



HAL
open science

MobRa: Un Radiomètre Micro-Onde Mobile pour l'Etude de la Vapeur d'Eau dans l'Atmosphère Moyenne.

Erwan Motte

► **To cite this version:**

Erwan Motte. MobRa: Un Radiomètre Micro-Onde Mobile pour l'Etude de la Vapeur d'Eau dans l'Atmosphère Moyenne.. Océan, Atmosphère. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2008. Français. NNT: . tel-00305467

HAL Id: tel-00305467

<https://theses.hal.science/tel-00305467>

Submitted on 24 Jul 2008

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.



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par *l'Université Toulouse III - Paul Sabatier*
Discipline ou spécialité : *Physique de l'atmosphère*

Présentée et soutenue par *Erwan MOTTE*
Le 3 Avril 2008

Titre : *MobRa: Un Radiomètre Micro-Onde Mobile
pour l'Etude de la Vapeur d'Eau dans l'Atmosphère Moyenne.*

JURY

Sylvain COQUILLAT, Professeur, Université Toulouse III
Philippe RICAUD, Chargé de Recherche CNRS, Laboratoire d'Aérodynamique, Toulouse
Niklaus KÄMPFER, Professeur, Université de Berne, Suisse
Philippe KECKHUT, Physicien CNAP, Service d'Aéronomie, Verrières-le-Buisson
Jean-Marie FLAUD, Directeur de recherche, LISA, Paris

Ecole doctorale : *Sciences De l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace*
Unité de recherche : *Laboratoire d'Aérodynamique, Toulouse*
Directeur(s) de Thèse : *Philippe RICAUD*
Rapporteurs : *Niklaus KÄMPFER, Philippe KECKHUT*



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par *l'Université Toulouse III - Paul Sabatier*
Discipline ou spécialité : *Physique de l'atmosphère*

Présentée et soutenue par *Erwan MOTTE*
Le 3 Avril 2008

Titre : *MobRa: Un Radiomètre Micro-Onde Mobile
pour l'Etude de la Vapeur d'Eau dans l'Atmosphère Moyenne.*

JURY

Sylvain COQUILLAT, Professeur, Université Toulouse III
Philippe RICAUD, Chargé de Recherche CNRS, Laboratoire d'Aérodynamique, Toulouse
Niklaus KÄMPFER, Professeur, Université de Berne, Suisse
Philippe KECKHUT, Physicien CNAP, Service d'Aéronomie, Verrières-le-Buisson
Jean-Marie FLAUD, Directeur de recherche, LISA, Paris

Ecole doctorale : *Sciences De l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace*
Unité de recherche : *Laboratoire d'Aérodynamique, Toulouse*
Directeur(s) de Thèse : *Philippe RICAUD*
Rapporteurs : *Niklaus KÄMPFER, Philippe KECKHUT*

Mercis !!

Tout d'abord, un grand merci à mon directeur de thèse, Philippe Ricaud pour m'avoir proposé ce travail, m'avoir suivi pendant ces années, m'avoir donné les moyens de rencontrer du monde, de voyager, d'apprendre beaucoup et de mener cette thèse au bout. L'aventure de MobRa et de ses petits frères et soeurs ne fait que commencer, j'espère qu'elle durera longtemps.

Merci à Robert Delmas et à Franck Roux, les directeurs successifs du Laboratoire d'Aérologie pendant ma thèse. Ils m'ont accueilli et permis de réaliser cette étude dans les meilleures conditions possibles. Merci aussi à toute l'équipe du labo, pour leur disponibilité et leur gentillesse.

Merci à la section campagnarde du laboratoire et spécialement à Henry Sauvageot et l'équipe du Centre de Recherches Atmosphériques de Lannemezan, un lieu crucial pour nos premiers tests. Merci également à la section montagnarde de l'Observatoire Midi-Pyrénées, notamment Jean-Marc Abbadie, directeur technique du Pic du Midi, pour nous avoir accueillis dans ce site magique ou nous avons eu nos premiers résultats, et des levers de soleil incomparables (mais si, j'ai vu le rayon vert!).

Merci aux insulaires tropicaux du Laboratoire de l'Atmosphère et des Cyclones (LACy), et de l'Observatoire de Physique Atmosphérique de la Réunion (OPAR), tous deux dirigés par Robert Delmas. Je pense à Yann, Hélène, Franck pour leur accueil et pour leur aide précieuse qui m'a permis d'écrire le chapitre *sous le soleil exactement* des aventures de MobRa. Merci aux étudiants de Master 2007-2008, pour les batailles de cotillons (je me vengerai), les jumps dans les cascades. Pünk! à Tom et Delph, bisounours à Fra Val, Sis Chantal et Giju pour le toit, les promenades le rhum et le zamal, le chocolat et les flonflons. Enfin, pour clore les remerciements réunionesques, des grosses bises à Gaëlle et Dodo, merci pour la guitare et les chansons, les macatias et les letchis, et pour nous avoir guidé sur votre île comme ça.

Merci à Niklaus Kämpfer ainsi qu'à toute l'équipe du département micro-ondes de l'Institut de Physique Appliquée pour l'accueil à l'Université de Berne en juillet 2006. Remerciement spécial à Alexander Xeutsch Häfele pour tout, la mission STABRIC, le Balderjöch, les baignades dans l'Aare, le Funky Horn et la Sabine. Hip on a top!

Un second merci à Nik, ainsi qu'à Philippe Keckhut et Sylvain Coquillat pour avoir eu la patience de lire mon manuscrit et de m'avoir livré des remarques constructives. Merci aussi à Jean-Marie Flaud pour avoir accepté de prendre part à mon jury de thèse.

Un gros gros MERCI à Fabrice, qui m'a accueilli dans son antre, nourri aux légumes bio de son jardin, emmené aux champignons et partagé beaucoup d'autres fruits de son énorme générosité. C'est, de plus, le meilleur électrosociogéographe de l'environnement syndical que je

connaisse.

Pour la mécanique, une dédicace spéciale à Mathieu, le roi du sous-dimensionnement, et à Bruno le démineur de charbon de ch'nord, et à leur chef, Driss Kouach. Merci à Marcel et Michel de l'atelier pour leur travail de précision.

Un énorme merci à Benjamin, qui est bien plus que juste un successeur sur le projet MobRa. Un ami, avec qui ont peu partager le travail, les délires, les craintes. Méfies-toi juste des ataris, petit flamby.

Merci aussi à Flora, Seb, Olivier, les nouveaux jeunes aux petits soins pour MobRa.

Merci à ma fidèle bicyclette, qui m'a conduit chaque jour à l'observatoire, et ailleurs, sans jamais crever, qu'il pleuve, qu'il vente, qu'il neige. Cela représente près de 10 000 km en 3 ans et demi. Et beaucoup d'essence économisée. Faites du vélo!!

Un gros merci à la bande, Clotilde, Romain, Aline, Bastien, Marc, Marine, Alexis, Philippe et tous les autres amateurs de barbecues, de pétanque, de bonnes bières fraîches, de rivières et de plages.

Merci à Eric, pour m'avoir fait découvrir les pyrénées dans la neige et me rapeller le bonheur nécessaire de partager. Et je retiens la leçon, pas de vodka sans paille.

Une grosse bise à Anne, Pasquoual, Martin ainsi qu'à tous les autres partenaires coincheurs, montagnards, vidéastes, cyclistes, pirletteurs, joueurs de bop-it, cueilleurs de champignons, musiciens qui rendent la vie hors du labo presque aussi bonne qu'en dedans.

Merci à Fiona, la coloc idéale, qui à été aux petits oignons avec moi pendant la rédaction du manuscrit. Sans elle je serais probablement mort de faim et de solitude plusieurs fois.

Merci aux amis fidèles, qui ont toujours gardé le contact malgré la distance, qui ont toujours été accueillants quand j'étais de retour dans ch'nord. Merci à Jidé et Q, qui ont apporté la lumière de leur expérience de la vie dans tous les moments.

Merci à mes parents, Ignace et Marie-Laure qui m'ont tenu au courant de la météo nordiste, en continuant à me faire croire qu'il faisait gris la haut pour que je me sente bien dans le sud-ouest. Merci pour la confiance et la liberté que vous m'avez toujours accordé. Merci à ma grande soeur, Yaya, et au frérot, Lydé. Je suis super fier d'avoir une famille comme vous.

Enfin, merci à Laurie qui a fleuri ma vie pendant ces quatre années.

Résumé étendu

La vapeur d'eau est un élément clé dans l'atmosphère moyenne. Elle est impliquée dans le bilan radiatif de la terre (c'est le principal gaz à effet de serre absorbant dans l'infrarouge) et elle joue un rôle capital dans plusieurs réactions chimiques (destruction de l'ozone, formation de nuages strato- et mésosphériques). Grâce à sa durée de vie relativement longue (un mois), elle peut aussi être utilisée comme traceur de la dynamique de l'atmosphère moyenne.

De plus, la tendance de la concentration en vapeur d'eau actuellement mesurée dans l'atmosphère moyenne n'est pas complètement expliquée, ni par la photo-dissociation du méthane, ni par l'injection directe depuis la troposphère.

Tous ces éléments font que la vapeur d'eau dans l'atmosphère moyenne est devenue un sujet d'étude important depuis la fin des années 90.

Quelques instruments satellitaires mesurent ou vont mesurer dans le court et moyen terme la vapeur d'eau. Ces satellites ont et auront besoin d'instruments sol pour valider leurs mesures.

Le NDACC (Network for the Detection of Atmospheric Composition Change) ayant pour but la mesure sur le long terme de l'évolution des constituants chimiques liés à la couche d'ozone a mis la vapeur d'eau dans la liste des espèces chimiques à surveiller. Le réseau dispose de quelques instruments au sol majoritairement situés aux latitudes moyennes de l'hémisphère nord.

Le radiomètre micro-onde mobile (MobRa) du Laboratoire d'Aérodynamique de Toulouse, rendu opérationnel pendant cette thèse, permet de mesurer des profils verticaux de vapeur d'eau entre 25 et 60 km d'altitude, avec une résolution verticale variant de 10 à 20 km.

A travers le phénomène du transfert radiatif, il est expliqué comment le rayonnement émis par les molécules de vapeur d'eau stratosphérique et mesuré au sol contient une information sur la distribution verticale de cette espèce chimique.

L'instrument est présenté en détail, en insistant sur les points qui ont donné lieu à des modifications et améliorations, à savoir les méthodes de mesure et de calibration, le contrôle et l'acquisition, la réduction des données ainsi que différents paramètres instrumentaux.

La méthode de restitution des profils verticaux basée sur l'estimation optimale est présentée, avec une analyse détaillée du contenu en information et des erreurs.

La validation de l'instrument est effectuée en comparant les mesures réalisées par MobRa à Toulouse et à Saint-Denis de la Réunion avec les données satellites du capteur MLS sur le satellite Aura.

Table des matières

Introduction générale	15
1 Mesure de l'émission de la vapeur d'eau strato-mésosphérique depuis le sol	29
1.1 Emission micro-onde de l'atmosphère	29
1.1.1 L'équation du transfert radiatif dans le domaine micro-onde	29
1.1.2 Température de radiation et température de brillance	30
1.1.3 Cas d'un milieu isotherme	32
1.1.4 Application à la mesure depuis le sol	33
1.2 Mesure par radiométrie micro-onde passive	35
1.2.1 Vue Générale	35
1.2.2 Couplage du signal	35
1.2.3 Réception hétérodyne	39
1.2.4 Analyse spectrale	42
1.2.5 Bruit et Stabilité	44
1.2.6 Méthodes de mesure	45
1.3 En résumé	46
2 Le Radiomètre Mobile (MobRa)	47
2.1 Description de MobRa	47
2.1.1 Introduction	47
2.1.2 Systèmes de pointage et de calibration	49
2.1.3 Réception hyperfréquence	52
2.1.4 Spectromètre	55
2.1.5 Acquisition et contrôle	55
2.2 Méthodes et Cycle de mesure	57
2.2.1 Permutation de ligne de visée [$S - R$]	57
2.2.2 Procédure d'observation	57
2.2.3 Procédures ponctuelles de calibration instrumentale	59
2.2.4 Acquisition et archivage des données	61
2.3 Minimisation des ondes stationnaires	63
2.3.1 Introduction	63
2.3.2 Protocole expérimental	64
2.3.3 Mesures	65
2.3.4 Conclusions	68
2.4 Bilan et conclusions	69

3	Calibration et traitement des spectres $[S - R]$	71
3.1	Calibration et Filtrage	71
3.1.1	Calibration des spectres $[S - R]$ et intégration	71
3.1.2	Filtrage des spectres	73
3.2	Détermination des propriétés de la troposphère	75
3.2.1	Contribution de la troposphère	75
3.2.2	Détermination du facteur de masse d'air A	75
3.2.3	Température moyenne de la troposphère \bar{T}_{trop}	77
3.2.4	Opacité zénithale $\tau_{trop}^{[z]}$ de la troposphère	80
3.2.5	Validation des méthodes de détermination de $\tau_{trop}^{[z]}$ et utilisation du ciel comme charge froide	84
3.3	Correction et intégration des spectres $[S - R]$	88
3.3.1	Correction du spectre $[S - R]$ en spectre zénithal $T_{b,ma}^{[z]}$	88
3.3.2	Intégration des spectres zénithaux	91
3.4	Conclusions	92
4	Analyse des données	93
4.1	Le code de transfert radiatif	93
4.1.1	Modélisation de l'émission atmosphérique	93
4.1.2	Calcul du coefficient d'absorption α_ν	94
4.1.3	Modélisation des paramètres instrumentaux	97
4.1.4	Ligne de base	98
4.1.5	Paramètres du modèle	99
4.1.6	Modélisation du spectre zénithal $T_{b,ma}^{[z]}$	101
4.2	Le code d'inversion	102
4.2.1	Généralités et formalisme	102
4.2.2	La Méthode de l'Estimation Optimale (OEM)	104
4.2.3	Caractérisation de l'inversion OEM	105
4.2.4	Le schéma itératif de MOLIERE	108
4.2.5	Paramètres du problème inverse	109
4.3	Conclusions	110
5	Restitution et validation des profils verticaux de vapeur d'eau à partir des observations de MobRa	111
5.1	Les observations de H ₂ O par l'instrument MobRa	111
5.1.1	Mode de fonctionnement de MobRa	111
5.1.2	Les données obtenues en 2007	112
5.2	Paramètres de la restitution	114
5.2.1	Paramètres du modèle de transfert radiatif	114
5.2.2	Paramètres du problème inverse	115
5.3	Restitution des profils verticaux	118
5.3.1	Toulouse	118
5.3.2	Saint-Denis de la Réunion	126
5.4	Validation des mesures	130
5.4.1	L'instrument MLS	130
5.4.2	Méthodologie	134
5.4.3	Résultats préliminaires des validations	135
5.5	Conclusions	137

Conclusions et perspectives	139
Bibliographie	143
Annexes	149
Annexe A - Spécifications Radiomètre Dodo	151
Annexe B - Article Instrument MobRa	157

Table des figures

1	Structure verticale de l'atmosphère.	16
2	Illustration des phénomènes dynamiques dans l'atmosphère moyenne.	18
3	Mécanismes de déshydratation et de transport dans la tropopause tropicale.	22
4	Illustration du <i>Tape recorder effect</i> (Mote et al., 1996).	23
5	Tendances de vapeur d'eau stratosphérique sur la période 1992-2006	23
6	Le réseau NDACC. (tiré de NDACC (2007))	25
7	Instruments permettant de mesurer la vapeur d'eau dans l'atmosphère	26
1.1	Différence entre la température de brillance T_b et la température de radiation T_r à 22,235 GHz.	31
1.2	Illustration de la géométrie dans un milieu isotherme.	32
1.3	Vue générale d'un récepteur hétérodyne.	35
1.4	Illustration du concept de diagramme de rayonnement d'un cornet.	36
1.5	Notations pour un faisceau Gaussien divergeant. (D'après Siegman, 1986)	37
1.6	Effets de la troncature d'un faisceau Gaussien.	39
1.7	Illustration du principe de la transposition en fréquence.	40
1.8	Diagramme de fonctionnement d'un Spectromètre Acousto-Optique.	43
1.9	Illustration de la variance d'Allan.	44
2.1	Diagramme fonctionnel de MobRa.	49
2.2	Le système de pointage et de calibration de MobRa.	50
2.3	Projection CAO du système de déphaseur.	51
2.4	Diagrammes de rayonnement du cornet de MobRa	52
2.5	Diagramme du premier étage d'amplification de MobRa.	53
2.6	Diagramme du deuxième étage d'amplification de MobRa.	53
2.7	Mesure de la température de bruit du récepteur T_{rec}	55
2.8	Interface d'acquisition et de contrôle sous Labview.	56
2.9	Procédure de mesure de routine de MobRa.	58
2.10	Procédure de mesure des paramètres de calibration T_{hot} et T_{cold}	58
2.11	Procédure de mesure équilibrée $[S - R]$	59
2.12	Calibration en élévation.	60
2.13	Illustration de la procédure de calibration en fréquence	61
2.14	Schéma du montage expérimental de test du déphaseur.	64
2.15	Anomalie du spectre en fonction de la position du déphaseur - toutes les cibles.	66
2.16	Anomalie du spectre en fonction de la position du déphaseur - charge froide.	67
2.17	Analyse par FFT de la période des ondes stationnaires sur les spectres.	68
2.18	Analyse par FFT de la distance d'annulation optimale.	69
3.1	Illustration de la calibration en température de brillance.	72

3.2	Exemple de filtrage des données de niveau 1.	74
3.3	Comparaison des différentes méthodes de calcul du facteur de masse d'air.	78
3.4	Comparaison entre les méthodes de calcul de ΔT	80
3.5	Erreur sur la transmission $e^{-A\tau}$ lorsque $A\tau \ll 1$	81
3.6	Illustration de la méthode itérative d'estimation de l'opacité.	83
3.7	Comparaison entre $\tau_{trop, LN2}^{[z]}$ et $\tau_{trop, sky}^{[z]}$	84
3.8	Corrélation entre $\tau_{trop, LN2}^{[z]}$ et $\tau_{trop, sky}^{[z]}$	85
3.9	Comparaison entre $T_{rec, LN2}$ et $T_{rec}^{[cs]}$ pour la période du 2 au 5 août 2007.	86
3.10	Diagrammes de corrélation entre $T_{rec, LN2}$ et $T_{rec, Sky}$	87
3.11	Illustration de la méthode de mesure par permutation de visée.	88
3.12	Réduction du bruit sur la mesure en fonction du temps d'intégration.	91
3.13	Spectre calibré et corrigé $T_{b, corr}$ intégré pendant une journée de mesure	92
4.1	Demi-largeur à mi-hauteur de la raie de vapeur d'eau à 22,235 GHz en fonction de l'altitude.	97
4.2	Modélisation de l'émission de l'atmosphère à 22,232 GHz.	102
4.3	Fonctions de poids de MobRa.	103
4.4	Fonctions de balayage de MobRa.	106
4.5	Coefficients de corrélation du profil de vapeur d'eau avec les paramètres de la ligne de base, dans l'ordre d'importance.	108
4.6	Illustration du processus itératif implémenté dans MOLIERE.	109
5.1	Disponibilité des données pour l'été 2007 à Toulouse.	113
5.2	Disponibilité des données pour les mesures en 2007 à St-Denis de la Réunion.	114
5.3	Spectre mesuré par MobRa à Toulouse le 12 juillet 2007.	118
5.4	Spectres mesurés à Toulouse entre le 12 et le 26 juillet 2007.	119
5.5	Spectres mesurés à Toulouse entre le 27 juillet et le 4 août 2007.	120
5.6	Spectre moyenné à Toulouse pour la période 12 juillet - 4 août 2007.	121
5.7	Profil vertical, fonctions de balayage et corrélation entre les erreurs pour le 12 juillet 2007 à Toulouse.	122
5.8	Profils verticaux restitués pour le site de Toulouse entre le 12 et le 27 juillet 2007.	123
5.9	Profils restitués pour le site de Toulouse entre le 28 juillet et le 4 août 2007.	124
5.10	Caractéristiques des mesures à Toulouse.	125
5.11	Spectre mesuré à Saint-Denis le 26 Octobre 2007	126
5.12	Spectres mesurés à Saint-Denis entre le 30 octobre et le 7 novembre 2007.	127
5.13	Spectres mesurés à Saint-Denis entre le 8 et le 15 novembre 2007.	128
5.14	Spectre moyenné à Saint-Denis pour la période 30 octobre - 15 novembre 2007.	129
5.15	Profil vertical, fonctions de balayage et corrélation entre les erreurs pour le 30 octobre 2007 à Saint-Denis.	130
5.16	Profils restitués à Saint-Denis entre le 30 octobre et le 8 novembre 2007.	131
5.17	Profils restitués pour le site de Saint-Denis entre le 9 et le 15 novembre 2007.	132
5.18	Caractéristiques des mesures à Saint-Denis.	133
5.19	Comparaison MobRa et MLS - 12 juillet 2007 à Toulouse.	136
5.20	Comparaison MobRa et MLS - Profils moyens Toulouse.	136
5.21	Comparaison MobRa et MLS - Profils moyens Saint-Denis.	137

Liste des tableaux

2.1	Récapitulatif des changements apportés à MobRa.	48
2.2	Composants de la chaîne de réception de MobRa.	54
2.3	Caractéristiques du Spectromètre Acousto-Optique de MobRa.	56
3.1	Décomposition de l'émission atmosphérique à 22,235 GHz.	76
3.2	Récapitulatif des notations utilisées dans cette section.	89
4.1	Notations utilisées dans le transfert radiatif.	94
4.2	Paramètres spectroscopiques de la transition rotationnelle de la vapeur d'eau à 22,235 GHz. * Les fonctions de partition sont calculées pour les températures de 300, 225 et 150 K dans le catalogue JPL et sont interpolées par un polynôme du second degré dans MOLIERE.	100
4.3	Sources des profils verticaux <i>a priori</i> de vapeur d'eau, pression et température.	100
4.4	Paramètres instrumentaux de MobRa utilisés dans MOLIERE.	101
5.1	Paramètres des sites de mesure de MobRa.	112
5.2	Paramètres instrumentaux de MobRa utilisés dans MOLIERE.	115
5.3	Paramètres du problème inverse utilisés dans MOLIERE.	115
5.4	Paramètres des matrices de covariance \mathbf{S}_a et \mathbf{S}_y utilisés dans MOLIERE.	116
5.5	Paramètres de la ligne de base utilisés dans MOLIERE.	117
5.6	Caractéristiques des données Aura/MLS H ₂ O version 2.2.	134
5.7	Critères de selection des données Aura/MLS H ₂ O version 2.2 pour un site donné.	134

Introduction

La fin du XX^{ème} et le début du XXI^{ème} siècle ont vu la naissance et le renforcement d'un consensus scientifique faisant état d'un impact direct des activités humaines sur le climat terrestre. Malgré les remises en questions constantes de ce consensus, remises en questions légitimes et nécessaires, les gouvernements commencent à prendre au sérieux la question du réchauffement climatique, en s'appuyant sur les travaux de synthèse (IPCC, 2007) réalisés par le Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat (GIEC, en anglais *Intergovernmental Panel on Climate Change, IPCC*), récompensé par le prix Nobel de la paix en 2007. En effet, la question est cruciale puisque les variations à l'échelle du siècle de certains paramètres géophysiques (par exemple l'augmentation de la température de surface et du niveau de la mer) ont potentiellement des impacts dramatiques sur la géographie, l'économie, la santé et l'équilibre politique des populations.

