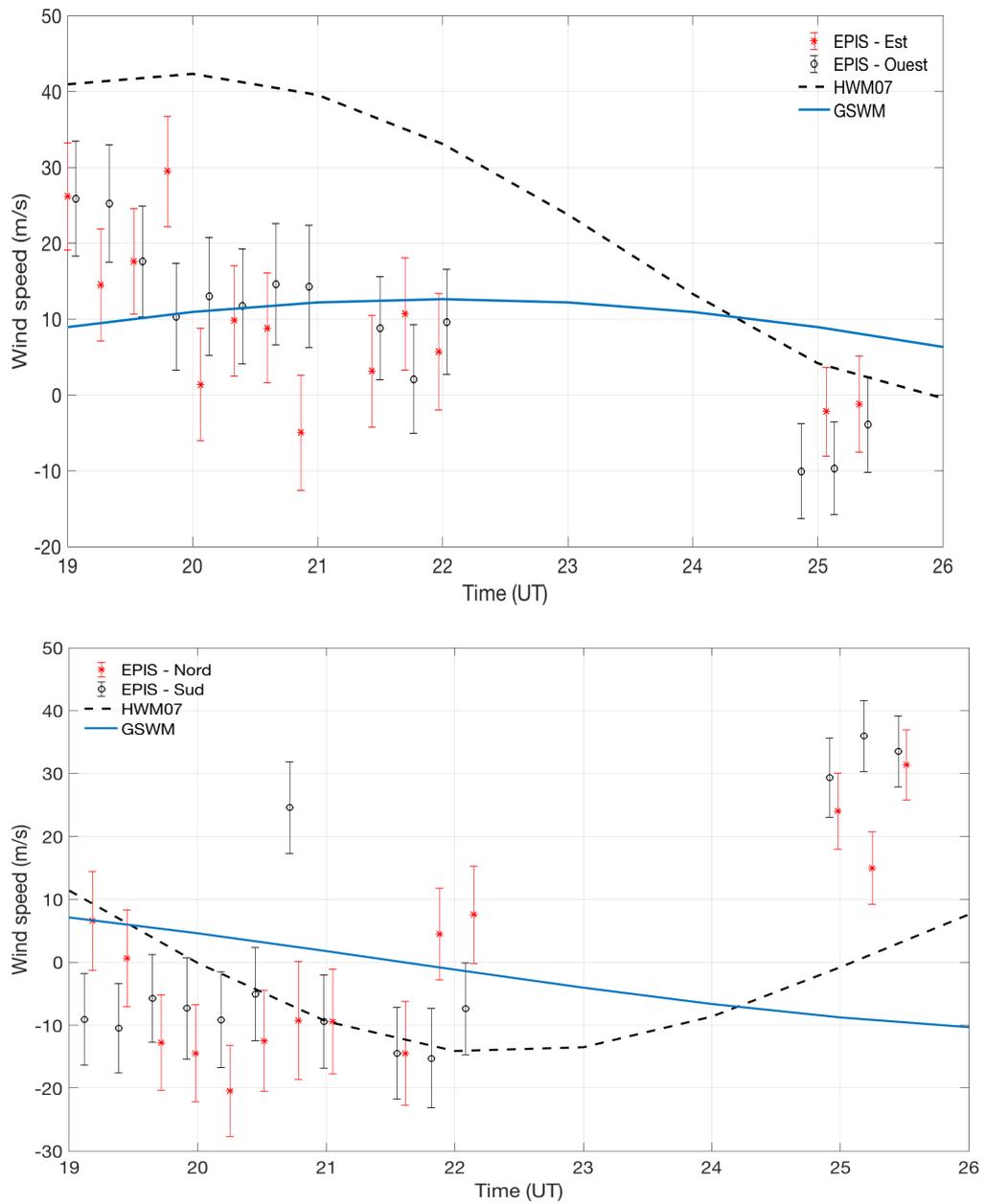


FIGURE 3.11: Haut : Comparaison de la vitesse du vent meridional mesurée par MICADO avec les données issues d'HWM07 et de GSWM. Bas : Comparaison de la vitesse du vent zonal mesurée par MICADO avec les données issues d'HWM07 et de GSWM.

# Chapitre 4

## Climatologie des ondes de gravité au dessus de l'océan Indien

### 4.1 Introduction

Une campagne d'observation s'est tenue de juin à novembre 2016 sur l'île de la Réunion, à l'observatoire du Maïdo, permettant de collecter des images de l'intensité du rayonnement nightglow induit par la désexcitation de la molécule OH émettant dans l'infrarouge à 87 km d'altitude. Ces images permettent de mettre en évidence des phénomènes perturbant l'intensité émise par OH, tels que les ondes de gravité. La figure 4.1 montre une image acquise au cours de la campagne d'observation. Elle représente le rayonnement émis par la couche OH, perturbé par les ondes de gravité. L'extension spatiale au niveau de la couche OH à 87 km d'altitude est de l'ordre de 170\*140 km et un pixel de l'image équivaut à 0,272 km. L'échelle en niveau de gris est étalonnée en luminance et les images sont corrigées spatialement et en radiométrie.

## 4.2 Climatologie des paramètres observés

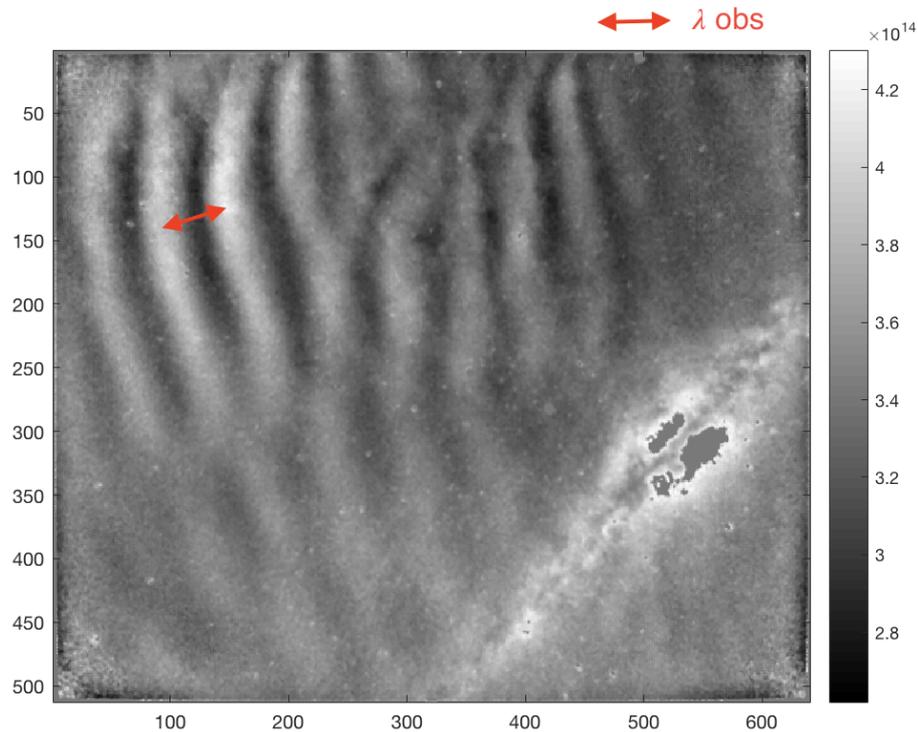


FIGURE 4.1: Exemple d'image traitée de la campagne d'observation montrant l'intensité du rayonnement nightglow émettant dans l'infrarouge. L'échelle de couleur est en  $\text{ph/s/m}^2/\text{sr}$ . On peut voir une onde de gravité se propager en haut à gauche et la voie lactée en bas à droite.

L'objectif de ce travail est d'établir une climatologie des ondes de gravité sur la période d'observation qui s'étend du mois de juin à novembre 2016 et d'en déduire celles pouvant être décrites par la théorie linéaire. Une étude statistique a été faite sur cette période. Les phénomènes dynamiques au dessus de l'océan Indien étant peu connus, ce travail a permis de nous donner un premier aperçu de l'activité des ondes de gravité.

## 4.2 Climatologie des paramètres observés

Afin d'établir une climatologie des paramètres des ondes de gravité, nous mesurons sur les images traitées : la longueur d'onde horizontale, la vitesse de phase et la direction de propagation des ondes.

## 4.2 Climatologie des paramètres observés

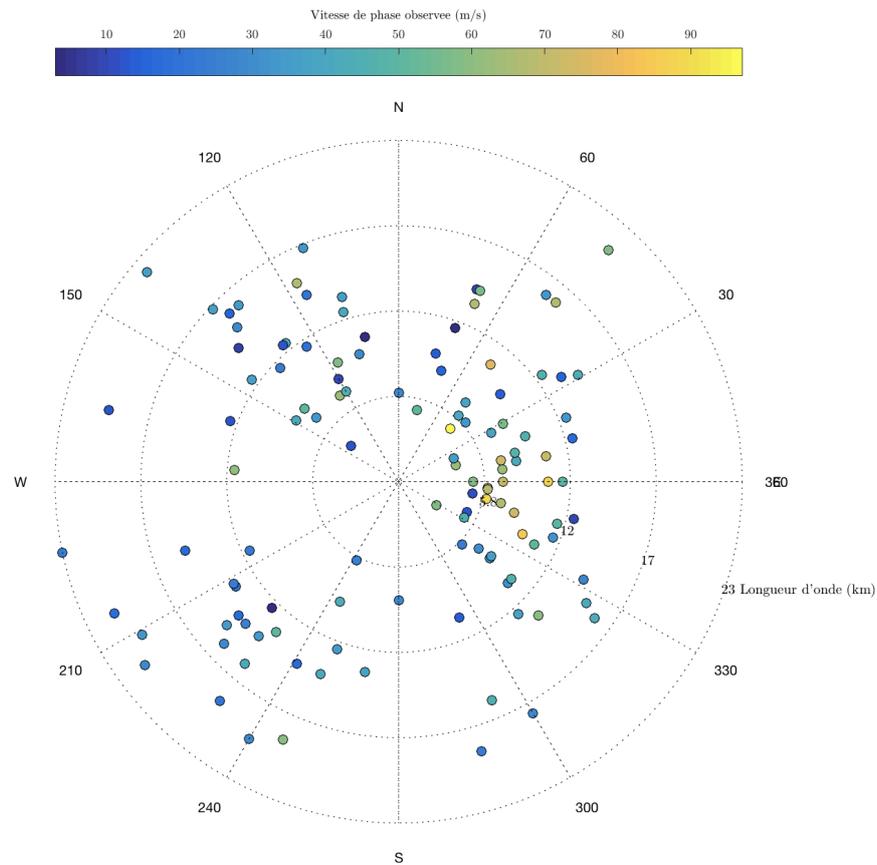


FIGURE 4.2: Exemple de représentation polaire des ondes de gravité pour le mois d'août 2016 regroupant les trois paramètres : vitesses de phase observées, longueurs d'onde observées et direction de propagation.

Il faut préciser que l'activité des ondes de gravité ne peut pas être retranscrite en totalité dans ces représentations à cause de conditions météorologiques difficiles pour certains jours comme le passage de nuages, le rayonnement de la lune et la pluie. Les longueurs d'onde n'ont pas dépassé 23 km de juin à novembre 2016 et les vitesses de phase s'étendent de 10 à 120  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ . On peut remarquer que les ondes de gravité ayant de courtes longueurs d'onde ont tendance à se propager plus rapidement que les ondes de longueur d'onde plus longue. Ces ondes de gravité avec de courtes longueurs d'onde peuvent être le résultat d'une interaction non-linéaire avec d'autres ondes ou peuvent être générées par de la convection.

Une autre représentation (méthode des hodographes) mise en avant par [Li et al. \(2011\)](#) est utile pour mieux visualiser l'activité des ondes de gravité : la fréquence d'apparition dans une direction de propagation donnée de celles-ci. Grâce à cette représentation nous pouvons déterminer les directions privilégiées des ondes de gravité durant

## 4.2 *Climatologie des paramètres observés*

le mois considéré.

## 4.2 Climatologie des paramètres observés

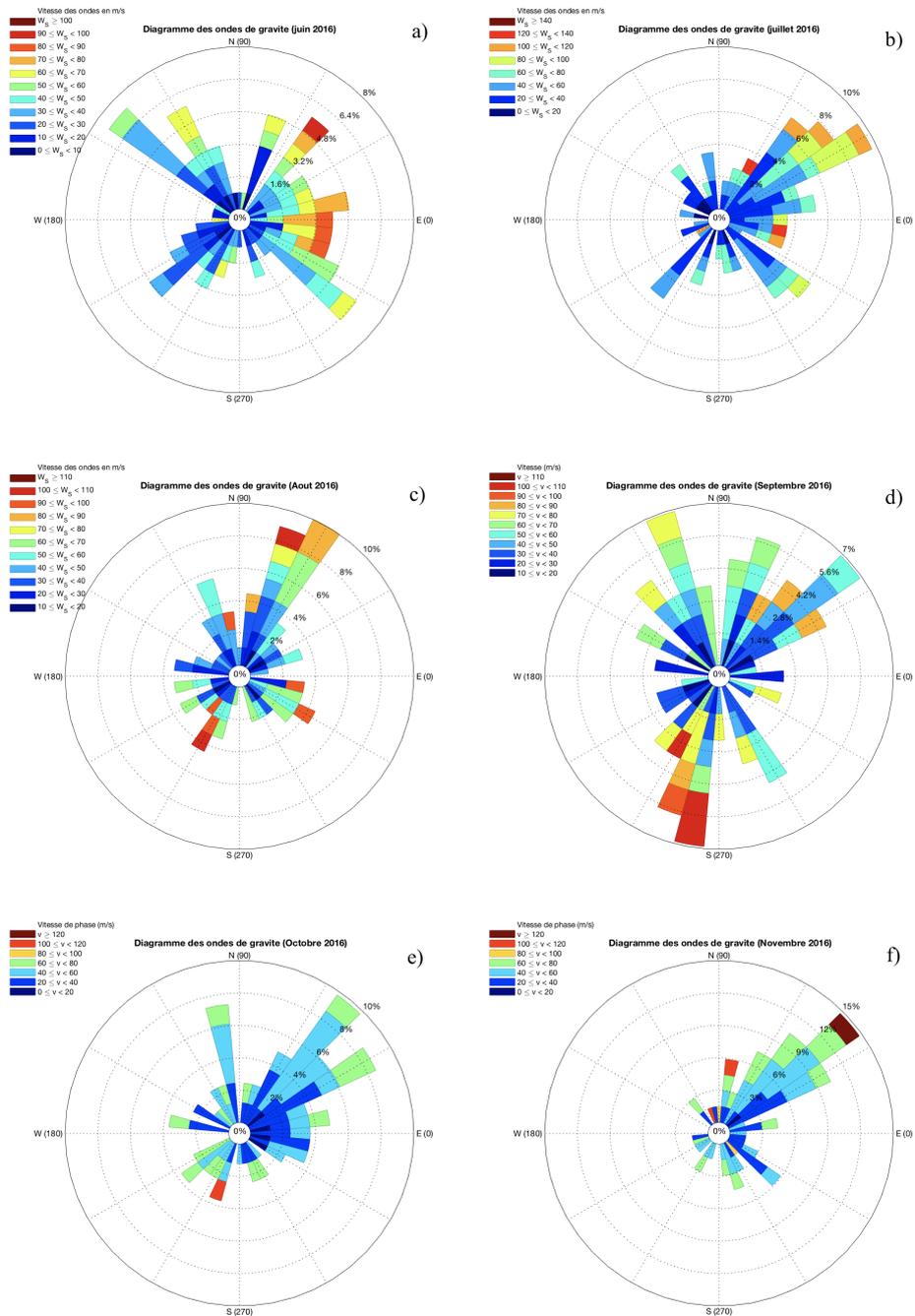


FIGURE 4.3: Diagrammes montrant les fréquences d'apparitions en pourcentage des ondes de gravité avec les directions de propagations et leurs vitesses de phase observées. Chaque bande de couleur (vitesse de phase) correspond à une fréquence d'apparition en pourcentage. a) Juin, b) Juillet, c) Août, d) Septembre, e) Octobre, f) Novembre 2016

## 4.2 Climatologie des paramètres observés

On peut voir sur la figure 4.3 que le mois de juin présente des ondes de gravité se propageant vers le nord-ouest, le nord-est, le sud-est, le sud-ouest et l'est. Une grosse partie des courtes vitesses de phase ( $0 < v < 40 \text{ m.s}^{-1}$ ) se propage vers l'est. Le mois de juillet a un axe privilégié des ondes de gravité tourné vers le nord-est. Le mois d'août est marqué par une haute fréquence d'apparition des ondes de gravité vers  $70^\circ$ . Le mois de septembre est quant à lui décrit comme ayant trois grands axes principaux : le nord-est, le nord-ouest ( $\approx 110^\circ$ ) et le sud-ouest ( $\approx 250^\circ$ ). Les mois d'octobre et de novembre présentent tous les deux un axe vers le nord-est. Le mois de novembre a été particulièrement nuageux et pluvieux et a donc moins d'ondes de gravité répertoriées ce qui explique l'échelle plus grande des fréquences d'apparition pour ce mois-ci. Si nous traçons la fonction de répartition des angles de propagation pour chaque mois nous pouvons retrouver ces résultats :

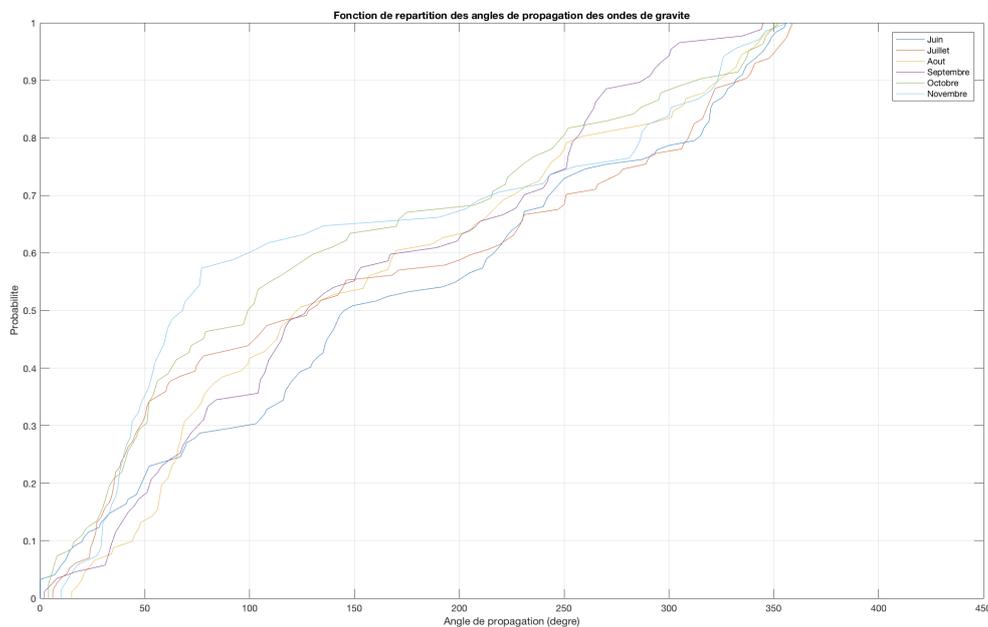


FIGURE 4.4: Fonctions de répartition des angles de propagation des ondes de gravité pour chaque mois.

Plus la fonction de répartition est croissante sur un intervalle, plus la probabilité qu'une onde se propage sur cet intervalle est grande. La dérivée de la fonction de répartition n'est autre que la densité de probabilité. Par exemple, on peut voir que la fonction de répartition des angles de propagation du mois de novembre sur l'intervalle  $[0, 80]$  degrés est fortement croissante, cela se confirme en regardant le diagramme f) de la figure 4.3.

## 4.2 Climatologie des paramètres observés

On peut ainsi pour chaque mois, regarder pour un intervalle donné, la probabilité qu'une onde se propage. Les vitesses de phase et les longueurs d'onde observées sur les six mois ont une densité de probabilité pouvant être estimée par la méthode d'estimation par noyau (Terrell and Scott, 1992) comme le montre les figures 4.5 et 4.6.

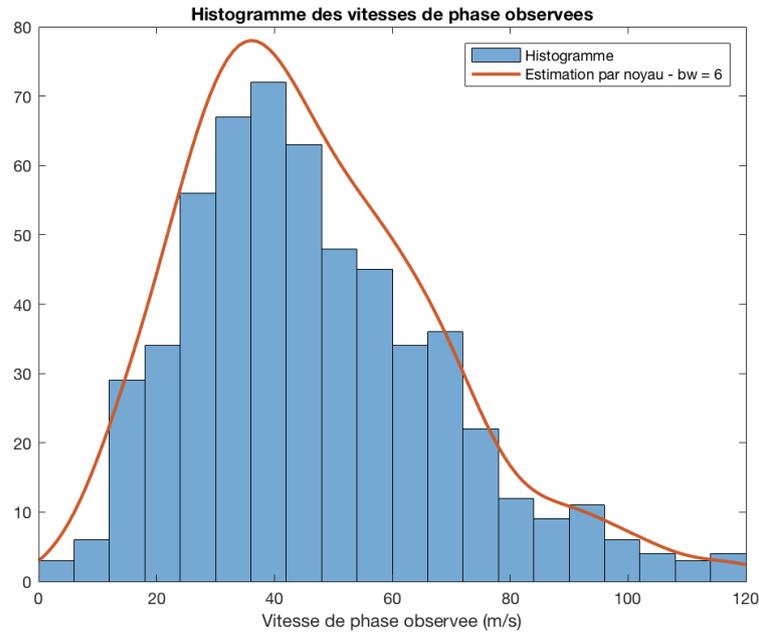


FIGURE 4.5: Histogramme et densité de probabilité, estimée avec une fenêtre de 6, des vitesses de phase observées sur les six mois.

En ce qui concerne les longueurs d'onde observées, leur densité de probabilité est estimée avec une fenêtre de 1. La fenêtre décrit le degré de lissage de l'estimation. On peut remarquer que la densité de probabilité estimée n'est pas régie par la loi normale car les vitesses de phase des ondes de gravité ne sont pas aléatoires, elles sont perturbées par la vitesse du vent.

## 4.2 Climatologie des paramètres observés

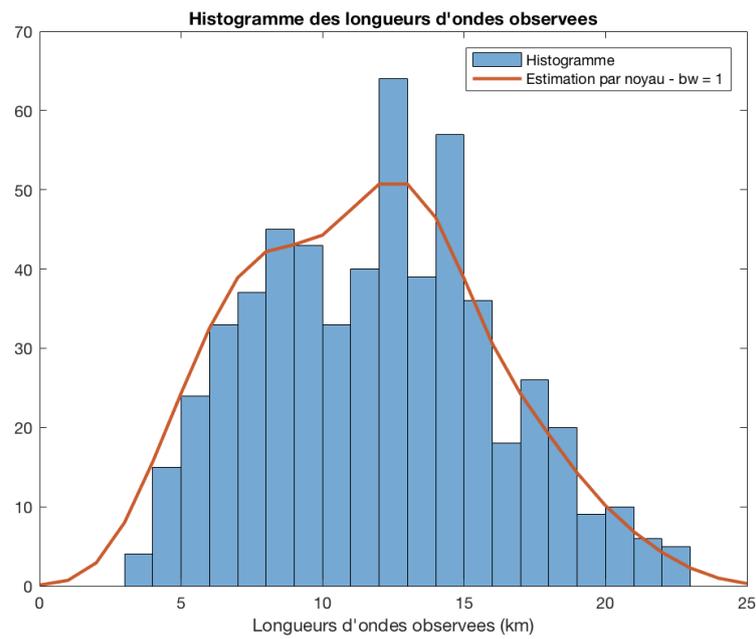


FIGURE 4.6: Histogramme et densité de probabilité estimée des longueurs d'onde observées sur les six mois.

La figure 4.7 nous montre la densité des données observées (longueur d'onde et vitesse de phase) sur les six mois.

## 4.2 Climatologie des paramètres observés

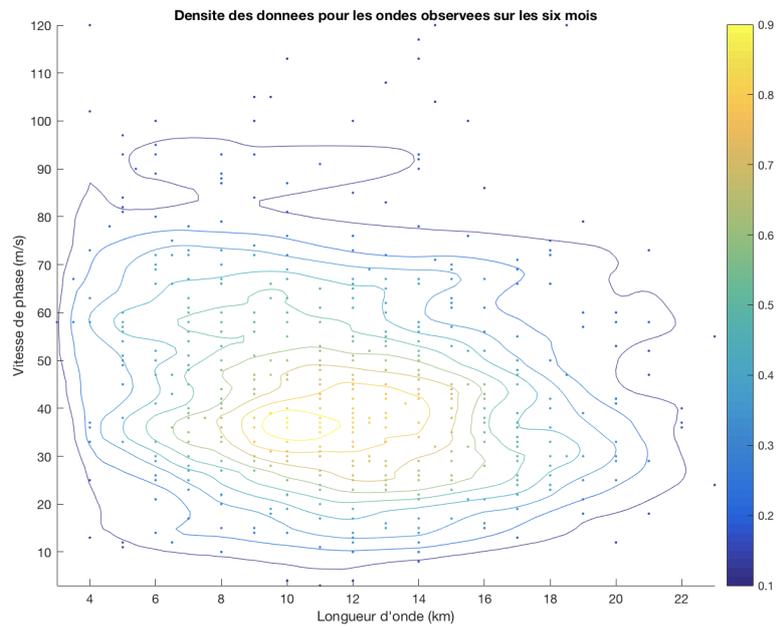


FIGURE 4.7: Densité des données observées sur les six mois.

On peut retrouver à travers ce graphique les longueurs d'onde et les vitesses de phase dominantes, qui sont d'environ  $35 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  pour la vitesse de phase et d'environ 12 km pour la longueur d'onde. Si nous regardons du côté des angles de propagation des ondes de gravité durant les six mois nous obtenons ceci :

### 4.3 Détermination des paramètres intrinsèques

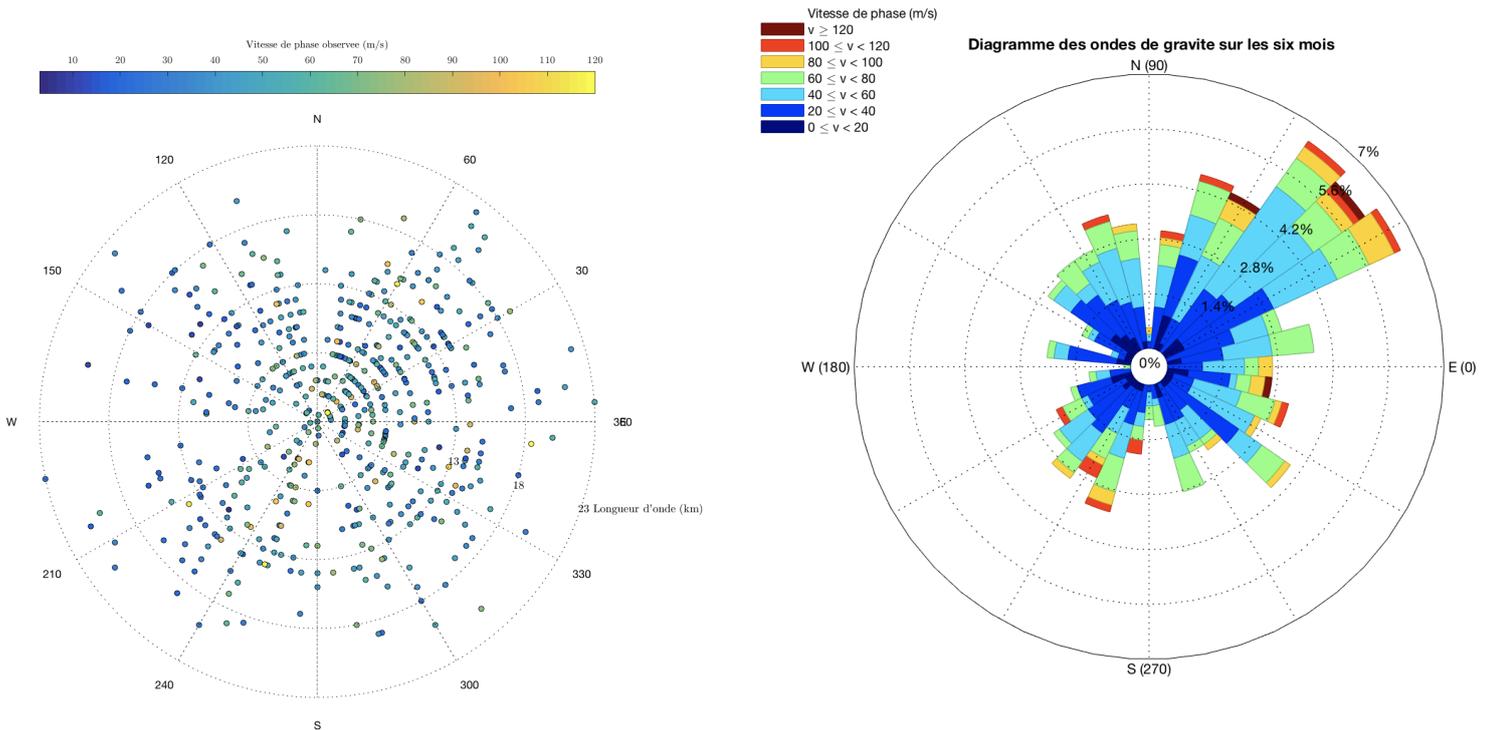


FIGURE 4.8: À gauche : Représentation polaire des ondes de gravité durant les six mois. À droite : Diagramme des fréquences d'apparition des ondes de gravité durant les six mois.

Au vu du graphique à droite de la figure 4.8, on peut remarquer que durant les six mois, la fréquence d'apparition des ondes de gravité se propageant vers le nord-est est plus élevée que les autres directions. Néanmoins, on constate la présence de deux axes majeurs : l'axe nord-ouest/sud-est et l'axe nord-est/sud-ouest. Ces résultats prennent en compte toutes les ondes de gravité que j'ai pu répertorier quelque soit leur vitesse de phase, leur longueur d'onde ou leur direction de propagation. Dans la partie suivante, je montrerai les résultats ne prenant en compte que les ondes de gravité pouvant être décrites par la théorie linéaire.

### 4.3 Détermination des paramètres intrinsèques

Nous voulons déterminer les paramètres intrinsèques d'une onde de gravité. Nous allons prendre comme exemple l'onde la plus marquante de la nuit du 1er juin 2016 qui correspond aux images 400 à 600 de la séquence d'acquisitions et qui est représenté par la figure 4.1. Pour déterminer la fréquence intrinsèque de l'onde il nous faut connaître

### 4.3 Détermination des paramètres intrinsèques

la vitesse du vent à 87 km d'altitude lors de l'apparition de l'onde. La couche OH se situe au voisinage de 87 km et a une épaisseur d'une dizaine de kilomètres. Nous ferons la moyenne du vent méridional et zonal entre 80 et 90 km d'altitude. La première image a été prise à 15h TU, notre onde se propage entre l'image 400 et 600, nous prendrons l'image 500, sachant qu'il se passe 30 secondes entre chaque image nous devons ajouter 4h à l'heure initiale.

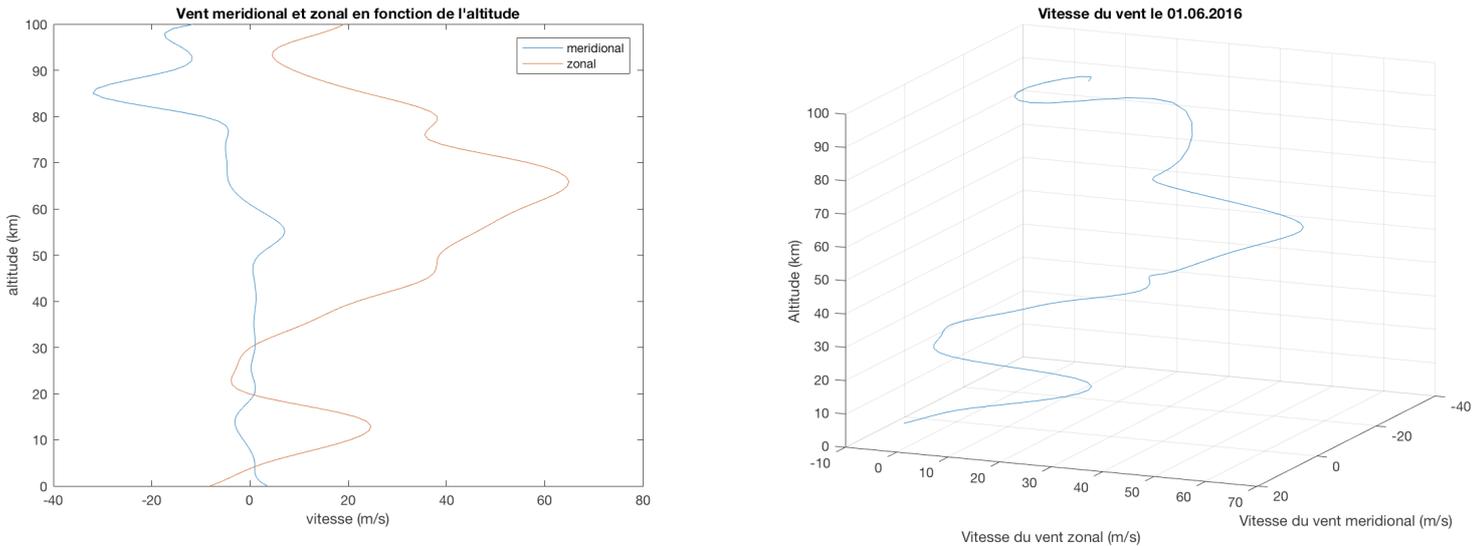


FIGURE 4.9: A gauche - Profil de la vitesse du vent méridional et zonal en fonction de l'altitude à 19h TU. A droite - Profil global du vent en fonction de l'altitude à 19h TU.