Cette prise de conscience est le fruit de l'étude détaillée de la machine climatique terrestre, dont une des principales composantes est l'atmosphère. On sait depuis plusieurs décennies que certaines molécules présentes en quantités très limitées, *les constituants mineurs*, jouent des rôles clés dans le système climatique terrestre. Ainsi l'infime couche d'ozone (O_3) filtre le rayonnement ultraviolet, et les gaz dits à *effet de serre*, tels que le dioxyde de carbone (CO_2) et le méthane (CH_4) ou encore la vapeur d'eau (H_2O) ont un rôle capital dans la régulation de la température de surface car ils émettent dans le domaine infra-rouge. Les phénomènes chimiques et dynamiques qui gouvernent l'évolution de ces gaz sont étudiés de manière précise par la communauté scientifique dans le but de comprendre et d'anticiper les changements climatiques.

Plusieurs questions actuelles liées aux effets des émissions anthropiques sur la destruction de la couche d'ozone ou encore aux tendances mal expliquées de la vapeur d'eau dans l'atmosphère moyenne ont conduit au développement de moyens de surveillance des constituants mineurs. En effet, les mesures sont et seront toujours cruciales pour faire état de ce changement, valider et affiner les modèles de prévision climatique. La diversité des méthodes d'observation (in-situ, télédétection depuis le sol ou depuis l'espace, dans plusieurs gammes de fréquence), permet d'intervaliser les instruments et de réduire les incertitudes relatives des différentes mesures.

Le travail présenté dans cette thèse fait partie de cet effort collectif de compréhension et de surveillance de l'évolution globale de l'atmosphère terrestre, à travers la mise en œuvre d'un instrument permettant de suivre sur le long terme les variations d'une espèce chimique ayant un rôle majeur dans la chimie de l'ozone ainsi que dans le bilan radiatif de la Terre : la vapeur d'eau. Cette étude est principalement focalisée sur l'amélioration d'un radiomètre micro-onde mobile, (Mobile Radiometer, MobRa), permettant de restituer des profils verticaux de vapeur d'eau entre 25 et 65 km d'altitude, et sur l'analyse des premières mesures réalisées sur les sites de Toulouse et de l'île de la Réunion, dans l'Océan Indien. Le site de l'île de la Réunion a la particularité d'être localisé sous les latitudes tropicales, zone clé du transport à grande échelle des constituants atmosphériques. Il bénéficiera bientôt de la présence permanente d'un instrument similaire à MobRa, le radiomètre Dodo, dont la conception a été initiée dans le cadre

de cette thèse à partir de l'expérience acquise.

Généralités sur l'atmosphère

Structure verticale de l'atmosphère

L'atmosphère terrestre est généralement découpée selon la verticale en plusieurs couches dont les frontières sont déterminées par les changements du gradient de température. La Figure 1 présente un profil vertical de température pour les latitudes moyennes, depuis le sol jusqu'à une altitude d'environ 100 km, et met en évidence ces différentes couches atmosphériques :

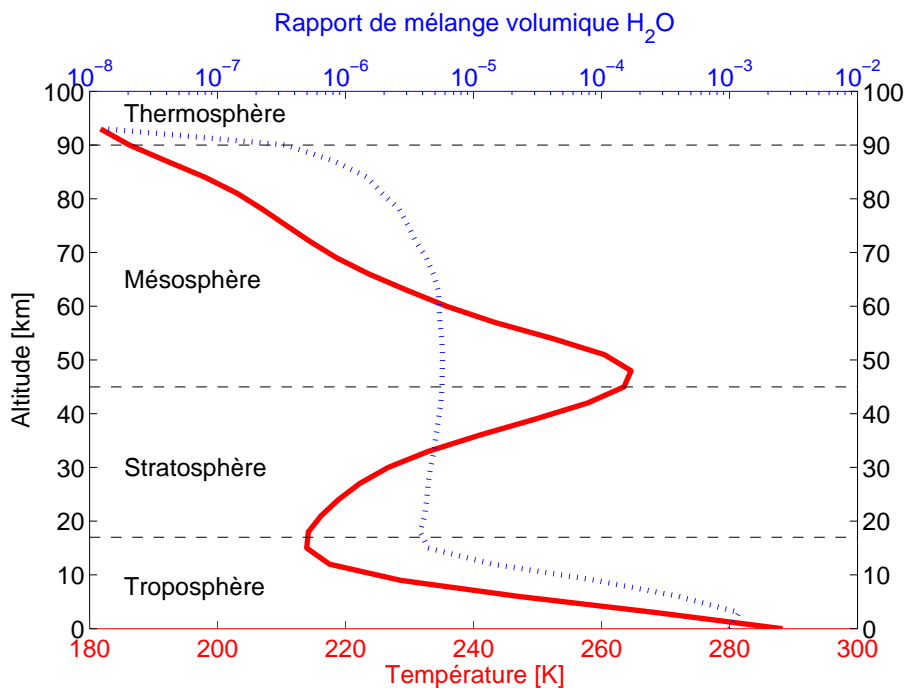


FIG. 1 – Structure verticale de l'atmosphère. Profils verticaux de température (trait rouge plein) et de vapeur d'eau (trait bleu pointillé) moyennés sur une année à partir de la climatologie hybride Odin. Note: l'échelle de rapport de mélange de (H_2O) est logarithmique.

La troposphère : Cette couche d'atmosphère s'étend de la surface jusqu'à sa limite supérieure, la *tropopause*. L'altitude de la tropopause varie entre 7 km aux pôles et une vingtaine de km à l'équateur, avec une hauteur d'environ 10-15 km aux latitudes moyennes. La troposphère est chauffée par le rayonnement thermique infrarouge du sol et par les gaz à effet de serre. La température moyenne de surface de ~ 293 K (20°C) décroît donc avec l'altitude pour atteindre des valeurs moyennes comprises entre 190 et 220 K à la tropopause. Contenant près de 90% de la masse de l'atmosphère et caractérisée par une forte instabilité dynamique, la troposphère est le siège de la plupart des phénomènes météorologiques (précipitations, vents, orages,...). Elle est aussi une zone dans laquelle les mélanges verticaux sont fréquents, à travers les phénomènes convectifs. Les échelles de temps des phénomènes dynamiques sont généralement courtes, inférieures à un mois.

La stratosphère : Au-dessus de la troposphère, la température augmente avec l'altitude. Ce réchauffement est causé par les réactions photochimiques de création et de destruction de l'ozone par absorption du rayonnement ultraviolet solaire. La concentration maximale d'ozone se situe aux alentours de 25 km d'altitude, mais le réchauffement est maximal à 50 km. La stratosphère est alors en équilibre énergétique entre cette source de chaleur et le puits d'énergie que constitue l'émission vers l'espace du rayonnement infrarouge. Cette limite haute est appelée *stratopause*. Comme son nom l'indique, la stratosphère est fortement stratifiée, avec peu de mélange vertical. Le temps de résidence des molécules est long, de l'ordre de 1 à 3 ans.

La mésosphère : Entre 50 et 85 km d'altitude, la température diminue de nouveau, à cause du manque d'oxygène moléculaire permettant la formation d'ozone. Des instabilités dynamiques s'y produisent fréquemment et induisent un brassage vertical des masses d'air. C'est à la mésopause, le sommet de cette couche, que l'on trouve les températures les plus basses de l'atmosphère, pouvant descendre jusqu'à 180 K (-100 °C).

La thermosphère : Au-delà de la mésopause, la température augmente à nouveau jusqu'à une altitude de 500 km, du fait de l'absorption du rayonnement solaire dans l'UV lointain. La diffusion moléculaire est le principal mécanisme à ces altitudes permettant de dissiper une partie de l'énergie du système terrestre vers l'espace.

L'atmosphère moyenne : est généralement définie comme la couche d'atmosphère englobant la stratosphère et la mésosphère, s'étendant donc de ~ 10 à ~ 90 km d'altitude. Elle a été systématiquement étudiée depuis la découverte de la problématique de la destruction de l'ozone dans les années au milieu des années 80. C'est le domaine d'altitude auquel nous nous intéresserons dans cette étude.

Dynamique de l'atmosphère moyenne

Par opposition à la dynamique troposphérique, très locale du fait des effets de l'interaction avec la surface, la dynamique de l'atmosphère moyenne peut être décrite à grande échelle de manière relativement simple. La rotation de la terre et les faibles interactions avec la surface entraînent une circulation longitudinale, la distribution des vents zonaux étant fonction de l'altitude et de la latitude.

Néanmoins, des perturbations de cet état stable peuvent se produire, mais les forces décrites par les équations de conservation du moment vont avoir tendance à agir comme des forces de rappel entraînant la formation de structures assimilables à des ondes. Ces effets peuvent se produire à petite échelle et se propager verticalement, permettant de transporter de l'énergie depuis la tropopause vers des altitudes plus élevées (*ondes de gravité*), ou à grande échelle et de manière quasi-stationnaires comme les *ondes planétaires* (ou *ondes de Rossby*), créant des fluctuations zonales (dans la direction nord-sud) sur des milliers de kilomètres.

La différence d'ensoleillement en fonction de la latitude crée un gradient de température qui provoque une circulation des masses d'air dans le plan méridional. Cette circulation est prépondérante dans la dynamique de l'atmosphère moyenne.

La Figure 2 illustre les différents mécanismes dynamiques présentés dans cette section.

La stratosphère : Le gradient de température horizontal entre l'équateur et les pôles induit la formation de vents zonaux dans l'atmosphère moyenne. Ces vents circulent d'ouest en est en été et d'est en ouest en hiver.

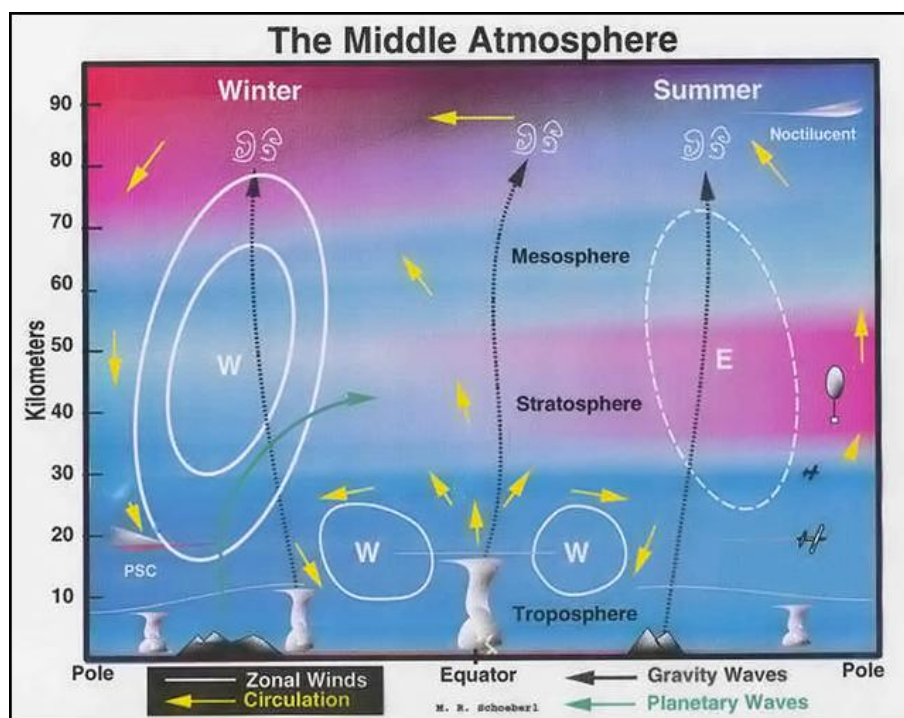


FIG. 2 – Illustration des phénomènes dynamiques dans l’atmosphère moyenne.

A la fin des années 40, les travaux de Dobson et al. (1946) et Brewer (1949) ont mis en évidence l’existence d’un schéma de circulation atmosphérique à grande échelle. La différence d’ensoleillement entre l’équateur et les pôles crée un mouvement entraînant la montée de l’air jusque dans l’atmosphère moyenne aux tropiques, le déplacement méridional de ces masses d’air vers le pôle et la redescente aux niveau des hautes latitudes. Ce phénomène est plus important dans l’hémisphère hivernal.

Dans les tropiques, plusieurs mécanismes expliquant l’injection d’air sont actuellement proposés : une convection jusqu’au sommet de la troposphère, suivi d’une montée lente par réchauffement radiatif, ou bien le dépassement (*overshoot*) de la tropopause par des systèmes convectifs continentaux (Sherwood et Dessler, 2000). Ces théories sont globalement acceptées mais des questions subsistent quant à leur fréquence et à leur contribution relative aux processus à l’échelle globale (Ricaud et al., 2007b). Nous reparlerons plus loin de l’implication de ces mécanismes dans l’injection de la vapeur d’eau depuis la troposphère.

Aux latitudes sub-tropicales, la composition de la basse stratosphère est influencée par un mélange horizontal le long des isentropes traversant la tropopause (Appenzeller et al., 1996).

Le vent zonal moyen dans la stratosphère est perturbé au niveau des tropiques par des oscillations de grande échelle. Dans la stratosphère moyenne, vers 25 km d’altitude, ce phénomène se caractérise par une alternance de la direction des vents zonaux entre vents d’est et vents d’ouest selon un cycle d’une période moyenne de 27 mois dénommée *Oscillation Quasi-Biennale* (QBO). Plus haut en altitude, au niveau de la stratopause tropicale, l’*Oscillation Semi-Annuelle* (SAO) crée aussi un phénomène d’alternance des vents zonaux, mais avec une période de 6 mois. La tropopause tropicale est aussi le lieu privilégié des échanges entre troposphère et stratosphère. L’air injecté suit ensuite la circulation horizontale vers les pôles, c’est la *pompe extra-tropicale* (Holton et al., 1995).

La présence de forts vents zonaux dans les latitudes moyennes en hiver entraîne la formation dans les hautes latitudes (bande située entre 60° et le pôle) d'un *vortex polaire* à l'intérieur duquel les masses d'air se retrouvent isolées dynamiquement et chimiquement du reste de l'atmosphère. La descente de ces masses d'air dans le vortex entraîne la formation de nuages stratosphériques polaires, dont nous reparlerons plus loin dans cette introduction, et qui jouent un rôle prépondérant dans la destruction de l'ozone stratosphérique.

La mésosphère : La dynamique dans la mésosphère se fait à l'échelle planétaire. Les masses d'air provenant de la stratosphère dans les hautes latitudes estivales sont transportées quasi-horizontalement vers les hautes latitudes hivernales. Les instabilités présentes dans la mésosphère entraînent un brassage vertical des masses d'air. Aux hautes latitudes, pendant les mois d'été, des *nuages mésosphériques polaires*, ou *PMC* pour Polar Mesospheric Clouds se forment à la mésopause où la température de l'atmosphère est la plus basse.

Composition et processus chimiques

L'atmosphère terrestre est composée en majorité d'azote (N_2 , $\sim 78\%$), d'oxygène (O_2 , $\sim 20\%$) et d'argon (Ar, $\sim 0,9\%$). Les autres gaz, ou *constituants mineurs* ou encore *gaz traces* ne sont présents qu'à des concentrations variant entre quelques centaines de parties par million en volume (ppmv) comme le dioxyde de carbone (CO_2), à quelques parties par milliard (ppbv) comme l'ozone (O_3) (Delmas et al., 2005).

Les espèces majoritaires (N_2 , O_2) ainsi que les gaz rares (He, Ne, Ar, Kr, Xe) ont des durées de vies très longues et sont donc mélangés de manière homogène dans l'atmosphère moyenne. La plupart des gaz traces présentent par contre des concentrations très variables, du fait de leur plus forte réactivité chimique et de leur sensibilité au transport atmosphérique.

Bilan radiatif et effet de serre : Le rayonnement solaire incident est absorbé à différentes altitudes en fonction des molécules impliquées. Ainsi, les rayonnements de longueur d'onde inférieure à 100 nm sont complètement absorbés dans la haute atmosphère par N_2 , O, et O_2 . Le rayonnement UV qui pénètre jusque dans la stratosphère interagit avec l'ozone, qui absorbe également une partie du rayonnement thermique infrarouge provenant de la surface. D'autres gaz à effet de serre, tels que CO_2 , H_2O , CH_4 , N_2O ou encore les CFCs interagissent avec le rayonnement thermique infrarouge. Ainsi, l'émission de la surface de la terre est piégée dans les basses couches de l'atmosphère, ce qui permet de maintenir une température autorisant la présence d'eau liquide. En effet, sans ces gaz à effet de serre la température à la surface de la terre serait de $-18^\circ C$ en moyenne.

Capacité oxydante de l'atmosphère : La photodissociation par le rayonnement solaire de plusieurs molécules telles que H_2O , H_2 ou encore CH_4 est la source de la production de molécules du radical hydroxyle OH, qui est l'un des radicaux les plus réactifs dans l'atmosphère (Brasseur et Solomon, 1986). Il joue un rôle majeur dans la détermination de la concentration de nombreuses espèces chimiques, intervenant aussi bien dans les processus de production que de destruction. Ses quantités déterminent en grande partie la capacité oxydante de l'atmosphère et donc la durée de vie d'un certain nombre de gaz trace.

Destruction de l'ozone stratosphérique : Dans la stratosphère, certaines espèces peuvent catalyser la destruction de l'ozone. Durant un cycle catalytique, les molécules d'ozone sont

détruites sans incidence sur les quantités de catalyseur. Un cycle catalytique nécessite une paire de radicaux X et XO , appartenant généralement à la même famille chimique :



Les familles HO_x (OH, HO_2, H_2O_2), NO_x (NO, NO_2), ClO_x (Cl, ClO) et BrO_x (Br, BrO) ont été identifiées comme des familles de radicaux participant à la destruction catalytique de l’ozone.