Sur ces images nous mesurons un système d'onde ayant  $\lambda_{obs} = 15 \text{ km}$ ,  $v_{\phi} = 17 \text{ m.s}^{-1}$  et se déplaçant dans la direction  $-160^{\circ}$ . Les valeurs de la vitesse du vent sont obtenues grâce au programme HWM07. L'intensité du rayonnement OH se présente comme une gaussienne aux alentours de 87 km, nous devons donc intégrer les valeurs des vitesses du vent en fonction de l'altitude dans une gaussienne de 80 à 90 km d'altitude. La valeur moyenne de la vitesse du vent méridional s'exprime donc ainsi :

$$M_{moyen} = \int_{80}^{90} M(z) \cdot \frac{1}{5} \cdot \exp\left(-\frac{(z-87)^2}{8}\right) dz = -26,03 \text{ m.s}^{-1} \quad (4.1)$$

L'opération est la même pour la vitesse moyenne du vent zonal qui est de  $17,5 \text{ m.s}^{-1}$ . La pulsation intrinsèque de l'onde est définie à partir de la pulsation observée (associée au référentiel terrestre) en utilisant la formule de l'effet Doppler (équation 1.4 du chapitre 1). Nous pouvons transformer cette équation en trouvant la relation entre la longueur d'onde selon x et y et la longueur d'onde observée (horizontale) :

### 4.3 Détermination des paramètres intrinsèques

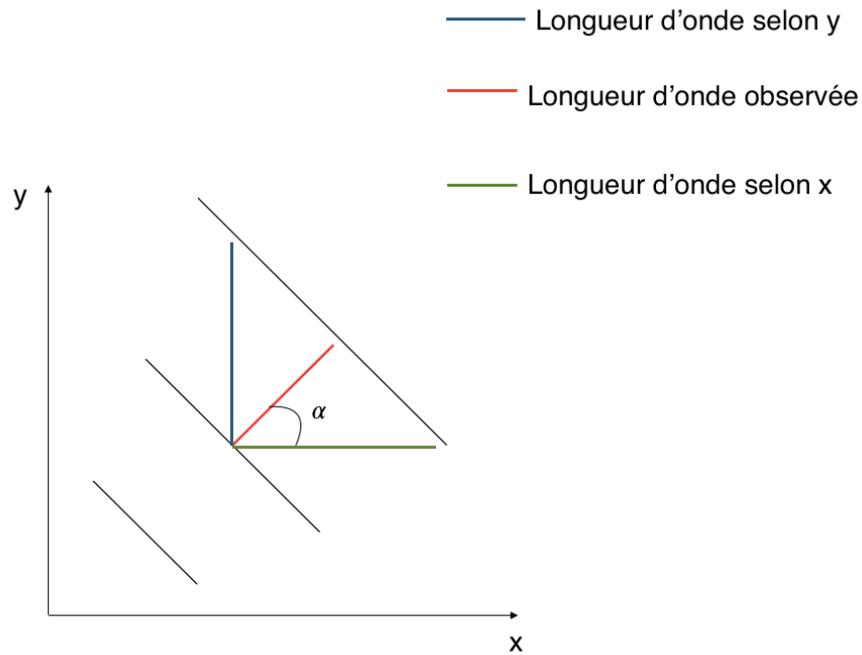


FIGURE 4.10: Schéma montrant la relation entre les longueurs d'onde.

De ce schéma nous pouvons dire :

$$\lambda_x = \frac{\lambda_{obs}}{\cos(\alpha)} \quad \text{et} \quad \lambda_y = \frac{\lambda_{obs}}{\sin(\alpha)} \quad (4.2)$$

Si nous revenons à l'équation de la pulsation intrinsèque nous pouvons la développer :

$$\begin{aligned} \hat{\omega} = \omega - ku - lv &= \omega - \frac{\omega_x u - \omega_y v}{v_\phi} = \omega - \frac{\frac{2\pi c}{\lambda_x} u - \frac{2\pi c}{\lambda_y} v}{v_\phi} = \omega - \frac{\frac{2\pi c \cos(\alpha)}{\lambda_{obs}} u - \frac{2\pi c \sin(\alpha)}{\lambda_{obs}} v}{v_\phi} \\ &= \omega - \omega \left( \frac{\cos(\alpha)u + \sin(\alpha)v}{v_\phi} \right) \end{aligned} \quad (4.3)$$

Représentons la vitesse moyenne du vent ainsi que le vecteur d'onde dans le même repère :

### 4.3 Détermination des paramètres intrinsèques

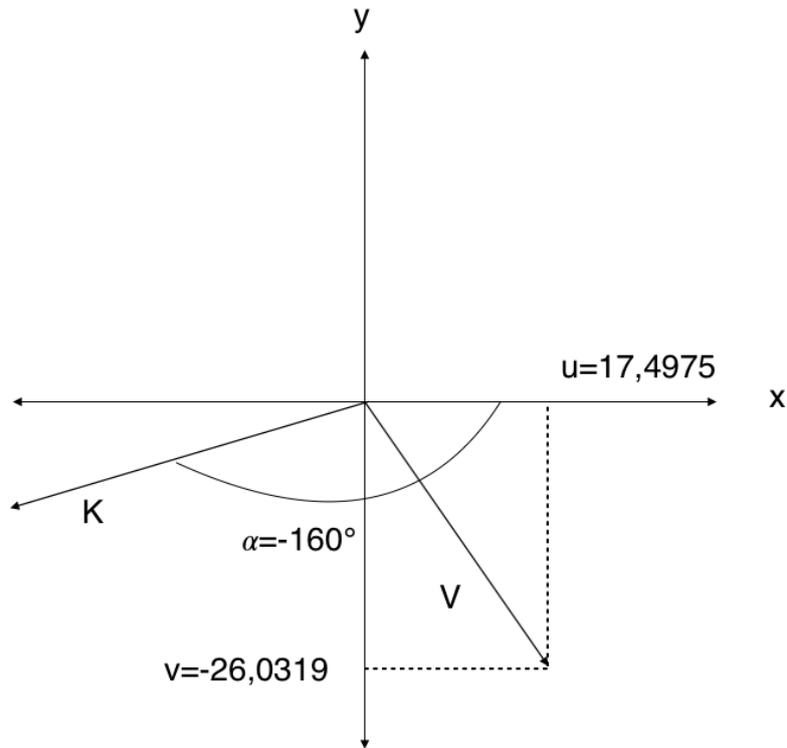


FIGURE 4.11: Représentation du vecteur  $\vec{V}$  (vitesse du vent) et le vecteur  $\vec{K}$  (vecteur d'onde) avec l'angle  $\alpha$ .

Le vecteur  $\vec{K}$  nous donne la direction de propagation de l'onde de gravité. Nous avons  $u$ ,  $v$ ,  $\alpha$ ,  $\lambda_{obs} = 15$  km,  $v_\phi = 17$  m.s<sup>-1</sup> et  $\omega = \frac{2\pi v_\phi}{\lambda_{obs}} = 7,1209 \cdot 10^{-3}$  rad.s<sup>-1</sup>. Déterminons maintenant la fréquence de Brunt-Väisälä, pour cela nous avons besoin de la température potentielle en fonction de l'altitude qui s'exprime ainsi :

$$\theta = T \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R_M}{C_p}} \quad (4.4)$$

où  $T$  représente la température,  $R_M = 287$  J.kg<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup> la constante spécifique de l'air sec et  $C_p = 1004$  J.kg<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup> la capacité thermique massique à pression constante pour un gaz diatomique. La température a pu être obtenue grâce au modèle MSIS. Si nous traçons maintenant le profil de la température potentielle en fonction de l'altitude nous obtenons ceci :

### 4.3 Détermination des paramètres intrinsèques

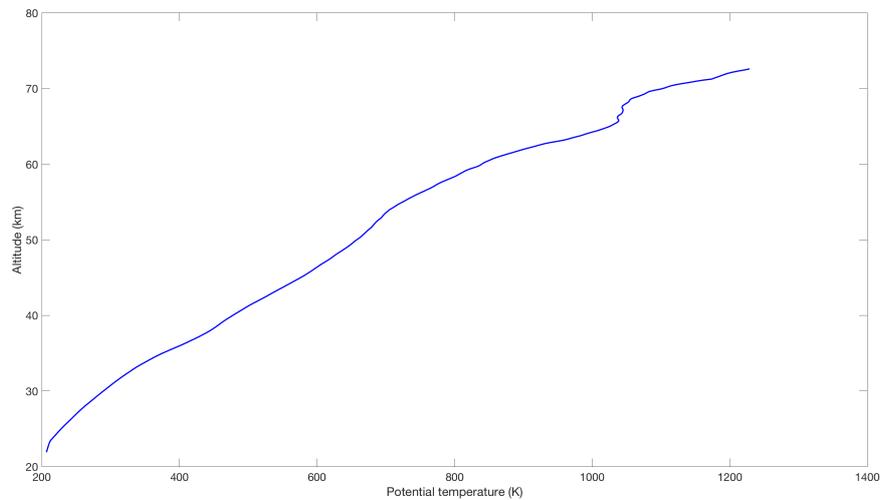


FIGURE 4.12: Température potentielle de l'air en fonction de l'altitude.

La température potentielle et la fréquence de Brunt-Väisälä sont liés par l'équation (1.1) du chapitre 1. Voici le profil de la fréquence de brunt-Väisälä en fonction de l'altitude :

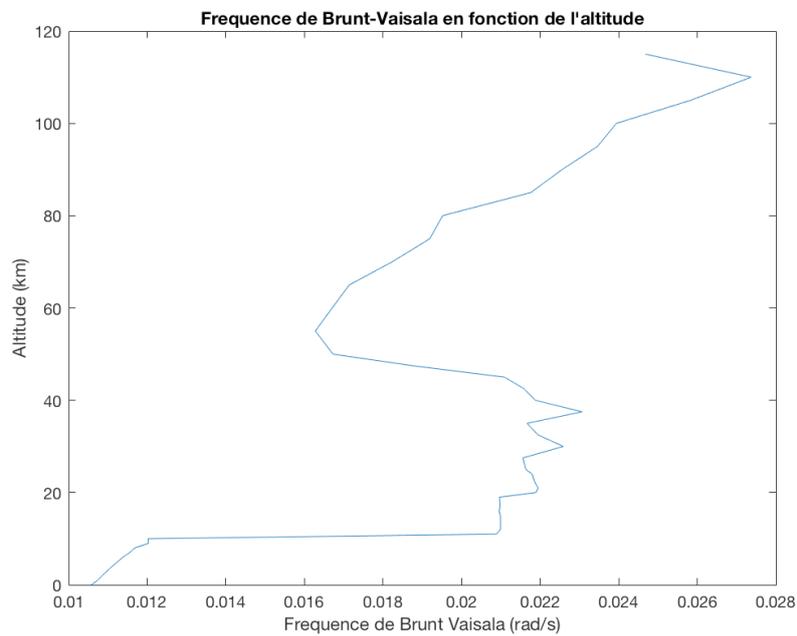


FIGURE 4.13: Fréquence de Brunt-Väisälä en fonction de l'altitude.

#### 4.4 Caractérisations théoriques / Paramètres intrinsèques

L'expression du nombre d'onde vertical découle directement de la relation de dispersion de la théorie linéaire (équation (1.5) du chapitre 1). Ayant la valeur de  $m$ , nous pouvons en déduire la longueur d'onde verticale,  $\lambda_v = \frac{2\pi}{m} = 8$  km. La vitesse de groupe selon x, y et z est donnée par la relation (1.6) du chapitre 1. Nous obtenons donc  $c_{gx}=17,81$  m.s<sup>-1</sup>,  $c_{gy} = 6,48$  m.s<sup>-1</sup> et  $c_{gz} = 10,16$  m.s<sup>-1</sup>. La connaissance de ces vitesses nous permet de donner une approximation de la source de l'onde de gravité, en effet, les vitesses de groupe selon x et z étant prédominantes par rapport à la vitesse de groupe selon y, la source devrait donc approximativement se situer au sud-ouest, proche de l'axe des -x. Enfin, la vitesse de phase intrinsèque est obtenue par la relation  $v_\phi = \frac{\hat{\omega}\lambda}{2\pi}$ .

### 4.4 Caractérisations théoriques / Paramètres intrinsèques

Dans cette partie nous appliquons la méthode décrite dans la partie précédente pour déterminer les paramètres intrinsèques des ondes de gravité afin de comparer avec les données observées sur les images. La figure 4.14 nous montre les paramètres intrinsèques pour le mois d'août.

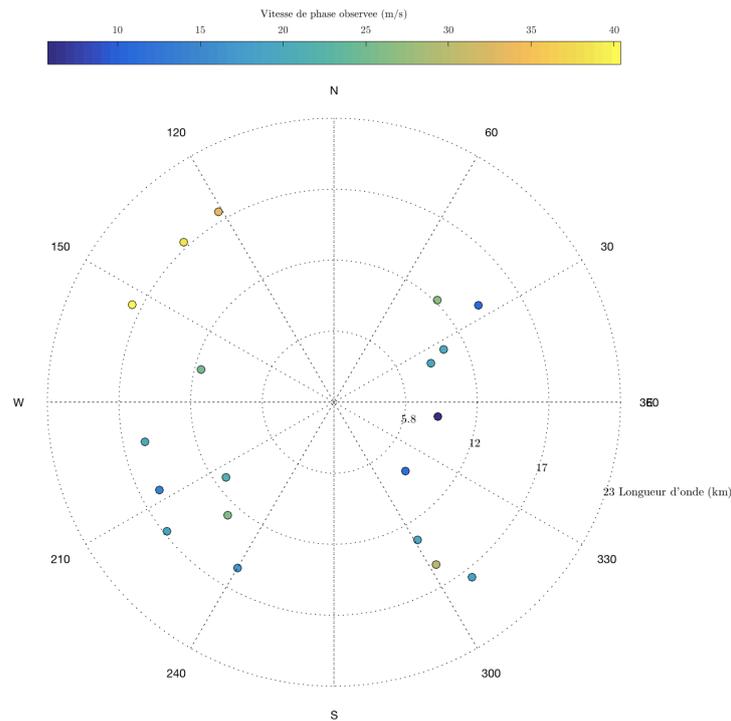


FIGURE 4.14: Ondes de gravité caractérisées à l'aide de la théorie linéaire pour le mois d'août.

#### 4.4 Caractérisations théoriques / Paramètres intrinsèques

Le mois de novembre est particulièrement pauvre en observation des ondes de gravité car les conditions météorologiques ont été les plus mauvaises sur la période des six mois (pluie, nuages, lune).

Sur la figure suivante, on peut remarquer que l'échelle des vitesses de phase a été réduite à un maximum de  $50 \text{ m.s}^{-1}$  contre  $120 \text{ m.s}^{-1}$  pour toutes les ondes répertoriées. En effet, la théorie linéaire ne peut caractériser que les ondes de gravité ayant une vitesse de phase observée inférieure à environ  $50 \text{ m.s}^{-1}$  car celle-ci est utilisée pour calculer le nombre d'onde vertical et une trop grande vitesse de phase observée conduit à un nombre d'onde vertical complexe. Si l'on regarde du côté des fréquences d'apparition nous pouvons voir clairement les directions les plus empruntées par ces ondes.

#### 4.4 Caractérisations théoriques / Paramètres intrinsèques

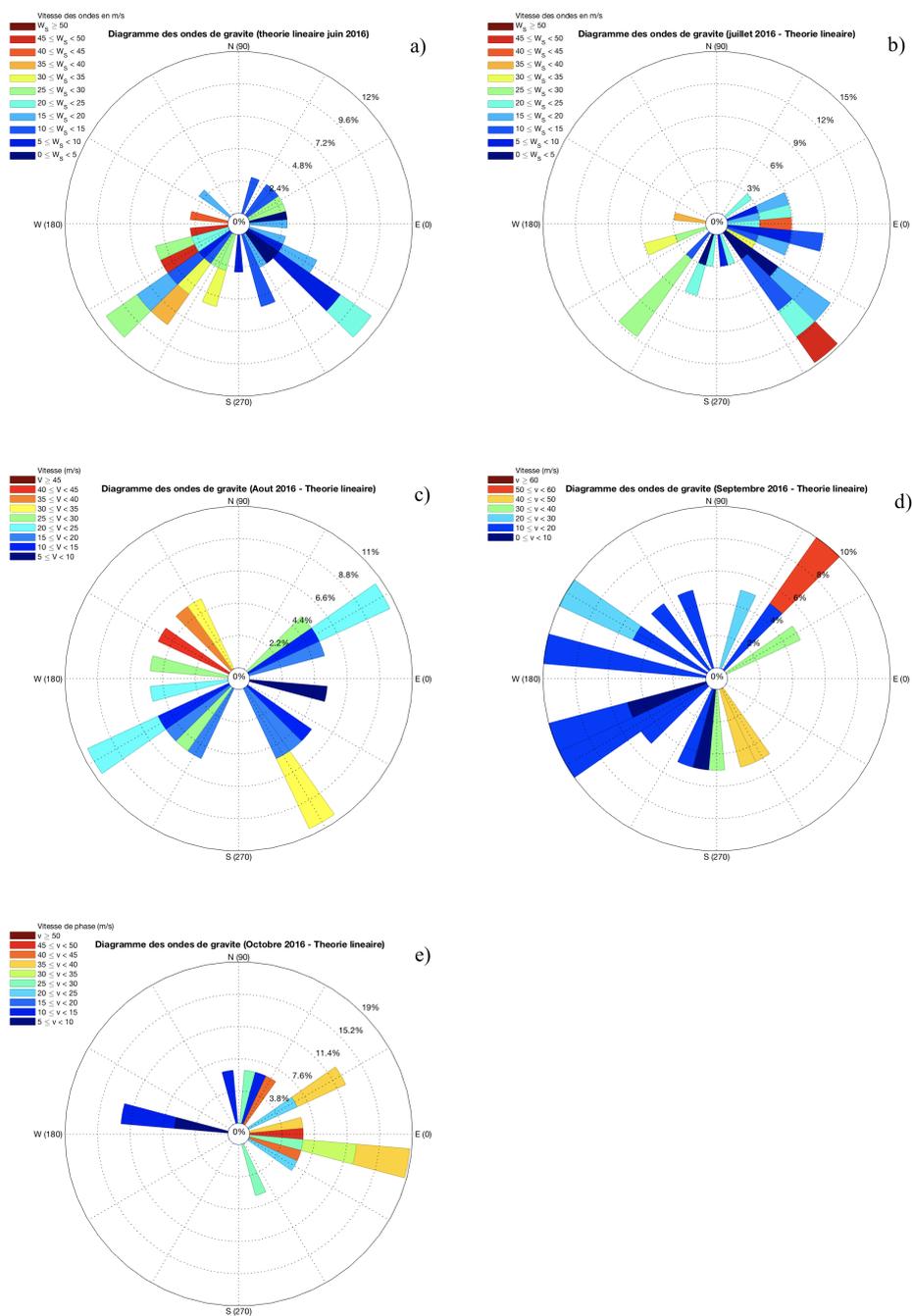


FIGURE 4.15: Fréquences d'apparition en pourcentage des ondes de gravité pour les cinq mois. a) Juin, b) Juillet, c) Août, d) Septembre, e) Octobre 2016.

Il n'est pas nécessaire d'afficher le diagramme du mois de novembre car il n'y a que

#### 4.4 Caractérisations théoriques / Paramètres intrinsèques

trois ondes de gravité répertoriées. Si l'on trace les fonctions de répartitions des angles de propagation des ondes de gravité décrites par la théorie linéaire pour chaque mois nous obtenons ceci :

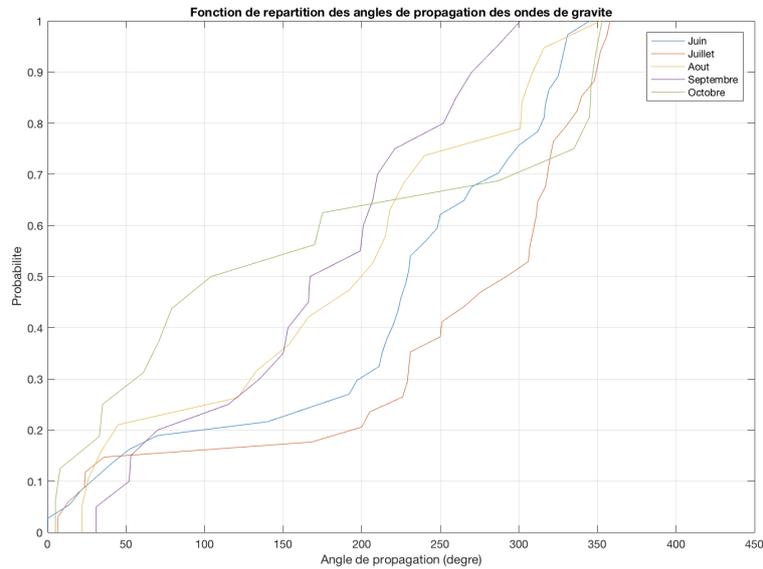


FIGURE 4.16: Fonctions de répartitions des angles de propagation pour chaque mois.

On peut clairement voir ici que les mois de juin et juillet possèdent une probabilité très faible qu'une onde se propage entre 35 et 200°, en revanche, à partir de 200° la probabilité augmente de façon significative. Les mois d'août et de septembre sont plus équilibrés mais le mois d'octobre présente une forte probabilité qu'une onde de gravité se propage entre 0 et 160° ainsi qu'entre 340-360°. On remarque que les mois de juin et juillet ont des ondes de gravité se propageant principalement vers le sud-est et le sud-ouest tandis que les mois d'août, septembre et octobre présentent aussi des ondes de gravité se dirigeant vers le nord-est et le nord-ouest. Si nous prenons en compte toutes les ondes sur les six mois nous obtenons les résultats suivants :

#### 4.4 Caractérisations théoriques / Paramètres intrinsèques

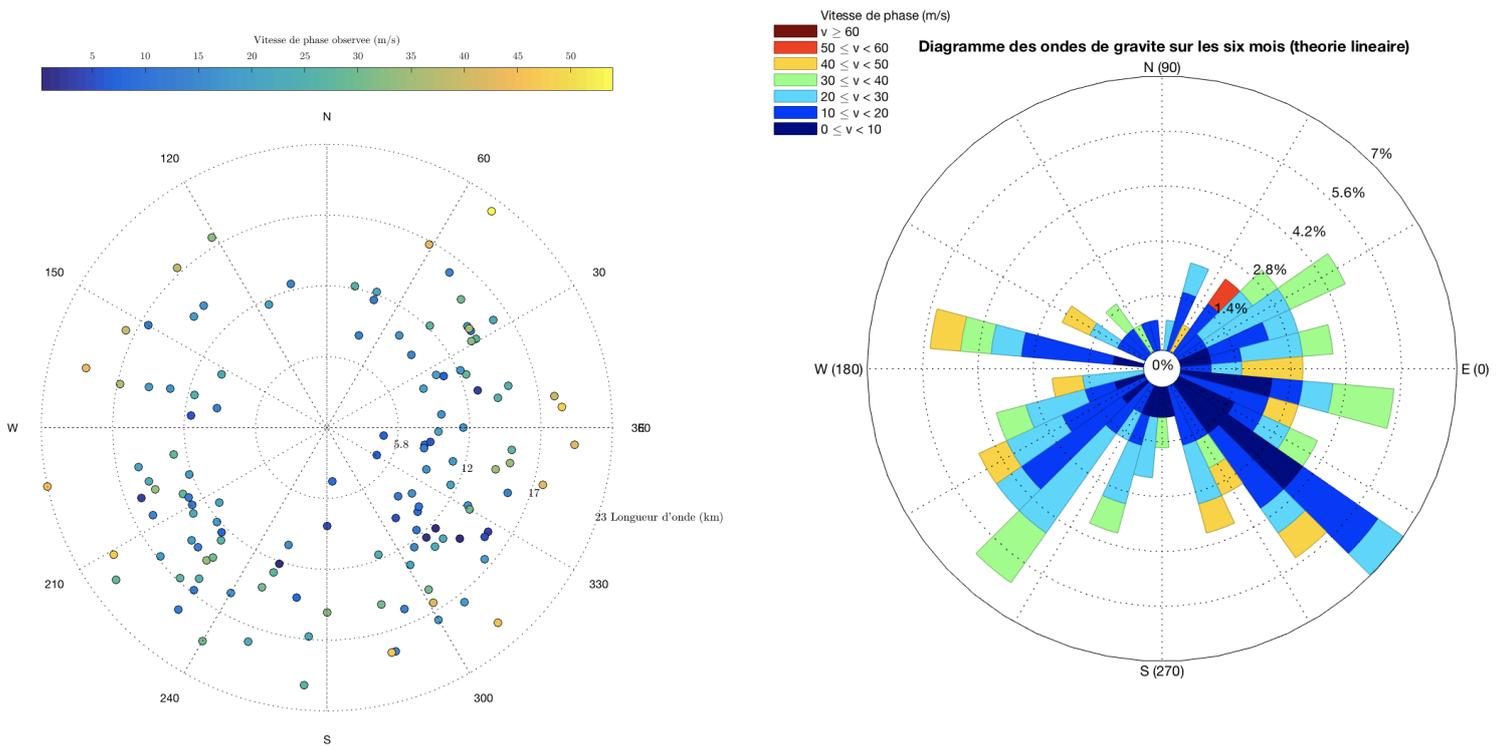


FIGURE 4.17: À gauche : Représentation polaire des ondes de gravité décrites par la théorie sur les six mois. À droite : fréquence d'apparition en pourcentage des ondes de gravité sur les six mois.

Ce que l'on peut constater au vu de la figure 4.17 est que le nord est moins riche en onde de gravité (35%) que le sud (65%) car le modèle prend en compte la direction de propagation et les composantes de la vitesse du vent. Les longueurs d'onde vont de 4 à 24 km et les vitesses de phase intrinsèques vont de 4 à  $55 \text{ m.s}^{-1}$ . On peut aussi souligner que les ondes de gravité ayant une vitesse de phase intrinsèque supérieure à  $35 \text{ m.s}^{-1}$  ne font pas partie des longueurs d'onde inférieures à 10 km contrairement à ce que l'on a vu sur la figure 4.7. La figure 4.18 nous montre les vitesses de phase observées en bleu et intrinsèques en rouge en fonction de la longueur d'onde horizontale.

#### 4.4 Caractérisations théoriques / Paramètres intrinsèques

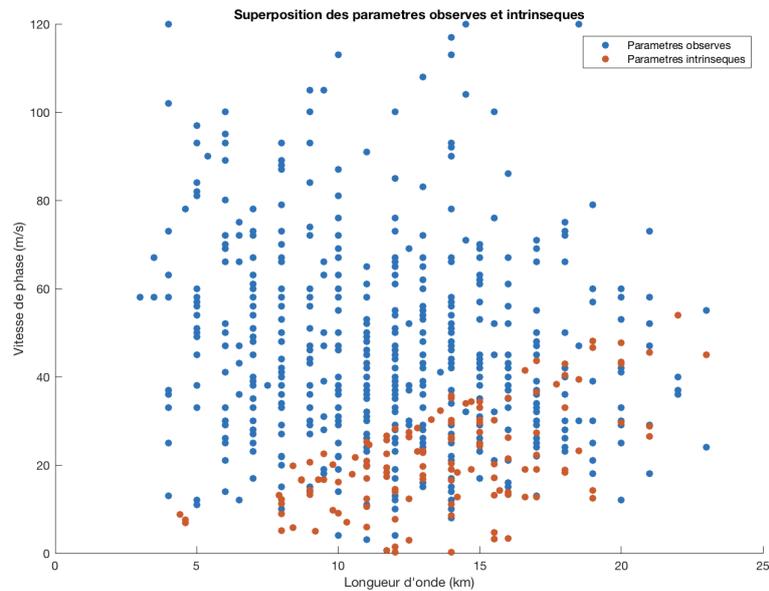


FIGURE 4.18: Superposition des paramètres observés et intrinsèques sur les six mois.

On peut constater grâce à ce graphique la différence entre les vitesses de phase observées et les vitesses de phase intrinsèques, en effet, les vitesses de phase intrinsèques sont majoritairement inférieures aux vitesses de phase observées qui eux prennent la vitesse du vent en compte. La moyenne des vitesses de phase observées est de  $46,2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  tandis que la moyenne des vitesses de phase intrinsèques est de  $21,4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Si nous traçons la fonction de répartition des angles de propagation des ondes de gravité sur les six mois, nous obtenons la courbe ci-dessous :

#### 4.4 Caractérisations théoriques / Paramètres intrinsèques

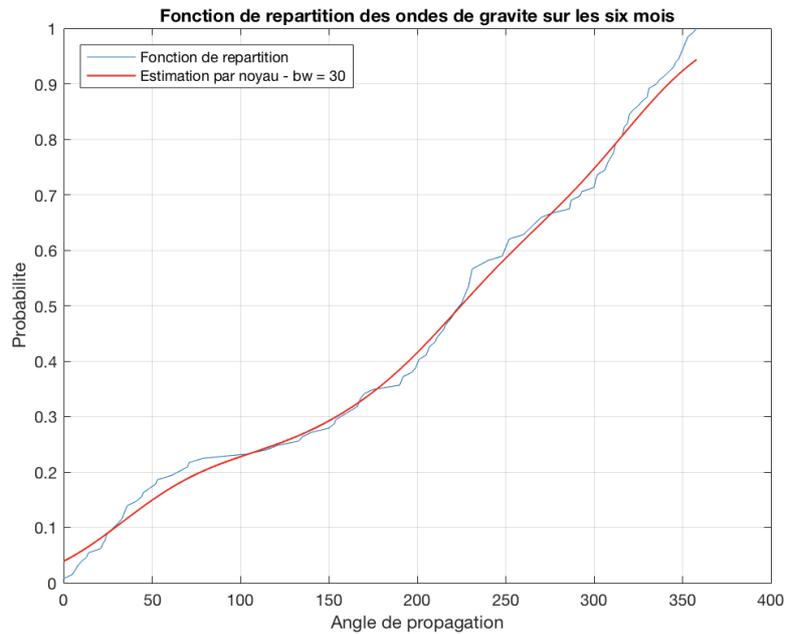


FIGURE 4.19: Fonction de répartition des angles de propagation des ondes de gravité linéaires sur les six mois et estimation par noyau de la densité de probabilité avec une fenêtre de 30.

On remarque tout de suite que la fonction est moins croissante sur l'intervalle [70 140] degrés et sur l'intervalle [230 290] degrés ce qui est en accord avec les représentations de la figure 4.17. En revanche, elle est croissante sur le reste des angles de propagation, intervalles où la probabilité qu'une onde se propage est élevée. Un exemple de tableau répertoriant les paramètres intrinsèques pour une journée du mois de juin 2016 est présenté avec la figure 4.20.

#### 4.4 Caractérisations théoriques / Paramètres intrinsèques

Jour - N° image	$\lambda$ horizontal (km)	$\lambda$ verticale (km)	N (s <sup>-1</sup> )	$\omega_1$ (rad/s)	Vx (m/s)	Vy (m/s)	Vz (m/s)	V <sub>φ</sub> (m/s)	Direction (°)
01 - 0	14	9,6	0,0149	0,0085	9,8	8,4	8,8	18,9	139,9
74	12,8	14,6	0,015	0,0113	8,8	4,7	11,3	23	213,2
142	14,2	9,1	0,015	0,0081	10,8	7,1	8,3	18,3	220,5
471	15	12	0,0151	0,0102	12,6	3,6	12,1	24,4	197,4
736	14,5	82 ?	0,0149	0,0147	0,7	0,7	5,7	33,9	227,6
750	14,2	5,7	0,0149	0,0056	5,3	9,4	4,3	12,7	222,98
04 - 209	12	135 ?	0,0148	0,0148	0,2	0,092	2,4	28,3	20,77
731	13	9	0,0149	0,0085	8,65	8,07	8,2	17,6	331
1054	14	29,8	0,0149	0,0135	1,02	5,3	11,4	30	248
05 - 339	18	7,9	0,0163	0,0066	7,8	13,6	6,9	18,9	300
431	19	5	0,0163	0,0041	7,8	8,7	3	12,4	231
06 - 383	21	13,9	0,0155	0,0086	15,2	12,4	13	28,7	216
07 - 606	11	5,5	0,0155	0,007	7,5	6,1	4,9	12,3	70
09 - 312	16	43,8	0,0147	0,0138	2,2	3,4	11,1	35,1	230
10 - 0	19	6,3	0,0149	0,0047	6,6	10,9	4,2	14,2	287,3
465	12,5	1,2	0,0155	0,0015	2,7	1,1	0,3	3	14
1040	12	3,2	0,0154	0,004	5,4	4,6	1,9	7,6	225
11 - 924	8	2	0,0155	0,004	3	3,5	1,2	5	270
1160	12,5	25	0,0148	0,0133	1,6	5	10,5	26,5	250
1230	11	9,5	0,0148	0,0097	8,2	5	8,4	17	0
12 - 1198	4,6	3,6	0,0154	0,0094	4,3	0,3	3,3	6,9	331
14 - 934	16	5,6	0,0158	0,0052	6,9	9,5	4	13,2	293,2
16 - 1054	16	6,2	0,0148	0,0054	11	4,2	4,6	13,8	52
1245	14	18	0,0148	0,0118	8,4	4,7	12,5	26,3	31
17 - 887	10,5	11,2	0,0146	0,0107	7,9	2,6	8,9	17,9	345
21 - 52	20	16,4	0,0146	0,0093	15,2	8,4	14,3	29,6	240
22 - 1133	15,5	1,4	0,0149	0,0013	2,6	1,2	0,3	3,2	327
23 - 1165	12	0,6	0,0155	0,00073	0,9	1	0,07	1,4	312
1200	13	12,9	0,0155	0,0110	8,4	7,6	11,3	22,8	316

FIGURE 4.20: Tableau regroupant un extrait des paramètres intrinsèques d'une journée du mois de juin 2016. N = fréquence de Brunt-Väisälä.

Les points d'interrogation dans la colonne de la fréquence de Brunt-Väisälä désignent des valeurs aberrantes. Une fois la vitesse de phase intrinsèque déterminée, il

#### 4.4 Caractérisations théoriques / Paramètres intrinsèques

est possible d'en déduire la période intrinsèque de l'onde de gravité grâce à la relation  $\tau = \frac{\lambda}{v_\phi}$  avec  $v_\phi$  la vitesse de phase intrinsèque et  $\lambda$  la longueur d'onde horizontale.

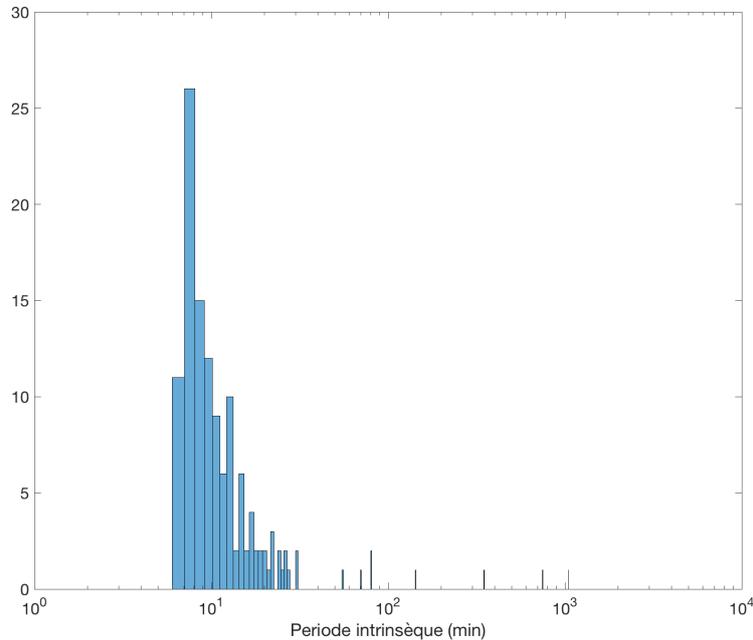


FIGURE 4.21: Histogramme des périodes intrinsèques des ondes de gravité sur les six mois.

Le présent histogramme nous permet de voir que la majeure partie des périodes sont inférieures à 1 heure, il nous permet aussi de remarquer la présence de périodes plus longues comme des périodes de 12,4 et 17,4 heures. On peut aussi remarquer la présence de deux périodes situées dans l'intervalle [1,325 1,363] heures. Regardons maintenant les périodes intrinsèques inférieures à 1 heure, la période de Brunt-Väisälä à 87 km d'altitude est typiquement de l'ordre de 5 minutes. La fréquence intrinsèque des ondes de gravité doit être inférieure à celle de Brunt-Väisälä et donc leur période doit être supérieure à 5 minutes.

#### 4.4 Caractérisations théoriques / Paramètres intrinsèques

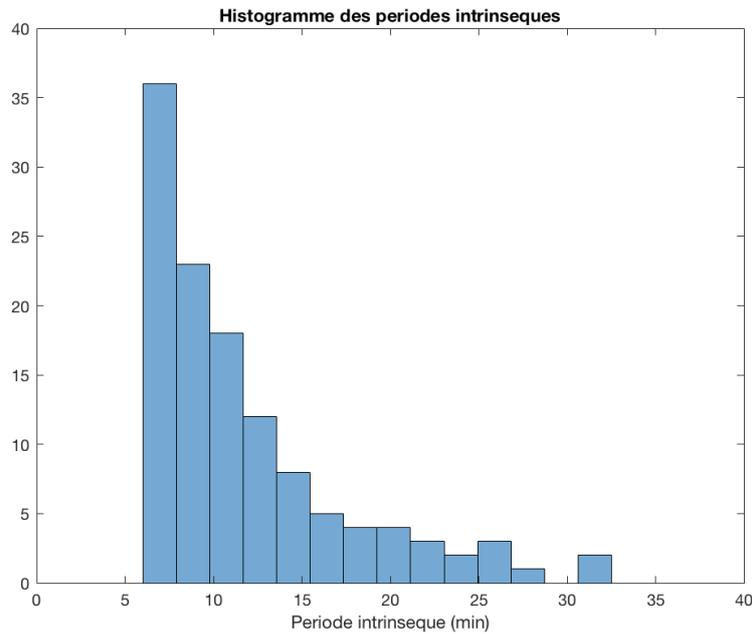


FIGURE 4.22: Histogramme sur la fenêtre [0 40] minutes des périodes intrinsèques sur les six mois.

On peut remarquer à travers l'histogramme de la figure 4.22 que les périodes intrinsèques comprises entre 6 et 10 minutes dominent la distribution. Il faut préciser que ces résultats sont limités par la taille des images ainsi que de leur résolution, ils ne reflètent pas toutes les ondes de gravité présentes durant les six mois. Si l'on trace maintenant l'histogramme des vitesses de phase intrinsèques nous obtenons une distribution estimée par la méthode de l'estimation par noyau avec une fenêtre de 4. Notons que la moyenne des vitesses de phase intrinsèques ( $21 \text{ m.s}^{-1}$ ) est la moitié de la moyenne des vitesses de phase observée ( $42 \text{ m.s}^{-1}$ ), ce qui semble cohérent car pour calculer la vitesse de phase intrinsèque d'une onde de gravité nous avons retiré la vitesse du vent de sorte de n'avoir que la vitesse réelle de l'onde. Cependant, la vitesse de phase intrinsèque peut être supérieure suivant le signe du vent.

#### 4.4 Caractérisations théoriques / Paramètres intrinsèques

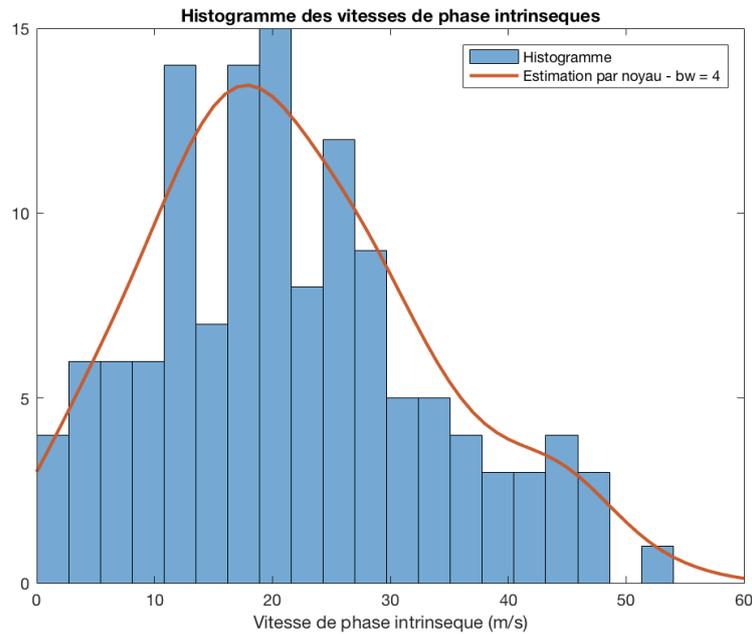


FIGURE 4.23: Histogramme des vitesses de phase intrinsèques sur les six mois.

Li et al. (2018) ont réalisé une étude similaire à la notre en établissant une climatologie des ondes de gravité en utilisant le rayonnement nightglow au dessus de Kazan, en Russie. Leur étude porte sur quatre saisons différentes d'un an dans la bande latitudinale de  $45^{\circ}\text{N}$  à  $75^{\circ}\text{N}$  et bénéficie donc d'un plus grand nombre de données. Leur étude statistique montre une distribution des longueurs d'onde horizontales centrée sur 20 km environ contre 12 km dans notre étude. En revanche, les distributions des vitesses de phase présentent la même allure avec une vitesse de phase moyenne d'environ  $40 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Nous trouvons également la même direction de propagation moyenne des ondes de gravité vers le Nord-Est. La différence dans les longueurs d'onde horizontales est intéressante et montre la nécessité d'une analyse des climatologies en fonction du lieu d'étude.

# Chapitre 5

## Observation de la propagation verticale des ondes de gravité à travers une couche d'inversion mésosphérique

### 5.1 Introduction

Les observations systématiques des caractéristiques des ondes de gravité sont un élément important pour comprendre la dynamique de la mésosphère et basse thermosphère. Les études systématiques permettent de fournir des caractéristiques moyennes. La limitation de ces études avec des outils comme le lidar ou le rayonnement night-glow est que l'on n'accède qu'aux paramètres apparents et, de fait, ne permettent pas de comprendre complètement les mécanismes de propagations verticales.

La propagation des ondes de gravité de la moyenne atmosphère vers la thermosphère n'est pas bien connue et notamment les interactions avec l'écoulement moyen qui donne lieu à des échanges de quantité de mouvement et à des instabilités qui donnent lieu à de la turbulence et à la génération de nouvelles ondes. Ces ondes subissent des interactions et modifications importantes qui dépendent de la gamme de longueur d'onde. Les observations conduites par la caméra SWIR permettent d'accéder à une large gamme, notamment grâce aux kéogrammes. Les inversions du profil de température dans la mésosphère sont l'une des perturbations les plus importantes. Nous avons donc profité de cette opportunité pour étudier l'impact d'une telle inversion sur la propagation et la redistribution de l'énergie des ondes.

Une première étude présentée dans ce chapitre s'intéresse aux grandes longueurs d'onde, en l'occurrence, les ondes de gravité alors que la seconde se focalise plutôt sur des ondes de plus grandes fréquences que sont les infrasons et sera présentée dans le chapitre 6 du manuscrit.

Nous utilisons pour cela différents instruments et données simultanément afin de

## 5.2 Description de la campagne d'observation

pouvoir analyser les propagations des ondes de gravité et des infrasons à différentes altitudes. L'influence d'une ITM sur les ondes de gravité a été étudié théoriquement par [Fritts et al. \(2018a,b\)](#), mon travail s'appuie sur cette étude en y apportant un cas réel observé confirmant certaines de ses conclusions.

## 5.2 Description de la campagne d'observation

Cette campagne utilise plusieurs instruments. Nous avons eu à notre disposition une caméra SWIR pour acquérir des images du rayonnement issue de la molécule OH, un lidar Rayleigh, un réseau de microbaromètre au sol ainsi que l'instrument MICADO.

La nuit du 12 au 13 Décembre fut la seule dont les images n'ont pas été rendu inexploitable à cause de passage de nuages ou de la survenue de la pluie. Mon travail durant cette thèse s'est donc concentré sur cette nuit, nous avons réalisé nos observations avec une cadence de deux images par seconde avec un temps d'intégration de 400 ms, ainsi, nous avons acquis plus de 50000 images durant la nuit. La caméra a été dirigée au zénith et délivre un champ de vue de 111x89 km au niveau de la couche OH grâce à un objectif de focale 12,5 mm. La résolution spatiale au niveau de la couche OH est de 174 m. La caméra est étalonnée radiométriquement en laboratoire, ce qui permet d'obtenir des mesures absolues de luminance intégrée en photons/s/m<sup>2</sup>/sr.

La campagne d'observation a été marquée par la présence d'une inversion de température à 65 km d'altitude qui était déjà présente lors du début de la campagne et disparaît vers minuit. Nous avons donc eu la chance d'avoir une première partie de la campagne avec une inversion de température et une deuxième partie sans.

L'objectif de la campagne d'observation pour cette partie se concentre donc sur la propagation verticale des ondes de gravité à travers la mésosphère perturbée lors d'une inversion mésosphérique.

## 5.3 Instruments et données utilisés

Plusieurs instruments et données ont été utilisés durant la campagne :

- Nous utilisons le rayonnement nightglow issue de la molécule OH à 87 km d'altitude. De nombreuses études utilisent ce moyen pour analyser la propagation des ondes de gravité ([Nakamura et al., 2003](#); [Tang et al., 2002](#); [Swenson and Mende, 1994](#)). Nous pouvons observer les ondes dont la longueur d'onde n'ex-cède pas le champ de vision de la caméra ( $\lambda < 110$  km). Pour les plus grandes longueurs d'onde, nous utilisons les kéogrammes. La caméra a filmé toute la nuit. La figure 1 de l'article montre un exemple d'image étalonnée. On peut y voir le passage d'une onde de gravité sur la droite de l'image.

## 5.4 Présentation des résultats

- Un lidar Rayleigh au sol a mesuré de 18h à 3h du matin la température de 25 à 75 km d'altitude avec un pas temporel de 5 minutes. Cet instrument nous permet donc d'analyser la propagation des ondes de gravité en dessous de la couche OH. On peut également en déduire les ondes montantes et descendantes suivant l'inclinaison de leur phase dans le profil de température. La température nous permet aussi de calculer le profil de l'énergie potentielle des ondes en fonction de l'altitude. La figure 2 nous montre le profil 2D de la température où l'on peut voir l'inversion mésosphérique à 65 km d'altitude qui disparaît vers minuit.
- L'instrument MICADO nous permet d'avoir une mesure du vent local à 96 km d'altitude. Ces mesures nous ont permis de les comparer avec les données du modèle HWM07, utilisées dans ma thèse. Cette comparaison nous a permis d'être confiant sur la fiabilité du modèle et d'extrapoler le vent à l'aide du modèle sur les autres altitudes. La figure 3.11 montre cette comparaison.
- Les données ERA5 nous ont fourni la température, la vitesse du vent et beaucoup d'autres grandeurs physiques tant spatialement en fonction de la latitude et de la longitude, que temporellement avec des données toutes les heures. Ces données nous sont donc très utiles pour venir compléter nos mesures lidar.

## 5.4 Présentation des résultats

### 5.4.1 Analyse de la propagation verticale des ondes de gravité en utilisant les données ERA5, le lidar Rayleigh et l'airglow

Pour ce qui va suivre, les figures mentionnées sont visualisables dans l'article montré dans la section 5.6. La première étape est de détecter les ondes présentes en utilisant le profil 2D de température mesuré par le lidar. Pour cela, les perturbations de température induites par la propagation des ondes de gravité ont été calculées en soustrayant le profil de température moyen à chaque profil de température. Une fois les perturbations de température calculées, les transformées de Fourier de ces perturbations sont sommées pour deux gammes d'altitudes. L'analyse nous informe de la présence d'énergie entre 100 et 300 minutes de périodes entre 32 et 42 km (figure 5).

Afin de visualiser ces ondes, le profil 2D des perturbations de température est filtré entre 100 et 300 minutes à l'aide d'un filtre passe-bande de Butterworth pour chaque ligne et un filtre passe-bas qui élimine les longueurs d'onde inférieures à 10 km pour chaque colonne. Le résultat nous montre la présence d'une onde assez large avec une période d'environ 240 minutes qui semble se propager vers le haut (figure 6).

Il est intéressant de regarder au niveau de la couche OH si l'on retrouve cette onde malgré la présence de l'inversion mésosphérique. Ces ondes à grande échelle sont souvent analysées à l'aide de kéogrammes. Ainsi, le kéogramme nord-sud (figure 7) et est-ouest sont calculés. L'analyse de Fourier nous sera encore utile. En effet, si une onde

#### 5.4 Présentation des résultats

est présente, elle sera facilement détectée par la transformée de Fourier. Pour le confirmer, la transformée de Fourier moyenne est calculée en sommant chaque transformée de chaque ligne pour chaque kéogramme. Les deux spectres sont superposés. Le spectre obtenu peut être divisé en quatre parties distinctes (figure 8). La première partie de 1 seconde à 0,5 minute de période a une pente nulle et est considérée comme du bruit. La deuxième partie de 0,5 à 5 minutes (Période de Brunt-Väisälä) évolue en  $1/f^{5/3}$  et peut être attribuée à de la turbulence et aux infrasons. La troisième partie de 5 à 30 minutes a une pente nulle et indique une présence atténuée de ces ondes à petite échelle durant la nuit. En revanche, la quatrième partie, de 30 à 300 minutes a une pente positive et présente un pic d'énergie à 150 minutes. Cette valeur correspond à la période observée car elle est influencée par la présence du vent local. La période réelle de l'onde est appelée période intrinsèque et est exprimée par l'équation (1.4) du manuscrit. La vitesse du vent est obtenue grâce au modèle HWM07, dont les données ont été comparées avec succès aux données mesurées par l'instrument MICADO.

Il reste à déterminer la longueur d'onde méridionale et zonale de l'onde. Pour cela, chaque ligne du kéogramme est filtrée entre 130 et 170 minutes de période afin d'isoler la période de 150 minutes. L'onde de 150 minutes est visualisable sur le kéogramme filtré et sa phase est déduite à partir d'un fit sinusoidal appliqué à chaque ligne du kéogramme filtré. Le résultat nous donne le profil de l'évolution de la phase de l'onde pour chaque kéogramme. La pente de ces deux profils est estimée à l'aide d'un fit linéaire (figure 9). La pente de l'évolution de la phase nous donne directement la vitesse de phase de l'onde. Ainsi, la longueur d'onde correspondante peut être déduite. Une fois la période intrinsèque calculée, le nombre d'onde vertical est déduit à l'aide de l'équation (1.5) ainsi que la vitesse de groupe de l'onde (équation (1.6)). La direction de propagation est estimée en regardant l'inclinaison des deux phases sur les kéogrammes filtrés. Tous les paramètres obtenus sont présentés dans le tableau 1 de l'article. La période intrinsèque obtenue est de 243 minutes et est donc cohérent avec le pic entre 100 et 300 minutes obtenu avec les données lidar.

Afin d'être sûr d'avoir la bonne longueur d'onde méridional et zonal, les données ERA5 sont utilisées car elles présentent l'avantage d'avoir la cartographie de la température en fonction de la latitude et de la longitude pour chaque heure. Les perturbations de température sont calculées de la même façon que pour les données lidar. La transformée de Fourier moyenne en deux dimensions est calculée entre 42 et 48 km et entre 18h et 3h. Pour chaque heure, les cartes sont sommées pour chaque altitude. Les longueurs d'onde obtenues ainsi que l'erreur sur la longueur d'onde estimée à partir de l'erreur sur la pente du fit linéaire de l'évolution de la phase sont superposés au spectre final. Nous constatons une bonne corrélation entre les longueurs d'ondes estimées à partir des kéogrammes et les longueurs d'ondes présentées dans les données ERA5. Cela nous conforte donc dans notre méthode d'estimation des longueurs d'onde méridional et zonal à partir du kéogramme nord-sud et est-ouest.

### 5.4.2 Impact de l'inversion mésosphérique sur la propagation verticale des ondes de gravité

Comme nous l'avons vu, le lidar a mesuré une inversion de température à 65 km d'altitude (figure 11a). Celle-ci disparaît vers minuit. Nous nous intéressons donc dans cette partie à l'impact de l'inversion sur la propagation des ondes de gravité. Le profil 2D de la fréquence de Brunt-Väisälä au carré est calculée en utilisant l'équation (1.1) (figure 11b). Nous pouvons observer une fréquence de Brunt-Väisälä élevée sur le bas de l'inversion et une fréquence négative sur le haut. Un  $N^2$  négatif implique la création d'instabilité pour les ondes et peuvent déferler. Le profil moyen de cette fréquence avant et après minuit est présentée figure 11c.

L'inversion de température peut aussi être observée avec les données ERA5. En effet, nous pouvons voir sur la figure 12 (à droite) une légère augmentation de la température à 65 km d'altitude à 20h du soir.

La perturbation de température calculée dans la partie précédente permet de déduire l'énergie potentielle des ondes de gravité en fonction de l'altitude en utilisant l'équation (1.7). Le profil de cette énergie avant et après minuit est présenté sur la figure 13. La courbe noire en pointillés nous renseigne sur l'énergie potentielle d'une onde sans perte d'énergie au cours de sa propagation. Cette droite évolue en  $e^{-zH}$ .  $H$  est le facteur d'échelle qui est égal à 7 km au niveau de la couche OH. Nous pouvons voir que la perte d'énergie des ondes ne se fait pas aux mêmes altitudes. En perdant leur énergie, les ondes peuvent déferler et engendrer de la turbulence. Ce déferlement a un impact sur la vitesse du vent comme le montre la figure 14. Les données présentes dans cette figure sont issues de la réanalyse ERA5. On peut voir que le maximum local de la vitesse du vent méridional descend progressivement en altitude avec le temps et suit donc le déferlement des ondes de gravité (figure 14a). On note aussi la présence d'un fort gradient de vent au niveau de l'inversion mésosphérique. Ce phénomène se voit facilement en montrant la divergence du vent en fonction de l'altitude et du temps (figure 14b), l'air doit descendre dans l'inversion pour créer le réchauffement adiabatique, ce qui explique la présence d'une convergence (divergence négative) au dessus de l'inversion et à une divergence en dessous. La vitesse du vent vertical (notée  $w$  et exprimée en  $\text{Pa}\cdot\text{s}^{-1}$ ) divisée par la pression (notée  $p$  et exprimée en Pa) est montrée sur la figure 14c. Pendant l'inversion, la vitesse verticale positive en dessous ( $w/p < 0$ ) et négative au dessus ( $w/p > 0$ ) de l'inversion contribue à la former. Un refroidissement adiabatique se crée en dessous et un réchauffement adiabatique au dessus. L'inverse après minuit va contribuer à faire disparaître l'inversion mésosphérique.

Afin d'analyser les fréquences présentes au moment et aux endroits où les ondes perdent de l'énergie, les transformées de Fourier moyennes sont calculées avec la même méthode que précédemment (figure 15). La présence de pics en dessous de 5 minutes de périodes après minuit entre 42 et 48 km d'altitude nous indique la présence de turbulence. On peut aussi noter qu'il y a plus d'énergie dans les grandes périodes, ce qui laisse

## 5.5 Conclusion

penser à une libre propagation des ondes de gravité due à la disparition de l'inversion mésosphérique.

Regardons maintenant au niveau de la couche OH, une analyse en ondelette est réalisée sur un profil de la luminance OH, nous constatons que des périodes de 5 à 15 minutes sont présentes après minuit, ce qui est cohérent avec l'idée que les ondes de petite échelle sont bloquées par l'inversion (figure 15). Les traits blancs en pointillés représentent le cône d'influence qui délimite les discontinuités des périodes réelles. Ce phénomène peut aussi être démontré en utilisant les kéogrammes. L'analyse de Fourier est réalisée de la même façon que pour la figure 8 mais cette fois-ci le signal est coupé en deux parties égales afin de comparer le comportement des ondes de gravité avant et après minuit. Le résultat est montré sur la figure 16. Les informations importantes à retenir de ce spectre sont la différence d'énergie entre 0,5 et 4 minutes et entre 4 et 20 minutes. La première correspond à la gamme de fréquence de la turbulence et possède plus d'énergie avant minuit, ce qui peut s'expliquer par la création de turbulence par le déferlement des ondes de gravité dû à l'inversion. La deuxième différence d'énergie de 4 à 20 minutes correspond à la gamme de fréquence des ondes de gravité. L'énergie est plus importante après l'inversion, ce qui confirme la libre propagation des ondes dû à la disparition de l'inversion. Ce résultat rejoint celui obtenu avec l'analyse en ondelette (figure 15).

Pour aller plus loin dans l'analyse, une transformée de Fourier en trois dimensions est réalisée en prenant 450 images espacées de 30 secondes chacune pour les deux parties de la nuit. La transformée de Fourier 3D est appliquée sur ces deux cubes d'images et les fréquences négatives du spectre sont sommées pour obtenir le spectre final. Ceux-ci sont présentés figure 17. On observe un comportement assez différent entre les deux spectres. En effet, le spectre de gauche, qui représente la première partie de la nuit présente de l'énergie dans les petites longueurs d'ondes et vont dans toutes les directions, ces éléments sont caractéristiques de la turbulence. Cela est cohérent avec la différence d'énergie entre 0,5 et 4 minutes du spectre de la figure 16. Si nous regardons maintenant le spectre de la deuxième partie de la nuit, on observe que les petites longueurs d'onde ne sont plus présentes, en revanche on observe beaucoup d'énergie dans les grandes longueurs d'onde, ce qui s'explique par la libre propagation des ondes grâce à la disparition de l'inversion, ce résultat rejoint donc celui de la figure 16 avec la deuxième différence d'énergie entre 4 à 20 minutes de période.

## 5.5 Conclusion

À l'aide de plusieurs instruments, la propagation des ondes de gravité en présence d'une inversion mésosphérique a été analysée. Ce travail est complémentaire à celui de [Fritts et al. \(2018a,b\)](#) en apportant un cas réel observé pendant une inversion mésosphérique. De ce fait, nous confirmons plusieurs conclusions :

## 5.6 Article

- Nous avons vu que les ondes de gravité à petite échelle sont piégées par l'inversion (figure 15 et 16).
- Ces ondes déferlent et créent de la turbulence (figure 16 et 17).
- Nous avons montré qu'une onde à grande échelle a été transmise par l'inversion en la détectant à la fois au dessus (couche OH) et en dessous (données lidar) de l'inversion.

Ce travail amène aussi de nouvelles informations, comme l'impact de l'inversion sur le profil de l'énergie potentielle des ondes de gravité.

## 5.6 Article

L'article ci-dessous sera soumis au « Journal of geophysical research » dans la catégorie « Atmospheres ».

1           **Observation of GW vertical propagation through a**  
2           **mesospheric inversion layer**

3           **Thurian Le Dû<sup>1,2</sup>, Pierre Simoneau<sup>1</sup>, Philippe Keckhut<sup>2</sup>, Alain Hauchecorne<sup>2</sup>**

4                           <sup>1</sup>ONERA, Chemin de la Hunière, F- 91761 Palaiseau, France

5                           <sup>2</sup>LATMOS/IPSL, UVSQ Université Paris-Saclay, Sorbonne Université, CNRS, Guyancourt, France

6           **Key Points:**

- 7           • Nightglow  
8           • Gravity wave  
9           • Temperature inversion

---

Corresponding author: Thurian Le Dû, [thurian.le\\_du@onera.fr](mailto:thurian.le_du@onera.fr)

**10 Abstract**

11 The impact of a temperature mesosphere inversion on the vertical propagation of grav-  
12 ity waves has been investigated using OH airglow images, and ground-based Rayleigh  
13 lidar measurements carried out on December 2017 at the Haute-Provence Observatory  
14 (France 44°N). These measurements provide complementary information that's allow to  
15 follow vertical gravity waves propagation. A 150 mn wave has been identified. An orig-  
16 inal approach for the determination of intrinsic gravity wave parameters from the OH  
17 keograms analysis has been carried out. This wave was also detected in meteorological  
18 analyses. A mesospheric inversion observed at 60-65 km has disappeared around mid-  
19 night exhibiting a unique opportunity to evaluate its impact on gravity waves propaga-  
20 tion. The vertical profile of the potential energy of gravity waves reveals altitudes where  
21 wave-mean flow interactions have occurred. During the inversion, energy are lost at the  
22 inversion level. The mesospheric inversion causes instabilities at the top part of the in-  
23 version and probably generates gravity waves due to turbulence or ageostrophic. These  
24 waves with small periods were clearly observed above the inversion on OH airglow im-  
25 ages.

**26 1 Introduction**

27 Atmospheric gravity waves (AGW) play significant roles in the dynamics of the at-  
28 mosphere. Their ability to transport energy from the lower atmosphere to the upper meso-  
29 sphere and thermosphere (MLT) have been widely studies (Hamilton, 1996). Without  
30 dissipation, the AGWs amplitudes increase exponentially with altitude following the scale  
31 height of the atmospheric density. Such waves are generated in the troposphere through  
32 different processes including thunderstorm (Taylor & Hapgood, 1988), convection, wind  
33 flow over mountain and propagate vertically. Waves generate in the troposphere prop-  
34 agate up to the thermosphere and have been associated with tsunami (Hickey et al., 2009).  
35 However in practice a large part of the spectrum is filtered, dissipated and probably some  
36 wave are regenerated with different characteristics. During their vertical propagation,  
37 waves interact with the mean flow by momentum transfer and energy dissipation when  
38 waves break (Lindzen, 1981; Holton, 1982), especially in the mesosphere. These waves  
39 contribute significantly to the large-scale atmospheric circulation and the 3D dynamic  
40 fields of temperature and wind. Potential energy of gravity waves derived with lidar data  
41 have shown such energy reduction above 60-70 km (Mzé et al., 2014). Also interactions

42 lead to induce frequently Mesospheric Inversion Layers (MIL) that remain several days  
43 with temperature anomalies of several tenths of degrees (Hauchecorne et al., 1987). Wave  
44 properties from the troposphere up to the mesosphere cannot be observed with a single in-  
45 strument. Lidar measurements of temperature with high temporal resolutions are com-  
46 monly used to conduct gravity wave studies in the stratosphere and mesosphere (Chanin  
47 & Hauchecorne, 1981; Rauthe et al., 2008). However, in the mesosphere, signal to noise  
48 ratio decreases rapidly with altitude and do not allow to calculate spectral analyses of small  
49 scale waves from statistical noise (reference). While the variance of the backscattered  
50 signal can provide a global information on wave activity higher up (Mzé et al., 2014),  
51 information is still limited to 70 km depending of the lidar capabilities. It is well known  
52 that AGW induce airglow fluctuations of the hydroxyl OH Meinel bands layer around  
53 87 km with a half-width of 8 km (Baker & Stair Jr, 1988). These fluctuations can be ob-  
54 served using CCD imagers operating in the near infrared wavelength region (Swenson  
55 & Mende, 1994; Taylor, Bishop, & Taylor, 1995; Smith et al., 2000) as well as in the short  
56 wave infrared (SWIR) band (Le Du et al., 2020; Pautet et al., 2014) using InGaAs imag-  
57 ing systems. Combined lidar temperature and airglow observations allow to observe AGW  
58 at different altitudes during their propagation. Several studies have already used the syn-  
59 ergy between these two instruments by studying gravity waves events in the mesospheric  
60 OH airglow image measurements and with a ground-based lidar (Sivakandan et al., 2015;  
61 Taylor, Gu, et al., 1995). While gravity waves generate MILs during several days, the  
62 wave propagation through this existing structure was not yet described while it is inter-  
63 esting to better document how troposphere and thermosphere are coupled and to un-  
64 derstand in what extent gravity wave characteristics from below remain similar in the  
65 thermosphere and are willing to inform about their sources. In order to study gravity  
66 waves propagation through the atmosphere, a SWIR imaging system to measure the night-  
67 glow radiation emitted by OH at an altitude of 87 km was implemented next to an ex-  
68 isting ground-based Rayleigh lidar providing 2D temperature profiles as a function of al-  
69 titude and time. During this campaign, a MIL inducing a large temperature disturbance  
70 was present around 65 km of altitude and has disappeared during the observation sequence  
71 around midnight, providing a unique opportunity to study the AGW propagation through  
72 a disturbed mesosphere. Such investigations were already simulated by (Fritts, Laugh-  
73 man, et al., 2018; Fritts, Wang, et al., 2018) using a numerical model. Observations con-  
74 ducted during this night were analyzed to confirm and document some findings of this

75 theoretical work. In this study, we describe the impact of a MIL on AGW propagation  
76 by comparing gravity wave activity from 25 to 65 km altitude using Rayleigh lidar and  
77 meteorological analyses and at the OH layer (87 km). Section 2 describes of the differ-  
78 ent datasets used in this study. Section 3 presents the gravity wave analyses while sec-  
79 tion 4 describes the impact of the MIL on the vertical GW propagation. Finally section  
80 5 provides discussion and conclusions. .