PSC et chimie hétérogène : Malgré la très faible concentration de vapeur d’eau dans la stratosphère, des nuages stratosphériques polaires, ou *Polar Stratospheric Clouds*, *PSC* en anglais, peuvent se former vers 15-25 km d’altitude dans le vortex polaire hivernal lorsque les températures sont suffisamment basses. Ils sont formés de vapeur d’eau et d’acide nitrique qui condensent autour d’aérosols d’acides sulfurique. Ces nuages jouent un rôle majeur dans la destruction de la couche d’ozone. En effet, les particules composant le nuage catalysent les réactions chimiques qui n’ont pas lieu ou sont très lentes en phase gazeuse. Ces réactions sont dites hétérogènes car elles font intervenir des molécules dans des phases différentes. Elles font passer le chlore de la forme réservoir ($HCl, ClONO_2$) en forme active (Cl, ClO) qui détruit directement l’ozone.

Cadre de cette étude : La vapeur d’eau dans l’atmosphère moyenne

Les grands traits de la structure, de la dynamique et de la chimie de l’atmosphère ayant été présentés, nous nous focaliserons ici sur la vapeur d’eau dans l’atmosphère moyenne, que l’instrument MobRa, objet de cette thèse, permet de mesurer.

Généralités sur la vapeur d’eau

L’eau dans l’atmosphère peut se présenter sous 3 phases : solide (cristaux de glace), liquide (pluie) ou gazeuse sous forme de vapeur d’eau. Comme cela a été écrit plus haut, la vapeur d’eau fait partie des constituants mineurs, elle ne représente qu’un très faible pourcentage du volume total de gaz, allant de 2-3% à la surface jusqu’à 0,001% au sommet de la mésosphère (Fig. 1). La vapeur d’eau dans la moyenne atmosphère est présente dans des proportions très faibles, de l’ordre de 0,005% en volume (5 ppmv). Elle joue pourtant un rôle capital pour le climat : elle est le principal gaz à effet de serre naturel et est impliquée dans la formation du radical OH et des PSC.

La quantité de vapeur d’eau dans un volume de gaz peut être exprimée de plusieurs façons : concentration, densité, humidité relative ou encore rapport de mélange massique ou volumique. Dans la suite de ce manuscrit, nous utiliserons principalement l’unité de rapport de mélange volumique ou *volume mixing ratio*, *VMR*, en anglais. Il s’exprime de la façon suivante :

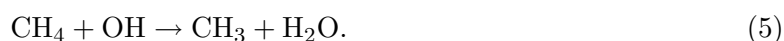
$$vmr_s = \frac{n_s}{n_a} \quad (4)$$

où n_s est la concentration volumique de la molécule (ici H_2O) en nombre de molécules de vapeur d’eau par mètre cube, et n_a la concentration volumique de l’air. Le rapport de mélange est sans unité, mais on l’exprime généralement en terme de ppmv (parties par million en volume).

Sources et puits de vapeur d'eau

On distingue 2 principales sources de vapeur d'eau dans l'atmosphère moyenne : l'oxydation du méthane et l'injection directe depuis la troposphère. Le principal puits est la photodissociation par rayonnement lyman- α .

Oxydation du Méthane : La source primaire de vapeur d'eau dans l'atmosphère moyenne est l'oxydation du méthane :



Le radical méthyle CH_3 produit par cette réaction est ensuite converti en formaldéhyde CH_2O qui est photolysé ou réagit avec le radical OH pour se décomposer comme suit :



L'hydrogène moléculaire ainsi formé s'oxyde et donne une nouvelle molécule de vapeur d'eau :



Ainsi, pour chaque molécule de méthane, 2 molécules d'eau sont produites, et la quantité $2 \text{CH}_4 + \text{H}_2\text{O}$ notée \hat{H} est quasiment constante dans l'atmosphère moyenne (~ 7 ppmv).

La seule source du méthane est l'émission à la surface. Sa durée de vie relativement longue (plusieurs années) lui permet d'être transporté dans la stratosphère. L'oxydation du méthane atteint un maximum à 45 km d'altitude, ce qui correspond aussi au maximum de vapeur d'eau dans l'atmosphère moyenne.

Injection directe depuis la troposphère : L'air injecté directement depuis la troposphère dans la stratosphère est l'autre source de vapeur d'eau dans l'atmosphère moyenne. On sait depuis Brewer (1949) que l'air troposphérique est injecté dans la stratosphère au niveau des tropiques et qu'il redescend aux moyennes et hautes latitudes. Les mesures depuis les années 1940 montrent que cet air s'assèche au passage de la tropopause. Newell et Gould-Stewart (1981) ont émis l'hypothèse que les masses d'air entrent dans la stratosphère au-dessus des nuages convectifs aux endroits et aux périodes où la tropopause est la plus froide. Ce mécanisme appelée *fontaine stratosphérique* se produirait majoritairement au-dessus du pacifique ouest lors de l'hiver de l'hémisphère nord. Bien que cette théorie permette d'expliquer le très faible contenu en eau, on sait maintenant qu'il existe très peu de nuages convectifs tropicaux dépassant le sommet de la tropopause. De plus, il a été montré que l'air troposphérique pénètre dans la stratosphère tout au long de l'année, et que la corrélation entre la température de la tropopause et la concentration de vapeur d'eau dans la basse stratosphère est complexe.

Deux processus sont actuellement retenus par la communauté pour expliquer à la fois les valeurs moyennes et les variations temporelles de la vapeur d'eau stratosphérique (Rosenlof, 2003). Ils font appel à l'existence d'une *couche tropicale de transition* (*Tropical Transition Layer, TTL*) entre 14 et 18 km, où l'air présente des caractéristiques intermédiaires entre celles de la troposphère et de la stratosphère. Les deux processus, A) déshydratation au sein de systèmes convectifs énergétiques dépassant la tropopause (overshoots), et B) montée lente à travers la TTL, sont illustrés par la Figure 3. La quantification relative des deux processus, voire l'existence d'une combinaison de ces deux mécanismes, ainsi que la détermination des paramètres contrôlant leur efficacité sont des thèmes actuellement discutés par la communauté.

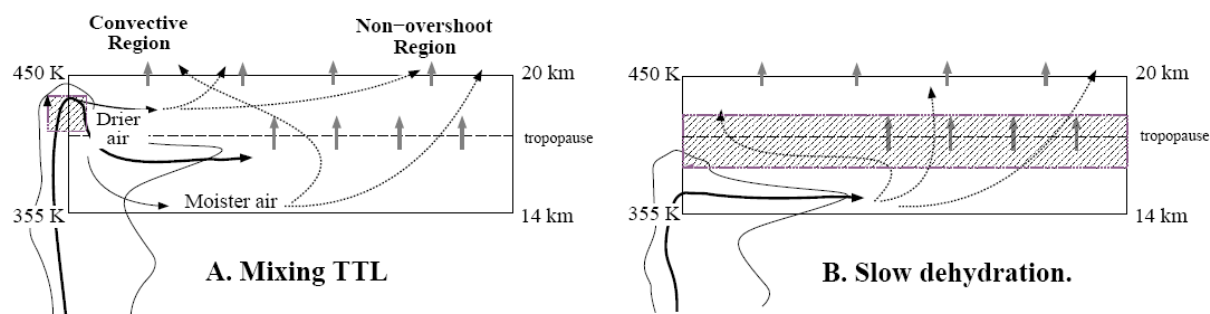


FIG. 3 – Illustration des mécanismes de déshydratation et de transport des masses d'air dans la tropopause tropicale. A) Déshydratation au sein de systèmes convectifs énergétiques dépassant la tropopause (overshoots), et B) montée lente à travers la TTL (tiré de Sherwood et Dessler, 2000).

Photodissociation par rayonnement Lyman- α L'unique puits pour la vapeur d'eau dans la stratosphère est la photodissociation par le rayonnement solaire Lyman- α . Cet effet augmente avec l'altitude, le rapport de mélange de la vapeur d'eau diminue donc avec l'altitude dans la mésosphère.

Cycles saisonniers

La distribution de la vapeur d'eau dans l'atmosphère moyenne est gouvernée par les processus dynamiques et chimiques mentionnés dans la section précédente, qui contribuent à produire un cycle saisonnier lié à la circulation globale de Brewer-Dobson. Dans la basse stratosphère polaire, un minimum de vapeur d'eau apparaît en hiver, causé par les très basses températures à l'origine des PSC. Le maximum de vapeur d'eau intervient en été, surtout à travers les échanges avec la troposphère humide.

Au niveau de la basse stratosphère tropicale, un mélange complexe de circulation à grande échelle, de déshydratation locale liée à la température de la tropopause, et de processus radiatifs et convectifs se combinent pour produire un cycle saisonnier, dont la signature reste détectable pendant un an et demi, l'air montant lentement dans la stratosphère tropicale. Ce phénomène à été présenté sous le nom de *Tape recorder effect* par Mote et al. (1996) (Fig. 4).

Tendances

Lors de la deuxième partie du XX^{ème}, une augmentation constante de la concentration en vapeur d'eau a été mesurée dans l'atmosphère moyenne. Les mesures par radiosondages à Boulder, Colorado, Etats-Unis (Oltmans et Hofmann, 1995), appuyées par les études de Rosenlof et al. (2001) basées sur d'autres jeux de données (avions, satellites, instruments sols) montrent une tendance positive de $\sim 1\%$ par an depuis 1950 jusqu'à 2000. Cependant, une réanalyse récente de ces données (Scherer et al., 2007) revoit ces tendances à la baisse (jusqu'à -40%), et fait état d'une diminution de la vapeur d'eau stratosphérique après 2000 (Fig. 5).

Si on garde néanmoins l'hypothèse d'une tendance positive de 1% par an, l'augmentation du méthane, due à l'intensification des activités humaines, notamment agricoles, ne permet d'expliquer au mieux qu'un tiers de l'augmentation de la vapeur d'eau. Les variations de la quantité d'eau injectée par échanges directs depuis la troposphère ne semblent pas pouvoir expliquer cette tendance. Plusieurs autres phénomènes, tels que les variations de l'amplitude

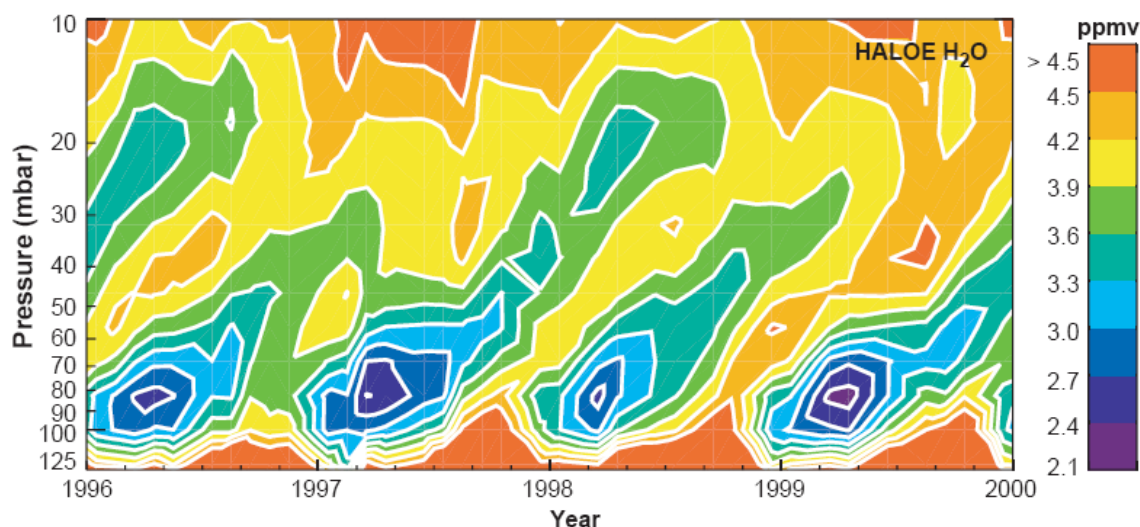


FIG. 4 – Illustration du Tape recorder effect (Mote et al., 1996).

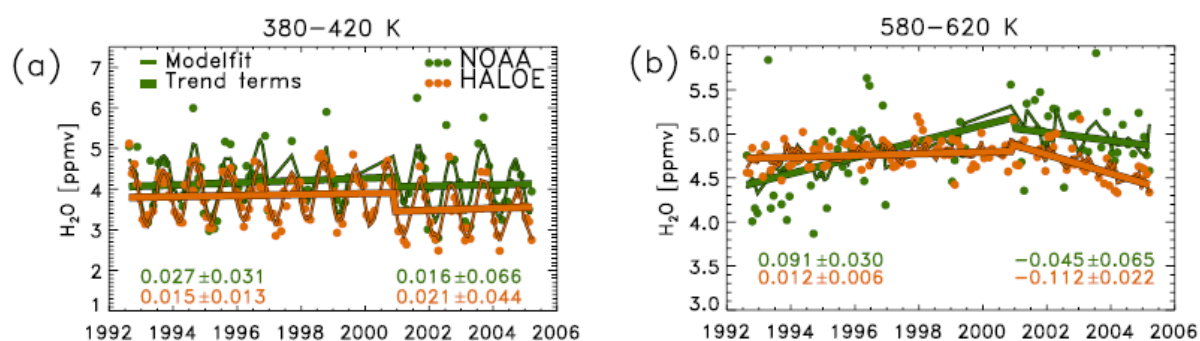


FIG. 5 – Tendances de vapeur d'eau stratosphérique mesurée par ballon à Boulder (vert), et par l'instrument satellitaire HALOE en coincidence (orange) pour deux altitudes : (a) 18-20 km, (b) 24-26 km (Scherer et al., 2007).

de l'oscillation El Niño, les éruptions volcaniques ou encore des modifications des propriétés microphysiques des nuages ont été étudiées, mais ces hypothèses restent encore très controversées et aucune preuve formelle ne permet d'expliquer complètement les tendances actuelles.

Impacts

Ces variations peuvent être interprétées comme la signature d'un changement climatique sur le long terme (Rosenlof et al., 2001), de par leurs impacts sur le bilan radiatif et sur la chimie de l'ozone :

Impact radiatif : Forster et Shine (2002) estiment qu'un doublement de la quantité de vapeur d'eau pourrait entraîner une augmentation de 1°C de la température de surface. De plus, le forçage radiatif causé par l'eau provenant de l'oxydation du méthane dans la stratosphère pourrait représenter 10% du forçage dû au CO_2 . Le refroidissement de la stratosphère, générale-

ment attribué à la diminution de la concentration d’ozone et à l’augmentation du CO₂ pourrait, toujours d’après Forster et Shine (2002), être en partie lié à l’augmentation de la vapeur d’eau stratosphérique.

Impact chimique : Comme nous l’avons vu précédemment, la vapeur d’eau est impliquée dans la production du radical hydroxyle, augmentant la capacité oxydante de l’atmosphère et catalysant la destruction de l’ozone, ainsi que dans la formation des PSC, autre catalyseur de la destruction de l’ozone. L’augmentation de la vapeur d’eau dans l’atmosphère moyenne pourrait entraîner une diminution de 1 % de la colonne totale d’ozone aux latitudes moyennes (Dvortsov et Solomon, 2001) et cause des incertitudes quant à la reconstitution de la couche d’ozone au-dessus des pôles (Weatherhead et Andersen, 2006).

Observations

Depuis 30 ans, et la découverte du «trou» dans la couche d’ozone au-dessus de l’Antarctique, le réseau pour la détection des changements de la composition de l’atmosphère (Network for the Detection of Atmospheric Composition Change, NDACC, ex-NDSC (Kurylo et Solomon, 1990)) a permis d’accroître la quantité et la qualité des mesures des différents composés atmosphériques dont la vapeur d’eau dans l’atmosphère moyenne. Les objectifs d’un tel réseau sont multiples : quantifier la variabilité naturelle de la stratosphère et les processus dynamiques et chimiques la régissant, mettre en évidence les tendances d’origine anthropiques et établir une base de données indépendante permettant de valider les mesures satellitaires.

Couverture géographique : Ce réseau est constitué d’un ensemble de stations réparties autour du globe (Figure 6), effectuant des mesures depuis le sol. La plupart de ces stations sont situées dans les régions de moyenne latitude et hautes latitudes de l’hémisphère nord. Peu de mesures sont effectuées depuis les régions tropicales, pourtant siège des phénomènes convectifs et d’échanges entre la troposphère et la stratosphère les plus importants. Les instruments satellites possèdent bien sûr une couverture globale, mais requièrent des sites de validation répartis en latitude, et les jeux de données souffrent de la durée de vie limitée des plateformes qui provoquent des interruptions parfois longues dans les séries temporelles.

Instrumentation : Plusieurs instruments permettent actuellement de mesurer la vapeur d’eau dans l’atmosphère terrestre. On peut les classer en trois grandes catégories distinctes : 1) les instruments effectuant des mesures in-situ (radiosondes, sondes flash, analyseurs aéroportés ou embarqués à bord de ballons), 2) les instruments au sol (radiomètres micro-ondes, spectromètres infrarouges à transformée de Fourier, LiDARs), et 3) les instruments spatiaux. La Figure 7 présente le domaine vertical de restitution des différents instruments existant actuellement pour la mesure de la vapeur d’eau. Les autres paramètres tels que la résolution verticale ou la précision sont décrits dans Kley et al. (2000). Il est néanmoins important de noter que les trois catégories d’instruments cités ont chacune leurs avantages et leurs inconvénients. Les mesures in-situ possèdent une excellente résolution verticale, mais nécessitent une intervention humaine et leur mise en service est donc lourde. Leur résolution horizontale est généralement limitée. Les instruments au sol possèdent une bonne résolution temporelle et peuvent généralement être automatisés. Ils sont adaptés à la mesure de tendances sur le long terme. En revanche ils ne peuvent mesurer qu’au-dessus de leur site d’installation et leur résolution verticale est généralement limitée. Les instruments satellitaires sont les seuls à pouvoir fournir une couverture globale, avec une réso-

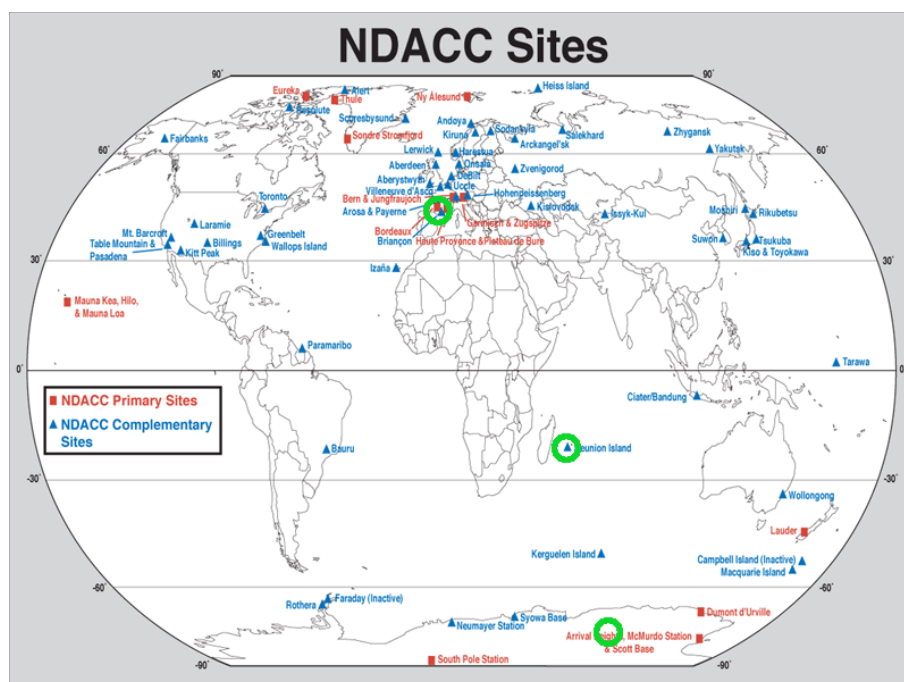


FIG. 6 – Le réseau NDACC (tiré de NDACC (2007)). Les 3 cercles verts représentent, du nord au sud, les sites de : Toulouse, île de la Réunion, Dôme C.

lution temporelle de l'ordre du jour. Par contre, ils ont une durée de vie dépassant rarement les 5 ans et nécessitent des validations constantes pour s'assurer que les mesures ne dérivent pas.

La radiométrie micro-onde depuis le sol

La troposphère laisse passer le rayonnement électromagnétique dans certaines bandes de fréquence, dont toute la bande située en dessous de 50 GHz. Ces fenêtres permettent d'observer depuis le sol l'émission des molécules de l'atmosphère moyenne. L'étude de la vapeur d'eau strato-mésosphérique par radiométrie micro-onde depuis le sol, peut se faire à deux fréquences : 22,235 GHz et 183,31 GHz. Les transitions rotationnelles à l'origine de ces raies n'ont cependant pas les mêmes intensités. La transition à 22,235 GHz est relativement faible, et nécessite un temps d'intégration long pour sortir du bruit instrumental. La raie à 183,31 GHz est plus intense, donc plus facilement détectable. En revanche, l'eau contenue dans la troposphère sature généralement l'émission de l'atmosphère quand on l'observe depuis le sol, et il est donc nécessaire de placer les instruments dans les sites relativement secs et élevés (Pardo et al., 1996), ou à bord d'avions (Vasic et al., 2005) pour pouvoir observer la contribution de l'atmosphère moyenne.