## 81 **2 Description of the campaign and description of the instruments**

82 The observation campaign was carried out at the OHP during the night of 12 to  
83 13 December 2017. The campaign has been performed in the frame of the European ARISE  
84 (Atmospheric dynamics Research InfraStructure In Europe) framework (Blanc et al., 2018).  
85 This project intends to set up a network of instruments to investigated the atmospheric  
86 dynamic and mainly the vertical coupling between ground anomalies up to the lower ther-  
87 mosphere. The infra-structure is composed by a dense network of infrasound that are  
88 intend to be assimilated to provide wind constrains and prototype stations having sev-  
89 eral collocated instruments including vertical profiles like lidars, microwave spectrom-  
90 eters, and radars that provide complementary information about waves at different scales.  
91 Observations were performed on one of the oldest site at the Haute-Provence Observa-  
92 tory (OHP) located in south of France (44°N, 6°E) where stratosphere was monitored  
93 with a set of instrument since 1979. The good atmospheric transparency experienced dur-  
94 ing the night of December 12 to 13 in south of France allows to conduct the best opti-  
95 cal observations. Also the presence of a strong Mesospheric Inversion Layer during the  
96 first part of the night and its rapid extinction at midnight offer a unique opportunity to  
97 study its impact on wave propagation.

### 98 **2.1 Lidar measurements**

99 Lidars can provide vertical temperature and density profiles using the Rayleigh scat-  
100 tering as demonstrated by Hauchecorne & Chanin (1980). Observations are based on the  
101 backscattering light collected with large ground-based telescopes and generated by pulse  
102 lasers emitted vertically from the ground. This technique is now well established (Hauchecorne  
103 et al., 1992) and the integration of successive laser shots over several hours allow to de-  
104 rive temperature from 30 to 80-90 km. Continuous measurements have been performed  
105 within the Network for the Detection of Stratospheric Changes (NDSC) during more than

106 4 decades to monitor temperature changes (Keckhut et al., 1995; Beig et al., 2003). Such  
 107 continuous measurements have been deployed in the frame of the international Network  
 108 of the Detection of Atmospheric Composition Changes-NDACC (Kurylo, 1991) and in  
 109 the frame of the Atmospheric dynamics Research InfraStructure in Europe-ARISE (Blanc  
 110 et al., 2018). The good vertical resolution and small time integration over periods of sev-  
 111 eral minutes allow to derive time and vertical temperature fluctuations induced by the  
 112 propagation of gravity waves (Wilson et al., 1991). However, spectral fluctuations in the  
 113 mesosphere are constrained and limited to waves with periods around several minutes  
 114 (typical 10-15 mn) with vertical resolution defined by the electronic (typically 10-100 m)  
 115 to keep a signal/noise ratio larger than wave amplitudes. Figure 1 shows the 2D tem-  
 116 perature profile during the night of December 12-13, 2017 above OHP. Detailed spec-  
 117 tral wave information cannot be obtained in the mesosphere. To avoid this range lidar  
 118 limitation due to smaller signal/noise ratio, a new method has been developed to access  
 119 the potential energy of gravity waves based on the analysis of the 2D variability (Mz e  
 120 et al., 2014).

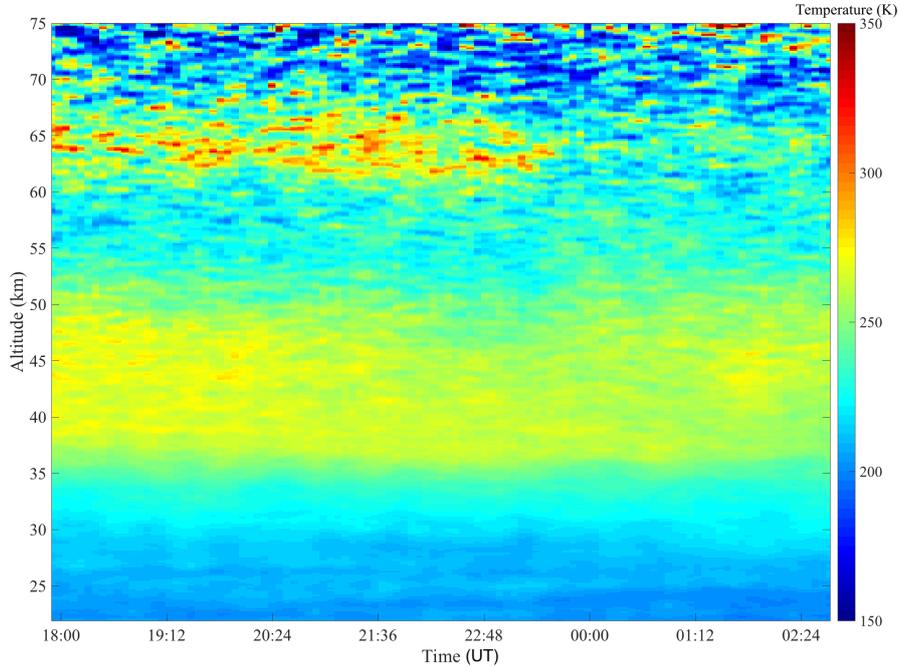


Figure 1: 2D Temperature profile measured by the Rayleigh lidar during the night of the December 12th-13th 2017

121

## 2.2 The SWIR camera

122

123

124

125

126

127

128

129

130

131

132

133

134

A SWIR camera based on a thermoelectrically cooled InGaAs detector (640x512 pixels, pitch 25  $\mu\text{m}$ ) was used during the observation campaign. The spectral bandwidth of the camera ranges from 0.9 to 1.7  $\mu\text{m}$ . This bandwidth corresponds to the vibrational transitions  $\Delta\nu = 2$  and 3 of the OH Meinel band system. The integration time used is 400 ms with a framerate of 0.5 second. Thus, for a whole night, we acquire about 50000 images. A 12.5 mm focal lens has been mounted on the camera, giving a field of view (FOV) of  $32^\circ \times 27^\circ$  which allows us to observe a  $111 \times 89$  km area at the OH layer ( $\sim 87$  km) for a zenith observation. The instantaneous field of view of 2 mrad allows a spatial resolution of 174 meters at the altitude of the OH layer. The camera is radiometrically calibrated in the laboratory, allowing absolute integrated radiance measurements (in photons/s/m<sup>2</sup>/sr). After the campaign the acquired raw images are radiometrically corrected (dark current, dome effect, ...) and unwrapped giving all the informations to retrieve wave parameters for our studies. Figure 2 shows an image acquired during the campaign.

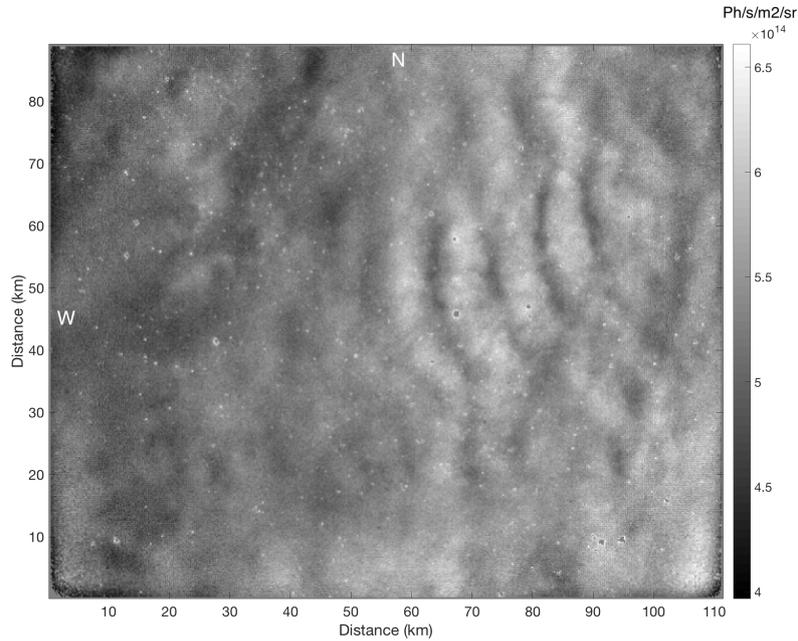


Figure 2: Corrected image of the OH radiation at altitude 87 km acquired during the night of the 12th-13th December 2017. The radiance scale is in ph/s/m<sup>2</sup>/sr. North is at the top of the image, west on the left.

135

136

### 2.3 The MICADO instrument

137

138

139

140

141

142

143

144

145

146

147

148

149

150

151

152

153

154

155

156

157

158

159

160

161

162

163

164

165

166

MICADO (« Michelson Interferometer for Coordinated Auroral Doppler Observations ») is an instrument located at the OHP for high altitude wind measurements that was developed as the ground segment of the WINDII instrument (Shepherd et al., 1993). The Doppler shift between an emitting species in motion and the instrument at rest provides the velocity along the line of sight. A Michelson interferometer is a suitable instrument for this purpose. Its advantage is its ability to admit a wide field of view. This feature is particularly well suited to the study of planetary atmospheres where the light source is extended. This property allows the instrument to collect a large number of photons, which is preferable when the emission source has a low intensity (e.g. some Nightglow lines). MICADO combines a field-compensated Michelson interferometer with collection optics consisting of a Cassegrain telescope. The telescope can observe in different directions. The lines of the night-light spectrum are selected using interference filters. Several lines can be accommodated. Wind measurements require a phase reference, which is provided by spectral lamps and a high-stability He-Ne laser. Temperature measurements require accurate visibility of the instrument, provided by the same laser. For this campaign, MICADO observed the green (555,7 nm) oxygen line measuring the wind speed at 96 km altitude (Thuillier & Hersé, 1991). Wind measurements obtained with MICADO are sample every 15 mn with a uncertainty better than  $\pm 10 \text{ m.s}^{-1}$ . The wind evolution (Figure 3) shows a clear evolution during the night from 25 to  $-10 \text{ m.s}^{-1}$  on the zonal direction, and from  $-15$  to  $30 \text{ m.s}^{-1}$  on the meridional direction. These changes are due to atmospheric tides. While mean wind is in good agreement with the Global Scale Wave Model (Hagan et al., 1999), nocturnal change observed with MICADO shows a better behavior with the Horizontal Wind Model (Drob et al., 2008). HWM exhibits changes of  $40 \text{ m.s}^{-1}$  in the zonal direction and  $20 \text{ m.s}^{-1}$  in the meridional direction. The simulated tidal meridional amplitude is still small in this case while the wind in the first part of the night is in good agreement. The zonal wind evolution is similar but shift by  $15 \text{ m.s}^{-1}$ . In conclusion while the tidal changes is one of the largest feature at this altitude, HWM appears to provide a reasonable agreement with observations during this night. The mean wind can be then extrapolated with this model to OH altitude at 87 km with an uncertainty of  $\pm 20 \text{ m.s}^{-1}$ .

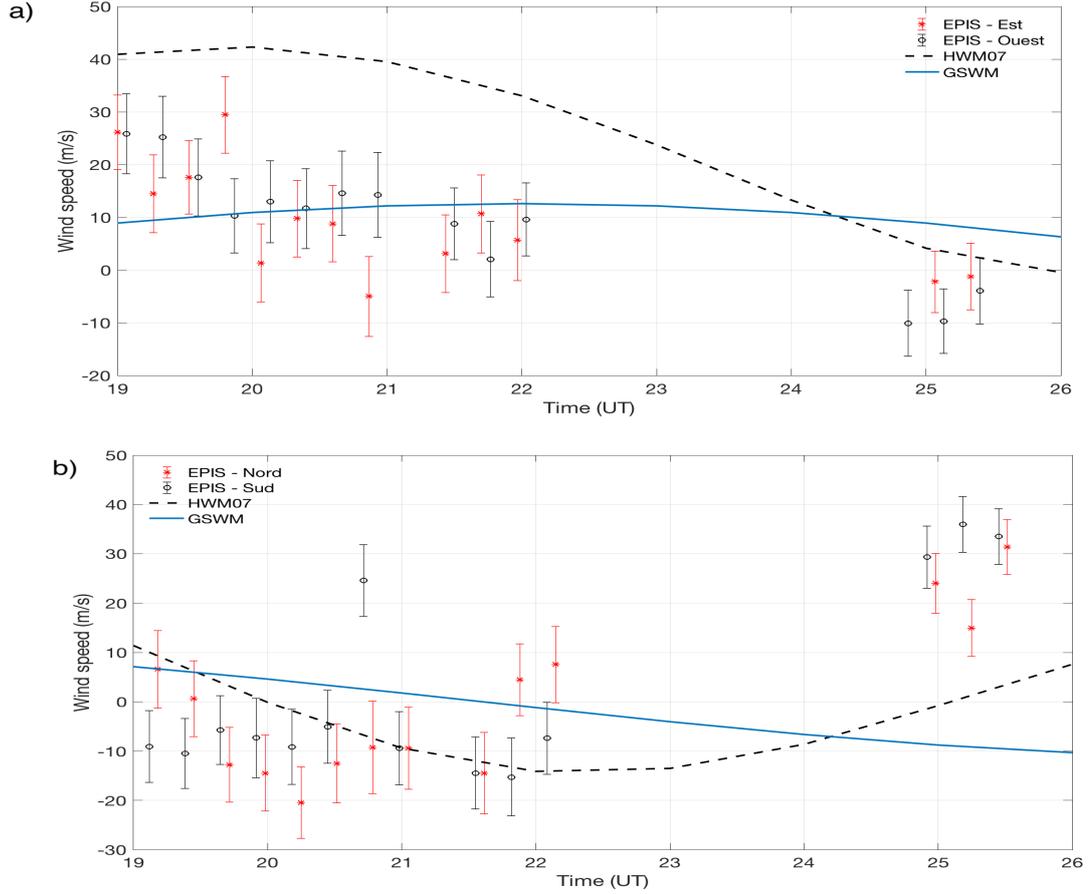


Figure 3: Evolution of zonal (a) and meridional (b) wind speed measured by MICADO in red and blue for both opposite directions during the night of the December 12th-13th 2017 at 96 km altitude, compared with the values provided by the Horizontal Wind Model (HWM07) in dash lines and the Global Scale Wave Model (GSWM) on the blue lines.

167 **2.4 European meteorological analyses (ERA5 data)**

168 Products extracted from the European meteorological re-analysis include many vari-  
 169 ables such as wind speed, temperature and atmospheric pressure dedicated for meteo-  
 170 rological applications but are also a reference for any atmospheric researches. An impor-  
 171 tant advantage of re-analyses is that they are generally available worldwide and provide  
 172 a realistic mean atmospheric evolution thanks to all the global assimilated observations.  
 173 Over the decades, reanalyses were regularly improved providing a wider vertical range  
 174 and greater resolutions in time and space.

175            Within the Copernican Climate Change Service (C3S), the ECMWF (European  
 176            Centre for Medium-Range Weather Forecasts) is producing the ERA5 reanalysis which,  
 177            when completed, will provide a detailed record of the global atmosphere, land surface  
 178            and ocean waves from 1950 onwards. Unlike its predecessor ERA-Interim, ERA5 has hourly  
 179            resolution and wind speed data are available free of charge at 100 m height and the max-  
 180            imum altitude is 79 km which is important for our study. The horizontal resolution is  
 181            about 31 km, which is better than ERA-Interim. A clear wave structure (Figure 4) is  
 182            reported showing that ECMWF is now able to capture gravity waves with long wave-  
 183            lengths.

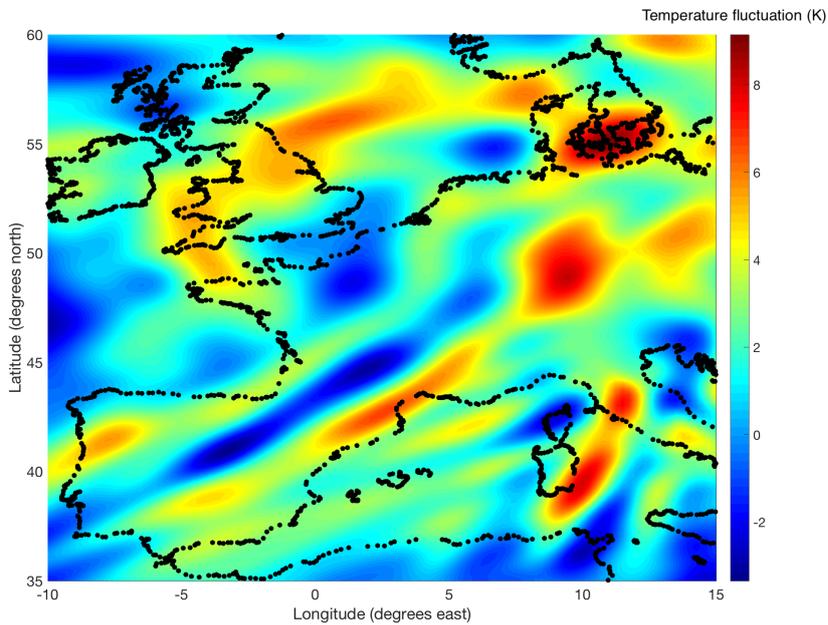


Figure 4: Horizontal field of anomaly temperature extracted from ERA5 re-analysis during the night of the December 12th-13th 2017 at 6 p.m. over Eastern Europe around 49 km altitude.

### 184    3 Gravity wave analyses

#### 185            3.1 Vertical propagation analysis using ERA5 data, Rayleigh lidar and 186            OH airglow

187            In order to determine the frequency content of temperature fluctuations, Fourier  
 188            transforms were applied on observations to characterize the activity of gravity waves ei-

189 ther as a function of time or altitude. Before applying the Fourier transform, the signals  
 190 are pre-processed. For each temperature perturbation we remove linear trends and mul-  
 191 tiply by a Hanning window ( $\alpha = 0,1$ ) so that the edges are set to zero. Fourier trans-  
 192 form are applied on temperature perturbation, at each altitude and spectrum are aver-  
 193 aged to improve signal to noise ratio.

194 The mean Fourier spectrum for the temperature lidar data is calculated for two al-  
 195 titude domains, [21-32] and [32-42] km in summing all 10 individual spectrum for each  
 196 time series (Figure 5). In order to calculate confidence levels, noise is calculated by gen-  
 197 erating a white Gaussian noise for each lidar levels with the similar standard deviations  
 198 than lidar uncertainties. For lidar, the noise depends on the level of the lidar signals that  
 199 decreases with altitude. So such Fourier analysis cannot be performed above around the  
 200 stratopause (50 km) because signal/noise ratio is too small to show significant power spec-  
 201 tra due to atmospheric waves.

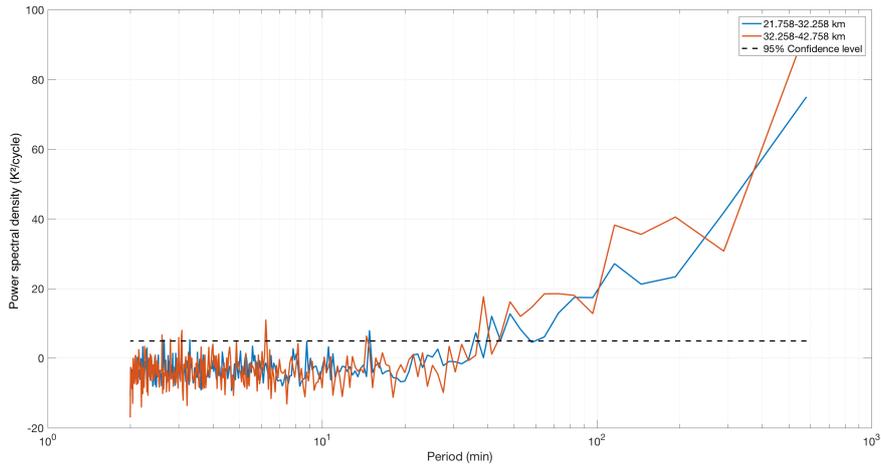


Figure 5: Mean Fourier spectrum for altitude range [21-32] km in blue and [32-42] km in red. The black dashed line give the 0,95 confidence level.

Significant peaks are identified at periods of 14 and 30 min and in the intervals 38-50 and 115-289 min as well as periods under the Brunt-Väisälä period which is around 7 min at these altitudes. The Brunt-Väisälä frequency is calculated by the following equa-

tion :

$$N^2 = \frac{g}{T} \left( \frac{dT}{dz} + \Gamma \right) \quad (1)$$

202  $g=9,81 \text{ m.s}^{-1}$  is the gravitational acceleration,  $T$  the temperature,  $\Gamma$  the atmospheric lapse  
 203 rate and  $z$  the altitude. While airglow images have an extension of 111x89 km at the OH  
 204 layer altitude, observation of large-scale gravity waves is not possible using only an in-  
 205 dividual image. So, in order to study waves with wavelengths exceed the field of view  
 206 of the image, a keogram analysis is performed by considering the central columns of each  
 207 image and placing them side-by-side to form a single image (Figure 6). This analysis can  
 208 be performed in both directions (with also the central line) generating respectively a north-  
 209 south keogram, and an east-west keogram. The result is a projection of the waves dur-  
 210 ing the night. On the figure, we can observe wave systems with small and quite long pe-  
 211 riods.

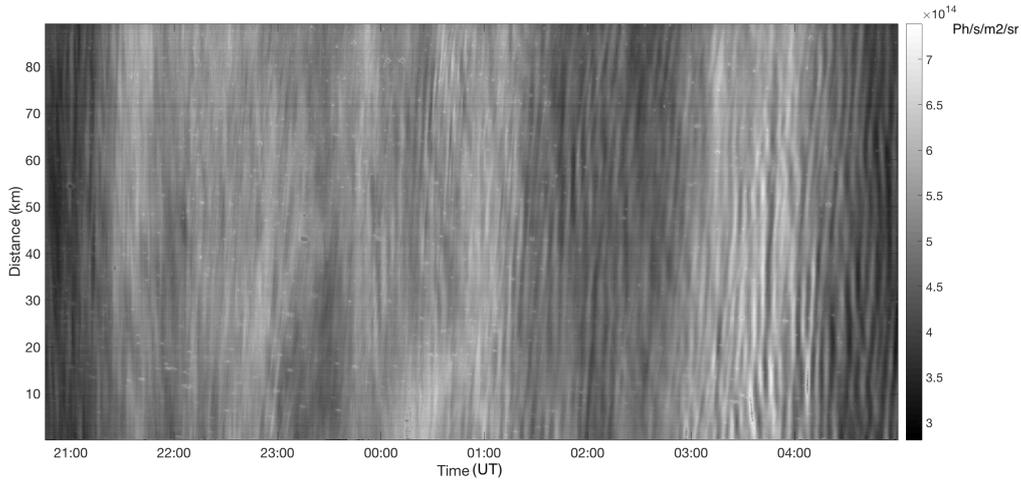


Figure 6: North-South keogram of the night of the December 12th-13th 2017 composed with the series of OH images. The grey color is in  $\text{ph/s/m}^2/\text{sr}$ .

212 Fourier transform is applied on the North-South keogram in order to analyze the  
 213 wave frequency content of the night. The data are pre-processed in summing each in-  
 214 dividual Fourier transforms of each line of the keograms in order to determine the low  
 215 frequencies present throughout the night.

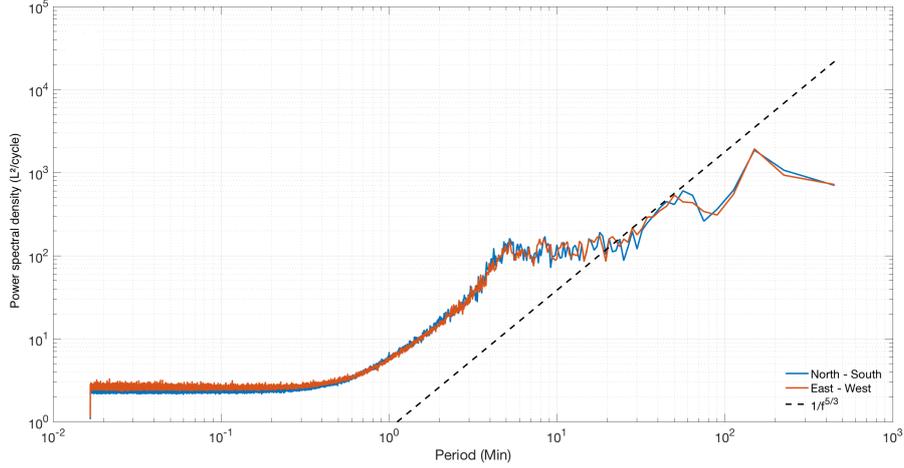


Figure 7: Mean Fourier spectrum of the entire night for the two keograms. The black dash line is the  $-5/3$  power law.  $L$  is the radiance unit measured on the OH images (ph/s/m<sup>2</sup>/sr.).

216 In the Fourier transform of keograms (Figure 7), a peak around 150 min period is  
 217 detected. Spectra show that the energy increases until the Brunt-Väisälä period (around  
 218 5 min at the OH layer altitude) following the  $-5/3$  power law, stabilizes until 20 min and  
 219 finally increase until 150 min. The increase in energy up to the Brunt-Väisälä period may  
 220 be due to the creation of turbulence caused by the MIL. The stabilization from the Brunt-  
 221 Väisala period up to 30 min is probably due to the trapping of small-scale gravity waves  
 222 by the MIL, as opposed to the periods after 30 min where the slope is again positive. This  
 223 suggests a free propagation of large-scale gravity waves. The frequency characteristics  
 224 reported by keograms are observed parameters. To access to the intrinsic frequencies,  
 225 the following Doppler relation between intrinsic and observed period is used:

$$\hat{\omega} = \omega_{obs} - ku - lv \quad (2)$$

226  $\hat{\omega}$  is the intrinsic frequency,  $\omega_{obs}$  the observed frequency,  $k$  and  $l$  are respectively the zonal  
 227 and meridional wavenumber and  $u$ ,  $v$  are respectively the mean zonal and meridional wind  
 228 speed at the OH layer altitude.

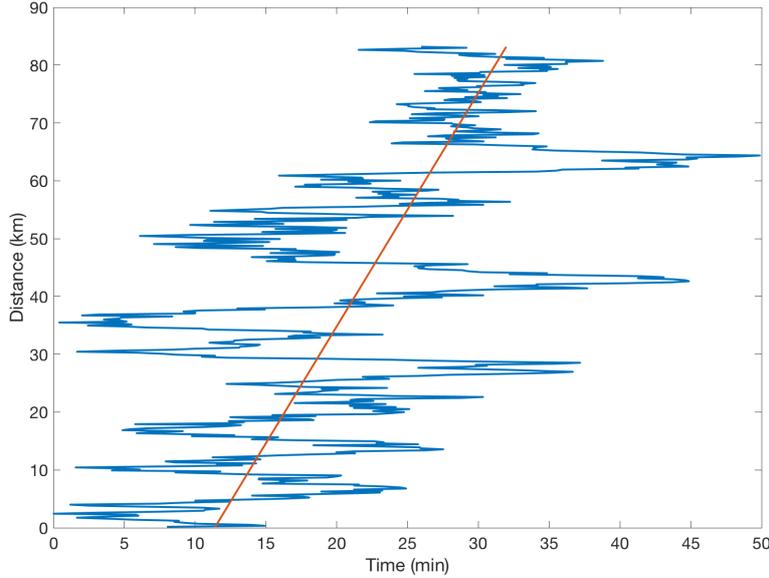


Figure 8: Temporal phase evolution of the 150 min wave extract from the East-West keogram, the red line is the linear fit.

229 The local wind speed is estimated with the Horizontal Wind Model (HWM07) (Drob  
 230 et al., 2008) in including the tidal component. The model has shown to be quite repre-  
 231 sentative of the wind profile of that night according to MICADO wind components has  
 232 seen in section 3.1 . To estimate the zonal and meridional wavenumbers for the long pe-  
 233 riods, keograms were filtered with a third-order bandpass filter between 170 and 130 min  
 234 to isolate the 150 min period. Then, the temporal evolution of the 150 min wave phase  
 235 (Figure 8) using a sine fit was estimated. Once the phase of the wave is calculated, a slope  
 236 which corresponds to the phase velocity of the wave was calculated and then we calcu-  
 237 late the wavelength using the intrinsic period. For the determination of the meridional  
 238 and zonal wavelength we use respectively the North-South and the East-West keograms.  
 239 A meridional wavelength of 605 km was determined and a zonal wavelength of 848 km.  
 240 The slope of the linear fit is  $4.04 \pm 0.5$  km/min.

241 The intrinsic frequency can be deduced from the wavelength estimate and using  
 242 equation (4). The vertical wavenumber is then calculated using the dispersion relation  
 243 (5) and the group velocity from equations (6). These equations are derived from linear  
 244 gravity wave theory (Nappo, 2013).

$$m^2 = \frac{K^2 (N^2 - \hat{\omega}^2)}{(\hat{\omega}^2 - f^2)} - \frac{1}{4H_s^2} \quad (3)$$

245  $H_s$  is the scale height (7 km).

$$(c_{gx}, c_{gy}, c_{gz}) = \frac{\left[ k (N^2 - \hat{\omega}^2), l (N^2 - \hat{\omega}^2), m (\hat{\omega}^2 - f^2) \right]}{\hat{\omega} \left( K^2 + m^2 + \frac{1}{4H_s^2} \right)} \quad (4)$$

246 With  $K = \sqrt{k^2 + l^2}$  and  $f$  the Coriolis parameter. All these results are compiled  
247 in table 1.

$\omega$ (min)	$\hat{\omega}$ (min)	$\lambda_x$ (km)	$\lambda_y$ (km)	$\lambda_h$ (km)	$V_h$ (m/s)	$\lambda_v$ (km)	$c_g$ (m/s)	$\theta$ ( $^\circ$ )
150	243	605	848	492	33	14	32	135

Table 1: Intrinsic parameters of the 150 min wave. From left to right, the observed period, the intrinsic period, the zonal wavelength, the meridional wavelength, the intrinsic horizontal wavelength, the intrinsic horizontal phase speed, the vertical wavelength, the group velocity and the direction of propagation.

248 The direction of propagation ( $\theta$  in table 1) was estimated by looking at the incli-  
249 nation of the phases evolution of the wave taken from the two filtered keograms. We can  
250 see that the intrinsic period obtained is coherent with the one measured on the lidar pro-  
251 file. Observations of the same wave periodicity on lidar (Figure 5) and at the OH level  
252 confirm that large-scale gravity waves are well transmitted by the MIL.

253 Wave activity are also extracted from the ERA5 dataset extrapolated for this night  
254 over an area centered on France with the following spatial extent : -10 to 15 $^\circ$  of longi-  
255 tude and 35 to 60 $^\circ$  of latitude. The average temperature is calculated by summing them  
256 every hour and then subtracted from each map to calculate the temperature anomalies.  
257 The Fourier transform of each map is performed and averaged them for each hour and  
258 each altitude to get the average spectrum. In order to increase the resolution of the av-  
259 erage spectrum, we center the maps in a matrix of 1101\*1101 zero-filled pixels and we  
260 apply an apodization window to reduce discontinuities.

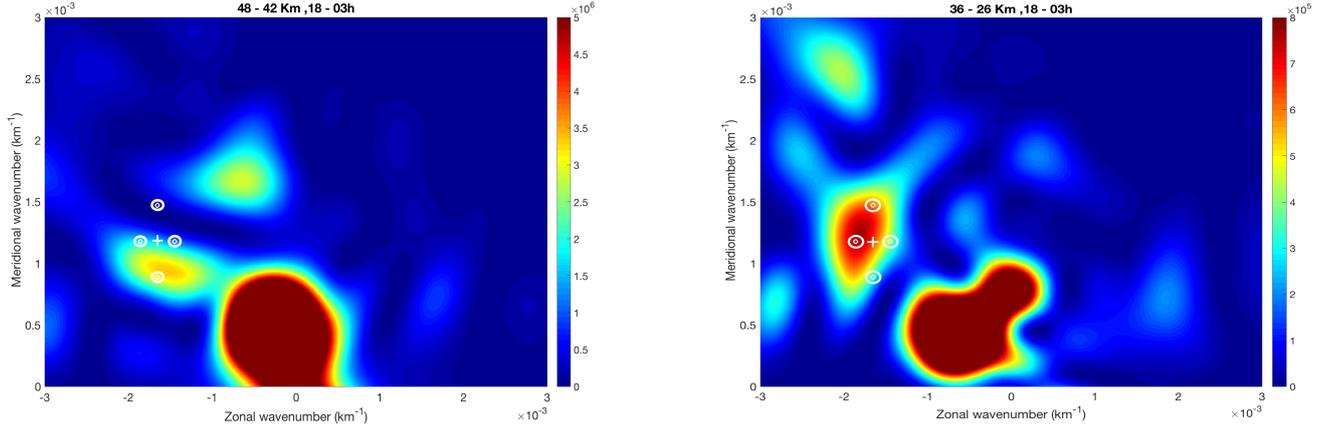


Figure 9: . Left : Average 2D Fourier spectrum OF ERA 5 temperature fields for the altitude range 42-48 km (left) and 26-36 km (right) for the time range [18 p.m. 03 a.m.] hour. The white cross represents the wavelengths estimated using the OH keograms. The white circles around the cross is the estimated errors on the estimated wavelengths which results directly from the error on the slope of the linear fit (Figure 8).

261 The horizontal wavenumbers deduced from ERA5 (Figure 9) in the altitude domain  
 262 26-36 km and 42-48 km are in good agreement with the OH images at 87 km altitude  
 263 where the wavelengths of the wave were estimated using the keograms. While the lidar  
 264 and ERA5 data below 87 km altitude observe the same wave, we can therefore conclude  
 265 that this large-scale wave propagated at least up to 87 km the altitude of the OH layer  
 266 despite the presence of the MIL. These results are consistent with the findings of Fritts,  
 267 Laughman, et al. (2018).

## 268 4 Impact of the MIL on the vertical gravity wave propagation

### 269 4.1 Lidar data analysis

270 During the campaign, the continuous lidar measurements allow to derive the ver-  
 271 tical temperature profile from 6 pm to 3 am with a temporal resolution of one minute  
 272 and a vertical resolution of 0.150 km. This allows to observe on the temperature pro-  
 273 file (Figure 10a) the appearance of a strong MIL around 65 km at the beginning of the  
 274 night which partially disappears around midnight. The square Brunt-Väisälä frequency  
 275 profiles deduced from the lidar temperature profiles show convective instabilities occurs

276 at 50 and even more pronounced at 68 km where  $N^2$  is negative. Wave propagation can  
 277 be perturbed by the presence of such large temperature anomalies. To obtain the  $N^2$   
 278 profile, each lidar temperature profile has been averaged by using a 4,5 km sliding-average  
 279 length and another sliding-average is applied to the potential temperature (Window length  
 280 = 3 km) to reduce noise at high altitude. We can see negative values during the whole  
 281 period when the MIL is present turning to positive values afterward leading to a rela-  
 282 tively higher stability after midnight. These negative values during the first part of the  
 283 night are due to the strong negative temperature gradient caused by the MIL (Figure  
 284 10b). The largest values are located at the top part of the MIL (Figure 10c). It has been  
 285 shown from numerical simulation that large-amplitude GWs encountering the MIL are  
 286 trapped and achieve large amplitudes and shears within the MIL (Fritts, Laughman, et  
 287 al., 2018).

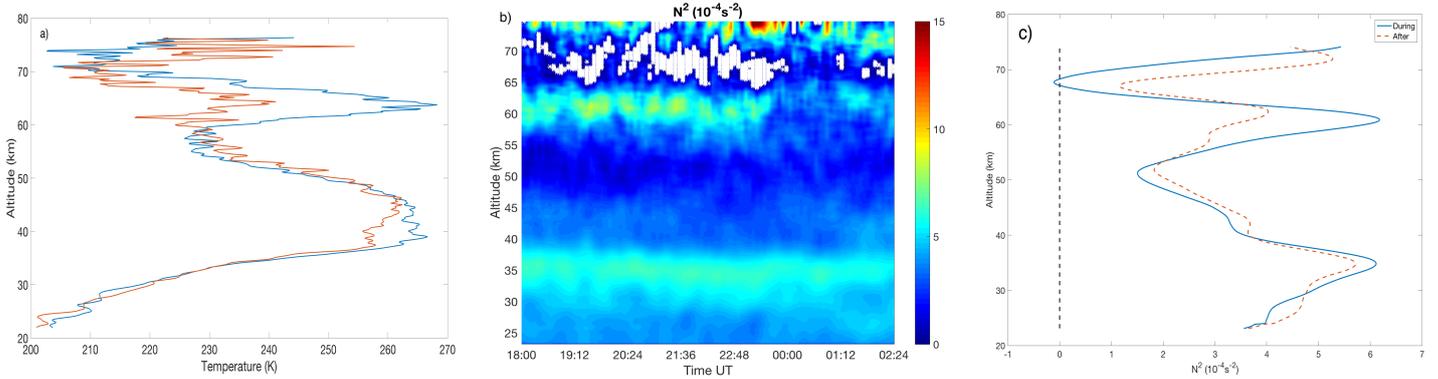


Figure 10: a) Rayleigh lidar temperature profiles. The blue curve represents the average temperature for each altitude before midnight and the red curve is the average temperature after. b) Square Brunt-Väisälä frequency profile during the night of the December 12th 2017 at the Haute-Provence observatory. White dots show negative values. c) Mean Square Brunt-Väisälä frequency profile before midnight in blue and after midnight in red. The 0 value is indicated by the dotted black vertical line.

288 MILs are characterized by a negative atmospheric lapse rate value ( $\Gamma = -\partial T/\partial z$ )  
 289 in contrast to the positive value usually observed between the stratopause and mesopause.  
 290 Its persistence can be explained by the heating of the turbulent layers generated by the  
 291 continuous breaking of gravity waves above the secondary minimum of temperature (Hauchecorne

292 et al., 1987). Indeed, a MIL appear to be a signature of wave breaking in the mesosphere  
 293 and some studies have shown that statistically, MILs occur most often in winter (Sica  
 294 et al., 2007). The amplitude of the inversions is directly associated with the amplitude  
 295 of the planetary waves, to such an extent that large inversions develop during planetary  
 296 wave amplification episodes. Sassi et al. (2002) suggests that gravity waves play an in-  
 297 direct role in the formation of inversions because the breaking of gravity waves occurs  
 298 above the range of altitudes where the inversions are located. The mesospheric inver-  
 299 sion is also observed on the ERA5 data interpolated above the OHP location (figure 11,  
 300 right). The MIL appears on the model at the same altitude than Lidar (around 60 km)  
 301 with a similar time behavior. The MIL amplitude is, however, smoother than the mea-  
 302 sured data by a factor of around 10.

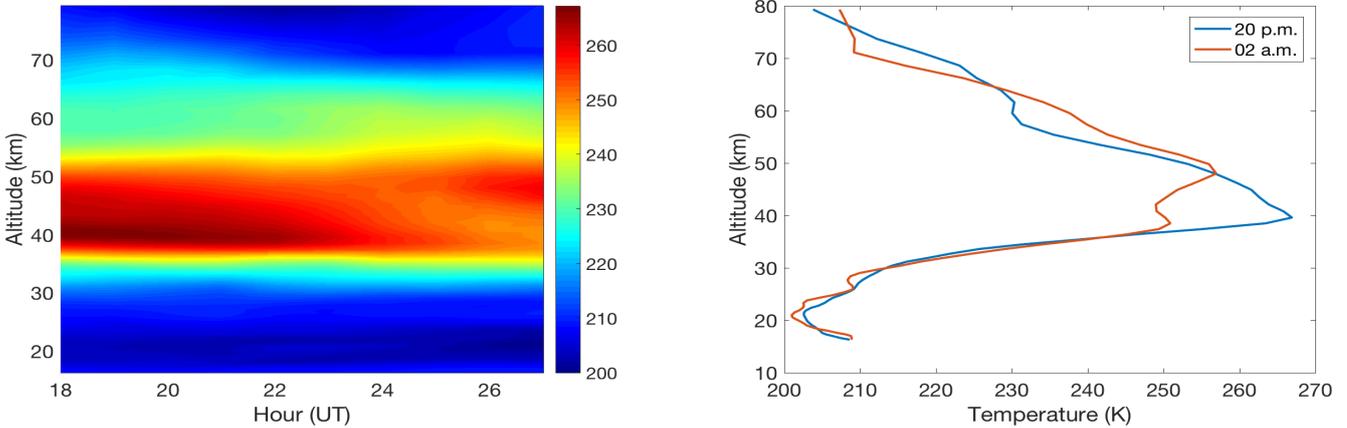


Figure 11: Left : 2D temperature profile during the night of the December 12th 2017 from the ERA5 data. Right : Temperature profile at 20 p.m. in blue and 02 a.m. in red from the ERA5 data.

303 The lidar signal/noise ratio in the mesosphere is too small to retrieve a spectrum  
 304 with significant power (above noise) on each spectral band. A new method based on the  
 305 variance of the lidar signal was developed (Mzé et al., 2014) to estimate gravity wave ac-  
 306 tivity and its vertical evolution through the potential energy per unit mass in J/Kg, de-  
 307 scribed by the following equation :

$$E_p = \frac{1}{2} \frac{g^2}{N^2} \left( \frac{T'}{T} \right)^2 \quad (5)$$

308  $T'$  is the temperature perturbations induced by gravity waves and  $T$  the night averaged  
 309 temperature. Calculating temperature fluctuations involves smoothing each individual  
 310 temperature profile and subtracting them from the average night profile (Mzé et al., 2014).

311 While the expected vertical evolution of the potential energy without loss of en-  
 312 ergy is proportional to  $e^{-z/H}$ , (with  $H$  is the atmospheric density scale height around  
 313 7 km), any deviation indicate gravity wave interactions with the mean flow. This esti-  
 314 mates were calculated using lidar signals for the time period before and after midnight  
 315 (Figure 12) according to the mesospheric inversion appearance. We notice that the loss  
 316 of wave energy does not occur at the same altitudes during and after the MIL. The in-  
 317 crease of the calculated potential energy with altitude shows a decrease at altitude of  
 318 50 km and 42 km respectively when mesospheric inversion was on, and when it has dis-  
 319 appeared. Potential energy decrease from 42 to 50 km after midnight is probably asso-  
 320 ciated with the reinforcement of the wind at this altitude. In opposite, before midnight,  
 321 the potential energy density decrease from 50 to 58 km so the waves lose energy and may  
 322 have contributed to the formation of the MIL and to maintain it.

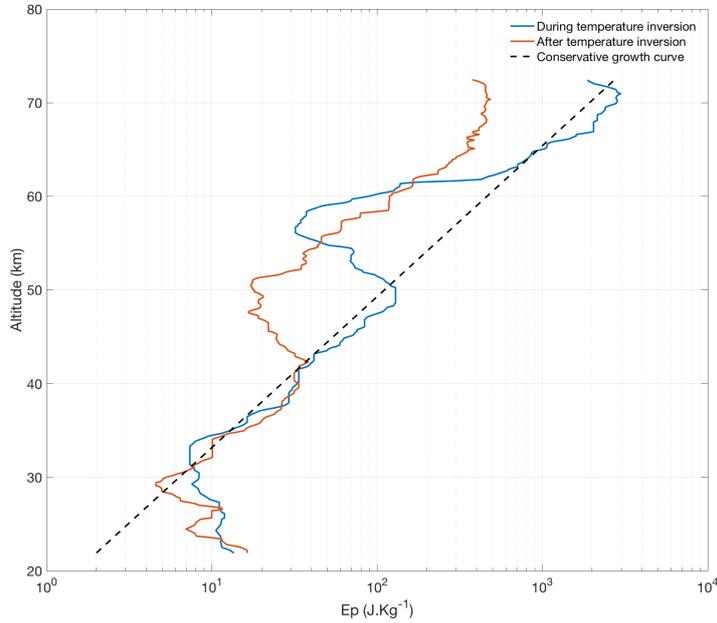


Figure 12: Evolution of potential energy with altitude before midnight (blue curve) and afterwards (red curve). The dotted line represents the potential energy that a gravity wave would have if it propagated without loss of energy.

323           In order to analyze the frequency content of temperature disturbances at the place  
324 and time when the potential energy is decreasing, Fourier spectrum is investigated us-  
325 ing the same method as described in section 3.1 (Figure 5) but this time dividing the  
326 time domain into two parts, during and after midnight (Figure 13). Individual lidar tem-  
327 perature profiles were filtered with a low-pass filter with a  $1/800$  m cut-off frequency in  
328 order to reduce noise. The average night profile is filtered in the same way with a  $1/4$   
329 km cut-off frequency and this average profile is subtracted from each individual profile.  
330 We notice that small periods have a lot of energy in each case, exceeding the 99% con-  
331 fidence level. For the altitude range [42 - 48] km (Figure 13a), there are several peaks  
332 between 2 and 3.5 min for the spectrum after midnight (no inversion), which is consis-  
333 tent with turbulence generated by the decrease of the potential energy curve. Conversely,  
334 for the altitude range [50 - 58] km (Figure 13b), there is a 4 min period in the spectrum  
335 during the inversion which is consistent with turbulence generated by the MIL. These  
336 peaks could be due to the breaking of gravity waves, causing turbulence.

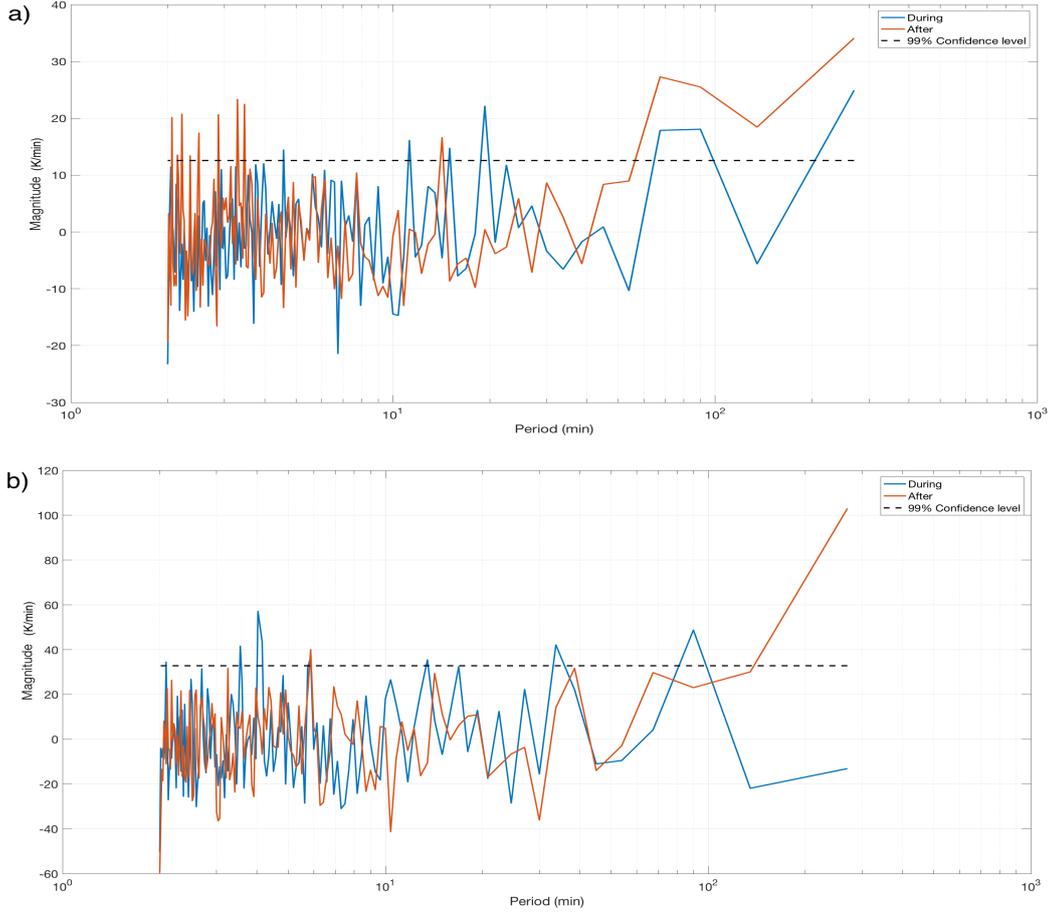


Figure 13: a) Mean Fourier spectrum before and after midnight for the altitude range [42 - 48] km. b) Mean Fourier spectrum before and after midnight for the altitude range [50 - 58] km.

337 As gravity waves interact with the mean flow during a drop in potential energy, the  
 338 local wind speed is impacted as shown in figure 14a. Indeed, the ERA5 data shows a pro-  
 339 gressive descent of the local maximum wind speed during the night, this phenomenon  
 340 is clearly visible by looking at the divergence of the wind speed. The air has to descend  
 341 into the inversion to create adiabatic warming, so convergence is expected above the in-  
 342 version and divergence below, as shown in figure 14b. Figure 14c shows the vertical wind  
 343 speed ( $w$  expressed in  $\text{Pa}\cdot\text{s}^{-1}$ ) divided by the pressure ( $p$ ). Before midnight, the positive  
 344 vertical speed around 50 km altitude ( $w/p < 0$ ) and the negative vertical speed above  
 345 around 65 km altitude ( $w/p > 0$ ) contribute to create the MIL. Adiabatic cooling oc-  
 346 curs below and adiabatic heating above, which increases the vertical gradient of temper-

347 ature ( $dT/dz > 0$ ). The reverse after midnight will contribute to the disappearance of  
 348 the MIL (Hauchecorne et al., 1987).

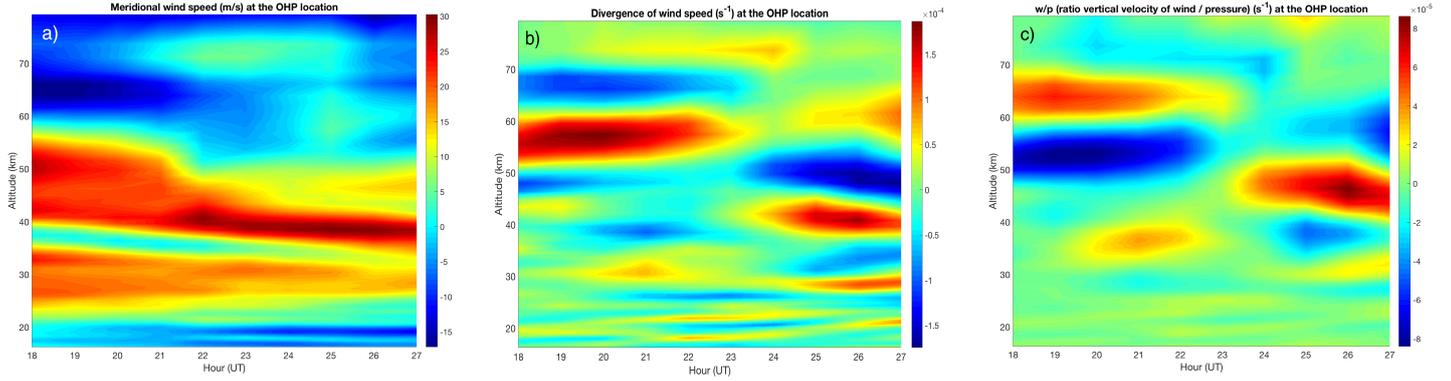


Figure 14: a) Meridional wind speed in  $m.s^{-1}$  from ERA5 data. b) Divergence of wind speed in  $s^{-1}$  from ERA5 data. c) Vertical wind speed (in  $Pa.s^{-1}$  divided by pressure (in Pa))

349 **4.2 OH airglow images analysis**

350 To investigate wave evolution above the mesospheric inversion layer, the OH ob-  
 351 servations are analysed. The camera acquired images from 8:45 p.m. till 5:00 a.m. with  
 352 two frames per second. Figure 2 shows an example of a corrected image acquired dur-  
 353 ing the night. The analysis of these images consists of the determination of the tempo-  
 354 ral evolution of the radiance during the whole night. In order to improve signal to noise  
 355 ratio, a matrix of five by five pixels is selected at the center of each image and averaged  
 356 to provide the mean OH radiance temporal profile. A Morlet wavelet analysis is applied  
 357 to this time series (figure 15).

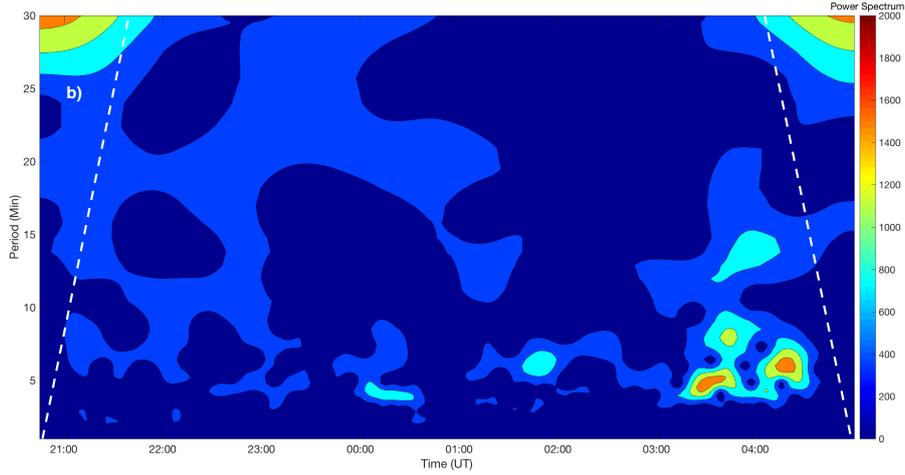


Figure 15: Contour plot of the wavelet analysis of the Temporal OH radiance profile. The white dashed lines represent the cone of influence which delimits the real periods of the discontinuities.

358 We note the appearance of periods between 5 and 15 min after midnight, which  
 359 intensify at the end of the night. This is probably due to the presence of the MIL be-  
 360 fore midnight which prevents the small-scale gravity waves from reaching the OH layer.  
 361 This behavior might be also observed with the keogram analysis as perform in section  
 362 3.1. A Fourier transform to the North-South keogram was performed in order to ana-  
 363 lyze the frequency content of the night with signals separates in the two periods (Fig-  
 364 ure 16). If we compare before and after midnight, there is a fairly clear difference in en-  
 365 ergy between 0.4 and 3 min in figure 16 which can be explained by the possible gener-  
 366 ation of turbulence with high wavenumber caused by the breaking waves. Indeed, the  
 367 MIL is most probably causing this breaking process. The second half of the night has  
 368 more energy between 5 and 20 min. Indeed, gravity waves reach the OH layer more eas-  
 369 ily in the absence of the MIL. However, this analysis concerns only a small part of each  
 370 image. A more accurate way to do a more precise analysis is to calculate the two-dimensional  
 371 unambiguous horizontal wavenumber spectra for the two parts of the night. To do this,  
 372 the images must be pre-processed as described in Coble et al. (1998). To reduce the spec-  
 373 tral distortion, the normalized images are prewhitened spatially by using a filter whose  
 374 coefficients are given in Coble et al and a 2-D Hanning window ( $\alpha = 0,5$ ) is applied to

375 the data before computing the spectrum. For the calculation, we use a cube of 450 im-  
 376 ages with a temporal resolution of 30 sec for each part of the night.

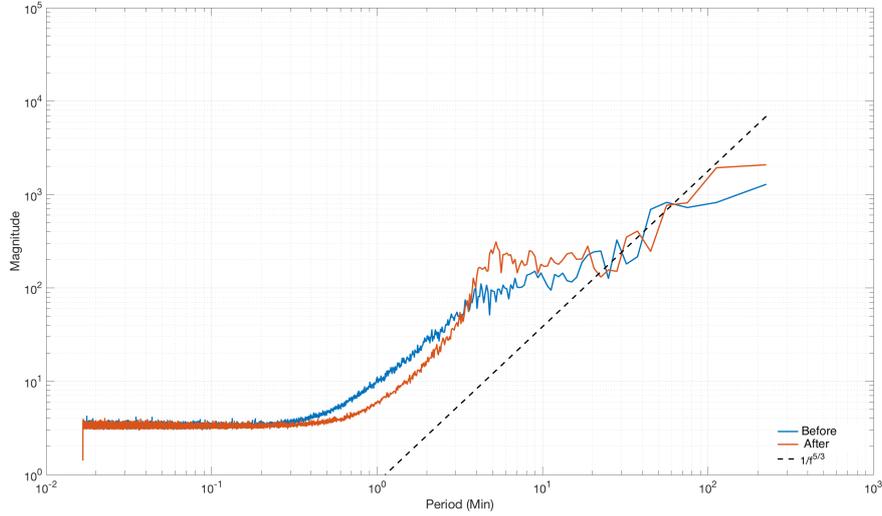


Figure 16: Mean Fourier spectrum for the two parts of the night (After and before midnight).

377 The Unambiguous horizontal wavenumber spectra shows the energy distribution  
 378 of gravity waves as a function of the direction of propagation as well as zonal and merid-  
 379 ional wavenumbers (Figure 17). The preferred direction of propagation of gravity waves  
 380 during the night is southeast. The spectrum of the first part of the night has more en-  
 381 ergy in high wavenumbers than the spectrum of the second part of the night, these short  
 382 wavelengths can propagate in any direction and may result from non-linear interactions  
 383 caused by the MIL and can generate turbulence. It can be noted that the spectrum of  
 384 the second part of the night has more energy in the low wavenumbers, it can be deduced  
 385 that these waves can propagate freely due to the disappearance of the MIL. By measur-  
 386 ing the horizontal wavelength and phase velocity of these waves directly on the raw im-  
 387 ages, we obtain the 5 and 15 min periods as in the wavelet analysis.

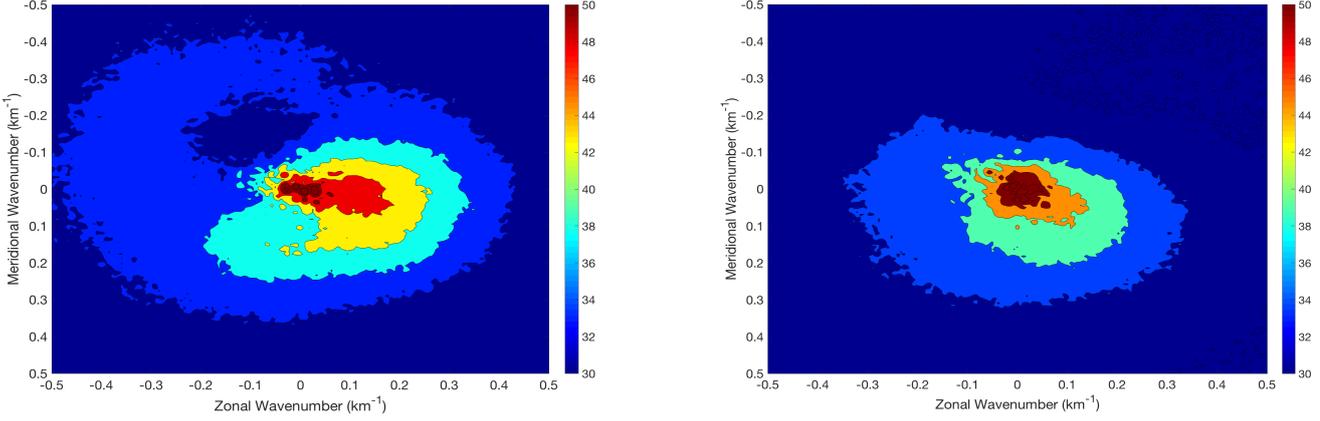


Figure 17: Left : Unambiguous horizontal wavenumber spectra (UHWS) of the first part of the night, before midnight. Right : UHWS of the second part of the night, after midnight. The color bar in the 2-D spectrums is in logarithmic scale and representing the square of the magnitude  $(\text{cyc/m})^2$

## 388 5 Discussion and concluding remarks

389 The objective of the study was to use a varied set of tools and observations for the  
390 analysis of gravity wave propagation through the perturbed mesosphere during a MIL.

391 The intrinsic parameters in table 1 are the wave characteristics at midnight but these  
392 values fluctuate with time because they depend on the local temperature and wind speed.  
393 Thus, the intrinsic period fluctuates with a standard deviation of 54 min. The maximum  
394 is at 10pm with an intrinsic period of 342 min and the minimum is at 3am with a value  
395 of 186 min. Similarly, the vertical wavelength fluctuates with a standard deviation of 2.8  
396 km. The maximum is at 3 a.m. with 18 km and the minimum at 9 p.m. with 10 km. These  
397 values are only representative for this gravity wave study.

398 This study is a first attempt to use the opportunity of the MIL occurrence to bet-  
399 ter understand the impact of the background atmosphere on the vertical propagation of  
400 gravity waves. The previous specific studies of Fritts, Laughman, et al. (2018); Fritts,  
401 Wang, et al. (2018) using numerical simulations provide a detailed theoretical background  
402 that help to appreciate verifications using the observations. Despite the fact that these

403 studies use only small periods for gravity waves (from 417 to 509 sec), we can list some  
 404 common conclusions :

- 405 • We have shown that small-scale gravity waves are trapped by the MIL by inves-  
 406 tigating the energy differences in the power spectral density before and after mid-  
 407 night (figure 16) and with the wavelet analysis showing less wave activity before  
 408 midnight (figure 15).
- 409 • The creation of turbulence by the MIL has been shown both by the unambigu-  
 410 ous wavenumber spectra (figure 17) and by the power spectral density applied to  
 411 the keograms (figure 16).
- 412 • The transmission of a large-scale gravity wave has been shown by finding the wave  
 413 both below and above the MIL.

414 This work concerns only one night of observation, we will also carry out further mea-  
 415 surement campaigns in order to establish statistical results on the impact of a MIL on  
 416 gravity waves propagation. This work made it possible, on the one hand, to show the  
 417 impact of a MIL on the propagation of gravity waves and, on the other hand, to follow  
 418 the propagation of one of them by associating the Rayleigh lidar which measures the tem-  
 419 perature from the lower stratosphere to the mesosphere and the infrared cameras film-  
 420 ing the emission of the OH molecule at an altitude of 87 km. The study also shows an  
 421 original approach for the determination of intrinsic gravity wave parameters from keograms.

## 422 **Acknowledgments**

423 This work has been carried out during the course of the ARISE design study ([http://arise-](http://arise-project.eu)  
 424 [project.eu](http://arise-project.eu)) funded by the European Union’s Horizon 2020 Research and Innovation Pro-  
 425 gram under Grant Agreement No. 653980. The authors are grateful to the LATMOS staff  
 426 who run the lidar within the NDACC network, facility supported by INSU/CNRS and  
 427 CNES and to the Observatory of Haute-Provence.

## 428 **References**

- 429 Baker, D. J., & Stair Jr, A. (1988). Rocket measurements of the altitude distribu-  
 430 tions of the hydroxyl airglow. *Physica scripta*, 37(4), 611.
- 431 Beig, G., Keckhut, P., Lowe, R. P., Roble, R., Mlynczak, M., Scheer, J., ... others  
 432 (2003). Review of mesospheric temperature trends. *Reviews of Geophysics*, 41(4).

- 433 Blanc, E., Ceranna, L., Hauchecorne, A., Charlton-Perez, A., Marchetti, E., Ev-  
 434 ers, L. G., ... others (2018). Toward an improved representation of middle  
 435 atmospheric dynamics thanks to the arise project. *Surveys in geophysics*, *39*(2),  
 436 171–225. Retrieved from <https://doi.org/10.1007/s10712-017-9444-0>
- 437 Chanin, M.-L., & Hauchecorne, A. (1981). Lidar observation of gravity and tidal  
 438 waves in the stratosphere and mesosphere. *Journal of Geophysical Research:*  
 439 *Oceans*, *86*(C10), 9715–9721.
- 440 Coble, M., Papen, G. C., & Gardner, C. S. (1998). Computing two-dimensional un-  
 441 ambiguous horizontal wavenumber spectra from oh airglow images. *IEEE transac-*  
 442 *tions on geoscience and remote sensing*, *36*(2), 368–382.
- 443 Drob, D., Emmert, J., Crowley, G., Picone, J., Shepherd, G., Skinner, W., ... others  
 444 (2008). An empirical model of the earth’s horizontal wind fields: Hwm07. *Journal*  
 445 *of Geophysical Research: Space Physics*, *113*(A12).
- 446 Fritts, D. C., Laughman, B., Wang, L., Lund, T. S., & Collins, R. L. (2018). Grav-  
 447 ity wave dynamics in a mesospheric inversion layer: 1. reflection, trapping, and  
 448 instability dynamics. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, *123*(2),  
 449 626–648.
- 450 Fritts, D. C., Wang, L., Laughman, B., Lund, T. S., & Collins, R. L. (2018). Gravity  
 451 wave dynamics in a mesospheric inversion layer: 2. instabilities, turbulence, fluxes,  
 452 and mixing. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, *123*(2), 649–670.
- 453 Hagan, M., Burrage, M. D., Forbes, J., Hackney, J., Randel, W., & Zhang, X.  
 454 (1999). Gswm-98: Results for migrating solar tides. *Journal of Geophysical*  
 455 *Research: Space Physics*, *104*(A4), 6813–6827.
- 456 Hamilton, K. (1996). Comprehensive meteorological modelling of the middle atmo-  
 457 sphere: A tutorial review. *Journal of Atmospheric and Terrestrial physics*, *58*(14),  
 458 1591–1627.
- 459 Hauchecorne, A., Chanin, M., Keckhut, P., & Nedeljkovic, D. (1992). Lidar moni-  
 460 toring of the temperature in the middle and lower atmosphere. *Applied Physics B*,  
 461 *55*(1), 29–34.
- 462 Hauchecorne, A., & Chanin, M.-L. (1980). Density and temperature profiles ob-  
 463 tained by lidar between 35 and 70 km. *Geophysical Research Letters*, *7*(8), 565–  
 464 568. Retrieved from <https://doi.org/10.1029/GL007i008p00565>
- 465 Hauchecorne, A., Chanin, M. L., & Wilson, R. (1987). Mesospheric temperature in-

- 466 version and gravity wave breaking. *Geophysical Research Letters*, *14*(9), 933–936.  
467 Retrieved from <https://doi.org/10.1029/GL014i009p00933>
- 468 Hickey, M. P., Schubert, G., & Walterscheid, R. (2009). Propagation of tsunami-  
469 driven gravity waves into the thermosphere and ionosphere. *Journal of Geophys-  
470 ical Research: Space Physics*, *114*(A8).
- 471 Holton, J. R. (1982). The role of gravity wave induced drag and diffusion in the mo-  
472 mentum budget of the mesosphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, *39*(4),  
473 791–799.
- 474 Keckhut, P., Hauchecorne, A., & Chanin, M. (1995). Midlatitude long-term vari-  
475 ability of the middle atmosphere: Trends and cyclic and episodic changes. *Jour-  
476 nal of Geophysical Research: Atmospheres*, *100*(D9), 18887–18897. Retrieved from  
477 <https://doi.org/10.1029/95JD01387>
- 478 Kurylo, M. J. (1991). Network for the detection of stratospheric change. In *Remote  
479 sensing of atmospheric chemistry* (Vol. 1491, pp. 168–174).
- 480 Le Du, T., Simoneau, P., Keckhut, P., Hauchecorne, A., & Le Pichon, A. (2020).  
481 Investigation of infrasound signatures from microbaroms using oh airglow and  
482 ground-based microbarometers. *Advances in Space Research*, *65*(3), 902–908.
- 483 Lindzen, R. S. (1981). Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal break-  
484 down. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *86*(C10), 9707–9714.
- 485 Mzé, N., Hauchecorne, A., Keckhut, P., & Thétis, M. (2014). Vertical distribution  
486 of gravity wave potential energy from long-term rayleigh lidar data at a northern  
487 middle-latitude site. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, *119*(21),  
488 12–069.
- 489 Nappo, C. J. (2013). *An introduction to atmospheric gravity waves*. Academic press.
- 490 Pautet, P.-D., Taylor, M. J., Pendleton, W., Zhao, Y., Yuan, T., Esplin, R., &  
491 McLain, D. (2014). Advanced mesospheric temperature mapper for high-latitude  
492 airglow studies. *Applied optics*, *53*(26), 5934–5943.
- 493 Rauthe, M., Gerding, M., & Lübken, F.-J. (2008). Seasonal changes in gravity wave  
494 activity measured by lidars at mid-latitudes. *Atmospheric Chemistry & Physics*,  
495 *8*(22).
- 496 Sassi, F., Garcia, R., Boville, B., & Liu, H. (2002). On temperature inversions  
497 and the mesospheric surf zone. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*,  
498 *107*(D19), ACL–8.