Les premières mesures de vapeur d'eau strato-mésosphérique depuis le sol par observation de la raie à 22,235 GHz datent de la fin des années 1970 (Radford et al., 1977). Des nouvelles méthodes de mesure et de calibration améliorant la stabilité générale des observations ont été développées dans les années 1980 (Parrish et al., 1988) et 1990 (Nedoluha et al., 1995).

En plus de 20 ans, les récepteurs refroidis par une machinerie complexe et encombrante afin de baisser le bruit instrumental ont été remplacés par des systèmes fonctionnant à température ambiante avec des performances similaires voire meilleures. Les spectromètres qui permettent de discrétiser les signaux micro-ondes ont aussi gagné en bande passante et en résolution.

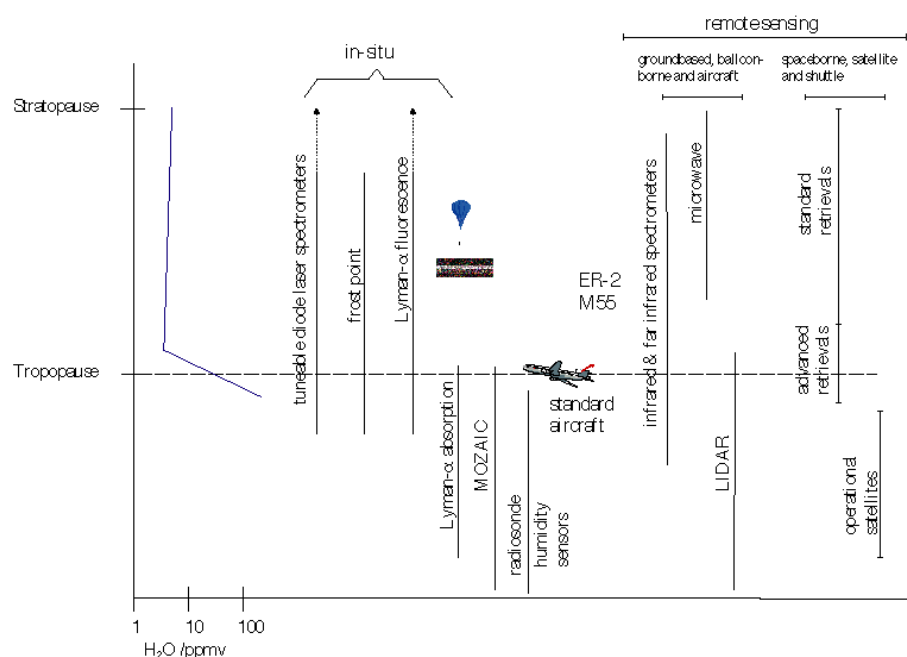


FIG. 7 – Récapitulatif des différents instruments permettant de mesurer la vapeur d'eau dans l'atmosphère. (tiré de Kley et al. (2000))

Néanmoins, seuls quelques instruments mesurant la vapeur d'eau existent aujourd'hui, pour la plupart situés dans l'hémisphère nord. Les radiomètres en fonctionnement sont les suivants : Water Vapor Millimeter-wave Spectrometer (WVMS) en Californie (USA), Lauder (Nouvelle-Zélande) et Hawaii (USA) (Thacker et al., 1995), le radiomètre d'Onsala à Göteborg en Suède (Forkman et al., 2003), le Middle Atmospheric Water vapor Radiometer (MIAWARA) à Berne, en Suisse et le Seoul Water vapor Radiometer (SWARA) à Séoul en Corée (Deuber et al., 2004) ou encore le Radiometer for Atmospheric Measurements (RAM) situé à Spitzberg, Norvège (Golchert, 2006). Tous ces instruments font partie du réseau NDACC.

Objet et plan de cette thèse

Nous présentons dans cette thèse le radiomètre MobRa (Mobile Radiometer), un instrument compact pour la mesure de la vapeur d'eau dans l'atmosphère moyenne. Cet instrument a été initialement développé au Laboratoire Astronomie, Astrophysique et Aéronomie de Bordeaux (L3AB). Il a été modifié au Laboratoire d'Aérodynamique (LA) de Toulouse dans l'optique d'optimiser les méthodes de mesures lui permettant d'être facilement transportable et utilisable lors de campagnes de mesures. MobRa est à l'heure actuelle le radiomètre pour l'étude de la vapeur d'eau depuis le sol le plus compact au monde. A long terme, il est prévu qu'il soit basé à l'observatoire du Pic du Midi dans les Pyrénées en France (43°N, 0,2°E, alt. 580 m). MobRa est aussi un prototype en vue de la conception de deux nouveaux instruments qui seront basés i) au futur Observatoire de Physique de l'Atmosphère de la Réunion (OPAR), en haut du Piton Maïdo de l'île de la Réunion (21°S, 55°E, alt 2100 m) et ii) sur la station franco-italienne Concordia du Dôme C en Antarctique (75°S, 123°E, alt 3200 m). L'objectif scientifique principal est de fournir des informations sur les tendances à long terme de la vapeur d'eau dans l'atmosphère moyenne

dans le cadre du NDACC.

Cette thèse se divise en 4 grandes parties :

Le premier chapitre exposera les fondements théoriques de la mesure de la vapeur d'eau strato-mésosphérique depuis le sol à travers la présentation de la théorie du transfert radiatif et les principes instrumentaux de la radiométrie micro-onde passive, depuis le couplage du signal atmosphérique jusqu'à l'analyse fréquentielle à l'aide d'un spectromètre.

Dans le second chapitre nous présenterons l'instrument MobRa, son principe de mesure et son fonctionnement général. Après une brève description de l'instrument, nous détaillerons la méthode par permutation de visée [$S - R$] et les cycles de mesure, en insistant sur les points qui ont fait l'objet d'améliorations. L'inconvénient majeur dû à la compacité de l'instrument provient de l'antenne de taille réduite qui induit un lobe d'antenne large influant sur les procédures de mesure et sur la détermination des propriétés de la troposphère telle que l'opacité à 22 GHz. La détermination de ces grandeurs nous permettra d'utiliser le ciel comme charge froide et ainsi de franchir un pas vers l'automatisation totale de l'instrument en se passant d'azote liquide. Les procédures de filtrage et d'intégration des spectres seront aussi traitées, ainsi que les méthodes de caractérisation et de minimisation des ondes stationnaires.

La troisième partie détaillera les méthodes d'analyse de données. Cette analyse s'appuie sur l'outil MOLIERE (Microwave Odin Line Estimation and REtrieval). Son module de transfert radiatif qui permet de modéliser les spectres sera présenté, ainsi que les informations atmosphériques et instrumentales utilisées pour le paramétrer. Nous détaillerons aussi la Méthode d'Estimation Optimale implémentée dans MOLIERE et adaptée aux mesures de l'instrument MobRa, permettant non seulement de restituer des profils verticaux de vapeur d'eau strato-mésosphérique à partir de spectres [$S - R$] mais aussi de caractériser la qualité de la mesure (domaine vertical de restitution, résolution verticale, erreurs) grâce aux différentes grandeurs mathématiques dérivées.

La quatrième partie exposera les premières mesures effectuées sur deux sites différents : Toulouse et Saint-Denis de la Réunion lors de campagnes effectuées à la suite des modifications de l'instrument. Un accent particulier sera mis sur la validation de ces mesures, notamment en utilisant la dernière version (2.2) des profils verticaux de vapeur d'eau provenant des mesures spatiales du capteur MLS sur la plate-forme Aura. Nous détaillerons la méthodologie utilisée et présenterons les premiers résultats de ces comparaisons.

Nous concluerons en récapitulant les avancées réalisées au cours de cette thèse, en mettant en lumière les points forts et les points faibles de MobRa. Nous ferons le point sur les développements mécaniques fins nécessaires à une automatisation totale des mesures. Finalement, nous donnerons des pistes pour améliorer et stabiliser les mesures et la restitution des profils verticaux dans l'optique d'avoir un instrument stable qui puisse être validé sur le long terme.

Chapitre 1

Mesure de l'émission de la vapeur d'eau strato-mésosphérique depuis le sol

L'atmosphère terrestre peut être étudiée à distance en observant l'émission ou l'absorption des constituants chimiques et particules dans différentes gammes de longueur d'ondes : ultraviolet, visible, infrarouge, micro-ondes ou ondes radio. Ce chapitre a pour objectifs de présenter les principes de la télédétection passive micro-onde à partir du sol permettant de mesurer l'émission des molécules de vapeur d'eau dans l'atmosphère moyenne.

Nous présenterons en premier lieu les lois du transfert radiatif qui décrivent les variations de l'intensité d'un rayonnement électromagnétique traversant un milieu absorbant et émissif tel que l'atmosphère terrestre. Nous décrirons ensuite les concepts instrumentaux de la radiométrie passive permettant de mesurer dans le domaine micro-onde (c'est-à-dire à des fréquences comprises entre quelques gigahertz (GHz) et environ 300 GHz) ce flux d'énergie électromagnétique provenant de l'atmosphère.

1.1 Emission micro-onde de l'atmosphère

1.1.1 L'équation du transfert radiatif dans le domaine micro-onde

Les bases de la radiométrie micro-onde reposent sur la théorie du transfert radiatif. La forme classique de cette théorie développée par Chandrasekhar (1960) décrit la variation de l'intensité du rayonnement électromagnétique se propageant dans un milieu qui absorbe, émet et diffuse le rayonnement. Cette théorie convient à l'étude de milieux tels que l'atmosphère dans lesquels le flux d'énergie joue un rôle prépondérant en comparaison à d'autres quantités tels que l'état de polarisation ou encore les relations de phase.

Le point de départ de la théorie du transfert radiatif est la description de la variation de l'intensité I_ν d'une onde électromagnétique sur une distance s suivant l'axe de propagation :

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -I_\nu\alpha + S \quad (1.1)$$

où α est le coefficient d'absorption et S la fonction source. ν représente la dépendance en fréquence. Dans cette expression générale, α et S prennent tous les deux en compte l'effet de la diffusion. Néanmoins, dans le domaine micro-onde dans lequel nous travaillons, les longueurs

d'ondes étudiées (10^{-4} à 10^{-2} m) sont nettement supérieures à la taille caractéristique des molécules (10^{-10} à 10^{-6} m) et l'effet de la diffusion peut donc être négligé.

De plus, à ces fréquences et au dessous d'une altitude de 75 km, les molécules peuvent être considérées comme étant en équilibre thermodynamique local. Dans ce cas, les probabilités que les molécules émettent ou absorbent le rayonnement sont égales. La loi de Kirshoff nous dit que dans ce cas la fonction source S peut être approximée par :

$$S = \alpha B_\nu(T) \quad (1.2)$$

où T est la température physique et $B_\nu(T)$ est la fonction de Planck définie par :

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1} \quad (1.3)$$

où h est la constante de Planck, k_B la constante de Boltzmann et c la vitesse de la lumière dans le vide.

Dans le domaine micro-onde, l'intégration de l'équation 1.1 le long de la ligne de visée entrant dans l'atmosphère à la position s_{in} avec une intensité $I_\nu(s_{in})$ nous permet de calculer l'intensité $I_\nu(s_{out})$ au point s_{out} :

$$I_\nu(s_{out}) = I_\nu(s_{in})e^{-\tau(s_{in})} + \int_{s_{out}}^{s_{in}} \alpha B_\nu(T)e^{-\tau(s)} ds \quad (1.4)$$

où τ est l'épaisseur optique ou opacité du milieu définie par

$$\tau(s) = \int_{s_{out}}^s \alpha(s') ds'. \quad (1.5)$$

Dans le cas d'un instrument micro-onde passif au sol, la valeur de l'intensité initiale $I_\nu(s_{in})$ pénétrant l'atmosphère est celle du rayonnement cosmologique de fond dont la valeur exprimée en température de brillance (cf. paragraphe suivant) est égale à 2,7 K.

1.1.2 Température de radiation et température de brillance

Dans la gamme de fréquence micro-onde ($\nu < 100$ GHz), nous remarquons que $h\nu \ll kT$. Cette hypothèse, appelée approximation de Rayleigh-Jeans, nous permet, en effectuant un développement limité au premier ordre de (1.3), d'écrire la fonction de Planck sous la forme :

$$B_\nu(T) \approx \frac{2\nu^2 k_B}{c^2} T. \quad (1.6)$$

Cette relation linéaire entre la fonction de Planck et la température physique T du milieu rayonnant suggère un changement d'unité pour l'intensité I_ν , définissant ainsi la *température de radiation* $T_r(\nu)$ comme :

$$T_r(\nu) \equiv \frac{c^2}{2\nu^2 k_B} I_\nu. \quad (1.7)$$

La température de rayonnement T_r décrit donc une intensité de rayonnement mis à l'échelle en unité de température (degrés Kelvin).

Dans le domaine d'application de l'approximation de Rayleigh-Jeans, la température de brillance T_b est définie comme étant égale à la température physique T d'un corps noir émettant

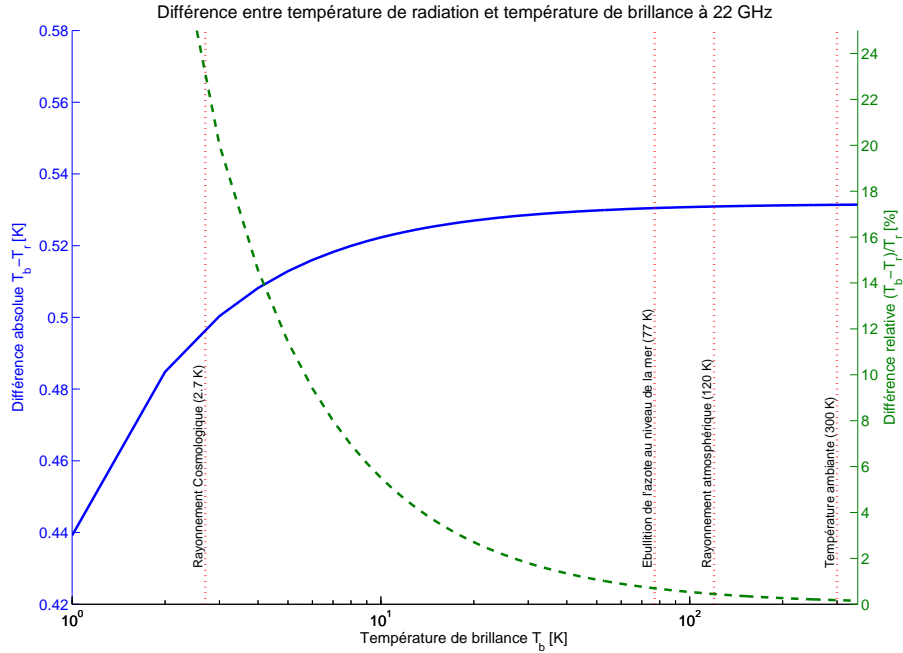


FIG. 1.1 – *Différence absolue (bleu continu) et relative (vert pointillé) entre la température de brillance T_b et la température de radiation T_r à 22,235 GHz. Les lignes verticales rouges pointillées permettent de repérer des températures caractéristiques qui reviendront lors de cette étude. Au-delà d'une température de brillance de 50 K, cette différence est presque constante (0,53 K, < 1%)*

la même quantité de rayonnement. La relation entre $T_b(\nu)$ et $T_r(\nu)$, illustrée par la Figure 1.1, est donc égale à :

$$T_r(\nu) = \frac{h\nu}{k_B} \left(e^{h\nu/k_B T_b} - 1 \right)^{-1}. \quad (1.8)$$

A 22 GHz, la différence entre T_r et T_b est inférieure à 1% pour les températures de brillance supérieures à 50 K. On peut alors écrire :

$$T_r(\nu) \approx T_b(\nu), \quad (1.9)$$

et simplifier l'équation du transfert radiatif (1.4) en l'exprimant en unité de température de radiation T_r ce qui permet de caractériser l'émission du milieu directement à partir de sa température physique T :

$$T_{r,out}(\nu) \approx T_{r,in}(s_{in})e^{-\tau(s_{in})} + \int_{s_{out}}^{s_{in}} \alpha(s)T(s)e^{-\tau(s)} ds. \quad (1.10)$$

Par abus de langage, on utilise le terme de *température de brillance* pour parler de *température de radiation*, même dans le cas où l'écart causé par l'approximation de Rayleigh-Jeans n'est pas négligeable. Dans cette thèse le terme de *température de brillance* et la notation T_b seront

donc utilisés à chaque fois que nous exprimerons une intensité de rayonnement. Nous précisons néanmoins que, malgré l'utilisation de ce terme, notamment pour alléger les notations dans le cas d'émission par des milieux considérés isothermes (cf. section suivante), les calculs et la modélisation de l'émission de la raie de vapeur d'eau à 22 GHz utilisent (1.8) pour déterminer la température de radiation T_r d'un corps ou d'un milieu de température physique T .

Pour plus de clarté dans la suite de cette étude, nous n'utiliserons plus l'indice ν indiquant la dépendance en fréquence des différentes grandeurs.

1.1.3 Cas d'un milieu isotherme

Nous définissons un milieu isotherme comme étant une couche d'atmosphère ou de matériau d'épaisseur dz , sur laquelle la température peut être considérée comme uniformément égale à sa température moyenne \bar{T} . Dans le cas de l'atmosphère, cette approximation est utilisée pour modéliser des couches horizontales, z est donc orienté vers le zénith.

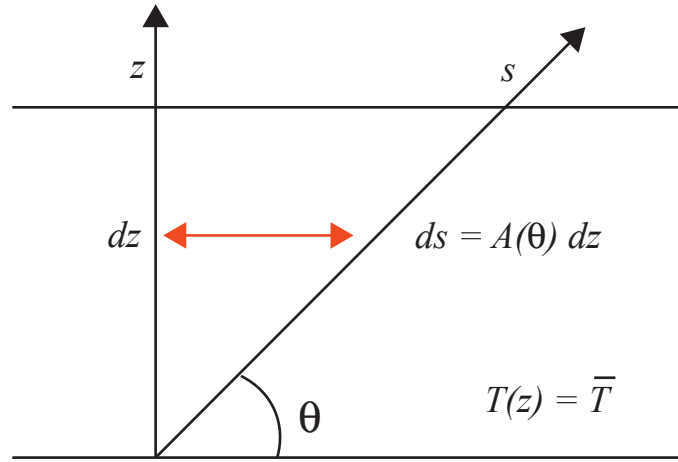


FIG. 1.2 – Illustration de la géométrie dans un milieu isotherme.

Si l'on considère une ligne de visée traversant ce milieu avec un angle d'élévation θ comme illustré par la figure 1.2, on peut définir le facteur $A(\theta, z)$, appelé *facteur de masse d'air* (*Air Mass Factor AMF*, en anglais) comme étant la grandeur qui vérifie la relation :

$$ds = A(\theta, z)dz. \tag{1.11}$$

Si $A(\theta, z)$ peut être considéré comme constant le long de la ligne de visée, la dépendance en altitude disparaît et on a :

$$A(\theta, z) \approx A(\theta), \tag{1.12}$$

et on peut alors écrire :

$$\tau(\theta, z) = \int_0^z A(\theta, z')\alpha(z')dz' \tag{1.13}$$

$$\approx A(\theta)\tau(z) \tag{1.14}$$

Dans le cas de l'atmosphère, nous utiliserons pour $\tau(z)$ la notation $\tau^{[z]}$, pour représenter l'opacité *zénithale* d'une couche atmosphérique, représentant l'intégrale du coefficient d'absorption selon une ligne de visée orientée vers le zénith. Le calcul du facteur de masse d'air $A(\theta)$ sera détaillé dans la section 3.2.2.

Dans le cas d'un milieu considéré isotherme, on peut réécrire (1.10) sous la forme suivante :

$$T_{b,out} \approx T_{b,in} e^{-\tau(\theta,z)} + \int_0^z \bar{T} \alpha(z') e^{-\tau(\theta,z')} A(\theta) dz', \quad (1.15)$$

qui donne après intégration :

$$T_{b,out} \approx T_{b,in} e^{-\tau A(\theta)} + \bar{T} (1 - e^{-\tau A(\theta)}) \quad (1.16)$$

Deux cas particuliers peuvent être envisagés : si le milieu est optiquement mince ($\tau \rightarrow 0$), alors $T_{b,out} \rightarrow T_{b,in}$, et il n'y a ni absorption, ni émission à cette fréquence. Si le milieu est optiquement épais ($\tau \rightarrow \infty$) alors $T_{b,out} \rightarrow \bar{T}$, c'est-à-dire que la température de brillance observée est égale à la température moyenne du milieu, on parle alors de saturation.