- 499 Shepherd, G. G., Thuillier, G., Gault, W., Solheim, B., Hersom, C., Alunni, J., . . .  
500 others (1993). Windii, the wind imaging interferometer on the upper atmosphere  
501 research satellite. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, *98*(D6), 10725–  
502 10750.
- 503 Sica, R., Argall, P., Shepherd, T., & Koshyk, J. (2007). Model-measurement com-  
504 parison of mesospheric temperature inversions, and a simple theory for their  
505 occurrence. *Geophysical research letters*, *34*(23).
- 506 Sivakandan, M., Taori, A., Sathishkumar, S., & Jayaraman, A. (2015). Multi-  
507 instrument investigation of a mesospheric gravity wave event absorbed into back-  
508 ground. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *120*(4), 3150–3159.
- 509 Smith, S. M., Mendillo, M., Baumgardner, J., & Clark, R. R. (2000). Mesospheric  
510 gravity wave imaging at a subauroral site: First results from millstone hill. *Jour-  
511 nal of Geophysical Research: Space Physics*, *105*(A12), 27119–27130.
- 512 Swenson, G. R., & Mende, S. B. (1994). Oh emission and gravity waves (including a  
513 breaking wave) in all-sky imagery from bear lake, ut. *Geophysical research letters*,  
514 *21*(20), 2239–2242.
- 515 Taylor, M. J., Bishop, M., & Taylor, V. (1995). All-sky measurements of short pe-  
516 riod waves imaged in the oi (557.7 nm), na (589.2 nm) and near infrared oh and  
517 o2 (0, 1) nightglow emissions during the aloha-93 campaign. *Geophysical Research  
518 Letters*, *22*(20), 2833–2836.
- 519 Taylor, M. J., Gu, Y., Tao, X., Gardner, C., & Bishop, M. (1995). An investigation  
520 of intrinsic gravity wave signatures using coordinated lidar and nightglow image  
521 measurements. *Geophysical research letters*, *22*(20), 2853–2856.
- 522 Taylor, M. J., & Hapgood, M. (1988). Identification of a thunderstorm as a source  
523 of short period gravity waves in the upper atmospheric nightglow emissions. *Plan-  
524 etary and Space Science*, *36*(10), 975–985.
- 525 Thuillier, G., & Hersé, M. (1991). Thermally stable field compensated michelson  
526 interferometer for measurement of temperature and wind of the planetary atmo-  
527 spheres. *Applied optics*, *30*(10), 1210–1220.
- 528 Wilson, R., Chanin, M., & Hauchecorne, A. (1991). Gravity waves in the middle  
529 atmosphere observed by rayleigh lidar: 1. case studies. *Journal of Geophysical Re-  
530 search: Atmospheres*, *96*(D3), 5153–5167.

# Chapitre 6

## Recherche de signatures infrasoniques générées par la houle océanique en utilisant le rayonnement nightglow et les microbaromètres au sol

### 6.1 Introduction

Ce chapitre constitue la deuxième et dernière partie de mon travail et concerne la recherche de signatures infrasoniques en utilisant le rayonnement nightglow, ce qui rend ce travail original. En effet, il est bien connu que les infrasons peuvent être étudiés grâce aux microbaromètres ([Christie and Campus, 2010](#)).

Les ondes infrasoniques sont des ondes sonores sous-audibles dont la fréquence est inférieure à 20 Hz et descend jusqu'à 0,003 Hz. Cette dernière correspond à la fréquence de Brunt-Väisälä. Leurs sources sont multiples et peuvent être anthropiques ou naturelles, comme l'activité volcanique, les tremblements de terre, les aurores boréales, les phénomènes météorologiques violents et les explosions d'origine humaine. Ces ondes de basse fréquence se propagent facilement dans de nombreux milieux, y compris l'atmosphère. Les infrasons émis au niveau du sol se propagent verticalement jusqu'à la haute mésosphère et sont partiellement réfractés sur les différentes couches de l'atmosphère, ce qui entraîne pour une partie, une propagation vers le bas, et l'autre partie se propage vers le haut jusqu'à la thermosphère ([Waxler and Assink, 2019](#)). Un réseau mondial de micro-baromètres est en cours de déploiement au sein du CTBTO (Commission préparatoire de l'Organisation du traité d'interdiction complète des essais nucléaires) pour détecter toute explosion nucléaire. Ces capteurs sont sensibles à toutes sortes de sources d'infrasons dans la mesure où leur propagation est modifiée lors de leur transit dans l'atmosphère et est alors sensible aux fluctuations du vent et de

## 6.2 Présentation des résultats

la température (Le Pichon et al., 2018).

Lorsque les météores entrent dans l'atmosphère avec une certaine vitesse (typiquement  $20 \text{ km.s}^{-1}$ ), ils produisent une traînée de lumière correspondant au réchauffement aérodynamique, bien connue sous le nom d'"étoile filante" mais aussi avant son ablation, des infrasons sont produits lors de leur interaction avec l'atmosphère. Les microbaromètres ont déjà enregistré les infrasons émis par la fragmentation explosive de la météorite de Tcheliabinsk en 2013 et d'autres, ce qui a permis d'étudier les effets de la propagation à longue distance (Pilger et al., 2015).

Nous avons donc choisi la nuit du 12 au 13 décembre pour la campagne d'observation car cette nuit correspond au pic de la chute de météores des Géminides, nous en avons donc déduit que cette pluie de météores pouvait augmenter nos chances de détecter des infrasons. Cependant, Il s'est avéré que cette détection fût compliquée à cause de la gamme de fréquence trop étendue des infrasons générées par les météores, ce qui les rend difficilement identifiable. De plus, les météores ne pénètrent pas dans l'atmosphère pendant toute la durée de la nuit, et les plus imposants d'entre eux se comptent sur les doigts de la main.

L'entrée de petits météores dans l'atmosphère n'est pas la principale source d'infrasons, et se superpose souvent à d'autres sources continues comme la houle océanique. Cette source possède une gamme de fréquence beaucoup plus localisée (entre 0,1 et 0,5 Hz), ce qui facilite la détection. Nous nous sommes donc intéressés en partie à cette source durant ma thèse. Des études se sont intéressées à la détection de signatures infrasoniques en utilisant le rayonnement nightglow mais ne concernent que des périodes assez longues de l'ordre de quelques minutes (Pilger et al., 2013b,a).

Le second objectif de ce travail est d'analyser la propagation des infrasons dans la basse thermosphère lors d'une inversion mésosphérique. Nous nous aiderons pour cela des microbaromètres au sol. Le lidar ne sera pas utilisé pour la détection des infrasons en raison de la résolution temporelle trop faible (5 minutes).

## 6.2 Présentation des résultats

### 6.2.1 Recherche d'infrasons générés par la houle océanique en utilisant le rayonnement nightglow

Afin de pouvoir détecter les signatures infrasoniques, le profil de la luminance issue de OH au cours du temps doit être calculé. Afin d'améliorer le rapport signal à bruit, une zone de 5x5 pixels est sélectionnée pour toutes les images, dans laquelle la moyenne des luminances est effectuée. Le profil obtenu est présenté sur la figure 3a. La figure 3b montre un bout de cette courbe où l'on peut observer une oscillation avec une période de 75 secondes, ce qui correspond à la gamme de fréquence des infrasons. Le résultat d'un filtre passe-bas avec une période de coupure d'une minute est superposé à la courbe.

## 6.2 Présentation des résultats

Le profil de la luminance de la figure 3a ne concerne qu'une petite partie des images. Afin de pouvoir analyser ces perturbations mais sur toute l'étendue des images, le profil de la luminance est calculé pour chaque pixel mais pour 40 secondes seulement (au début de la nuit, mais cela peut être n'importe quand, puisque la houle océanique est une source continue). Une analyse en ondelette est effectuée entre 3 et 10 secondes (ce qui correspond à la gamme de période des infrasons générées par la houle océanique, aussi appelé les microbaroms) pour chaque profil puis la magnitude maximale au dessus d'une valeur seuil est détectée. Si la magnitude maximale détectée est en dessous de la valeur seuil, la valeur est remplacée par 0. La position dans le temps ainsi que la fréquence de cette magnitude sont relevés pour chaque analyse. A la fin de la procédure, deux cartes sont obtenues, l'une affichant l'instant dans les 40 secondes où l'infrason (la magnitude maximale) se propage et une autre carte affichant la fréquence de ce dernier. La figure 4 montre un bout de la carte des instants où un infrason (ou un autre phénomène dynamique) se propage. Étant donné que les infrasons se propagent, un dégradé de couleur est obtenu (ici en l'occurrence, du bleu foncé au bleu clair). Un pixel sur l'image vaut 174 mètres au niveau de la couche OH et le temps de propagation de l'onde étant connu, la vitesse de phase peut donc être calculée. La vitesse obtenue est de  $430 \text{ m.s}^{-1}$  ce qui est cohérent vis à vis de la vitesse du son dans l'air. La valeur est plus élevée que celle attendue (environ  $270 \text{ m.s}^{-1}$  qui est la vitesse du son dans l'air au niveau de la couche OH) car la vitesse que nous observons est apparente et est égale à  $v_{OH} = \frac{v_s}{\sin(\theta)}$  avec  $\theta$  l'angle entre la direction de propagation de l'infrason et la verticale et  $v_s$  la vitesse du son au niveau de la couche OH. Ainsi, notre infrason se propage au niveau de la couche OH avec un angle d'environ  $39^\circ$  avec la verticale, ce qui indique une incidence oblique. Cette technique permet aussi de détecter des vitesses de phase beaucoup moins élevées, par exemple, une perturbation allant à  $93 \text{ m.s}^{-1}$  a été détectée, ce qui peut être due à de la turbulence.

Afin de regarder quelle période revient le plus souvent dans les périodes détectées, l'histogramme de ces périodes est calculé. Le résultat est montré sur la figure 5. On peut observer un histogramme centré sur la période de 5 secondes avec une forme gaussienne, ce qui est caractéristique des infrasons générées par la houle océanique.

La figure 1 montre une analyse en ondelette de la fluctuation de pression enregistrée au sol durant la nuit, on peut voir une bande de magnitude élevée au niveau de 5 secondes de période, elle correspond aux microbaroms. Afin de consolider ces résultats, le profil de la luminance des 42 premières minutes de la nuit est divisé en cinq parties. Chaque partie est filtrée avec un filtre passe-bas (30 secondes de coupure) et apodisée. La densité spectrale de puissance (DSP) de chaque partie est calculée puis sommée. Cette procédure est réalisée 300 fois en prenant des pixels aléatoires dans les images. Le résultat montre une augmentation de l'énergie entre 3 et 7 secondes. Ce résultat nous conforte dans l'idée que ce que nous voyons se propager correspond bien aux microbaroms.

## 6.3 Conclusion

### 6.2.2 Impact de l'inversion de température sur l'activité infrasonique

La seconde partie du travail concerne l'impact de l'inversion de température mésosphérique sur l'activité infrasonique. La figure 7 montre le ratio des densités spectrales de puissance de la luminance OH avant et après minuit. La figure bleu est le rapport entre la DSP avant minuit et la DSP après minuit et inversement pour la courbe rouge. On constate tout d'abord la grande différence d'énergie entre 6 et 100 secondes de période. L'inversion de température semble augmenter l'activité infrasonique jusqu'à la couche OH. On remarque également l'augmentation de l'énergie dans la gamme de période des microbaroms entre 4 et 6 secondes.

Nous retrouvons ce phénomène au sol grâce aux microbaromètres. En effet, les fluctuations de pression sont analysées à l'aide d'une analyse en ondelette, on observe une augmentation de l'énergie entre 10 et 100 secondes de période avant minuit (figure 8b). Le même comportement est observé au niveau de la couche OH (figure 8a) et vient confirmer le résultat trouvé figure 7. L'inversion de température semble donc réfléchir et transmettre les infrasons de façon importante.

En revanche, on remarque le comportement opposé concernant les microbaroms. En effet, la figure 9 montre la moyenne de la magnitude de l'analyse en ondelette de la figure 1 entre 2 et 6 secondes de période. On voit clairement une augmentation soudaine de la magnitude à minuit qui correspond à la disparition de l'inversion. Cela peut être dû au piégeage des microbaroms au dessus de l'inversion et ne peuvent donc pas atteindre le sol.

## 6.3 Conclusion

Ce travail a permis de montrer que la luminance issue de la molécule OH peut être perturbé significativement par la propagation d'infrasons avec une période de l'ordre de quelques secondes comme les microbaroms. Il a aussi permis de constater l'impact important d'une inversion de température sur l'activité infrasonique entre 3 et 100 secondes de période. Cette étude peut être consolidée en réalisant des tests de sensibilité sur le code physico-chimique développé par [Bellisario \(2015\)](#) qui modélise l'intensité du rayonnement nightglow. Ce travail peut aussi être le premier pas vers la récupération de grandeurs physiques en utilisant l'impact des infrasons sur le rayonnement nightglow comme la vitesse du vent local, ce qui nous permettrait de mieux comprendre les processus dynamiques dans la haute mésosphère.

#### 6.4 Article

### **6.4 Article**

L'article ci-dessous a été publié dans le journal « Advances in space research » d'Elsevier le 1er février 2020.

# Investigation of infrasound signatures from microbaroms using OH airglow and ground-based microbarometers

Thurian Le Dû<sup>a,b,\*</sup>, Pierre Simoneau<sup>a</sup>, Philippe Keckhut<sup>b</sup>, Alain Hauchecorne<sup>b</sup>, Alexis Le Pichon<sup>c</sup>

<sup>a</sup>ONERA, Chemin de la Hunière, F-91761 Palaiseau, France

<sup>b</sup>LATMOS/IPSL, UVSQ Université Paris-Saclay, Sorbonne Université, CNRS, Guyancourt, France

<sup>c</sup>CEA, DAM, DIF, Arpajon, France

## Abstract

In the frame of the European H2020 project ARISE, a short wave infrared (SWIR) InGaAs camera has been operated at the Haute-Provence Observatory, during a night that corresponds to the peak of Geminid meteor shower to investigate infrasound associated with meteor arrivals. This camera allows continuous observations during clear-sky nighttime of the OH airglow layer centered at 87 km. These observations were collocated with Rayleigh lidar measurements providing vertical temperature profiles from the lower stratosphere to the altitude of the OH layer around the mesopause. Spectral analysis of OH images did not allow to detect infrasound associated with meteor trails, however it reveals a peak corresponding to infrasound signals in the frequency band of those produced by ocean swell. Infrasound wave activity observed from ground-based microbarometers as well as the OH camera, appear to be modified with the presence of a temperature inversion described by Rayleigh lidar. Indeed, there is a difference in energy related to infrasonic activity between the first part of the night during the temperature inversion and after the inversion.

**Keywords:** OH, Infrasound, Airglow, microbaroms

## 1. Introduction

Infrasonic waves are sub-audible sound waves with frequencies below 20 Hz down to 0.003 Hz. The last one corresponds to the Brunt-Väisälä frequency. Their sources are multiple and can be anthropogenic or natural such as volcanic activity, earthquakes, aurora, severe weather and man-made explosions. These low-frequency waves propagate easily in many media including the atmosphere. Infrasounds emitted at ground level, propagate vertically up to the upper mesosphere and are partly refracted on the different layers of the atmosphere leading to a downward propagation with a part propagating upward to the thermosphere (Waxler and Assink, 2019). A global network of microbarometers is being deployed within the CTBTO (Preparatory Commission for the Comprehensive Nuclear-Test-Ban Treaty Organization) framework to detect any nuclear explosion. Such sensors are sensitive to all sort of sources of infrasounds while

their propagation are modified during their transit into the atmosphere and are then sensitive to wind and temperature fluctuations (Le Pichon et al., 2018).

When meteors enters the atmosphere at a speed (typically 20 km/s) they produce a streak of light corresponding to the aerodynamic heating, well known as “shooting star” but also prior to its ablation, infrasounds are produced during their interaction with atmosphere. Microbarometers have already recorded infrasound emitted by the explosive fragmentation of the 2013 Chelyabinsk meteorite and others, which made it possible to study long range propagation effects (Pilger et al., 2015). However, the entry of small meteors into the atmosphere is not the main source of infrasound, and often overlap with other continuous source of infrasound like the ocean swell. The ARISE (Atmospheric dynamics Research InfraStructure in Europe) project focuses on atmospheric dynamics of the middle atmosphere which integrates the stratosphere and mesosphere, use a set of different techniques including the infrasound technology for a better understanding of dynamical processes (Blanc et al., 2018). One of the techniques used in the ARISE project is the observation of nightglow radiation.

Nightglow radiation, also known as airglow, takes its sources mainly in the emission lines photochemically produced by atoms

\*Corresponding author

Email addresses: [thurian.le\\_du@onera.fr](mailto:thurian.le_du@onera.fr) (Thurian Le Dû),  
[pierre.simoneau@onera.fr](mailto:pierre.simoneau@onera.fr) (Pierre Simoneau),  
[Philippe.Keckhut@latmos.ipsl.fr](mailto:Philippe.Keckhut@latmos.ipsl.fr) (Philippe Keckhut),  
[Alain.hauchecorne@latmos.ipsl.fr](mailto:Alain.hauchecorne@latmos.ipsl.fr) (Alain Hauchecorne),  
[Alexis.LE-PICHON@CEA.FR](mailto:Alexis.LE-PICHON@CEA.FR) (Alexis Le Pichon)

and molecules like, for example, OH, O<sub>2</sub> and atomic oxygen. Nightglow emissions from OH and O<sub>2</sub> molecule dominate the terrestrial radiation in the short wavelength infrared (SWIR) region (Meinel, 1950; Rousselot et al., 2000). Airglow is a sensitive indicator of the changes in chemical composition, temperature and dynamics prevailing near the emitting region (Faivre et al., 2003; Bellisario et al., 2019; Smith, 2004). Imaging observations have been successfully used to study horizontal structures associated with dynamical forcings like gravity waves at different scales (Abreu and Yee, 1989; Fritts et al., 2009). In this study, OH radiation has been chosen because it is the most intense in the SWIR band allowing high frame rate acquisition (typically 500 to 1000 ms) by our imaging system. Some articles deal with the theoretical propagation of infrasound to the OH layer (Snively, 2013)

In order to study infrasonic waves associated with the meteor activity or arrival, an airglow campaign was carried out on December 2017 at the Haute-Provence Observatory (OHP). This period corresponds to the peak activity of Geminid meteor shower during three to four nights thereby allowing detection of infrasonic signatures from supersonic meteors. Among the three nights of observation, December 12th was the only cloud-free night, which is necessary for the observation of OH radiation. Other studies have analyzed the OH temperature modulations caused by the propagation of infrasound with periods of several minutes using the GRIPS (GROund-based Infrared P-branch Spectrometer) measurement system (Bittner et al., 2010; Pilger and Bittner, 2009) but the present study is about the perturbation of OH radiation caused by the propagation of infrasound with periods of a few seconds using a short-wave infrared camera.

Moreover, during this campaign, a mesospheric inversion inducing a large temperature disturbance was present, allowing to provide preliminary results about the influence of the mesospheric state on infrasound propagation.

## 2. Description of the instruments

Short-wave infrared (SWIR) camera was placed at the Haute-Provence Observatory to measure the nightglow radiation emitted by OH at an altitude of 87 kilometers. OHP is equipped with many instruments, including a Rayleigh lidar to measure the temperature and microbarometers to measure amplitude infrasound signals.

### 2.1. Nightglow measurements

A SWIR camera based on a thermoelectric cooled InGaAs detector (640x512 pixels, pitch 25  $\mu\text{m}$ ) has been used during the two campaigns. The spectral bandwidth of the camera ranges from 0.9 to 1.7  $\mu\text{m}$ . This bandwidth corresponds to vibrational transitions  $\Delta\nu = 2$  and 3 of the OH Meinel band system. The integration time used for present investigation is 400 ms with a frame rate of 500 ms. Thus, for a whole night we acquire roughly 50 000 images. A 12,5 mm focal lens was mounted on the camera giving a  $32^\circ \times 27^\circ$  field of view (FOV) which leads to a 111x89 km area observation at the OH layer level ( $\sim 87$

km) for a zenith viewing and an instantaneous field of view of 2 mrad leading to a spatial resolution of 174 meters at the OH layer altitude. The camera is radiometrically calibrated in laboratory leading to absolute integrated radiance measurements (in photons/s/m<sup>2</sup>/sr). The acquired raw images are finally unwarped and calibrated without any spatial treatment (no star removal, ...) in order to avoid any loss of details.

### 2.2. Lidar Temperature profile measurement

Lidar temperature profiles are derived from molecular backscattering from laser pulses sent vertically. Such method has been developed at OHP (Hauchecorne and Chanin, 1980) and has been operating regularly since 1979 providing the historical record. This method allows to study many processes occurring in the middle atmosphere including the detection of the cooling associated with greenhouse gases increase and ozone decrease (Keckhut et al., 1995). Such observations are validated through systematic comparisons (Keckhut et al., 2004). The accuracy obtained is linked with the statistical noise that increases with altitude and leads to a measurement smaller than 1K below 70 km. Laser power and telescope size are critical parameters while vertical and time resolution can be degraded to improve the accuracy. In this study the vertical resolution corresponds to 75 meters and the time average is equal to 5 minutes.

### 2.3. Microbarometers measurements

Microbarom signals, generated by the non-linear interaction of ocean gravity waves at the ocean surface dominate the infrasound background noise between 0.1 and 0.5 Hz (Longuet-Higgins, 1950; Hupe et al., 2018). These signals are globally and permanently detected by the International Monitoring System (IMS) infrasound network, which was established to monitor compliance with the Comprehensive Nuclear-Test-Ban Treaty (Ceranna et al., 2019). Measuring microbaroms using sensitive acoustic antenna provides useful integrated information about the stratospheric wind dynamics with high temporal resolution (Le Pichon et al., 2015). Motivated by these studies, one experimental four-element array of  $\sim 3$  km aperture has been installed at OHP, collocated to the lidar station, to further explore atmospheric remote sensing methods using near-continuous signals. To obtain infrasound detection results, continuous infrasound recordings are processed by implementing the progressive multichannel correlation (PMCC) algorithm (Cansi, 1995). By applying the PMCC algorithm, all coherent infrasonic signals are detected and their wave parameters are estimated in the frequency range of 0.05–5 Hz. In this band, 15 logscaled frequency bandwidths with a window length linearly scaled to the period are used to better discriminate between interfering signals (Matoza et al., 2013). During normal winter conditions, microbaroms with a mean frequency of  $\sim 0.25$  Hz are continuously detected and dominate westerly from the Atlantic ocean as we can observe on figure 1, which is a wavelet analysis of the pressure profile measured during the night of the 12-13 December.

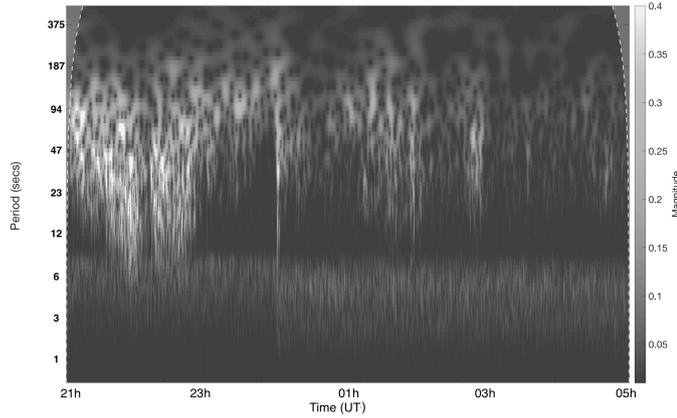


Figure 1. Wavelet analysis of the pressure profile measured by the sensitive microbarometer during the night of the 12-13 December at OHP. The magnitude band centered on 0.25 Hz is visible at the bottom of the figure.

### 3. Observations and results

In this section, we present the results of the observation campaign performed at the OHP in the south of France during the night of the December 12th-13th 2017. During this campaign, three nights of measurements were made but only one night had sky without clouds and rain and this night was the only one where the lidar sounding was done. Figure 2 shows an example of image acquired from this night, we can observe gravity waves with an horizontal wavelength around 20 km modifying the emitted radiation.

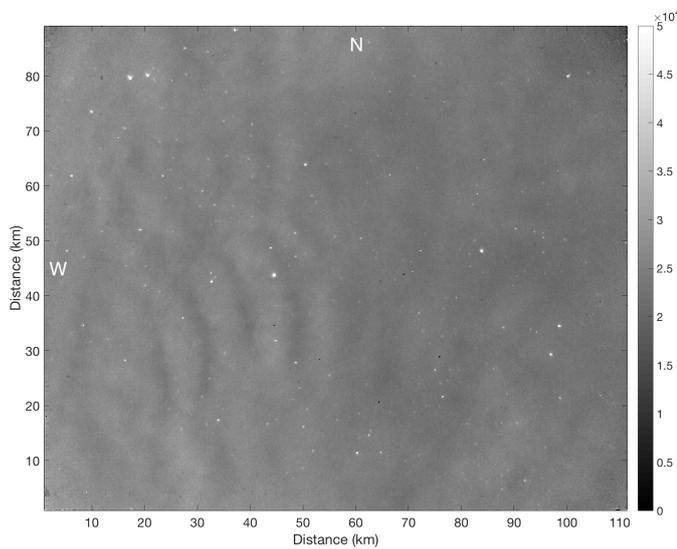


Figure 2. Raw image of the OH radiation at altitude 87 km during the night of the 12-13 December 2017. The radiance scale is in  $\text{ph/s/m}^2/\text{sr}$ .

The analysis of the images allows the determination of the temporal evolution of the mean radiance during the whole night. In order to reduce signal noise, a matrix of five by five pixels is selected in the center of each image and their average is computed to get the OH radiance temporal profile (Figure 3a). In

our images we observe the apparent velocity of the infrasound on the horizontal OH layer, it is equal to :

$$v_{OH} = \frac{v_s}{\sin \theta} \quad (1)$$

with  $\theta$  the angle between the propagation direction and the vertical and  $v_s$  the sound speed at the OH layer altitude ( $\sim 270$  m/s). Thus, the apparent velocity of the waves with a small theta will be greater than the theoretical velocity of sound at the OH layer. For example, infrasound can be reflected at the thermosphere and reaches the OH layer with oblique propagation. Five pixels represent 870 m, so the Nyquist limit is set at 1740 m. The corresponding phase velocity with a wavelength of 1740 meters and a period of 3 seconds is 580 m/s. With this value we can calculate the corresponding theta angle which is 28 degrees. For example, by using a five by five pixels matrix, for the case of waves with a three-second period, incidence angles greater than 28 degrees are filtered. In addition, the apparent speed of infrasound may be increased due to wind conditions.

We are now able to compute the temporal evolution of the radiance along the night using these matrix. Then, a spectral analysis is performed to determine the frequency content of the night using this radiance temporal profile. For this purpose, a Morlet wavelet transform is used as well as power spectral density (Matlab code). These tools are complementary and are used to characterize the infrasonic activity of the night. The Morlet wavelet analysis allow to compute the time-frequency representation of the radiance temporal profile in order to calculate wavelet magnitude and locate the detected frequencies in time. Power spectral densities calculations are independent measures of these frequencies.

During the whole night, the camera acquired images with a frame rate of 500 ms towards the zenith. From the 54 000 images acquired, a profile of the OH radiance is obtained as a function of time (Figure 3a). Oscillations are observed with periods longer than the Brunt-Väisälä frequency (characteristics of gravity waves) but also periods of few seconds. In order to visualize these periods, a portion at the beginning of this profile has been smoothed to better visualize the amplitude and frequency of the variation on the radiance profile (Figure 3b). A three order polynomial fit was subtracted from the records. The red curve is the result of a first order Butterworth lowpass filter with a 1/60 cut-off frequency. This filtering highlights a 75 s period. Therefore it seems that the radiation emitted by OH can be disturbed by periods below the Brunt-Väisälä period ( $\sim 5$  min) which corresponds to the frequency range of infrasound. This oscillation is confirmed by the wavelet analysis of the radiance temporal profile at this time.

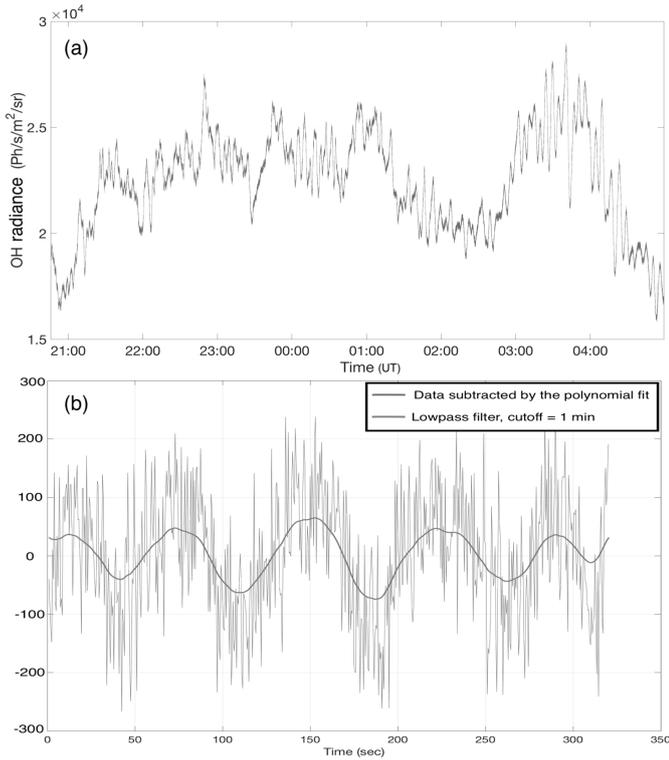


Figure 3. (a) : Temporal OH radiance profile of the 12-13 December at the OHP. (b) : Portion of the OH radiance profile at the beginning of the night smoothed by applying a lowpass filter with a one minute cutoff period (red line). A dominant oscillation of  $\sim 75$  s is noted.

The oscillations were not correlated with meteor arrivals and the spectral analysis has not allowed to clearly identify infrasound sources associated with meteor trails in the thermosphere. Moreover, the too wide frequency range of infrasound generated by meteors (0.01 - 20 Hz) makes it difficult to identify them. Furthermore, the previous analysis concerns a small part of the image. The analysis of the entire image, except for the edges that are elongated by the camera, would allow us to establish a statistic for the observed periods. As before, the radiance temporal profile is calculated for each pixel, but for a temporal window of 40 seconds, in order to detect only one perturbation at a time. The wavelet transform of each radiance profile is computed between 3 and 10 s. From this treatment, we can detect the frequency and the onset time of the signals which magnitude is greater than a given threshold value (set to  $3/4$  of the maximum magnitude of the wavelet transform), in order to detect strong signal perturbations above the camera noise. A time equal to zero (dark blue in the color scale) at a given pixel means that there have been no disturbances whose magnitude is greater than the threshold at that pixel during the 40 seconds. The speed of these perturbations can be calculated because the distance between the pixels and the onset time of the perturbation at each pixel are known. This treatment gives a map of perturbations propagations, some of them is propagating at the speed of sound. Figure 4, which is a part of the previous map, shows a color gradient resulting in the propagation of such perturbation with an apparent horizontal speed of 430 m/s as well

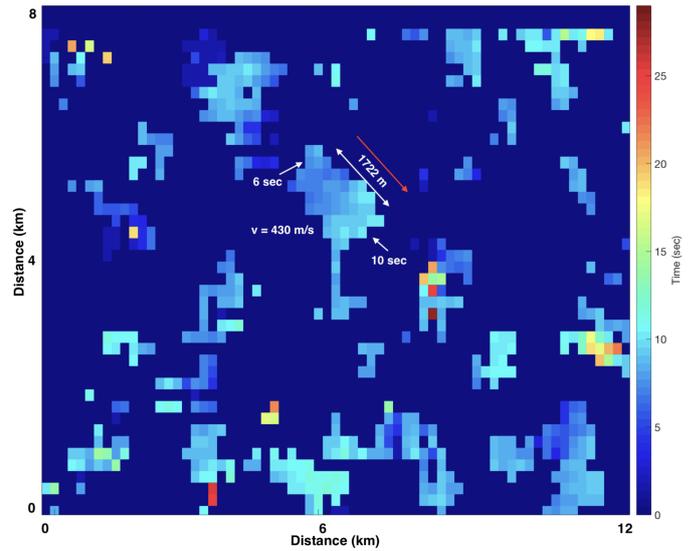


Figure 4. Part of the image showing an example of detected perturbation. The example shows a perturbation propagation at the sound speed with a 5 second period. The direction of propagation is manually deduced by following the color gradient and shown by the red arrow, consistent with waves originating from the northwestern.

as the associated propagation direction represented by the red arrow. The white two-way arrow shows a distance between two pixels of 1722 meters and the two one-way arrows show the onset time of these pixels, necessary for calculating the horizontal speed of the perturbation in this case. This detected wave is consistent with the dominant source region of microbaroms from south of Greenland detected by the colocated infrasound array. A statistical study was conducted for the determination of a dominant direction over the entire image field but was inconclusive. The study revealed other propagations with lower speeds, probably disturbances caused by turbulence. The histogram of the periods associated with each detection between 3 and 10 s shows a distribution centered on 5 s (Figure 5), which corresponds to the period of dominant microbaroms (Figure 1).