1.1.4 Application à la mesure depuis le sol

Émission atmosphérique observée depuis le sol

L'émission atmosphérique reçue par un radiomètre au sol peut se modéliser en intégrant l'équation de transfert radiatif entre le sol et une altitude limite notée l correspondant au sommet de l'atmosphère. Comme valeur initiale du rayonnement entrant dans l'atmosphère selon la ligne de visée, on prend $T_{b,in} = T_0$, la température de radiation du rayonnement cosmologique qui vaut 2,23 K à 22 GHz. L'émission reçue au sol $T_{b,sol}$ pour une visée à une élévation θ peut alors s'écrire :

$$T_{b,sol} \approx T_0 e^{-\tau(\theta,z)} + \int_0^l T(z) \alpha(z) e^{-\tau(\theta,z)} A(\theta, z) dz \quad (1.17)$$

où

$$\tau(\theta, z) = \int_0^z A(\theta, z') \alpha(z') dz'. \quad (1.18)$$

Décomposition de l'émission atmosphérique à 22 GHz

La principale source naturelle de rayonnement autour de 22 GHz dans l'atmosphère est la vapeur d'eau, présente dans la troposphère ainsi que dans l'atmosphère moyenne.

Bien que gouvernées par les mêmes mécanismes de transfert radiatif et de spectroscopie (détaillée dans la section 4.1.2), les émissions micro-ondes de la vapeur d'eau provenant de la troposphère et de l'atmosphère moyenne sont généralement traitées séparément. La contribution troposphérique est intense et possède une forte variabilité temporelle (liée aux phénomènes météorologiques). La contribution stratosphérique est beaucoup plus faible mais aussi beaucoup plus stable (liée aux variations saisonnières). Nous verrons dans le chapitre 4 que la raie de vapeur d'eau à 22 GHz mesurée par le radiomètre mobile MobRa ne permet de restituer de l'information sur la vapeur d'eau que dans l'atmosphère moyenne, au-delà de 20-25 km.

Nous décomposerons donc le rayonnement de l'atmosphère observé depuis le sol en fonction des contributions de l'atmosphère moyenne $T_{b,ma}$ et de la troposphère $T_{b,trop}$ comme il suit :

$$T_b = (T_0 + T_{b,ma}(\theta)) e^{-\tau_{trop}(\theta)} + T_{b,trop}(\theta) \quad (1.19)$$

où chacun des termes s'écrit:

$$T_{b,trop}(\theta) \approx \int_0^{z_{sp}} T(z)\alpha e^{-\tau(\theta,z)} A(\theta, z) dz \quad (1.20)$$

$$\tau_{trop}(\theta) \approx \int_0^{z_{sp}} \alpha A(\theta, z) dz \quad (1.21)$$

$$T_{b,ma}(\theta) \approx \int_{z_{sp}}^l T(z)\alpha e^{-\tau(\theta,z)} A(\theta, z) dz \quad (1.22)$$

où z_{tp} est l'altitude de la tropopause, transition entre troposphère et stratosphère, comprise entre 15 et 20 km.

En pratique, on modélise souvent l'émission de la troposphère en la considérant comme assimilable à un milieu isotherme caractérisé par sa température moyenne \bar{T}_{trop} . Nous verrons dans la section 3.2 comment celle-ci est déterminée. Nous pouvons aussi considérer pour la troposphère, même modélisée comme une superposition de couches sphériques, que l'approximation du facteur de masse d'air constant est valable. Nous utiliserons donc pour l'émission troposphérique le modèle simple applicable à un milieu isotherme défini dans la section 1.1.3 pour écrire :

$$\tau_{trop}(\theta) = A(\theta)\tau_{trop}^{[z]} \quad (1.23)$$

$$T_{b,trop}(\theta) = \bar{T}_{trop}(1 - e^{-A(\theta)\tau_{trop}^{[z]}}) \quad (1.24)$$

1.2 Mesure par radiométrie micro-onde passive

1.2.1 Vue Générale

Le radiomètre micro-onde est un instrument qui permet de mesurer un rayonnement hyperfréquence. Il est généralement basé sur le principe du récepteur hétérodyne, c'est à dire réalisant une descente en fréquence par mélange du signal atmosphérique avec un signal généré en interne (Figure 1.3). L'antenne permet de coupler le rayonnement hyperfréquence (HF) observé à un guide d'onde. Le signal peut être amplifié et filtré, et il est ensuite injecté dans le mélangeur, un composant qui permet de transposer la fréquence HF à une fréquence plus basse, appelée fréquence intermédiaire (FI), qui sera plus facile à amplifier et à analyser par le reste de la chaîne. En fin de circuit, le spectromètre permet de discrétiser le signal reçu dans le domaine fréquentiel. La section 1.2 décrira donc d'un point de vue théorique les différentes parties composant un radiomètre micro-onde pour l'étude de l'atmosphère.

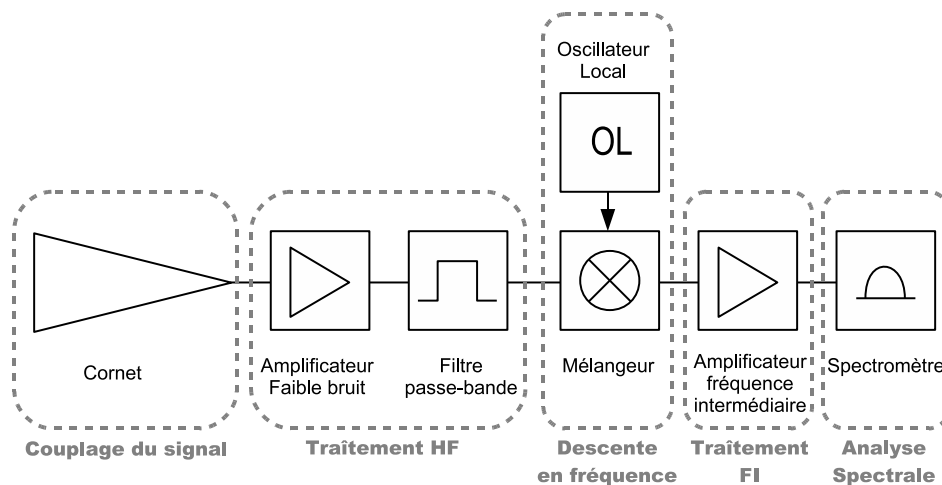


FIG. 1.3 – Vue générale d'un récepteur hétérodyne.

1.2.2 Couplage du signal

L'antenne est l'élément qui reçoit le rayonnement provenant de l'espace libre (le ciel) et le guide vers une ligne de transmission. La sélectivité angulaire de l'instrument dépend du type d'antenne employé ainsi que des systèmes optiques de focalisation et de guidage du faisceau.

Diagramme de rayonnement

Le champ lointain d'une antenne est généralement caractérisé par un diagramme de rayonnement $F(\theta, \phi)$ où θ et ϕ sont les coordonnées sphériques relatives à la ligne de visée. Ce diagramme peut être simulé en fonction des dimensions du cornet, ou mesuré de manière expérimentale. On sépare généralement le lobe principal (*main lobe*), dirigé selon la ligne de visée des lobes secondaires (*side lobes*) captant le rayonnement provenant de directions non désirées. La Figure 1.4 illustre le concept de diagramme de rayonnement en trois dimensions.

Lorsque l'antenne est dirigée vers le ciel, le signal mesuré, exprimé en température de brillance

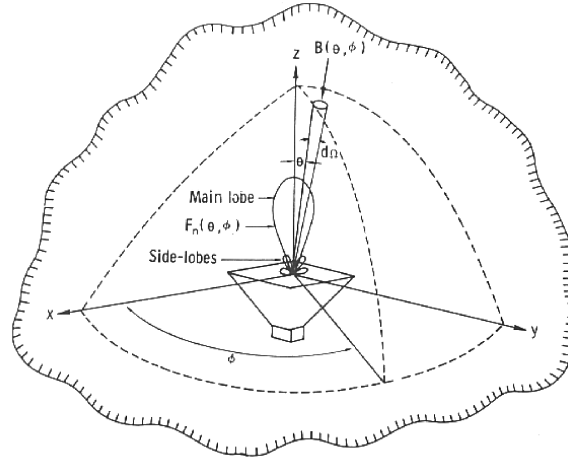


FIG. 1.4 – Illustration du concept de diagramme de rayonnement d'un cornet. Le rayonnement incident est représenté par $B(\theta, \phi)$, et le diagramme de rayonnement par $F_n(\theta, \phi)$ (Tiré de Ulaby et al., 1981).

T_a , correspond à la température de brillance du ciel $T_b(\theta, \phi)$ pondérée et normalisée par le diagramme de rayonnement de l'antenne :

$$T_a = \frac{\int T_b(\theta, \phi) F(\theta, \phi) d\Omega}{\int F(\theta, \phi) d\Omega} \quad (1.25)$$

où $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$.

Si l'on connaît le diagramme de rayonnement de l'antenne ainsi que la distribution de la température de brillance en fonction de l'élévation, on peut intégrer l'équation 1.25 et définir l'efficacité de couplage η comme étant égale à :

$$\eta = T_a/T_b. \quad (1.26)$$

Les cornets

Un cornet fournit une transition graduelle entre l'espace libre et un guide d'onde. Si le guide d'onde est dimensionné pour ne laisser transiter que le mode fondamental, alors en augmentant graduellement le diamètre, l'excitation de modes secondaires peut être évitée.

Plusieurs types de cornets existent, définis par la forme de leur section. Le cornet conique du fait de sa symétrie de révolution produit un diagramme de rayonnement de symétrie axiale. Ses performances peuvent être améliorées si l'intérieur du cornet est corrugué (pourvu de stries annulaires). Les caractéristiques de différents types de cornets sont détaillés dans la table 7.1 de Goldsmith (1998).

Généralement, les cornets sont conçus pour avoir un diagramme de rayonnement ayant un lobe principal (le long de l'axe de visée) de forme Gaussienne et en minimisant les contributions dues aux lobes secondaires provenant des angles éloignés de la ligne de visée.

La résolution angulaire d'une antenne directive à symétrie axiale est généralement donnée par la largeur à mi-hauteur (*Full-Width Half-Maximum, FWHM*) θ_{3dB} , qui décrit l'angle délimité par les points où le rayonnement maximum (sur l'axe de visée) est divisé par deux. Pour un cornet, une règle simple permet d'estimer l'angle θ_{3dB} exprimé en radians avec une précision de 10 % :

$$\theta_{3dB} = 1,5\lambda/D \quad (1.27)$$

où λ est la longueur d'onde du signal en mètres et D le diamètre de l'ouverture du cornet en mètres.

Faisceau Gaussien

La représentation du champ proche d'une antenne nécessite une approche dite quasi-optique, dans laquelle la forme du faisceau dépend aussi de la distance à l'antenne. Dans les hautes fréquences, la propagation du rayonnement électromagnétique peut se faire dans plusieurs modes, solutions de l'équation de propagation dans le cadre de l'approximation paraxiale, c'est à dire quand la divergence du faisceau est faible par rapport à l'axe de propagation (Goldsmith, 1998). Ainsi, en l'absence de diffraction (par exemple dans l'espace libre), l'énergie du signal est transportée par le mode fondamental TEM_{00} (transverse électro-magnétique). Ce mode possède la propriété d'avoir une distribution de champ et de densité de puissance de symétrie axiale, avec un maximum sur l'axe de propagation et une décroissance Gaussienne en s'éloignant de cet axe.

La modélisation par un faisceau Gaussien du faisceau capté par le lobe principal d'un cornet conique permet d'avoir une estimation du champ proche plus réaliste qu'en utilisant les lois de l'optique géométrique classique.

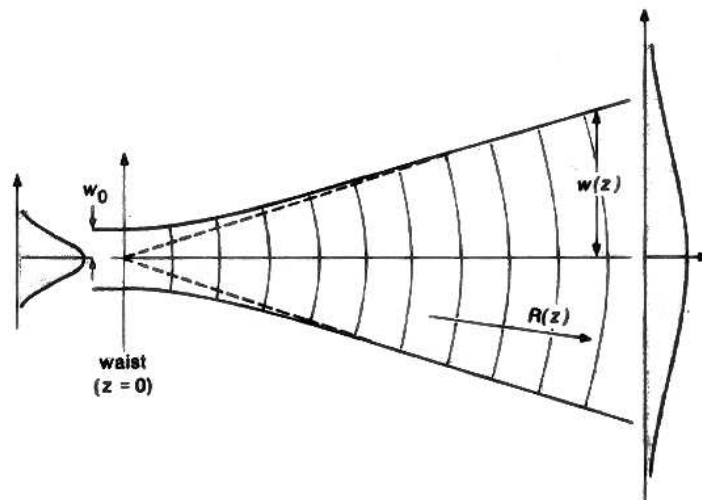


FIG. 1.5 – Notations pour un faisceau Gaussien divergeant. (D'après Siegman, 1986)

La Figure 1.5 présente les caractéristiques principales d'un faisceau Gaussien. On définit le point $z = 0$ comme l'origine du faisceau, ou le centre de phase du cornet (point où le rayonnement est couplé au guide d'onde). La largeur minimale du faisceau au point $z = 0$ est appelée *beam waist* et se note w_0 . w_0 dépend des caractéristiques du système optique.

La largeur du faisceau $w(z)$ est la distance au centre de l'axe de propagation du faisceau z où l'amplitude du champ électrique diminue de $1/e$, ce qui correspond à une diminution de l'intensité de $(1/e)^2$.

$w(z)$ peut être calculée selon :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \quad (1.28)$$

où la profondeur de champ, ou paramètre de Rayleigh z_0 , est égale à

$$z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (1.29)$$

Le rayon de courbure $R(z)$ du faisceau Gaussien est donné par

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z}\right)^2 \right]. \quad (1.30)$$

$R(z)$ passe par un minimum égal à $2z_0$ en $z = z_0$.

Pour $z \gg z_0$, la variation de $w(z)$ peut être considérée comme constante :

$$w(z) \approx \frac{\lambda z}{\pi w_0} \quad (1.31)$$

et l'angle de divergence du faisceau θ_∞ exprimé en radians est alors donné par

$$\theta_\infty \rightarrow \frac{w_0}{z_0} \text{ quand } z \rightarrow \infty. \quad (1.32)$$

Le mode fondamental du champ électrique $E(r, z)$ à une distance r perpendiculaire à l'axe de propagation suit une distribution Gaussienne. Le rapport entre l'amplitude du champ le long de l'axe $E(0, z)$ et le champ $E(r, z)$ est donné par

$$\frac{|E(r, z)|}{|E(0, z)|} = e^{-\left(\frac{r}{w(z)}\right)^2}. \quad (1.33)$$

Pour pouvoir dimensionner la taille des éléments d'un système quasi-optique (miroirs, éléments de focalisation), il est courant de caractériser le mode fondamental Gaussien en terme de densité de puissance à une distance r de l'axe de propagation. La distribution de la densité de puissance $P(r, z)$ du champ électrique est proportionnelle au carré du champ électrique. On appelle *edge taper*, T_{edge} , ce rapport de densités de puissance :

$$T_{edge}(r, z) = \frac{P(r, z)}{P(0, z)} = e^{-2\left(\frac{r}{w(z)}\right)^2}. \quad (1.34)$$

Pour une plus grande facilité de lecture, nous abandonnerons ici la notation en fonction de z . A noter que seul r ne dépend pas de z . T_{edge} est généralement exprimé en décibels pour s'accomoder de la grande dynamique de la distribution Gaussienne :

$$T_{edge}(dB) = -10 \log_{10}(T_{edge}). \quad (1.35)$$

La relation entre la largeur du faisceau w , le rayon r et le *edge taper* exprimé en décibels $T_{edge}(dB)$ est donc donnée par :

$$r = w \sqrt{\frac{T_{edge}(dB)}{8.647}}. \quad (1.36)$$

A noter que la largeur à mi-hauteur du faisceau θ_{3dB} définie plus haut correspond à deux fois le rayon pour un *edge taper* de 3 dB, c'est à dire $1,178w$.

Pour le mode fondamental Gaussien en coordonnées cylindriques, la fraction F_e de la puissance totale contenue dans un cercle de rayon r_e centré sur l'axe du faisceau peut être calculée selon

$$F_e(r_e) = \int_{r=0}^{r=r_e} |E(r)|^2 \cdot 2\pi r dr = 1 - T_{edge}. \quad (1.37)$$

Le fait de disposer un élément réflectif ou focalisateur dans le faisceau implique nécessairement une perte de puissance. D'autres phénomènes liés à la troncature du faisceau sont à noter : modification de la divergence du faisceau dans le champ lointain, diffraction causée par les effets de bord. La quantification de ces effets est difficile à estimer.

Le rapport minimum r_e/w est donc généralement déterminé de manière empirique. D'après Goldsmith (1998), pour un système complexe comprenant un nombre important d'éléments (≈ 10), un rapport $r_e/w \geq 2$ est généralement suffisant. Si $r_e = 2w$, alors, d'après (1.36), nous avons un *edge taper* T_e égal à 35 dB, ce qui représente une puissance transmise $F_e = 99,97\%$. D'après Siegman (1986), en choisissant $r = 2,3 w$, les effets de la diffraction sont négligeables (moins de 1%). (Fig. 1.6)

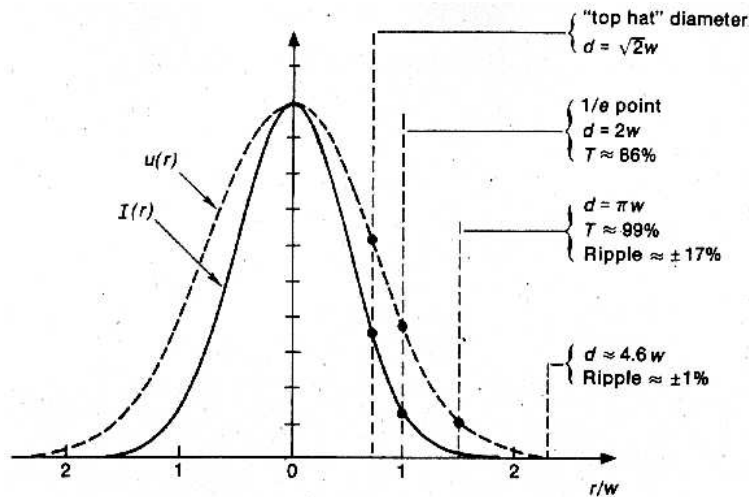


FIG. 1.6 – Effets de la troncature pour différents diamètres significatifs. T représente le pourcentage de la puissance transmise dans une ouverture circulaire perpendiculaire à l'axe optique ayant un diamètre $d = 2r$. *Ripple* représente l'intensité des ondulations générées par les effets de diffraction au bord de l'ouverture. (D'après Siegman, 1986)

1.2.3 Réception hétérodyne

Après avoir été couplé à un guide d'onde, le signal hyperfréquence doit être amplifié et descendu en fréquence pour pouvoir être analysé par le spectromètre.

Le système est dimensionné par les caractéristiques suivantes : le gain G , rapport de l'intensité du signal de sortie sur le signal d'entrée, la température de bruit T_{rec} , caractérisant le bruit thermique généré par le récepteur, la bande passante totale B , la fréquence centrale d'entrée ν_{RF} et la fréquence de sortie ν_{FI} . La plupart des notions exposées dans cette section sont liées à la

conception de circuit hyperfréquences en général et sont détaillées dans des ouvrages spécialisés tels que Pozar (2000).

Transposition en fréquence

Le signal mesuré par l'antenne est centré sur la fréquence ν_{RF} . Pour pouvoir analyser ce signal, une transposition dans une gamme de fréquence plus basse est nécessaire. La fréquence ν_{RF} interfère dans le mélangeur avec la fréquence ν_{LO} de l'oscillateur local. La fréquence ν_{FI} du signal en sortie du mélangeur est égal à la différence en valeur absolue $|\nu_{LO} - \nu_{RF}|$ (cf. Fig.1.7,a).

Ce principe peut être élargi à une bande RF de fréquence allant de $\nu_{LO} + \nu_1$ à $\nu_{LO} + \nu_2$. À noter que la bande de fréquence allant de $\nu_{LO} - \nu_2$ à $\nu_{LO} - \nu_1$, symétrique de la bande RF par rapport à ν_{LO} , appelée bande image, sera transposée dans la même bande FI que la bande RF (cf. Fig.1.7,b). Pour éviter la contamination par la bande image, il est important de filtrer cette gamme de fréquence.

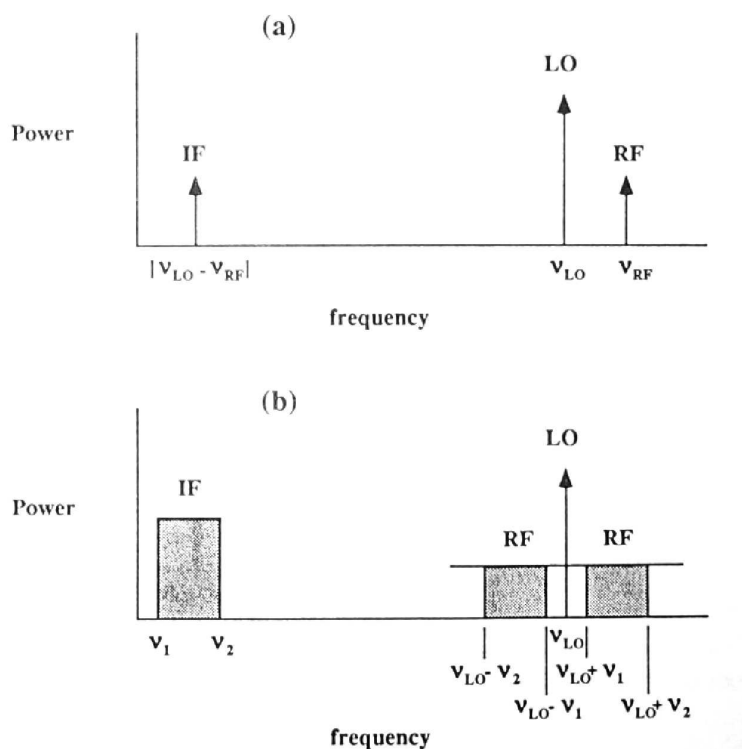


FIG. 1.7 – *Transposition en fréquence. (a) Signal monochromatique, (b) bande de fréquence. (d'après Janssen, 1993)*

Gain du système

Si un composant amplifie le signal, le rapport de la puissance du signal de sortie sur le signal d'entrée est appelé gain G . Si un composant atténue le signal (filtre, mélangeur, isolateur,...), ce rapport est appelé *perte* et est noté L (*loss*). Ils sont tous deux généralement exprimés en dB, et dépendent de la fréquence :

$$G_{dB}(\nu) = 10 \log_{10}(P_{out}(\nu)/P_{in}(\nu)) \quad (1.38)$$

$$L_{dB}(\nu) = -10 \log_{10}(P_{out}(\nu)/P_{in}(\nu)) = -G_{dB}(\nu). \quad (1.39)$$

Le gain total $G_{tot}(\nu)$ d'un circuit composé de plusieurs composants en série est égal à la somme des gains et/ou des pertes des différents composants de la chaîne exprimés en dB. Pour alléger l'écriture, nous ne ferons plus apparaître dans cette section la dépendance en fréquence du gain.

Température équivalente de bruit T_e

Le bruit généré à l'intérieur d'un circuit hyperfréquence peut être considéré comme un *bruit blanc*, c'est à dire que sa densité spectrale ne dépend pas de la fréquence. Dans ce cas, le bruit thermique est utilisé comme référence pour définir la notion de *température équivalente de bruit* T_e , qui permet de caractériser le bruit généré par une source électronique quelconque. T_e représente la puissance du bruit généré par un dispositif, exprimée comme la température équivalente d'une résistance qui, placée à l'entrée d'un dispositif à contribution de bruit nulle, génère le même niveau de bruit en sortie. T_e est généralement exprimée en Kelvin :

$$T_e = \frac{N_0}{k_B B} \quad (1.40)$$

où N_0 est le niveau de puissance du bruit en Watts.

Facteur de bruit F

En télécommunication et en électronique, *le facteur de bruit* est le quotient du rapport signal sur bruit en entrée sur le rapport signal sur bruit en sortie d'un étage. Cette grandeur est utilisée pour caractériser le bruit ajouté par un composant ou un ensemble de composants. On exprime habituellement le facteur de bruit et le rapport signal sur bruit en décibel (dB). Pour un composant actif, le facteur de bruit maximum est spécifié par le fabricant pour la gamme de fréquence utile. Pour un composant passif, le facteur de bruit F est généralement égal aux pertes L .

La relation entre facteur de bruit et température équivalente de bruit est donnée par :

$$T_e = (F - 1)T_{phys} \quad (1.41)$$

où T_{phys} est la température physique à laquelle se trouve le composant, exprimée en Kelvins.

Température de bruit du récepteur T_{rec}

La température équivalente de bruit d'un récepteur T_{rec} composé de n composants mis en série et ayant comme températures équivalentes de bruit et comme gains respectivement $T_{e1}, T_{e2}, \dots, T_{en}$ et G_1, G_2, \dots, G_n se calcule par la formule suivante :

$$T_{rec} = T_{e1} + \frac{T_{e2}}{G_1} + \frac{T_{e3}}{G_1 G_2} + \dots + \frac{T_{en}}{G_1 G_2 \dots G_{n-1}}. \quad (1.42)$$

Cette formule met en avant l'importance d'avoir des composants ayant un facteur de bruit très faible ainsi qu'une amplification importante au début de la chaîne de réception.

Bande passante B

Comme nous le verrons dans la partie 4.1.2, l'altitude minimum de restitution de la vapeur d'eau n'est théoriquement limitée que par la bande passante du radiomètre. La largeur de bande des amplificateurs et des filtres doit être choisie en fonction de cet aspect. Une bande passante B de 1 GHz est théoriquement suffisante pour restituer l'information de concentration en vapeur d'eau à partir de la basse stratosphère.

1.2.4 Analyse spectrale

L'échantillonnage du signal en fonction de la fréquence est réalisé par un spectromètre, qui discrétise la bande passante totale en N canaux. Comme nous le verrons dans la section 4.1.2, pour pouvoir restituer l'information sur les hautes altitudes, le spectromètre doit avoir une résolution spectrale permettant de résoudre la largeur minimale de la raie d'émission (de l'ordre du dixième de MHz pour la vapeur d'eau). Pour mesurer des concentrations dans la basse stratosphère, la bande passante de spectromètre doit être au moins aussi large que l'élargissement collisionnel à l'altitude minimum de restitution (cf. section 4.1.2), dans notre cas de l'ordre de 800 MHz. Plusieurs paramètres caractérisent un spectromètre :

- la bande passante totale B
- le nombre de canaux N
- la résolution spectrale $\delta\nu$
- la dynamique d'entrée (puissances maximum et minimum)
- la résolution numérique de sortie
- la stabilité temporelle
- les durées minimales et maximales d'intégration
- la réponse de chaque canal.

Il existe à l'heure actuelle plusieurs techniques d'analyse spectrale.

Banque de filtres

La séparation des différents canaux est réalisée par une multitude de filtres passe-bande suivis de détecteurs de puissance. L'avantage majeur de ce type de spectromètre est de pouvoir être optimisé pour un type d'observation donné, avec par exemple des canaux étroits sur le centre d'une raie, et des canaux plus larges sur les ailes. Ce genre d'instrument nécessite un lourd développement spécifique, n'est donc généralement pas disponible commercialement et, une fois conçu, le spectromètre est difficilement reconfigurable. Le coût et l'encombrement de l'instrument sont liés au nombre de canaux. De plus, chaque filtre possédant son propre détecteur, la stabilité inter-canal est généralement mauvaise et un contrôle actif de la température est nécessaire.

Autocorrélateur

Le spectromètre à autocorrélation utilise la propriété selon laquelle la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation d'un signal temporel est égale à sa densité spectrale de puissance. En pratique, le signal est transposé en bande de base, numérisé, et multiplié avec n versions de lui-même retardées de $n\tau$ (τ est appelé le pas de temps du spectromètre). L'avantage majeur de ce type de spectromètre est que, en fonction de τ , la résolution et la bande passante peuvent être modifiées. Comme pour la banque de filtres, ce type de spectromètre nécessite un développement spécifique et est généralement conçu à la demande.

Spectromètre à Transformée de Fourier Rapide

Les dernières avancées dans le domaine des circuits logiques programmables, notamment les *Field Programmable Gate Arrays (FPGA)*, ont permis l'intégration de fonctions mathématiques complexes sur des puces numériques fonctionnant à des fréquences de plus en plus élevées. Couplée à l'augmentation de la vitesse des convertisseurs analogique-numérique, cette technologie permet aujourd'hui de réaliser en temps réel des analyses spectrales par Transformée de Fourier Rapide (*Fast Fourier Transform, FFT*) sur une bande passante de 1 GHz (Benz et al., 2005). Les premiers spectromètres FFT large bande sont disponibles commercialement depuis 2005.

Spectromètre Acousto-Optique

Dans le Spectromètre Acousto-Optique (SAO), le signal micro-onde est transformé en une onde acoustique se propageant dans une cellule de Bragg. Cette cellule va réagir à l'onde acoustique en changeant ses propriétés optiques, et faire dévier un faisceau laser en fonction de la fréquence. La position du laser est captée par une rangée de capteurs CCD. Les SAO peuvent atteindre une bande passante de l'ordre du GHz, avec un nombre de canaux de l'ordre du millier (Lecacheux et al., 1993). L'inconvénient majeur de ce genre de spectromètre est sa relative fragilité et une dérive en fréquence qui demande une calibration régulière par injection d'un peigne de Dirac à des fréquences connues, ainsi que sa stabilité temporelle limitée (de l'ordre de la dizaine de secondes). La Figure 1.8 présente le concept général de fonctionnement d'un SAO. Les SAO ont été très populaires en radio-astronomie et en radiométrie micro-onde pour l'étude de l'atmosphère dans les années 90, à une période où l'électronique numérique n'était pas encore assez rapide pour traiter des signaux sur une large bande passante. Ces instruments dont la gamme d'utilisation est donc relativement restreinte, ne sont pas fabriqués en série.

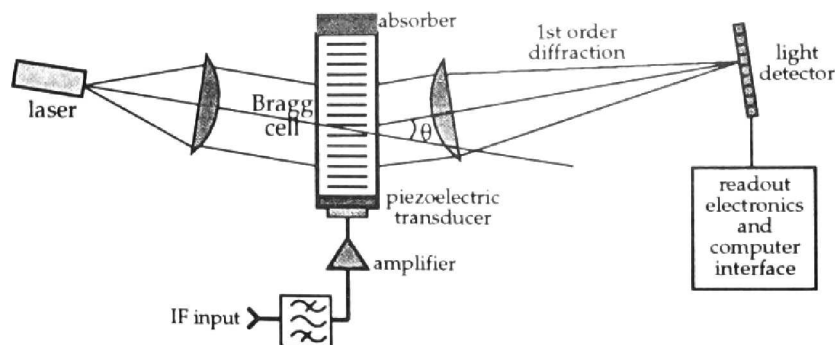


FIG. 1.8 – Diagramme de fonctionnement d'un Spectromètre Acousto-Optique. (tiré de Emrich, 1992)

Chirp Transform Spectrometer (CTS)

Le *Chirp Transform Spectrometer*, CTS (Villanueva et al., 2003) est basé sur la dispersion de vitesse des ondes acoustiques de surface. Il possède une excellente résolution spectrale (50 kHz), au détriment d'une bande passante limitée (200 MHz). Son utilisation est généralement réservée à l'étude de raies très étroites, correspondant à des altitudes de restitutions très élevées (la mésosphère dans le cas de l'atmosphère terrestre). L'instrument MIAWARA (Deuber et al., 2004) utilise un tel spectromètre pour la restitution de l'information mésosphérique.

1.2.5 Bruit et Stabilité

En radiométrie micro-onde pour l'étude de l'atmosphère, le signal utile est généralement très faible comparé à la puissance totale reçue par le radiomètre, et au bruit généré par l'instrument.

D'après la *formule de bruit du radiomètre* (Kraus, 1966), si l'on considère le bruit sur la mesure comme étant un bruit blanc (distribution gaussienne autour d'une valeur moyenne), l'écart-type de ce bruit ΔT_B exprimé en température de brillance peut être réduit en augmentant le temps d'intégration Δt par :

$$\Delta T_B = \frac{qT_{sys}}{\sqrt{\Delta\nu\Delta t}} \quad (1.43)$$

où q est un facteur dépendant de la méthode de mesure utilisée et du type de mélangeur utilisé (simple ou double bande latérale) permettant de prendre en compte le temps effectif d'observation de la source. Généralement, q est compris entre 1 et 2. $\Delta\nu$ est la largeur du canal du spectromètre.

Augmenter le temps d'intégration pose un problème car le système de réception n'est pas forcément stable sur une longue durée. La mesure de la variance d'Allan (Schieder et Kramer, 2001) permet de déterminer la durée pendant laquelle l'équation du radiomètre reste valable, avant que les instabilités dues à la dérive de l'instrument ne limitent l'efficacité de l'intégration (Figure 1.9).

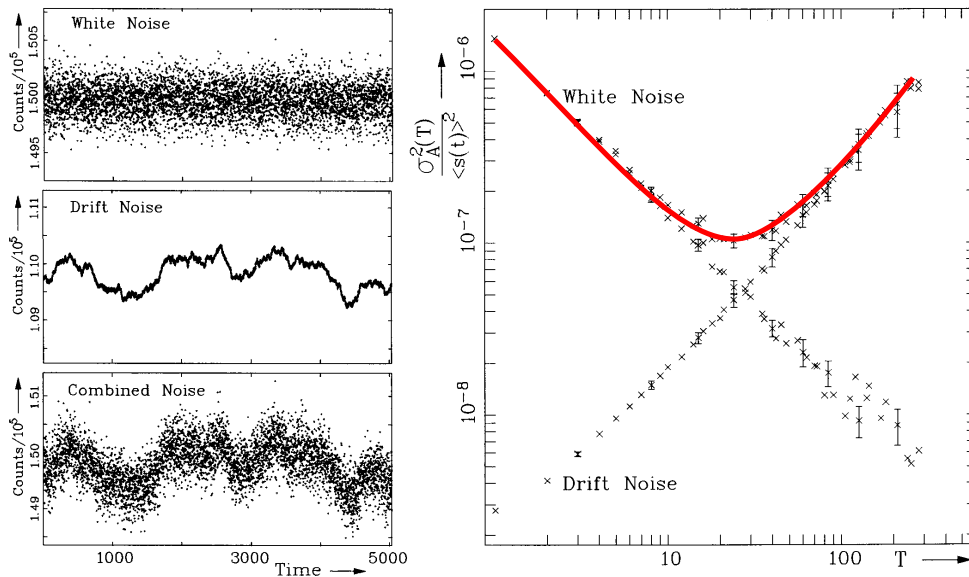


FIG. 1.9 – A gauche, jeu de données artificiel généré à partir de nombres aléatoires avec le bruit blanc (*white noise*, en haut), le bruit lié à la dérive de l'instrument (*Drift noise*, au milieu) et la combinaison des deux (*Combined Noise*, en bas). Chaque point correspond à un échantillon intégré pendant une seconde. A droite, le graphique de la variance d'Allan relative pour les trois types de bruit. Le bruit blanc apparaît avec une pente de -1 , le bruit de dérive avec une pente de $+1$. La combinaison des deux (en rouge) fait apparaître un minimum pour une durée d'intégration déterminée, à partir de laquelle l'intégration du signal n'est plus efficace (tiré de Schieder et Kramer, 2001).

1.2.6 Méthodes de mesure

Dans le cas de raies faibles, la méthode généralement utilisée pour remédier aux limitations causées par la stabilité du système de réception est une méthode différentielle de permutation de visée entre deux signaux de puissance similaire sur une durée de temps durant laquelle le système peut être considéré comme stable. La soustraction des deux contributions est alors proche de zéro. Dans le cas de raies plus intenses, une mesure en puissance totale est directement possible.

Permutation de fréquence (*Frequency switching*)

Si la raie spectrale observée est suffisamment étroite par rapport à la bande passante du spectromètre, il est possible de réaliser une permutation de fréquence. En commutant la fréquence de l'oscillateur local entre deux valeurs voisines de quelques MHz, on obtient un signal et une référence très similaires.

L'avantage de cette technique est que le signal atmosphérique est présent dans les deux mesures, et que la commutation peut être effectuée extrêmement rapidement. L'inconvénient majeur est que seules les raies étroites peuvent être observées, et qu'un mécanisme de commutation de fréquence d'oscillateur local est nécessaire.

Par exemple, le monoxyde de carbone (CO) (Forkman et al., 2003), ou encore l'ozone (Ricaud et al., 1991) ont été mesurés depuis le sol en utilisant cette technique.

Permutation de charge (*Load switching*)

La méthode de la *permutation de charge* consiste en l'observation alternée du ciel et d'une charge de référence dont la température de brillance associée est proche de celle émise par le ciel. Les inconvénients principaux de cette méthode viennent des ondes stationnaires causées par les réflexions parasites entre le cornet et la charge, et du fait que le ciel n'est observé que pendant la moitié du temps. Cette méthode est appropriée pour les raies plus intenses. Les radiomètres mesurant des signaux intenses tels que les profileurs troposphériques commerciaux type Radiometrics ou RPG utilisent cette technique de charge interne.

Permutation de ligne de visée (*Beam switching*)

Dans la méthode de la *permutation de visée*, le faisceau est commuté entre une élévation basse (signal), pour laquelle le chemin optique à travers l'atmosphère est plus long (contribution plus importante) et une élévation haute appelée *référence*, où la contribution atmosphérique est moins intense. Le signal atmosphérique est donc présent dans les deux positions. Un matériau appelé *charge équilibrée diélectrique* ou encore *charge de référence* est inséré dans la visée de référence pour que le niveau de puissance moyen de la référence soit comparable au niveau du signal, afin de minimiser les variations de gain liées à la non-linéarité du système. Le matériau utilisé peut être une plaque de diélectrique (par exemple du plexiglas) ou encore un absorbant micro-onde inséré partiellement dans le faisceau. Cette technique introduite par Parrish et al. (1988) est utilisée dans de nombreux radiomètres micro-ondes au sol.

Cette méthode est adaptée à la mesure des raies larges mais peu intenses. L'inconvénient majeur est, comme dans le cas de la permutation de charge, la présence d'ondes stationnaires sur le spectre dues aux réflexions dans le système (notamment avec la charge équilibrée diélectrique).

1.3 En résumé

Dans ce chapitre nous avons défini les grandeurs utilisées pour le calcul du transfert radiatif dans le domaine micro-onde, et nous avons vu comment le rayonnement émis par l'atmosphère pouvait être modélisé en fonction de l'absorption et de la température de l'atmosphère. Il a été expliqué comment l'utilisation de l'approximation d'une couche isotherme permet de décrire de manière simplifiée l'interaction du rayonnement avec son milieu. Enfin, il a été montré que dans le cas de l'étude l'atmosphère moyenne, l'émission de l'atmosphère terrestre peut se modéliser comme une somme de contributions provenant : 1) du rayonnement cosmologique de fond, 2) de l'atmosphère moyenne et 3) de la troposphère.

Nous avons ensuite présenté les principes généraux de la radiométrie micro-onde permettant de mesurer ce rayonnement depuis le sol. Nous avons détaillé le fonctionnement des différents sous-systèmes d'un radiomètre, en insistant sur les méthodes permettant de les caractériser. Nous avons réalisé une rapide synthèse des technologies disponibles aujourd'hui dans le domaine des spectromètres. En effet, les caractéristiques de cet élément se trouvant en fin de chaîne vont contraindre la gamme d'altitude de restitution des paramètres atmosphériques. Enfin, nous avons insisté sur les notions de bruit et de stabilité inhérentes à la radiométrie et sur les méthodes de mesure, notamment de permutation de visée ou de fréquence, utilisées pour réduire le bruit et assurer des mesures stables.

Chapitre 2

Le Radiomètre Mobile (MobRa)

MobRa (pour Mobile Radiometer) est un radiomètre micro-onde compact conçu pour mesurer la raie de vapeur d'eau à 22,235 GHz (longueur d'onde 13,5 mm). Initialement développé à Bordeaux, cet instrument est arrivé au Laboratoire d'Aérodynamique de Toulouse à l'automne 2004. Ne fournissant pas de résultats à cause de différents problèmes techniques, il a été décidé de le remettre en état et d'en profiter pour effectuer des modifications mécaniques permettant de mettre en oeuvre de nouvelles méthodes de mesure.

Dans ce chapitre, après avoir fait un rapide historique de cet instrument en insistant sur les modifications réalisées durant cette thèse, nous décrirons ses caractéristiques techniques (couplage du signal, chaîne de réception hyperfréquence, analyse fréquentielle). Nous détaillerons ensuite les procédures de mesure automatisées, et présenterons une étude sur la minimisation des ondes stationnaires causées par les réflexions internes dans l'instrument.