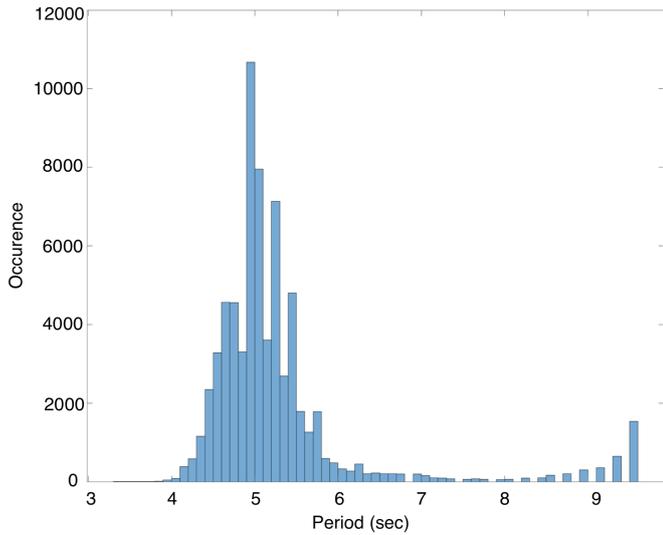


Figure 5. Histogram of the periods detected over the entire image. The distribution is centered on 5 s.

To confirm this finding, the radiance temporal profile corresponding to the first 42 minutes of the night has been divided into 5 segments. Each of them were filtered by applying a first order Butterworth high-pass filter removing periods above 30 s and a 20% cosine taper was applied to reduce discontinuities in the fourier transform. The power spectral density (psd) was calculated for each segment and then summed. This method was applied and summed 300 times by taking random positions in the images. A moving average was applied to the result for more visibility. The result shows a net increase in power between 3 and 6 s. This increase is reflected in looking at other times of the night.

#### 4. Impact of the mesospheric temperature inversion on wave propagation

##### 4.1. Airglow image analysis

Along the night, temperature profiles were acquired using the OHP’s Rayleigh lidar. The profile shows a strong temperature inversion at the beginning of the night at an altitude of 65 km and then disappears around midnight as shown in figure 6. Mesospheric temperature inversions correspond to the largest perturbation in the mesosphere that can exhibit a temperature increase of 20 to 40 K (Hauchecorne et al., 1987) over several kilometers vertically. Their occurrence is most probably due to gravity wave breaking as simulated by numerical models (Maillard et al., 1990). Lidar observations reveal the presence of a strong westerly mesospheric jet in the winter hemisphere at mid-latitude which favors the vertical propagation of gravity waves. Associated instabilities lead to slow down the wind and invert the temperature gradient for several consecutive days. It is interesting to look at the effect of this inversion on the waves propagation with periods of a few seconds. The OH radiance temporal profile before and after the temperature inversion were analysed independantly.

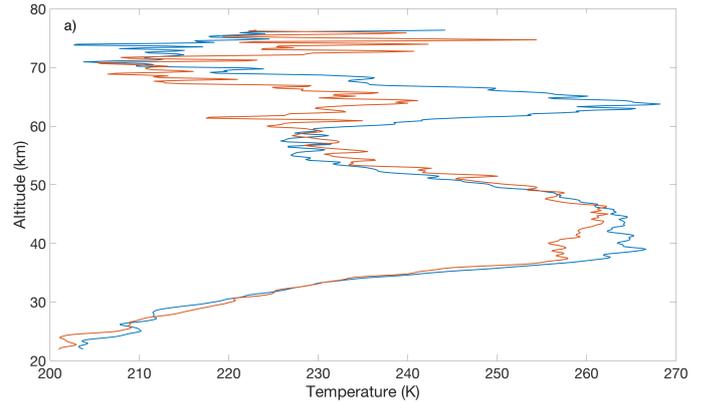


Figure 6. Rayleigh lidar temperature profiles. The blue curve represents the average temperature for each altitude during the temperature inversion and the red curve is the average temperature after the inversion.

The power spectral density of both parts (before and after the end of the inversion) will highlight differents frequency ranges. Each part is divided into 20 segments of 11 minutes each. The power spectral density is calculated for each segment. They are summed to reduce noise and the two resulting power spectral densities are divided between them. The result is shown in figure 7. The blue curve is the psd of the first part divided by the psd of the second part, and conversely for the red curve, then a sliding average is applied to the result to improve visibility. The same calculation was performed on a noise profile from the camera to confirm our result are not induced by the acquisition noise. It should be noted that the first part of the night has more energy in the 3 - 100 s range than the second part. It can therefore be assumed that temperature inversion would increase infrasonic activity up to 87 km altitude. However, wind must also be known to more accurately quantify the impact of inversion on wave propagation.

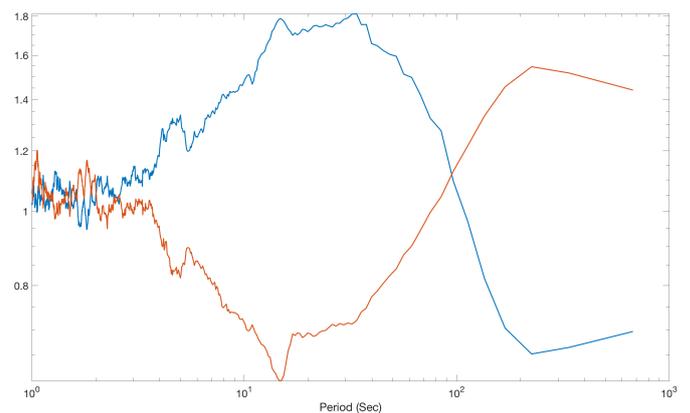


Figure 7. The blue curve is the power ratio between the first part and the second part of the night and vice versa for the red curve.

In order to deduce the exact time at which the frequency range 10 - 100 s experiences a decrease in energy, the average magnitude of the power spectral density for each of the 40 segments between 10 and 100 s during the night is calculated. The

result tends to decrease with time which reinforces the hypothesis that the inversion plays a role in the decrease of infrasound energy with time .

#### 4.2. Microbarometer measurements

Ground-based microbarometers have measured pressure fluctuations caused by the propagation of infrasound and allow the propagation direction and frequency of infrasound to be deduced using the PMCC algorithm. A Morlet wavelet analysis of the radiance temporal profile was calculated between 0.1 and 0.01 Hz and confirms that there is an increase in magnitude at the beginning of the night and then disappeared around 1am (Figure 8a). A similar analysis of the pressure profile measured at ground level reveals the same behaviour but the increase in magnitude ends earlier, at around 23:30 UT (Figure 8b). The same behaviour both on the ground and at 87 km altitude is observed. That part of the infrasound may be reflected by the temperature inversion and can be trapped between the altitude of the inversion (~ 65 km) and the OH layer and between 65 km and the ground. This cause an increase of the infrasound activity at the beginning of the night.

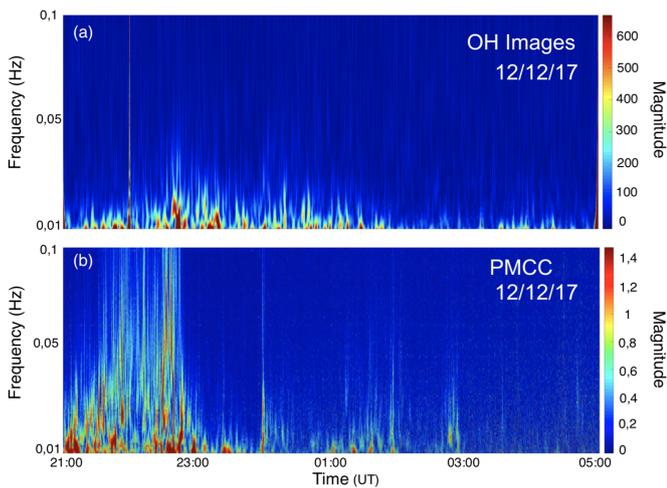


Figure 8. (a) : Wavelet transform of the OH radiance profile between 0,1 and 0,01 Hz for the entire night. (b) : Wavelet transform of the pressure profile measured at ground with microsensors.

The opposite effect concerning microbaroms is noticed. The magnitude of the wavelet analysis between 2 and 6 s of the pressure profile measured by the microbarometers (figure 1) is divided into 144 parts and these parts are averaged. The magnitude in the band 2 - 6 s seems to be weaker during the inversion than after. The change is observable at midnight, when the temperature inversion disappears. This may be due to the trapping of infrasound above the temperature inversion and can thus not reach the ground, which it does when the temperature inversion dissolves. The result is shown in figure 9. Concerning the OH layer, if we look at figure 7, we can see that there is a peak centered on 5 s on the blue curve. This means that the infrasound generated by the ocean swell is stronger at the beginning of the night than at the end of the night, which is consistent with the results on the ground.

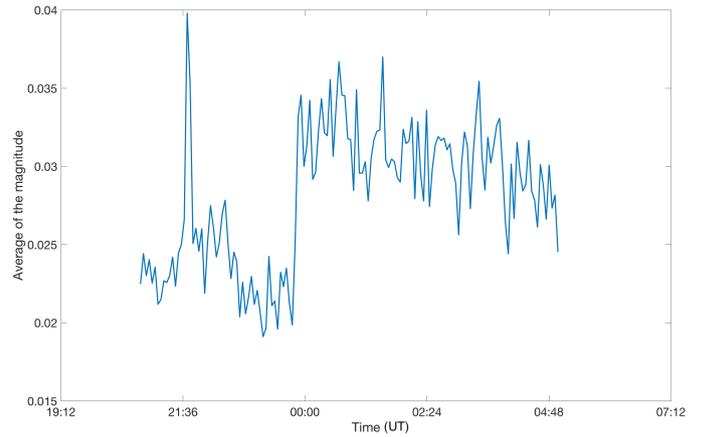


Figure 9. Average of the magnitude of the pressure profile divided into 144 parts in the range [2 - 6] seconds.

### 5. Discussion and concluding remarks

In this work we have shown that the radiation emitted by the OH molecule can be disturbed by the propagation of perturbations of the order of few seconds, in particular infrasound generated by ocean swells that have a specific frequency signature around 0.2 Hz. Nevertheless it seems we were not able to detect infrasounds generated by meteor trails. It has also been shown that the particular temperature profile of the night of December 12th 2017 plays a role in modifying infrasonic activity during the night by simultaneously observing this activity on the ground and at 87 km altitude.

A sensitivity test with a numerical model reproducing the intensity of Nightglow radiation must be carried out in order to theoretically verify that the infrasound passage disturbs Nightglow radiation. In addition, further work is needed to verify if the infrasonic signature of the ocean swell is found on other nights and thus consolidate the results of this study.

In addition, this study may be a first step in using Nightglow radiation perturbation by infrasound propagation to infer local physical parameters such as wind speed and direction, which would allow us to better understand the dynamic processes occurring in the upper mesosphere.

This study proposes an original approach for infrasound detection because airglow observations has been fewly used in this respect. Pilger et al. (2013) used airglow deduced temperature temporal evolution to detect the passage of infrasound with periods in the order of few minutes and a modeling work to identify sources was carried out. Our work directly use the intensity of the emitted airglow and has made it possible to detect infrasound with periods in the order of few seconds while identifying the source (ocean swell) from the images. Moreover, the observation of the impact of temperature inversion on infrasonic activity is an interesting result for a better understanding of sound wave propagation in the atmosphere.

## Acknowledgements

This work was performed during the course of the ARISE design study (<http://arise-project.eu>) funded by the European Union's Horizon 2020 Research and Innovation Program under Grant Agreement No. 653980. The colleagues from the Observatory of Paris have also participated to the campaign. The authors are also grateful to the Observatory of Haute-Provence and LATMOS staff who run the lidar within the NDACC network, facility supported by INSU/CNRS and CNES.

## References

- Abreu, V. J. and Yee, J. (1989), 'Diurnal and seasonal variation of the nighttime OH (8-3) emission at low latitudes', *Journal of Geophysical Research: Space Physics* **94**(A9), 11949–11957.  
 URL: <https://doi.org/10.1029/JA094iA09p11949>
- Bellisario, C., Hauchecorne, A., Simoneau, P. and Keckhut, P. (2019), 'Modelling of the nightglow radiation for comparisons with surface observations', *Submitted to Journal of Space Weather and Space Climate*.
- Bittner, M., Höppner, K., Pilger, C. and Schmidt, C. (2010), 'Mesopause temperature perturbations caused by infrasonic waves as a potential indicator for the detection of tsunamis and other geo-hazards', *Natural Hazards and Earth System Sciences* **10**(7), 1431–1442.  
 URL: <https://doi.org/10.5194/nhess-10-1431-2010>
- Blanc, E., Ceranna, L., Hauchecorne, A., Charlton-Perez, A., Marchetti, E., Evers, L. G., Kvaerna, T., Lastovicka, J., Eliasson, L., Crosby, N. B. et al. (2018), 'Toward an improved representation of middle atmospheric dynamics thanks to the arise project', *Surveys in geophysics* **39**(2), 171–225.  
 URL: <https://doi.org/10.1007/s10712-017-9444-0>
- Cansi, Y. (1995), 'An automatic seismic event processing for detection and location: The pmcc method', *Geophysical research letters* **22**(9), 1021–1024.  
 URL: <https://doi.org/10.1029/95GL00468>
- Ceranna, L., Matoza, R., Hupe, P., Le Pichon, A. and Landès, M. (2019), Systematic array processing of a decade of global ims infrasound data, in 'Infrasound Monitoring for Atmospheric Studies', Springer, pp. 471–482.  
 URL: [https://doi.org/10.1007/978-3-319-75140-5\\_3](https://doi.org/10.1007/978-3-319-75140-5_3)
- Faivre, M., Moreels, G., Pautet, D., Keckhut, P. and Hauchecorne, A. (2003), 'Correlated measurements of mesospheric density and near infrared airglow', *Advances in Space Research* **32**(5), 777–782.  
 URL: [https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(03\)00423-X](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(03)00423-X)
- Fritts, D., Abdu, M., Batista, B., Batista, I., Batista, P., Buriti, R., Clemesha, B., Dautermann, T., de Paula, E., Fechine, B. et al. (2009), 'The spread f experiment (spreadfex): Overview and summary of the spread f experiment (spreadfex)', **27**(11), 2141.  
 URL: <https://doi.org/10.5194/angeo-27-2141-2009>
- Hauchecorne, A. and Chanin, M.-L. (1980), 'Density and temperature profiles obtained by lidar between 35 and 70 km', *Geophysical Research Letters* **7**(8), 565–568.  
 URL: <https://doi.org/10.1029/GL007i008p00565>
- Hauchecorne, A., Chanin, M. L. and Wilson, R. (1987), 'Mesospheric temperature inversion and gravity wave breaking', *Geophysical Research Letters* **14**(9), 933–936.  
 URL: <https://doi.org/10.1029/GL014i009p00933>
- Hupe, P., Ceranna, L., Pilger, C., de Carlo, M., Le Pichon, A., Kaifler, B. and Rapp, M. (2018), 'Assessing middle atmosphere weather models using infrasound detections from microbaroms', *Geophysical Journal International* **216**(3), 1761–1767.  
 URL: <https://doi.org/10.1093/gji/ggy520>
- Keckhut, P., Hauchecorne, A. and Chanin, M. (1995), 'Midlatitude long-term variability of the middle atmosphere: Trends and cyclic and episodic changes', *Journal of Geophysical Research: Atmospheres* **100**(D9), 18887–18897.  
 URL: <https://doi.org/10.1029/95JD01387>
- Keckhut, P., McDermid, S., Swart, D., McGee, T., Godin-Beekmann, S., Adriani, A., Barnes, J., Baray, J.-L., Bencherif, H., Claude, H. et al. (2004), 'Review of ozone and temperature lidar validations performed within the framework of the network for the detection of stratospheric change', *Journal of Environmental Monitoring* **6**(9), 721–733.  
 URL: <https://doi.org/10.1039/b404256e>
- Le Pichon, A., Assink, J., Heinrich, P., Blanc, E., Charlton-Perez, A., Lee, C. F., Keckhut, P., Hauchecorne, A., Rüfenacht, R., Kämpfer, N. et al. (2015), 'Comparison of co-located independent ground-based middle atmospheric wind and temperature measurements with numerical weather prediction models', *Journal of Geophysical Research: Atmospheres* **120**(16), 8318–8331.  
 URL: <https://doi.org/10.1002/2015JD023273>
- Le Pichon, A., Blanc, E. and Hauchecorne, A. (2018), *Infrasound Monitoring for Atmospheric Studies: Challenges and New Perspectives*, Springer.  
 URL: <https://doi.org/10.1007/978-3-319-75140-5>
- Longuet-Higgins, M. S. (1950), 'A theory of the origin of microseisms', *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* **243**(857), 1–35.  
 URL: <https://doi.org/10.1098/rsta.1950.0012>
- Maillard, A., Hauchecorne, A. and Rose, K. (1990), Planetary waves modulated by the quasi-biennial oscillation (qbo), in 'Annales Geophysicae', Vol. 8, pp. 531–540.
- Matoza, R. S., Landès, M., Le Pichon, A., Ceranna, L. and Brown, D. (2013), 'Coherent ambient infrasound recorded by the international monitoring system', *Geophysical Research Letters* **40**(2), 429–433.  
 URL: <https://doi.org/10.1029/2012GL054329>
- Meinel, I. (1950), 'OH emission bands in the spectrum of the night sky.', *The Astrophysical Journal* **111**, 555.  
 URL: <https://doi.org/10.1086/145296>
- Pilger, C. and Bittner, M. (2009), 'Infrasound from tropospheric sources: Impact on mesopause temperature?', *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* **71**(8-9), 816–822.  
 URL: <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2009.03.008>
- Pilger, C., Ceranna, L., Ross, J. O., Le Pichon, A., Mialle, P. and Garcés, M. A. (2015), 'CTBT infrasound network performance to detect the 2013 russian fireball event', *Geophysical Research Letters* **42**(7), 2523–2531.  
 URL: <https://doi.org/10.1002/2015GL063482>
- Pilger, C., Schmidt, C., Streicher, F., Wüst, S. and Bittner, M. (2013), 'Airglow observations of orographic, volcanic and meteorological infrasound signatures', *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* **104**, 55–66.  
 URL: <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2013.08.008>
- Rousselot, P., Lidman, C., Cuby, J.-G., Moreels, G. and Monnet, G. (2000), 'Night-sky spectral atlas of oh emission lines in the near-infrared', *Astronomy and Astrophysics* **354**, 1134–1150.
- Smith, A. K. (2004), 'Physics and chemistry of the mesopause region', *Journal of atmospheric and solar-terrestrial physics* **66**(10), 839–857.  
 URL: <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2004.01.032>
- Snively, J. (2013), 'Mesospheric hydroxyl airglow signatures of acoustic and gravity waves generated by transient tropospheric forcing', *Geophysical Research Letters* **40**(17), 4533–4537.  
 URL: <https://doi.org/10.1002/grl.50886>
- Waxler, R. and Assink, J. (2019), Propagation modeling through realistic atmosphere and benchmarking, in 'Infrasound Monitoring for Atmospheric Studies', Springer, pp. 509–549.  
 URL: [https://doi.org/10.1007/978-3-319-75140-5\\_15](https://doi.org/10.1007/978-3-319-75140-5_15)

# Conclusion générale & perspectives

## Synthèse

Cette thèse a consisté à analyser la propagation des ondes de gravité et l'activité infrasonique lors d'une inversion de température mésosphérique. Pour cela, plusieurs instruments ont été utilisés simultanément afin de collecter des informations à différentes altitudes. Les résultats de mon travail peuvent être décomposés en deux parties, la première concerne l'effet de l'ITM sur les ondes de gravité et la seconde sur l'activité infrasonique.

### **L'impact de l'inversion mésosphérique sur les ondes de gravité**

Cette partie s'est donc concentrée sur les ondes de gravité. J'ai pu identifier une de ces ondes à grande échelle à la fois en dessous et au dessus de l'ITM grâce aux données lidar et au rayonnement nightglow issue de la molécule OH, ce résultat montre donc que l'ITM peut transmettre une onde de gravité à grande échelle. Sa détection en dessous de l'ITM a été réalisée en calculant la transformée de Fourier moyenne des perturbations de température entre 32 et 42 km d'altitude. La détection au dessus a été établie à l'aide de kéogrammes où la transformée de Fourier moyenne a été calculée pour chacun d'entre eux. Les kéogrammes m'ont aussi permis de calculer les paramètres intrinsèques de cette onde en utilisant les données du modèle HWM07 pour la vitesse du vent local. Cette détection est confirmée par une analyse de Fourier en deux dimensions des données issue du produit de réanalyse ERA5. L'ITM entraîne de grandes modifications sur l'activité des ondes de gravité. En ce sens, nous avons calculé le profil 2D de la fréquence de Brunt-Väisälä et avons montré qu'il existait une zone instable avec une fréquence de Brunt-Väisälä négative, entraînant des instabilités convectives. Ces instabilités sont propices au déferlement des ondes de gravité et à la création de turbulence atmosphérique. Cette ITM est aussi retranscrite dans les données d'ERA5, cela montre que les modèles numériques peuvent reproduire ce type de phénomène. L'ITM a un effet aussi sur le profil de l'énergie potentielle des ondes de gravité où nous avons montré que celles-ci perdaient de l'énergie à différentes altitudes avant et après minuit. Cette perte d'énergie favorise le déferlement des ondes de gravité et donc la création de turbulence,

## 6.4 Article

comme nous l'avons montré en réalisant la transformée de Fourier moyenne entre 42 et 48 km avant et après minuit. Elle induit aussi une modification de la vitesse du vent où de forts gradients de vents ont été observés aussi bien au niveau de l'ITM qu'en dessous après sa disparition.

L'analyse de l'impact de l'ITM sur les ondes de gravité a aussi été réalisée à 87 km d'altitude en utilisant le rayonnement nightglow. En effet, l'analyse en ondelette du profil de la luminance OH au cours du temps a montré des périodes de 5 à 30 minutes après minuit, ce qui laisse penser que l'ITM piège et empêche les ondes de gravité de petite échelle de rejoindre la couche OH. Ce résultat est conforté par l'analyse du kéogramme Nord-Sud en divisant celui-ci en deux avant de réaliser la transformée de Fourier moyenne avant et après minuit. Le résultat montre une augmentation de l'énergie entre 5 et 20 minutes de période après minuit, ce qui est due à la libre propagation des ondes grâce à la disparition de l'ITM. La gamme de période de la turbulence (entre 0,5 et 4 minutes) possède plus d'énergie avant minuit à cause du piégeage des ondes et donc de la turbulence occasionnée. Une autre représentation de ce phénomène a été obtenue en utilisant la transformée de Fourier en trois dimensions sur les images OH. Les deux spectres obtenus (avant et après minuit) ont montré un comportement très différents, le spectre avant minuit présente de l'énergie dans les petites longueurs d'onde allant dans plusieurs directions, ce qui est sûrement due à de la turbulence. Le spectre après minuit montre quant à lui beaucoup d'énergie dans les grandes longueurs d'onde, ce qui est due à leur libre propagation grâce à la disparition de l'ITM.

### **Détection et analyse de la propagations des infrasons en présence d'une inversion mésosphérique**

Cette partie s'est axée d'une part sur la détection des infrasons générées par la houle océanique et d'autre part sur l'analyse de l'impact de l'ITM sur l'activité infrasonique. J'ai pu détecter le passage de microbaroms grâce à un code matlab s'appuyant sur l'analyse en ondelette tout en retrouvant leur direction de propagation, leurs vitesses de phase ainsi que leurs périodes. Cette méthode a aussi permis de détecter des vitesses de phase plus faibles qui peuvent être assimilées à de la turbulence occasionnée par l'ITM. L'histogramme des périodes détectées a montré une allure en forme de gaussienne et un pic sur 5 secondes de période, caractéristique des microbaroms.

Le rapport des DSP des profils de la luminance OH pour les deux parties de la nuit a montré de l'énergie dans la gamme des microbaroms (environ 5 secondes) et entre 10 et 100 secondes avant minuit, les infrasons peuvent donc être bloqués et réfléchis par l'ITM vers la couche OH. Nous avons montré que ce phénomène se produit aussi au sol en réalisant une analyse en ondelette entre 10 et 100 secondes de période du profil des fluctuations de pression mesurées par les microbaromètres. Cette gamme de fréquence semble donc voir son activité augmenter aussi en dessous de l'ITM. À l'inverse, l'analyse en ondelette entre 1 et 100 secondes de période des fluctuations de pression au sol

## 6.4 Article

a montré une augmentation de l'énergie à partir de minuit pour les microbaroms, ce qui laisse penser au piégeage des infrasons au niveau de l'ITM et est cohérent vis à vis des ratios de DSP au niveau de la couche OH.

## Perspectives

Ma thèse repose sur une nuit d'observation, il serait intéressant d'aller plus loin dans l'analyse des effets d'une ITM sur les phénomènes dynamiques en réalisant d'autres campagnes de mesures. Celles-ci pourront permettre d'obtenir des données empiriques (notamment la vitesse du vent, au lieu des données issues d'une réanalyse) afin d'être plus précis dans l'interprétation des résultats. L'analyse des résultats découlant de ces campagnes pourra être améliorée en utilisant par exemple la transformée de Matsuda qui donne la distribution de l'énergie des ondes de gravité en fonction des vitesses de phase horizontales et de la direction de propagation (Matsuda et al., 2014). Une mesure de l'intermittence des ondes de gravité peut aussi être bénéfique pour décrire l'effet d'une ITM sur ces ondes (Cao and Liu, 2016).

La haute atmosphère restera un objet d'étude de l'ONERA qui continuera à réaliser des campagnes de mesure en collaboration avec le LATMOS dans le cadre du projet ARISE 3 où de nouveaux instruments seront mis en place à l'OHP comme un radar qui détectera l'entrée des météores et servira aussi à mesurer la vitesse du vent dans le domaine d'altitude du nightglow. Une sonde ionosphérique sera aussi installée afin de détecter les perturbations occasionnées par les ondes de gravité au niveau des couches supérieures dans la ionosphère.

L'ONERA s'est récemment doté d'un imageur en température en utilisant le rayonnement issue de OH ainsi qu'une caméra pouvant filmer la raie rouge et verte de l'oxygène permettant des mesures à 96 et 250 km d'altitude concernant l'étude des ondes de gravité et d'une caméra SWIR plus sensible pour la détection des perturbations infrasoniques sur le rayonnement OH. Tous ces instruments permettront d'améliorer les résultats évoqués dans ce manuscrit et pourront aider dans notre compréhension de la propagation des phénomènes dynamiques dans la haute atmosphère.

# Annexe A

## Acronymes

ARISE	Atmospheric dynamics Research InfraStructure in Europe
CEPMMT	Centre Européen pour les Prévisions Météorologiques à Moyen Terme
CNRS	Centre National de la Recherche Scientifique
DGA	Direction Générale de l'armement
DSP	Densité Spectrale de Puissance
ENVISAT	ENVironment SATellite
FAI	Fédération Aéronautique Internationale
FRIPON	Fireball Recovery and InterPlanetary Observation Network
GOMOS	Global Ozone Monitoring by Occultation of Stars
GRAVES	Grand Réseau Adapté à la VEille Spatiale
GSWM	Global Scale Wave Model
HWM07	Horizontal Wind Model
IMCCE	Institut de Mécanique Céleste et de Calcul des Ephémérides
IMS	International Monitoring System
INSU	Institut National des Sciences de l'Univers
ITM	Inversion de température mésosphérique
LATMOS	Laboratoire Atmosphères, Milieux, Observations Spatiales
LIDAR	LIght Detection And Ranging
MICADO	Michelson Interferometer for Coordinated Auroral Doppler Observations
MLS	Microwave Limb Sounder
MLT	Mesosphere Lower Thermosphere
MSIS	Mass Spectrometer and Incoherent Scatter
MST	Mésosphère-Stratosphère-Troposphère

NASA	National Aeronautics and Space Administration
NDACC	Network for the Detection of Atmospheric Composition Change
NMC	National Meteorological Center
O3HP	Oak Observatory at OHP
OHP	Observatoire de Haute-Provence
ONERA	Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales
SABER	Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry
SWIR	Short-Wave-InfraRed
TF	Transformée de Fourier
TICEN	Traité d'Interdiction Complète des Essais Nucléaires
TIMED	Thermosphere, Ionosphere, Mesosphere Energetics, and Dynamics
UARS	Upper Atmosphere Research Satellite

# Annexe B

## Constantes physiques

Constante	Symbole	Valeur	Unité [SI]
Accélération de la pesanteur	$g$	9.806 652	$m \cdot s^{-2}$
Hauteur d'échelle	$H$	7 à 87 km d'altitude	km
Longueur d'onde	$\lambda$		m
Nombre d'onde	$k$	$1/\lambda$	$cm^{-1}$
Période	$T$		s
Fréquence	$\nu$	$1/T$	Hz
Vitesse de la lumière	$c$	2.997 924 58	$\cdot 10^8 m \cdot s^{-1}$
Constante de <i>Planck</i>	$h$	6.626 069 57	$\cdot 10^{-34} J \cdot s$
Rayleigh	1 R	$\frac{10^{10}hc}{4\pi\lambda}$	$W/m^2/sr$
Pascal	Pa		$N/m^2=kg/m/s^2$
Bar	1 bar		$10^5 Pa$
Joule	1 J		$kg \cdot m^2 \cdot s^{-2}$
Pression à $z_0$	$P_0$	1.013 25	$\cdot 10^5 Pa$

# Table des figures

1.1	Photographie de l'atmosphère prise depuis la station spatiale internationale ISS ©ASC. . . . .	15
1.2	Photographie de l'airglow dans le visible depuis l'ISS. En rouge apparaît l'oxygène atomique à 630 nm entre 190 et 280 km d'altitude ainsi que la raie verte, émise à 557.7 nm qui se situe autour de 96 km d'altitude. La lueur jaune correspond au sodium à 589 nm et émet autour de 90 km d'altitude ©NASA. . . . .	17
1.3	Représentation du courant- jet polaire et sub-tropical vis à vis de l'équateur. ©Wikipédia. . . . .	18
1.4	Structure de l'atmosphère terrestre en fonction de l'altitude. On y observe les différentes couches avec leurs gradients de température respectifs. ©1999 Oxford University Press . . . . .	19
1.5	Schéma des processus dynamiques dans l'atmosphère terrestre. Les ondes planétaires et de gravité contribuent au transport dans l'atmosphère moyenne, comme l'illustrent les flèches. ©D'après <a href="#">Blanc et al. (2018)</a> . . . . .	21
1.6	Motif nuageux formé par les ondes de gravité en aval de l'Île Amsterdam, une île volcanique de l'Océan Indien - ©Wikipédia . . . . .	22
1.7	Fumée d'un avion agricole montrant la turbulence de sillage (NASA Langley Research Center). - ©Wikimedia Commons . . . . .	27
1.8	(Gauche) Courbes de niveau de la climatologie des ondes de gravité (en $J.kg^{-1}$ ) d'après les observations lidar au-dessus de l'OHP. (Droite) Profils verticaux de l'énergie potentielle par unité de masse (en $J.kg^{-1}$ ) moyennés sur l'hiver (décembre-janvier-février, ligne bleue), le printemps (mars-avril-mai, ligne verte), l'été (juin-juillet-août, ligne rouge) et l'automne (septembre-octobre-novembre, ligne cyan). La courbe de croissance conservatrice est également superposée et évolue selon $e^{-zH}$ (ligne noire en pointillés) avec une hauteur d'échelle de densité constante $H = 7$ km. ( <a href="#">Mzé et al., 2014</a> ). . . . .	28
2.1	Radiomètres MLS, bandes spectrales et mesures primaires. D'après <a href="#">Barrat et al. (1993)</a> . . . . .	30