2.1 Description de MobRa

2.1.1 Introduction

Le Radiomètre Mobile (Mobile Radiometer, MobRa) est un instrument micro-onde dédié à la mesure de la raie de vapeur d'eau à 22,235 GHz (longueur d'onde $\lambda = 13,5$ mm). Il a été initialement conçu au Laboratoire d'Astrodynamique, d'Astrophysique et d'Aéronomie de Bordeaux (L3AB). Sa première version a été développée à titre de prototype, et les données n'ont jamais été validées. C'est un instrument compact ($1 \times 1 \times 1,2$ m³ pour environ 100 kg) et donc facilement transportable.

Lors du déménagement de l'instrument de Bordeaux à Toulouse, en 2004, et suite à une série de problèmes techniques, il a été décidé de le revoir entièrement pour le rendre opérationnel, et en profiter pour implémenter des nouvelles techniques de mesure et de calibration et améliorer la qualité et la stabilité du signal mesuré. Un des objectifs principaux était de remplacer la calibration quotidienne à l'azote liquide par une méthode de calibration utilisant le ciel comme référence (Deuber et al., 2004). La Table 2.1 liste les changements de l'électronique, de l'acquisition/contrôle et de la mécanique réalisés durant cette thèse. Nous verrons aussi que la nouvelle méthode de mesure est très sensible à la caractérisation des paramètres troposphérique, qu'il est nécessaire d'estimer avec une bonne précision.

L'intérêt principal d'un tel instrument compact et autonome est de pouvoir être déplacé facilement pour des campagnes de validation ou d'intercomparaisons. MobRa est actuellement le radiomètre pour la mesure de la vapeur d'eau strato-mésosphérique le plus compact existant. L'inconvénient principal de cet instrument, découlant de son faible encombrement, provient de

	Prototype Bordeaux	Modifications durant la Thèse
		
Charge de référence diélectrique	Plexiglas	Absorbant micro-onde
Angles de visée	de 10° à 40° et zenith	de 10° au zénith
Stabilisation en température	Système entier	Electronique réception
Charge froide	Azote liquide	Ciel à 60° et azote liquide
Spectromètre	AOS V.1 encombrant et diode laser désalignée	AOS V.5 compact et utilisable
Réduction des ondes stationnaires	Non	Table de translation pas à pas
Acquisition	en pascal sous MS-DOS	en Labview sous Windows
T_{rec}	~200 K	~165 K

TAB. 2.1 – Récapitulatif des changements apportés à MobRa.

la taille réduite de son cornet. Comme nous l'avons vu dans la section 1.2.2 et notamment par (1.27), la directivité d'une antenne augmente avec sa taille. Dans le cas de notre instrument compact, l'antenne est relativement petite (10 cm d'ouverture, ~ 8 fois la longueur d'onde à 22.235 GHz), et la largeur à mi-hauteur est donc de l'ordre de 10° . Cette faible directivité entraîne une complexification de la relation entre l'angle d'élévation de la mesure et la provenance du signal couplée (Han et Westwater, 2000). Nous verrons comment cette relation est prise en compte avec MobRa. De plus, la structure compacte de l'instrument dimensionnée sans beaucoup de marge est propice aux réflexions avec le faisceau micro-onde. Ces réflexions sont à l'origine d'ondes stationnaires qui perturbent les spectres mesurés. La présence d'un système mécanique de modulation de la longueur du chemin de visée permet de minimiser ces artefacts (Forkman et al., 2003), mais le paramétrage précis des distances caractéristiques de déplacement est nécessaire pour optimiser l'effet d'un tel dispositif.

Les blocs fonctionnels composant l'instrument et qui seront détaillés par la suite dans cette section sont illustrés par la Figure 2.1. MobRa est composé d'un système de pointage et de calibration permettant de viser le ciel à plusieurs angles d'élévation ainsi que les cibles de calibration. Un absorbant micro-onde est inséré partiellement dans la visée au zénith. La réception du signal fonctionne sur le principe de l'hétérodynage à simple bande latérale, c'est-à-dire que le signal est descendu en fréquence par mélange harmonique avec un oscillateur local vers la fréquence de 2 GHz. L'analyse fréquentielle est réalisée à l'aide d'un spectromètre acousto-optique

(AOS).

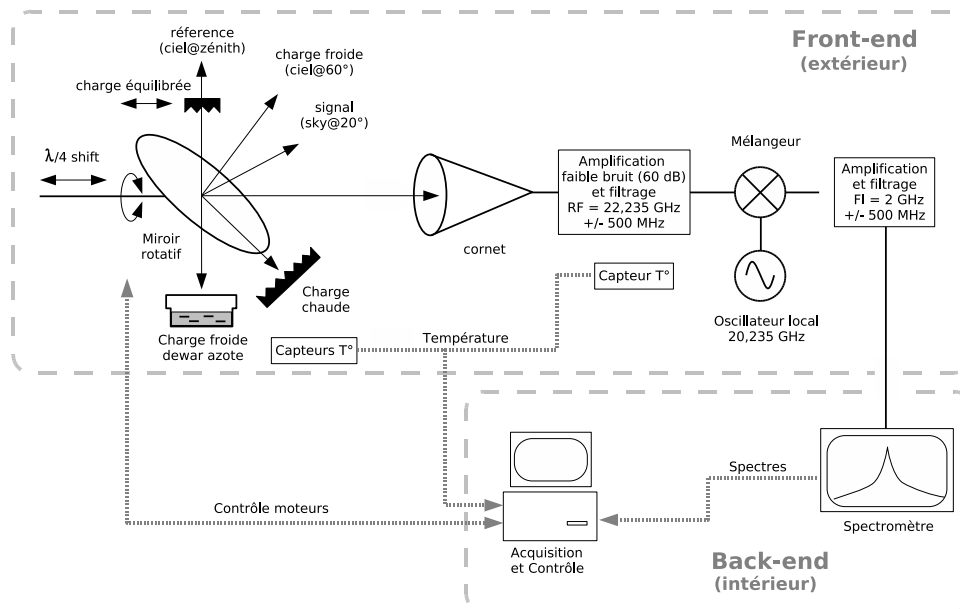


FIG. 2.1 – Diagramme fonctionnel de MobRa. La partie se situant à l'extérieur (front-end) est composée du système de pointage et de calibration, ainsi que du circuit de réception hétérodyne. La partie se situant à l'intérieur (back-end) est logée dans un rack et contient le spectromètre et le PC de contrôle et d'acquisition.

2.1.2 Systèmes de pointage et de calibration

Pointage

Le système de pointage de l'instrument est composé d'un miroir en aluminium orienté à 45° par rapport à l'axe du cornet permettant de sonder l'atmosphère à différentes élévations. Ce miroir étant plan et conducteur, on estime que la réflexion est totale sur sa surface. La rotation de ce miroir selon l'axe du cornet est effectuée par un moteur pas-à-pas ayant une résolution de 4000 pas par tour. La résolution angulaire est donc de 0,09 degrés. L'effet de l'erreur de pointage et l'optimisation de la calibration en élévation seront développés dans la partie 2.2.3. La Figure 2.2 détaille cette partie de l'instrument.

Charge équilibrée diélectrique

Le matériau micro-onde absorbant, aussi appelé *charge équilibrée diélectrique*, est placé dans la direction du zénith pour augmenter la température de brillance lors de la visée référence et ainsi avoir un niveau comparable à la visée signal à plus basse élévation, comme nous le verrons dans la section 2.2.1. Il est préférable que cette contribution soit constante sur toute la bande passante. Le principal problème est l'apparition d'une ligne de base spectrale complexe causée par les réflexions sur la charge. Une étude détaillée sur l'optimisation du choix du matériau et de son orientation a été menée par Deuber et Kämpfer (2004). En suivant les conclusions de ce travail, nous utilisons l'absorbant micro-onde ECCOSORB AN-74 positionné verticalement et bisauté sur la tranche située vers le miroir. Le positionnement de l'absorbant est réalisé de

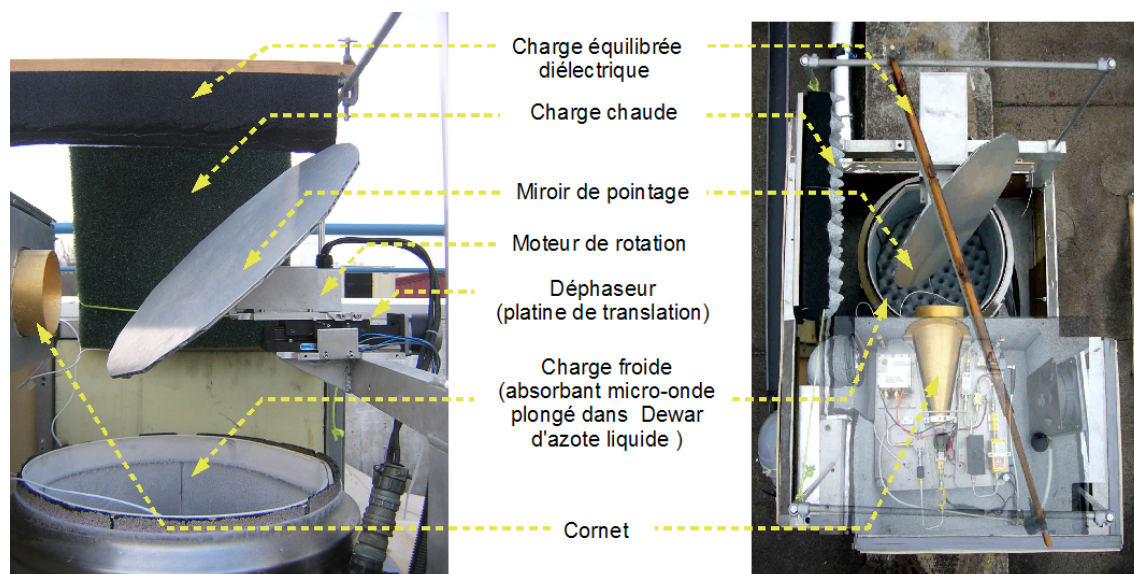


FIG. 2.2 – Le système de pointage et de calibration de MobRa. Gauche : Vue de coté. Droite : Vue de dessus.

manière manuelle et optimisé par un contrôle visuel direct de la forme générale des spectres et pour que l'élévation de la visée signal correspondante soit comprise entre 25 et 35°.

Déphaseur

Durant cette thèse, nous avons ajouté à l'instrument un déphaseur. Ce système, visible sur la Figure 2.2 et détaillé par la Figure 2.3, est composé d'une table de translation actionnée par un moteur pas à pas permettant de faire varier la distance cornet-miroir. Le but est de minimiser les ondulations sur les spectres causées par les réflexions parasites dans le système de réception et de visée. Le système peut se déplacer au maximum de 30 mm, cette distance est délimitée par deux ensembles butée/rupteur pour éviter d'amener la table en fin de course. la résolution du déplacement vertical a été estimée à 0,2 mm. Les mécanismes de réduction des ondes stationnaires seront étudiés en détail dans la partie 2.3.1.

Calibration

Comme exposé dans la partie 3.1.1, le radiomètre nécessite la mesure du rayonnement de deux entités considérées comme des corps noirs ayant des températures de brillance connues pour pouvoir calibrer le signal provenant de l'atmosphère. L'utilisation d'absorbants micro-ondes assimilables à des corps noirs permet, en connaissant la température physique de ces cibles, d'établir la relation entre valeur numérique mesurée par le spectromètre et température de brillance. Plus la différence de température entre les charges est grande, plus la mesure du gain total du système G_{sys} sera précise.

Charge chaude : Un absorbant micro-onde de type Emerson & Cumming HR-1 à température ambiante collé à une surface métallique fait office de charge chaude. Son coefficient de réflexion théorique à 22 GHz est de -30 dB, soit 0,1%.

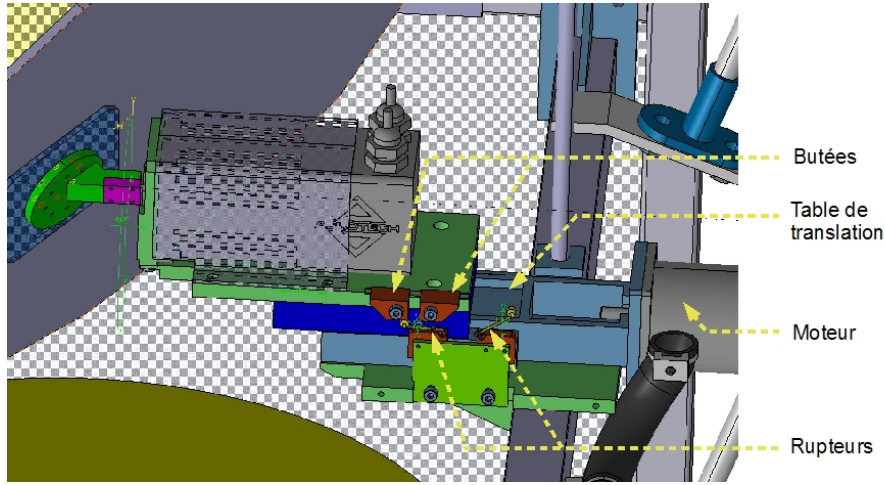


FIG. 2.3 – Projection CAO du système de déphaseur. Les deux rupteurs et les butées permettent de fixer les positions minimum et maximum de la translation.

Charge froide LN2 : L'azote liquide (LN2) est utilisé pour refroidir un absorbant micro-onde qui sert de charge froide. La température de brillance mesurée correspond alors à la température du point d'ébullition de l'azote à pression ambiante. En dérivant la formule de Clapeyron, la relation entre température du point d'ébullition T_{LN_2} et pression atmosphérique P est donnée par :

$$T_{LN_2} = \left(T_0^{-1} - \ln \left(\frac{P}{P_0} \right) \frac{R}{L_{LN_2}} \right)^{-1} \quad (2.1)$$

où T_0 est la température d'équilibre de l'azote liquide (77,4 K), P_0 la pression standard au niveau de la mer (1013,15 hPa), R la constante des gaz parfaits ($8,31 \text{ JK}^{-1}\text{mol}^{-1}$) et L_{LN_2} la chaleur latente de vaporisation de l'azote liquide ($5,6 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$).

Sur Terre, la pression atmosphérique pour un site donné varie rarement de plus de 100 hPa autour de la valeur moyenne annuelle. Cela représente une variation de la température de l'azote liquide inférieure à 1 K au niveau du sol.

Dans le cas particulier de MobRa, l'azote liquide est contenue dans un Dewar de 50 L floqué d'absorbant micro-onde placé sous le miroir. Une sonde de température de type thermocouple placée dans le Dewar permet d'une part de s'affranchir d'un capteur de pression, même si une erreur systématique dépendante de la sonde de l'ordre de 1 K est présente, et d'autre part de s'assurer de la présence d'azote liquide.

Charge froide ciel : Si les propriétés de la troposphère sont déterminées (température moyenne \bar{T}_{trop} , opacité zénithale $\tau_{trop}^{[z]}$), il est possible d'utiliser le ciel comme charge froide en calculant sa température de brillance à une élévation donnée. Pour cela, l'instrument doit être capable de pouvoir viser à toutes les élévations entre 20° et 90° (zénith). Les détails de cette méthode seront présentés dans la section 3.2.

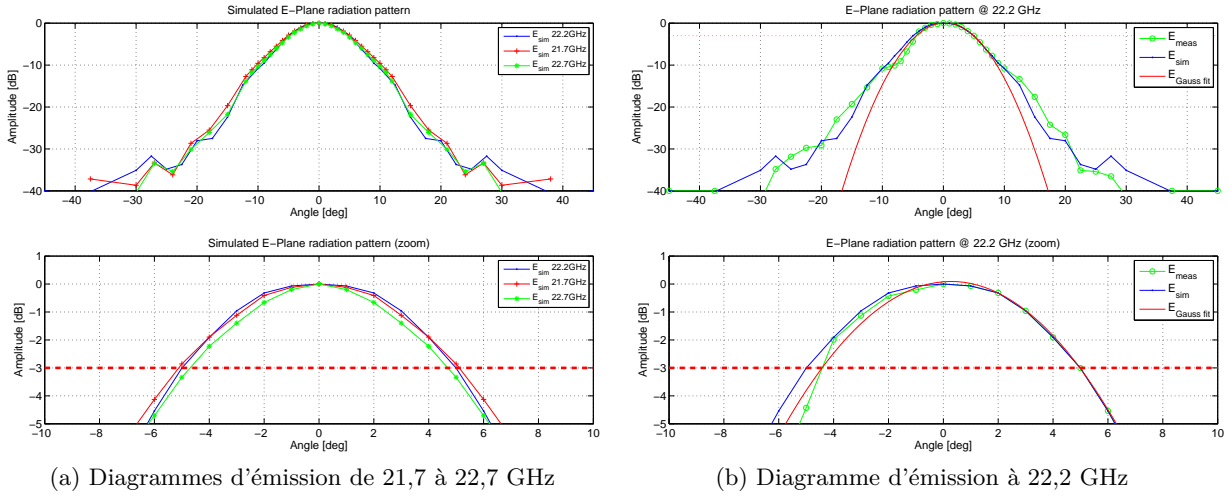


FIG. 2.4 – Diagrammes de rayonnement du cornet de MobRa dans le plan E (polarisation verticale). (a) Simulations pour la fréquence centrale de 22,2 GHz et pour les fréquences aux extrémités du spectre : 21,7 et 22,7 GHz. Haut: de -40 à $+40^\circ$. Bas: zoom pour les angles entre -10 et $+10^\circ$. (b) Diagrammes mesuré (cercles verts), simulé (points bleus), et modélisé par une Gaussienne (trait rouge). Comme pour (a), le panneau du bas est un zoom pour les angles entre -10 et $+10^\circ$.

2.1.3 Réception hyperfréquence

Cornet

Le cornet employé dans le Radiomètre Mobile est un cornet cylindrique à parois lisses (Cornet de Potter) conçu par l'Observatoire de Bordeaux. Ce cornet est de polarisation verticale, ce qui veut dire que le plan coïncidant avec le plan de balayage en élévation est le plan E, contenant le champ électrique dans la direction de propagation.

Des simulations ont été réalisées dans les années 1980 par Matra Marconi à partir des plans pour les fréquences de 21,7, 22,2 et 22,7 GHz. Ces simulations présentées sur la Figure 2.4a pour le plan de polarisation E montrent un bon accord aux trois fréquences. Des mesures ont aussi pu être réalisées en laboratoire.

La Figure 2.4b montre le diagramme de rayonnement du cornet de MobRa dans le plan E à 22,2 GHz 1) mesuré en laboratoire, 2) simulé à partir des plans de conception et 3) modélisé par une fonction Gaussienne contrainte par la méthode des moindres carrés sur le spectre mesuré. Une légère différence apparaît entre spectre mesuré et simulé, au centre du faisceau. Pour les lobes secondaires les deux courbes présentent un bon accord. La modélisation Gaussienne du cornet au centre du faisceau est cohérente avec les mesures, malgré la difficulté à reproduire les lobes secondaires avec cette forme mathématique simple. Le panneau du bas de la Figure 2.4b est un zoom sur le centre du faisceau qui nous permet d'estimer la largeur à 3dB du faisceau de l'antenne comprise entre 9 et 10° .

Amplification, Hétérodynage et Filtrage

La Figure 2.5 représente le diagramme fonctionnel du premier étage d'amplification et de descente en fréquence du radiomètre mobile. La Figure 2.6 représente le deuxième étage d'amplification, à la fréquence centrale intermédiaire $FI = 2$ GHz. Lors de cette thèse, deux amplificateurs ont été changés. L'amplificateur faible bruit dans le premier étage avait un facteur de

bruit de 1,8, et a été remplacé par un amplificateur ayant un facteur de bruit de 1,4. Le deuxième amplificateur de la chaîne FI a aussi été changé car il était défectueux. L'ancien oscillateur local qui générait des raies parasites perturbant fortement le signal utile a lui aussi été remplacé.

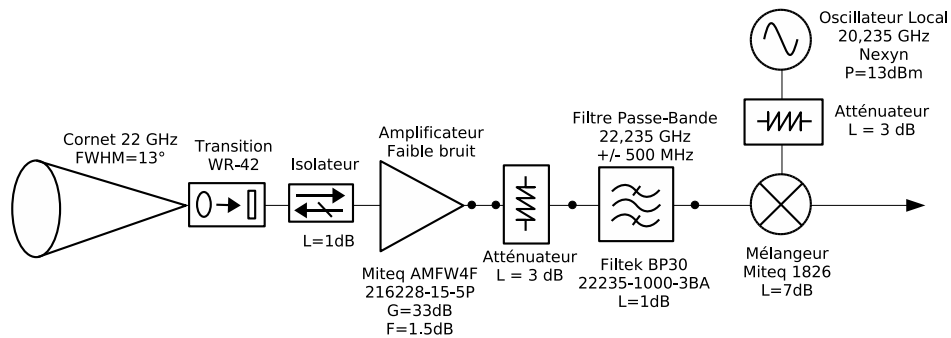


FIG. 2.5 – Diagramme du premier étage d'amplification et de filtrage (à 22 GHz) et de descente en fréquence de MobRa.