## TABLE DES FIGURES

2.2	Mesures et applications de l'instrument SABER. D'après <a href="#">Russell III et al. (1994)</a> . . . . .	31
2.3	Principe géométrique de SABER. D'après <a href="#">Russell III et al. (1994)</a> . . . . .	31
2.4	Le radar MST ALWIN basé sur l'île nord-norvégienne Andøya. ©Wikimapia	33
2.5	Lidar installé à l'observatoire atmosphérique du Maïdo (2200 m d'altitude) sur l'île de la Réunion. © <a href="https://lacy.univ-reunion.fr/observations/observatoire-du-maïdo-opar">https://lacy.univ-reunion.fr/observations/observatoire-du-maïdo-opar</a> . . . . .	34
2.6	Image du rayonnement issue de la molécule OH mesuré avec une caméra SWIR. . . . .	36
2.7	Caractéristiques physiques de l'atmosphère pouvant être observées par l'utilisation des raies sélectionnées. D'après <a href="#">Thuillier and Hersé (1991)</a> . . . . .	37
2.8	Le réseau d'observation du projet ARISE. ( <a href="#">Blanc et al., 2018</a> ). . . . .	39
2.9	Vue aérienne de l'OHP et de ses télescopes. © <a href="https://moodle.umontpellier.fr/mod/book/tool/print">https://moodle.umontpellier.fr/mod/book/tool/print</a>	
3.1	A gauche : Image d'une onde en cosinus. A droite : Spectre de Fourier 2D de l'image. . . . .	45
3.2	Spectre des images tests. . . . .	46
3.3	Distribution de l'énergie du spectre en fonction de la longueur d'onde. . . . .	47
3.4	Distribution de l'énergie du spectre en fonction du temps. . . . .	48
3.5	Ondelette définie par Jean Morlet. ©Wikipédia. . . . .	49
3.6	Ondelette de Daubechie. ©Wikipédia. . . . .	50
3.7	Ondelette nommée « Chapeau mexicain ». ©Wikipédia. . . . .	51
3.8	Signal brut avant traitement. . . . .	52
3.9	Signal corrigé après traitement. . . . .	52
3.10	Keogramme Nord-Sud de la nuit du 12 au 13 Décembre 2017. . . . .	53
3.11	Haut : Comparaison de la vitesse du vent meridional mesurée par MICADO avec les données issues d'HWM07 et de GSWM. Bas : Comparaison de la vitesse du vent zonal mesurée par MICADO avec les données issues d'HWM07 et de GSWM. . . . .	57
4.1	Exemple d'image traitée de la campagne d'observation montrant l'intensité du rayonnement nightglow émettant dans l'infrarouge. L'échelle de couleur est en $\text{ph/s/m}^2/\text{sr}$ . On peut voir une onde de gravité se propager en haut à gauche et la voie lactée en bas à droite. . . . .	59
4.2	Exemple de représentation polaire des ondes de gravité pour le mois d'août 2016 regroupant les trois paramètres : vitesses de phase observées, longueurs d'onde observées et direction de propagation. . . . .	60

TABLE DES FIGURES

4.3	Diagrammes montrant les fréquences d'apparitions en pourcentage des ondes de gravité avec les directions de propagations et leurs vitesses de phase observées. Chaque bande de couleur (vitesse de phase) correspond à une fréquence d'apparition en pourcentage. a) Juin, b) Juillet, c) Août, d) Septembre, e) Octobre, f) Novembre 2016 . . . . .	62
4.4	Fonctions de répartition des angles de propagation des ondes de gravité pour chaque mois. . . . .	63
4.5	Histogramme et densité de probabilité, estimée avec une fenêtre de 6, des vitesses de phase observées sur les six mois. . . . .	64
4.6	Histogramme et densité de probabilité estimée des longueurs d'onde observées sur les six mois. . . . .	65
4.7	Densité des données observées sur les six mois. . . . .	66
4.8	À gauche : Représentation polaire des ondes de gravité durant les six mois. À droite : Diagramme des fréquences d'apparition des ondes de gravité durant les six mois. . . . .	67
4.9	A gauche - Profil de la vitesse du vent méridional et zonal en fonction de l'altitude à 19h TU. A droite - Profil global du vent en fonction de l'altitude à 19h TU. . . . .	68
4.10	Schéma montrant la relation entre les longueurs d'onde. . . . .	69
4.11	Représentation du vecteur $\vec{V}$ (vitesse du vent) et le vecteur $\vec{K}$ (vecteur d'onde) avec l'angle $\alpha$ . . . . .	70
4.12	Température potentielle de l'air en fonction de l'altitude. . . . .	71
4.13	Fréquence de Brunt-Väisälä en fonction de l'altitude. . . . .	71
4.14	Ondes de gravité caractérisées à l'aide de la théorie linéaire pour le mois d'août. . . . .	72
4.15	Fréquences d'apparition en pourcentage des ondes de gravité pour les cinq mois. a) Juin, b) Juillet, c) Août, d) Septembre, e) Octobre 2016. . . . .	74
4.16	Fonctions de répartitions des angles de propagation pour chaque mois. . . . .	75
4.17	À gauche : Représentation polaire des ondes de gravité décrites par la théorie sur les six mois. À droite : fréquence d'apparition en pourcentage des ondes de gravité sur les six mois. . . . .	76
4.18	Superposition des paramètres observées et intrinsèques sur les six mois. . . . .	77
4.19	Fonction de répartition des angles de propagation des ondes de gravité linéaires sur les six mois et estimation par noyau de la densité de probabilité avec une fenêtre de 30. . . . .	78
4.20	Tableau regroupant un extrait des paramètres intrinsèques d'une journée du mois de juin 2016. N = fréquence de Brunt-Väisälä. . . . .	79
4.21	Histogramme des périodes intrinsèques des ondes de gravité sur les six mois. . . . .	80

*TABLE DES FIGURES*

4.22	Histogramme sur la fenêtre [0 40] minutes des périodes intrinsèques sur les six mois. . . . .	81
4.23	Histogramme des vitesses de phase intrinsèques sur les six mois. . . . .	82

# Liste des tableaux

3.1	Description des ondes générées dans les images tests. . . . .	46
-----	---	----

# Bibliographie

- Alexander, M. J. and Pfister, L. (1995). Gravity wave momentum flux in the lower stratosphere over convection. *Geophysical Research Letters*, 22(15) :2029–2032.
- Artru, J., Ducic, V., Kanamori, H., Lognonné, P., and Murakami, M. (2005). Ionospheric detection of gravity waves induced by tsunamis. *Geophysical Journal International*, 160(3) :840–848.
- Barath, F., Chavez, M., Cofield, R., Flower, D., Frerking, M., Gram, M., Harris, W., Holden, J., Jarnot, R., Kloezeman, W., et al. (1993). The upper atmosphere research satellite microwave limb sounder instrument. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 98(D6) :10751–10762.
- Bellisario, C. (2015). *Modélisation du rayonnement proche infrarouge émis par la haute atmosphère : étude théorique et observationnelle*. PhD thesis.
- Bellisario, C., Keckhut, P., Blanot, L., Hauchecorne, A., and Simoneau, P. (2014). O<sub>2</sub> and OH night airglow emission derived from GOMOS-ENVISAT instrument. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 31(6) :1301–1311.
- Bittner, M., Offermann, D., Graef, H.-H., Donner, M., and Hamilton, K. (2002). An 18-year time series of OH rotational temperatures and middle atmosphere decadal variations. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 64(8-11) :1147–1166.
- Blanc, E., Ceranna, L., Hauchecorne, A., Charlton-Perez, A., Marchetti, E., Evers, L. G., Kvaerna, T., Lastovicka, J., Eliasson, L., Crosby, N. B., et al. (2018). Toward an improved representation of middle atmospheric dynamics thanks to the ARISE project. *Surveys in Geophysics*, 39(2) :171–225.
- Blanc, E., Charlton-Perez, A., Keckhut, P., Evers, L., Heinrich, P., Le Pichon, A., and Hauchecorne, A. (2015). The ARISE project : dynamics of the atmosphere and climate.
- Broutman, D. and Grimshaw, R. (1988). The energetics of the interaction between short small-amplitude internal waves and inertial waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 196 :93–106.

## BIBLIOGRAPHIE

- Cao, B. and Liu, A. Z. (2016). Intermittency of gravity wave momentum flux in the mesopause region observed with an all-sky airglow imager. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 121(2) :650–663.
- Chamberlain, J. W. (1955). The ultraviolet airglow spectrum. *The Astrophysical Journal*, 121 :277.
- Chanin, M., Garnier, A., Hauchecorne, A., and Porteneuve, J. (1989). A doppler lidar for measuring winds in the middle atmosphere. *Geophysical research letters*, 16(11) :1273–1276.
- Chimonas, G. and Grant, J. (1984). Shear excitation of gravity waves. part ii : Upscale scattering from kelvin-helmholtz waves. *Journal of the atmospheric sciences*, 41(15) :2278–2288.
- Christie, D. and Campus, P. (2010). The ims infrasound network : design and establishment of infrasound stations. In *Infrasound monitoring for atmospheric studies*, pages 29–75. Springer.
- Clancy, R. T., Rusch, D. W., and Callan, M. T. (1994). Temperature minima in the average thermal structure of the middle mesosphere (70–80 km) from analysis of 40-to 92-km sme global temperature profiles. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 99(D9) :19001–19020.
- Cutler, L. J., Collins, R. L., Mizutani, K., and Itabe, T. (2001). Rayleigh lidar observations of mesospheric inversion layers at poker flat, alaska (65 n, 147 w). *Geophysical research letters*, 28(8) :1467–1470.
- Didebulidze, G., Lomidze, L., Gudadze, N., Pataraya, A., and Todua, M. (2011). Long-term changes in the nightly behaviour of the oxygen red 630.0 nm line nightglow intensity and trends in the thermospheric meridional wind velocity. *International journal of remote sensing*, 32(11) :3093–3114.
- Dörnbrack, A., Leutbecher, M., Kivi, R., and Kyrö, E. (1999). Mountain-wave-induced record low stratospheric temperatures above northern scandinavia. *Tellus A : Dynamic Meteorology and Oceanography*, 51(5) :951–963.
- Drob, D., Emmert, J., Crowley, G., Picone, J., Shepherd, G., Skinner, W., Hays, P., Niecejewski, R., Larsen, M., She, C., et al. (2008). An empirical model of the earth's horizontal wind fields : Hwm07. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 113(A12).
- Dufay, J. (1946). Recherches sur la lumière du ciel nocturne a l'observatoire de haute-provence. *L'Astronomie*, 60 :121–126.

## BIBLIOGRAPHIE

- Fauliot, V. (1993). *Contribution a l'etude de la dynamique de la haute atmosphere (regions e et f) par l'observation interferometrique des raies d'emission de l'oxygene atomique*. PhD thesis, Paris 7.
- Fechine, J., Wrasse, C., Takahashi, H., Mlynczak, M., and Russell, J. (2008). Lower-mesospheric inversion layers over brazilian equatorial region using timed/saber temperature profiles. *Advances in Space Research*, 41(9) :1447–1453.
- Fels, S. B. (1984). The radiative damping of short vertical scale waves in the mesosphere. *Journal of the atmospheric sciences*, 41(10) :1755–1764.
- Forbes, J. M. (1982). Atmospheric tides : 1. model description and results for the solar diurnal component. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 87(A7) :5222–5240.
- Forbes, J. M. (1984). Middle atmosphere tides. *Journal of atmospheric and terrestrial physics*, 46(11) :1049–1067.
- France, J., Harvey, V., Randall, C., Collins, R., Smith, A., Peck, E., and Fang, X. (2015). A climatology of planetary wave-driven mesospheric inversion layers in the extratropical winter. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 120(2) :399–413.
- Fritts, D. C. (1984). Shear excitation of atmospheric gravity waves. part ii : Nonlinear radiation from a free shear layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 41(4) :524–537.
- Fritts, D. C. and Alexander, M. J. (2003). Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere. *Reviews of geophysics*, 41(1).
- Fritts, D. C., Laughman, B., Wang, L., Lund, T. S., and Collins, R. L. (2018a). Gravity wave dynamics in a mesospheric inversion layer : 1. reflection, trapping, and instability dynamics. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 123(2) :626–648.
- Fritts, D. C., Wang, L., Laughman, B., Lund, T. S., and Collins, R. L. (2018b). Gravity wave dynamics in a mesospheric inversion layer : 2. instabilities, turbulence, fluxes, and mixing. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 123(2) :649–670.
- Fritts, D. C., Wang, L., Werne, J., Lund, T., and Wan, K. (2009). Gravity wave instability dynamics at high reynolds numbers. part ii : Turbulence evolution, structure, and anisotropy. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 66(5) :1149–1171.
- Gan, Q., Zhang, S. D., and Yi, F. (2012). Timed/saber observations of lower mesospheric inversion layers at low and middle latitudes. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 117(D7).

## BIBLIOGRAPHIE

- Hagan, M., Forbes, J., and Vial, F. (1995). On modeling migrating solar tides. *Geophysical Research Letters*, 22(8) :893–896.
- Hauchecorne, A. and Chanin, M.-L. (1980). Density and temperature profiles obtained by lidar between 35 and 70 km. *Geophysical Research Letters*, 7(8) :565–568.
- Hauchecorne, A., Chanin, M.-L., and Keckhut, P. (1991). Climatology and trends of the middle atmospheric temperature (33–87 km) as seen by rayleigh lidar over the south of france. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 96(D8) :15297–15309.
- Hauchecorne, A., Chanin, M. L., and Wilson, R. (1987). Mesospheric temperature inversion and gravity wave breaking. *Geophysical Research Letters*, 14(9) :933–936.
- Hauchecorne, A., Gonzalez, N., Souprayen, C., Manson, A., Meek, C., Singer, W., Fakhrutdinova, A., Hoppe, U.-P., Boska, J., Laštovička, J., et al. (1994). Gravity-wave activity and its relation with prevailing winds during dyana. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 56(13-14) :1765–1778.
- Hedin, A. (1983). A revised thermospheric model based on mass spectrometer and incoherent scatter data : Msis-83. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 88(A12) :10170–10188.
- Hedin, A. E. (1987). Msis-86 thermospheric model. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 92(A5) :4649–4662.
- Hedin, A. E. (1991). Extension of the msis thermosphere model into the middle and lower atmosphere. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 96(A2) :1159–1172.
- Hersbach, H., Bell, B., Berrisford, P., Hirahara, S., Horányi, A., Muñoz-Sabater, J., Nicolas, J., Peubey, C., Radu, R., Schepers, D., et al. (2020). The era5 global reanalysis. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 146(730) :1999–2049.
- Hertzog, A., Souprayen, C., and Hauchecorne, A. (2001). Measurements of gravity wave activity in the lower stratosphere by doppler lidar. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 106(D8) :7879–7890.
- Herzberg, G. (1932). Ein neuartiges," verbotenes" absorptions-bandensystem des o 2-moleküls. *NW*, 20(31) :577–577.
- Hines, C. O. (1960). Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights. *Canadian Journal of Physics*, 38(11) :1441–1481.

## BIBLIOGRAPHIE

- Irving, B. K., Collins, R. L., Lieberman, R. S., Thurairajah, B., and Mizutani, K. (2014). Mesospheric inversion layers at chatanika, alaska (65 n, 147 w) : Rayleigh lidar observations and analysis. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 119(19) :11–235.
- Jegou, J., Granier, C., Chanin, M., and Megie, G. (1985). General theory of the alkali metals present in the earth's upper atmosphere. ii : Seasonal and meridional variations. In *Annales geophysicae (1983)*, volume 3, pages 299–312.
- Keckhut, P. (2006). Rayleigh temperature lidar applications : Tools and methods. In *Journal de Physique IV (Proceedings)*, volume 139, pages 337–360. EDP sciences.
- Keckhut, P., Hauchecorne, A., and Chanin, M. (1993). A critical review of the database acquired for the long-term surveillance of the middle atmosphere by the french rayleigh lidars. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 10(6) :850–867.
- Le Pichon, A., Blanc, E., and Hauchecorne, A. (2018). *Infrasound Monitoring for Atmospheric Studies : Challenges and New Perspectives*. Springer.
- Leblanc, T. and Hauchecorne, A. (1997). Recent observations of mesospheric temperature inversions. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 102(D16) :19471–19482.
- Leblanc, T., Hauchecorne, A., Chanin, M.-L., Rodgers, C., Taylor, F., and Livesey, N. (1995). Mesospheric temperature inversions as seen by isams in december 1991. *Geophysical research letters*, 22(12) :1485–1488.
- Leutbecher, M. and Volkert, H. (2000). The propagation of mountain waves into the stratosphere : Quantitative evaluation of three-dimensional simulations. *Journal of the atmospheric sciences*, 57(18) :3090–3108.
- Li, Q., Yusupov, K., Akchurin, A., Yuan, W., Liu, X., and Xu, J. (2018). First oh airglow observation of mesospheric gravity waves over european russia region. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 123(3) :2168–2180.
- Li, Z., Liu, A. Z., Lu, X., Swenson, G. R., and Franke, S. J. (2011). Gravity wave characteristics from oh airglow imager over maui. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 116(D22).
- Lilly, D. and Kennedy, P. (1973). Observations of a stationary mountain wave and its associated momentum flux and energy dissipation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 30(6) :1135–1152.
- Lindzen, R. S. (1981). Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 86(C10) :9707–9714.

## BIBLIOGRAPHIE

- Lowe, R., Gilbert, K., and Turnbull, D. (1991). High latitude summer observations of the hydroxyl airglow. *Planetary and space science*, 39(9) :1263–1270.
- Marsh, A., Mitchell, N., and Thomas, L. (1991). Lidar studies of stratospheric gravity-wave spectra. *Planetary and space science*, 39(11) :1541–1548.
- Matsuda, T. S., Nakamura, T., Ejiri, M. K., Tsutsumi, M., and Shiokawa, K. (2014). New statistical analysis of the horizontal phase velocity distribution of gravity waves observed by airglow imaging. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 119(16) :9707–9718.
- McDowell, J. C. (2018). The edge of space : Revisiting the karman line. *Acta Astronautica*, 151 :668–677.
- McIntyre, M. E. (1989). On dynamics and transport near the polar mesopause in summer. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 94(D12) :14617–14628.
- McIntyre, M. E. (2001). Global effects of gravity waves in the middle atmosphere : A theoretical perspective. *Advances in Space Research*, 27(10) :1723–1736.
- McLandress, C., Alexander, M. J., and Wu, D. L. (2000). Microwave limb sounder observations of gravity waves in the stratosphere : A climatology and interpretation. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 105(D9) :11947–11967.
- Meinel, I. (1950). OH emission bands in the spectrum of the night sky. *The Astrophysical Journal*, 111 :555.
- Meriwether, J. W. and Gerrard, A. J. (2004). Mesosphere inversion layers and stratosphere temperature enhancements. *Reviews of Geophysics*, 42(3).
- Mertens, C. J., Mlynczak, M. G., López-Puertas, M., Wintersteiner, P. P., Picard, R., Winick, J. R., Gordley, L. L., and Russell III, J. M. (2001). Retrieval of mesospheric and lower thermospheric kinetic temperature from measurements of co<sub>2</sub> 15  $\mu$ m earth limb emission under non-lte conditions. *Geophysical Research Letters*, 28(7) :1391–1394.
- Mitchell, N., Thomas, L., and Marsh, A. (1991). Lidar observations of long-period gravity waves in the stratosphere. *AnGeo*, 9 :588–596.
- Morel, B., Bencherif, H., Keckhut, P., Baldy, S., and Hauchecorne, A. (2002). Evidence of tidal perturbations in the middle atmosphere over southern tropics as deduced from lidar data analyses. *Journal of atmospheric and solar-terrestrial physics*, 64(18) :1979–1988.

## BIBLIOGRAPHIE

- Mulligan, F. and Nallen, J. (1998). A search for evidence of tidal activity in oh (3, 1) airglow emissions recorded at maynooth (53.23°N, 6.35°W). *Advances in Space Research*, 21(6) : 831 – 834.
- Mzé, N., Hauchecorne, A., Keckhut, P., and Thétis, M. (2014). Vertical distribution of gravity wave potential energy from long-term rayleigh lidar data at a northern middle-latitude site. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 119(21) :12–069.
- Nakamura, T., Aono, T., Tsuda, T., Admiranto, A., and Achmad, E. (2003). Mesospheric gravity waves over a tropical convective region observed by oh airglow imaging in indonesia. *Geophysical research letters*, 30(17).
- Nappo, C. J. (2013). *An introduction to atmospheric gravity waves*. Academic press.
- Oberheide, J., Liu, H.-L., Gusev, O., and Offermann, D. (2006). Mesospheric surf zone and temperature inversion layers in early november 1994. *Journal of atmospheric and solar-terrestrial physics*, 68(15) :1752–1763.
- Offermann, D. and Gerndt, R. (1990). Upper mesosphere temperatures from oh\*-emissions. *AdSpR*, 10(12) :217–221.
- Pautet, P.-D., Taylor, M. J., Pendleton, W., Zhao, Y., Yuan, T., Esplin, R., and McLain, D. (2014). Advanced mesospheric temperature mapper for high-latitude airglow studies. *Applied optics*, 53(26) :5934–5943.
- Petitdidier, M. and Teitelbaum, H. (1977). Lower thermosphere emissions and tides. *Planetary and Space Science*, 25(8) :711–721.
- Picone, J., Hedin, A., Drob, D. P., and Aikin, A. (2002). Nrlmsise-00 empirical model of the atmosphere : Statistical comparisons and scientific issues. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 107(A12) :SIA–15.
- Pilger, C., Ceranna, L., Ross, J. O., Le Pichon, A., Mialle, P., and Garcés, M. A. (2015). CTBT infrasound network performance to detect the 2013 russian fireball event. *Geophysical Research Letters*, 42(7) :2523–2531.
- Pilger, C., Schmidt, C., and Bittner, M. (2013a). Statistical analysis of infrasound signatures in airglow observations : Indications for acoustic resonance. *Journal of atmospheric and solar-terrestrial physics*, 93 :70–79.
- Pilger, C., Schmidt, C., Streicher, F., Wüst, S., and Bittner, M. (2013b). Airglow observations of orographic, volcanic and meteorological infrasound signatures. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 104 :55–66.

## BIBLIOGRAPHIE

- Ramaswamy, V., Chanin, M.-L., Angell, J., Barnett, J., Gaffen, D., Gelman, M., Keckhut, P., Koshelkov, Y., Labitzke, K., Lin, J.-J., et al. (2001). Stratospheric temperature trends : Observations and model simulations. *Reviews of Geophysics*, 39(1) :71–122.
- Reber, C. A. (1990). The upper atmosphere research satellite. *Eos, Transactions American Geophysical Union*, 71(51) :1867–1878.
- Reisin, E. R. and Scheer, J. (1996). Characteristics of atmospheric waves in the tidal period range derived from zenith observations of o2 (0–1) atmospheric and oh (6-2) airglow at lower midlatitudes. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 101(D16) :21223–21232.
- Robbins, D., Waters, J., Zimmermann, P., Jarnot, R., Hardy, J., Pickett, H., Pollitt, S., Traub, W., Chance, K., Louisnard, N., et al. (1990). Ozone measurements from the balloon intercomparison campaign. *Journal of atmospheric chemistry*, 10(2) :181–218.
- Russell III, J. M., Mlynczak, M. G., and Gordley, L. L. (1994). Overview of the sounding of the atmosphere using broadband emission radiometry (saber) experiment for the thermosphere-ionsphere-mesosphere energetics and dynamics (timed) mission. In *Optical Spectroscopic Techniques and Instrumentation for Atmospheric and Space Research*, volume 2266, pages 406–415. International Society for Optics and Photonics.
- Russell III, J. M., Mlynczak, M. G., Gordley, L. L., Tansock Jr, J. J., and Esplin, R. W. (1999). Overview of the saber experiment and preliminary calibration results. In *Optical Spectroscopic Techniques and Instrumentation for Atmospheric and Space Research III*, volume 3756, pages 277–288. International Society for Optics and Photonics.
- Sassi, F., Garcia, R., Boville, B., and Liu, H. (2002). On temperature inversions and the mesospheric surf zone. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 107(D19) :ACL–8.
- Sato, K. (1992). Vertical wind disturbances in the afternoon of mid-summer revealed by the mu radar. *Geophysical research letters*, 19(19) :1943–1946.
- Schmidlin, F. (1976). Temperature inversions near 75 km. *Geophysical Research Letters*, 3(3) :173–176.
- Shiokawa, K., Ejiri, M., Ogawa, T., Yamada, Y., Fukunishi, H., Igarashi, K., and Nakamura, T. (2003). A localized structure in oh airglow images near the mesopause region. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 108(D2).
- Sutherland, B. (2000). Internal wave reflection in uniform shear. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 126(570) :3255–3286.

## BIBLIOGRAPHIE

- Swenson, G. R. and Mende, S. B. (1994). Oh emission and gravity waves (including a breaking wave) in all-sky imagery from bear lake, ut. *Geophysical research letters*, 21(20) :2239–2242.
- Takahashi, H. and Batista, P. (1981). Simultaneous measurements of oh (9, 4),(8, 3),(7, 2),(6, 2) and (5, 1) bands in the airglow. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 86(A7) :5632–5642.
- Tang, J., Liu, A. Z., and Swenson, G. R. (2002). High frequency gravity waves observed in oh airglow at starfire optical range, nm : Seasonal variations in momentum flux. *Geophysical research letters*, 29(20) :27–1.
- Taylor, M. J., Espy, P., Baker, D., Sica, R., Neal, P., and Pendleton Jr, W. (1991). Simultaneous intensity, temperature and imaging measurements of short period wave structure in the oh nightglow emission. *Planetary and space science*, 39(8) :1171–1188.
- Taylor, M. J., Swenson, G., and Taylor, V. (1995a). Height measurements of oi (557.7 nm) gravity wave structure over the hawaiian islands during aloha-93. *Geophysical research letters*, 22(20) :2881–2884.
- Taylor, M. J., Turnbull, D., and Lowe, R. (1995b). Spectrometric and imaging measurements of a spectacular gravity wave event observed during the aloha-93 campaign. *Geophysical Research Letters*, 22(20) :2849–2852.
- Terrell, G. R. and Scott, D. W. (1992). Variable kernel density estimation. *The Annals of Statistics*, pages 1236–1265.
- Thuillier, G. and Hersé, M. (1991). Thermally stable field compensated michelson interferometer for measurement of temperature and wind of the planetary atmospheres. *Applied optics*, 30(10) :1210–1220.
- VanZandt, T. E. and Fritts, D. C. (1989). A theory of enhanced saturation of the gravity wave spectrum due to increases in atmospheric stability. In *Middle Atmosphere*, pages 399–420. Springer.
- Vial, F. (1986). Numerical simulations of atmospheric tides for solstice conditions. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 91(A8) :8955–8969.
- Waters, J., Gustincic, J., Kakar, R., Roscoe, H., Swanson, P., Phillips, T., De Graauw, T., Kerr, A., and Mattauch, R. (1979). Aircraft search for millimeter-wavelength emission by stratospheric clo. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 84(C11) :7034–7040.
- Waters, J., Gustincic, J., Swanson, P., and Kerr, A. (1980). Measurements of upper atmospheric h<sub>2</sub>o emission at 183 ghz. In *Atmospheric Water Vapor*, pages 229–240. Elsevier.

## BIBLIOGRAPHIE

- Waters, J., Hardy, J., Jarnot, R., and Pickett, H. (1981). Chlorine monoxide radical, ozone, and hydrogen peroxide : Stratospheric measurements by microwave limb sounding. *Science*, 214(4516) :61–64.
- Waters, J., Hardy, J., Jarnot, R., Pickett, H., and Zimmermann, P. (1984). A balloon-borne microwave limb sounder for stratospheric measurements. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 32(5-6) :407–433.
- Waters, J., Stachnik, R., Hardy, J., and Jarnot, R. (1988). Clo and o3 stratospheric profiles : Balloon microwave measurements. *Geophysical research letters*, 15(8) :780–783.
- Waxler, R. and Assink, J. (2019). Propagation modeling through realistic atmosphere and benchmarking. In *Infrasound Monitoring for Atmospheric Studies*, pages 509–549. Springer.
- Whiteway, J. A. and Carswell, A. I. (1994). Rayleigh lidar observations of thermal structure and gravity wave activity in the high arctic during a stratospheric warming. *Journal of the atmospheric sciences*, 51(21) :3122–3136.
- Whiteway, J. A. and Carswell, A. I. (1995). Lidar observations of gravity wave activity in the upper stratosphere over toronto. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 100(D7) :14113–14124.
- Whiteway, J. A., Carswell, A. I., and Ward, W. E. (1995). Mesospheric temperature inversions with overlying nearly adiabatic lapse rate : An indication of a well-mixed turbulent layer. *Geophysical Research Letters*, 22(10) :1201–1204.
- Wilson, R., Chanin, M., and Hauchecorne, A. (1991). Gravity waves in the middle atmosphere observed by rayleigh lidar : 1. case studies. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 96(D3) :5153–5167.
- Woodman, R. F. and Guillen, A. (1974). Radar observations of winds and turbulence in the stratosphere and mesosphere. *Journal of the atmospheric Sciences*, 31(2) :493–505.
- Zhu, X. (1994). A new theory of the saturated gravity wave spectrum for the middle atmosphere. *Journal of the atmospheric sciences*, 51(24) :3615–3626.



## Observations multi-instrumentales pour l'étude de la dynamique atmosphérique dans la haute atmosphère

La haute atmosphère, et plus précisément la région appelée MLT (Mesosphere Lower Thermosphere) qui se situe entre 60 et 110 km d'altitude, est le siège de processus divers (chimiques, radiatifs, dynamiques) dont l'étude est cruciale pour la compréhension du couplage entre la mésosphère et la ionosphère et le développement des futurs modèles climatiques. Cette région se caractérise entre autres par l'émission nocturne du rayonnement provenant d'atomes et de molécules (rayonnement nightglow) et permettant, grâce à l'observation au niveau du sol ou à partir de plateformes satellitaires, d'obtenir des informations sur ces processus. Il apparaît donc un grand intérêt à l'étude du rayonnement nightglow : l'observation des phénomènes impactant le rayonnement dans la MLT avec pour finalité la compréhension des processus de couplage.

L'objet de la thèse consiste à étudier les divers phénomènes dynamiques impliqués dans la variabilité du rayonnement émis dans la MLT par l'espèce OH, qui est un des principaux contributeurs au rayonnement.

Une campagne de mesure a été réalisée en collaboration entre l'ONERA (Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales), le LATMOS (Laboratoire Atmosphères, Milieux, Observations Spatiales) et l'IMCCE (Institut de Mécanique Céleste et de Calcul des Ephémérides) à l'Observatoire de Haute-Provence durant la nuit du 12 au 13 décembre 2017 concordant avec le pic d'activité des Géminides (chute de météores). Une caméra SWIR (Short-Wave InfraRed) a imagé le rayonnement émis par la molécule OH à 87 km d'altitude. Un lidar Rayleigh a permis de mesurer le profil de température en fonction de l'altitude et du temps et un réseau de microbaromètres a mesuré les fluctuations de pressions au sol. Le travail réalisé est concentré sur la détection et la propagation des infrasons dans la basse thermosphère produit à la surface et la propagation des ondes de gravité à travers la mésosphère perturbée lors d'une inversion mésosphérique.

Le travail entrepris a permis de montrer l'impact important de l'inversion sur la propagation verticale des ondes de gravité et sur l'activité infrasonique.

**Mots-clés : INFRASON ; NIGHTGLOW ; ONDE GRAVITÉ**

## Multi-instrumental observations for the study of atmospheric dynamics in the upper atmosphere

The upper atmosphere, and more specifically the region called MLT (Mesosphere Lower Thermosphere) which is situated between 60 and 110 km in altitude, is the seat of dynamic processes whose study is crucial for the understanding of the coupling between the mesosphere and the ionosphere and the development of future climate models. Among these dynamic processes, gravity waves are generated in the troposphere and propagate vertically through the middle atmosphere until their phase velocity equals the wind speed or they reach critical amplitudes in relation to the stability of the atmosphere. When these waves break, they transmit their energy to the mean flow and impact the atmospheric circulation. This energy deposit can generate mesospheric temperature inversions and thus modify the propagation conditions of dynamic phenomena. Infrasons also propagate in the atmosphere and can be reflected on the different layers of the atmosphere. These allow a better understanding of the dynamics of the atmosphere and are useful in many applications.

The object of the thesis is to study these dynamic phenomena in the presence of a mesospheric temperature inversion. A measurement campaign was carried out in collaboration with LATMOS (Laboratoire Atmosphères, Milieux, Observations Spatiales) and IMCCE (Institut de Mécanique Céleste et de Calcul des Ephémérides) at the Haute-Provence observatory during the night of December 12 to 13, 2017 corresponding to the peak of activity of the Geminids (meteor shower). An SWIR (Short-Wave InfraRed) camera imaged the radiation emitted by the OH molecule at an altitude of 87 km. A Rayleigh lidar measured the temperature profile as a function of altitude and time and an array of microbarometers measured fluctuations in ground pressure. The work is focused on the detection and propagation of infrasound in the lower thermosphere produced at the surface and the propagation of gravity waves through the disturbed mesosphere during a mesospheric inversion. The work undertaken has shown the important impact of the inversion on the vertical propagation of gravity waves and on the infrasound activity.

**Keywords : GRAVITY WAVE ; INFRASOUND ; NIGHTGLOW ; OH ; TEMPERATURE INVERSION**