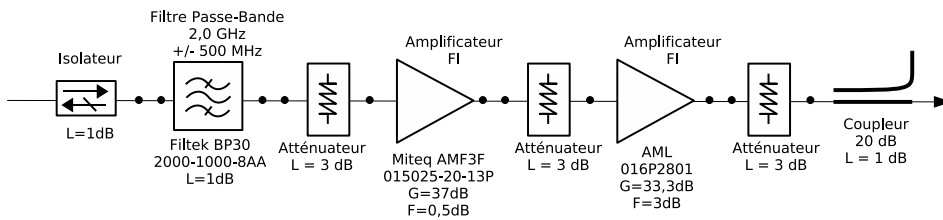


FIG. 2.6 – Diagramme du deuxième étage d'amplification et de filtrage (à 2 GHz) de MobRa.

La Table 2.2 nous donne les caractéristiques théoriques des différents composants, ainsi que la température de bruit théorique de l'instrument aux différents niveaux du circuit. La température de bruit du récepteur T_{rec} a globalement été améliorée de 50 K pour atteindre désormais ~ 165 K à température ambiante.

La température de bruit du récepteur a aussi été mesurée en laboratoire, à une température ambiante de 23°C pour vérifier la cohérence avec la valeur théorique déduite des caractéristiques des composants (Table 2.2). La Figure 2.7 montre que la valeur moyenne de T_{rec} mesurée (165 K) est donc sensiblement égale à la valeur théorique, avec des variations de l'ordre de 10 à 15 K (6 à 10 %) sur l'ensemble de la bande passante mesurée.

Composants	Gain dB	F dB	T_e K	Gain cumulé dB	T_{rec} K
Cornet					
Transition guide WR42					
Isolateur	0	0,5	36,61	0	36,61
Ampli 22 GHz 33 dB	33	1,5	123,76	33	160,37
Connecteur SMA	-0,5	0,5	36,61	32,5	160,39
Atténuateur	-3	3	298,58	29,5	160,55
Filtre passe bande	-1	1	77,68	32	160,41
Connecteur SMA	-0,5	0,5	36,61	31,5	160,43
Atténuateur	-3	3	298,58	29	160,59
Mélangeur	-7	1	77,68	22	160,69
Isolateur	-0,43	0,43	31,22	21,57	160,89
Filtre passe bande	-0,5	0,5	36,61	21,07	161,14
Atténuateur	-3	3	298,58	18,07	163,48
Ampli 2 GHz 37 dB	37	0,5	36,61	55,07	164,05
Atténuateur	-3	3	298,58	52,07	164,05
Ampli 2 GHz 32 dB	32	7	1203,56	84,07	164,06
Coupleur	-1	1	77,68	83,07	164,06
Cordon 8 m	-2	2	175,47	81,07	164,06
Atténuateur	-3	3	298,58	78,07	164,06
Total				78,07	164,06

TAB. 2.2 – Composants de la chaîne de réception. La température de bruit des composants ainsi que T_{rec} sont calculées à une température ambiante de 30°C , en prenant en compte les valeurs typiques de figure de bruit et gain sur la bande passante.

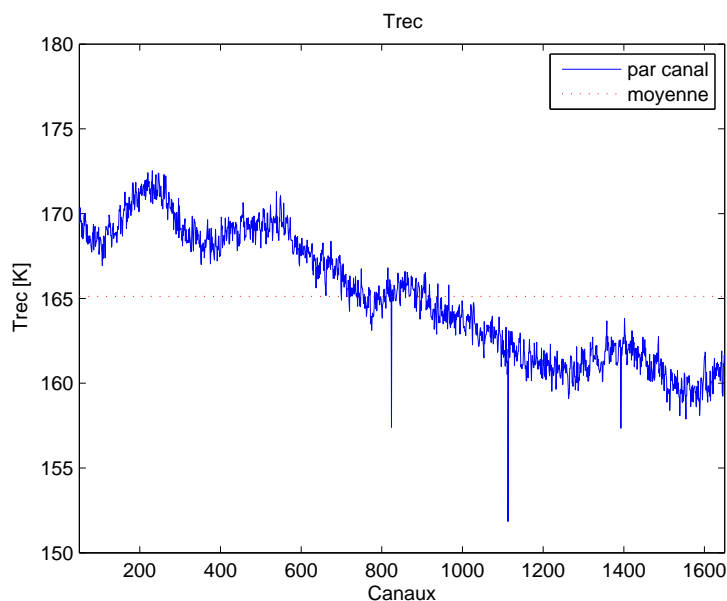


FIG. 2.7 – Mesure de la température de bruit du récepteur T_{rec} à une température ambiante de 23°C . Trait bleu continu : mesure pour chaque canal. Point rouge: moyenne sur la bande passante.

2.1.4 Spectromètre

MobRa utilise un spectromètre acousto-optique (*Acousto Optical Spectrometer*, AOS), de bande passante ~ 1 GHz. Les paramètres principaux du spectromètre sont consignés dans la Table 2.3. Avec 2048 canaux, il possède une résolution de 0,61 MHz, avec une réponse de canal supposée Gaussienne (largeur a mi-hauteur $\sim 1,1$ MHz). Les performances optimales de l'AOS sont limitées par deux facteurs :

- l'incompatibilité entre la bande passante du spectromètre (1,6-2,6 GHz) et la bande passante du radiomètre (1,5-2,5 GHz). Ce décalage engendre une réduction de la bande passante totale utile à 850-900 MHz (1,6-2,5 GHz en FI, 21,835-22,735 GHz en RF) au lieu de 1 GHz nominal.
- le codage numérique du spectre est théoriquement sur 12 bit (4096 pas) or, en pratique, il sature à 2200 pas, probablement à cause d'un mauvais réglage du convertisseur analogique-numérique. Cela a pour conséquence de réduire la dynamique d'entrée d'un facteur 2.

Malgré cela, le spectromètre peut être utilisé pour la mesure de la raie de vapeur d'eau à condition de prendre en compte ces limites dans le réglage de l'instrument et le traitement des mesures. Le bruit de fond et la réponse en fréquence de l'instrument varient lentement avec le temps, des calibrations en fréquence et une mesure du bruit de fond régulières sont donc nécessaires. Ces procédures seront détaillées dans la section 2.2.3.

2.1.5 Acquisition et contrôle

L'acquisition de données (liaison avec le spectromètre, capteurs de température), le contrôle de l'instrument (pilotage des moteurs de rotation et de translation du miroir) et la prévisualisation des résultats sont effectués à travers un programme qui a entièrement été réécrit sous

Paramètres	Valeurs	Commentaires
Bande passante	1,04 GHz	de 1,58 à 2,62 GHz
Nombre total de canaux	2048	
Nombre de canaux utiles	1600	pas de signal hors des canaux 23-1623
Résolution spectrale	0,61 MHz	
Largeur de canal (FWHM)	1,1 MHz	Réponse supposée Gaussienne
Dynamique	14 dB	-64 à -50 dBm
Résolution numérique	12 bits	valeur max : 2200 pas (sur 4096)
Bruit de fond moyen	92 pas	écart-type : 16,65 pas
Stabilité temporelle	10 s	Mesurée par la variance d'Allan
Temps d'intégration élémentaire	20.8 ms	

TAB. 2.3 – Caractéristiques du Spectromètre Acousto-Optique de MobRa.

Labview dans le cadre de cette thèse (Fig. 2.8). Ce programme tourne sur un PC standard équipé d'une carte d'acquisition National Instruments NI-6224.

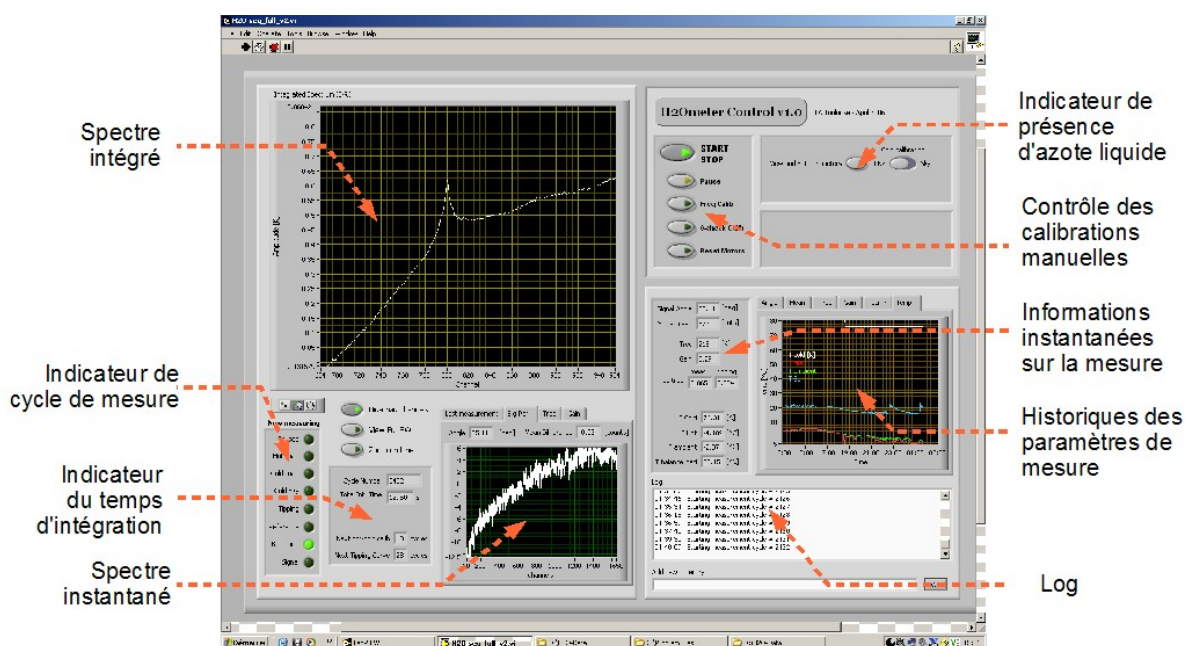


FIG. 2.8 – Interface d'acquisition et de contrôle sous Labview.

2.2 Méthodes et Cycle de mesure

2.2.1 Permutation de ligne de visée $[S - R]$

La méthode utilisée pour la mesure de la vapeur d'eau à 22,235 GHz est une méthode dite de *permutation de ligne de visée* ou *beam switching*. Nous l'avons déjà brièvement décrite dans la section 1.2.5. Cette technique, initialement développée par Parrish et al. (1988), est une méthode différentielle permettant de s'affranchir des instabilités du gain de la chaîne de réception ainsi que des lignes de base du premier ordre.

Dans la méthode de permutation de ligne de visée (Figure 3.11), la mesure est réalisée à deux élévations :

- Une mesure dite de référence $[R]$ à haute élévation (90° dans notre cas), dont la contribution exprimée en température de brillance sera notée $T_a^{[R]}$.
- Une mesure à basse élévation qui couple un signal atmosphérique plus important (plus long chemin à travers l'atmosphère), appelée signal $[S]$, et dont la contribution sera notée $T_a^{[S]}$.

Il est important que les mesures $[S]$ et $[R]$ aient un même niveau de puissance. Pour cette raison, un morceau d'absorbant micro-onde appelé *charge équilibrée diélectrique* (*dielectric balanced load* en anglais) est inséré dans le faisceau de la mesure de référence pour réhausser le niveau de puissance en visée $[R]$ au niveau de puissance en visée $[S]$. Les signaux sont ensuite soustraits pour supprimer les contributions instrumentales et ainsi obtenir le signal équilibré $[S - R]$.

La modélisation du signal reçu ainsi que sa décomposition en fonction de la troposphère, de la stratosphère ou de la charge équilibrée diélectrique seront détaillées dans la partie 3.3.1.

2.2.2 Procédure d'observation

Le cycle de mesure

Le cycle "standard" de mesure peut être divisé en quatre phases distinctes :

- Initialisation
- Observation des cibles de calibration
- Balayage en élévation
- Mesure équilibrée $[R]$ et $[S]$

Les procédures de calibration ponctuelles telles que la calibration en élévation ou encore la calibration en fréquence du spectromètre qui requièrent une intervention humaine seront détaillées dans la section suivante.

L'organisation de la routine de mesure est illustrée par la Fig. 2.9. Après une initialisation des moteurs et des capteurs, l'instrument sonde l'atmosphère à plusieurs élévations afin de déterminer les propriétés de la troposphère. Ensuite, l'observation des charges chaudes et froides permettra de déterminer le gain et la température de bruit du récepteur. Ensuite, la procédure de mesure équilibrée $[S - R]$ pourra commencer. Cette procédure est répétée en boucle. Chaque mesure $[S - R]$ est appelée cycle, et tous les n cycles, une calibration charge chaude / charge froide est réalisée, ainsi qu'un balayage de l'atmosphère tous les p cycles. Dans la configuration actuelle, $n = 15$ et $p = 30$. Ces phases seront détaillées dans la suite de cette section.

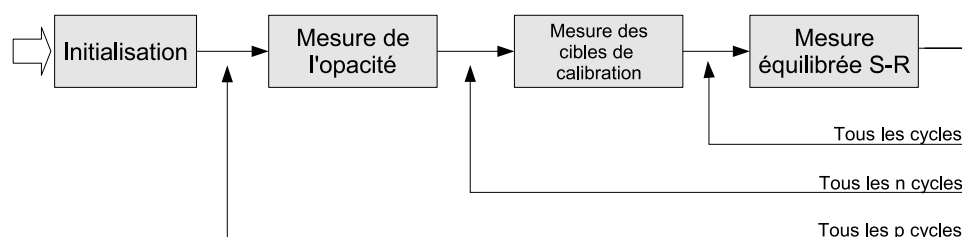


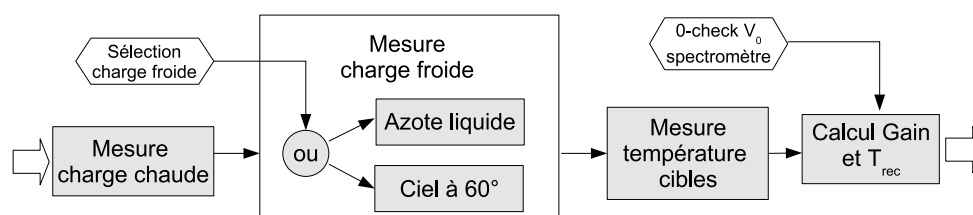
FIG. 2.9 – Procédure de mesure de routine de MobRa.

a) Initialisation

Lors du lancement du programme de pilotage du radiomètre, une série de routines d'initialisation est lancée, pour vérifier la connexion aux contrôleurs de moteurs, aux capteurs de température et au spectromètre.

b) Observation des cibles de calibration

Pour permettre la calibration du spectre en température de brillance, l'instrument vise séquentiellement la charge chaude et la charge froide. Pour la charge froide, l'instrument mesure le ciel à 60° d'élévation à chaque séquence de calibration. Si de l'azote liquide est détectée dans le Dewar grâce à la sonde de température, cette cible est aussi observée. L'information provenant des capteurs de température situés au niveau des cibles est récupérée pour pouvoir calculer les paramètres de calibration. Le diagramme de cette procédure est présentée Fig. 2.10.

FIG. 2.10 – Procédure de mesure des paramètres de calibration T_{hot} et T_{cold} .

c) Balayage en élévation

Pour pouvoir estimer l'opacité de la troposphère τ , un balayage en élévation est réalisé régulièrement. Le ciel est mesuré sous une dizaine d'élévations différentes et les spectres sont traités par deux procédures différentes (procédure itérative et procédure par linéarisation) décrites dans la section 3.2.4 permettant d'estimer l'opacité troposphérique zénithale $\tau_{trop}^{[z]}$. La température moyenne de la troposphère est dérivée à partir d'un capteur de température ambiant mis dans un flot d'air entrant dans l'instrument.

d) Mesure équilibrée [$S - R$]

La procédure de mesure équilibrée est illustrée par la Figure 2.11. La visée [R] est intégrée pendant 5,32 s (256 intégrations élémentaires de l'AOS). La valeur initiale de l'élévation de la visée [S] est de $27,5^\circ$. Une première courte intégration (416 ms) est réalisée. Si la différence entre la valeur moyennée sur tous les canaux utiles en visée [S] et la valeur moyennée sur tous les canaux utiles en visée [R] est inférieure à 0,25 pas numériques, le signal [S] est intégré lui aussi pendant 5,32 s. Sinon, le miroir est pivoté d'un angle dépendant de l'écart entre les deux valeurs moyennées, et une autre intégration courte du signal est effectuée. Si l'élévation du miroir sort du domaine 25° - 35° , le cycle est arrêté, et une pause de 1 minute est effectuée avant le prochain cycle. Un cycle standard de mesure [$S - R$] dure approximativement 30 secondes, en comptant les mouvements du miroir et l'acquisition des données.

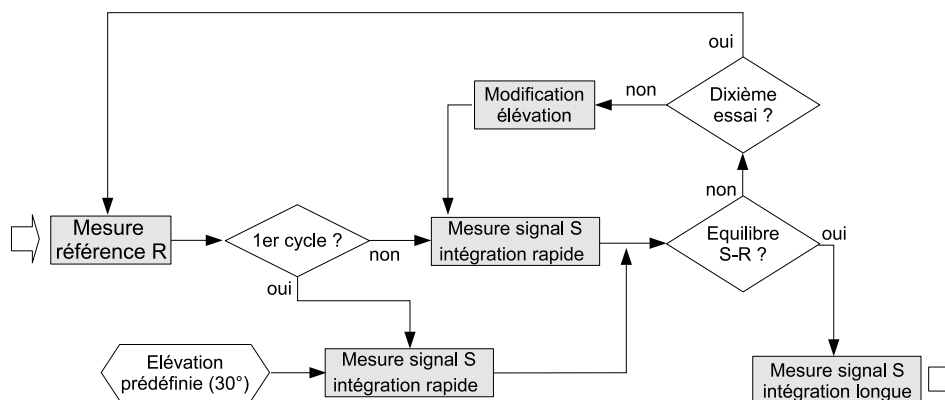


FIG. 2.11 – Procédure de mesure équilibrée [$S - R$].

2.2.3 Procédures ponctuelles de calibration instrumentale

Un certain nombre de procédures demandant une intervention humaine sont nécessaires pour calibrer de manière ponctuelle des paramètres instrumentaux variant peu. Ces calibrations concernent : i) l'élévation de la visée, ii) la mesure du bruit du spectromètre (*zero-check*) et iii) la stabilité en fréquence du spectromètre.

Calibration de l'élévation

La méthode que nous proposons pour calibrer l'élévation de l'instrument s'effectue par ciel clair, en enlevant la charge chaude et la charge équilibrée dans le faisceau [R]. Dans cette condition, nous posons l'hypothèse que la puissance reçue par le radiomètre est minimale en visant au zénith ($\theta = 90^\circ$). De plus, cette visée est un axe de symétrie pour la puissance reçue par le radiomètre dans le plan de balayage du ciel.

En effectuant un balayage angulaire du ciel autour du zénith par pas de 0.45° (5 pas moteurs) avec un temps d'intégration de 150 ms et en calculant la moyenne du signal reçu \bar{V} sur les canaux 400 à 1000 du spectromètre (de 22,05 à 22,50 GHz), on peut tracer un diagramme de réponse de l'instrument en fonction de l'angle zénithal ϕ (Fig. 2.12, haut). Cette réponse passe théoriquement par un minimum lorsque l'instrument vise le zénith. En cherchant l'angle pour

lequel la dérivée $\frac{d\bar{V}}{d\phi}$ s'annule, on peut retrouver le décalage $\Delta\phi$ entre ϕ mesuré et la position réelle du zénith.

Pour plus de précision, un polynôme est ajusté sur la courbe bruitée. Nous avons choisi un polynôme d'ordre 3 car la courbe possède une symétrie centrale avec un point d'inflexion en son centre. La racine réelle du polynôme donne la position $\Delta\phi$ du décalage entre la position du zénith mesuré et le zénith (Fig. 2.12, bas). Plusieurs balayages peuvent être effectués pour réduire le bruit aléatoire et améliorer la précision. Nous estimons qu'avec un seul balayage, l'erreur sur ce décalage est de l'ordre de 10 pas moteur, c'est à dire 1° .

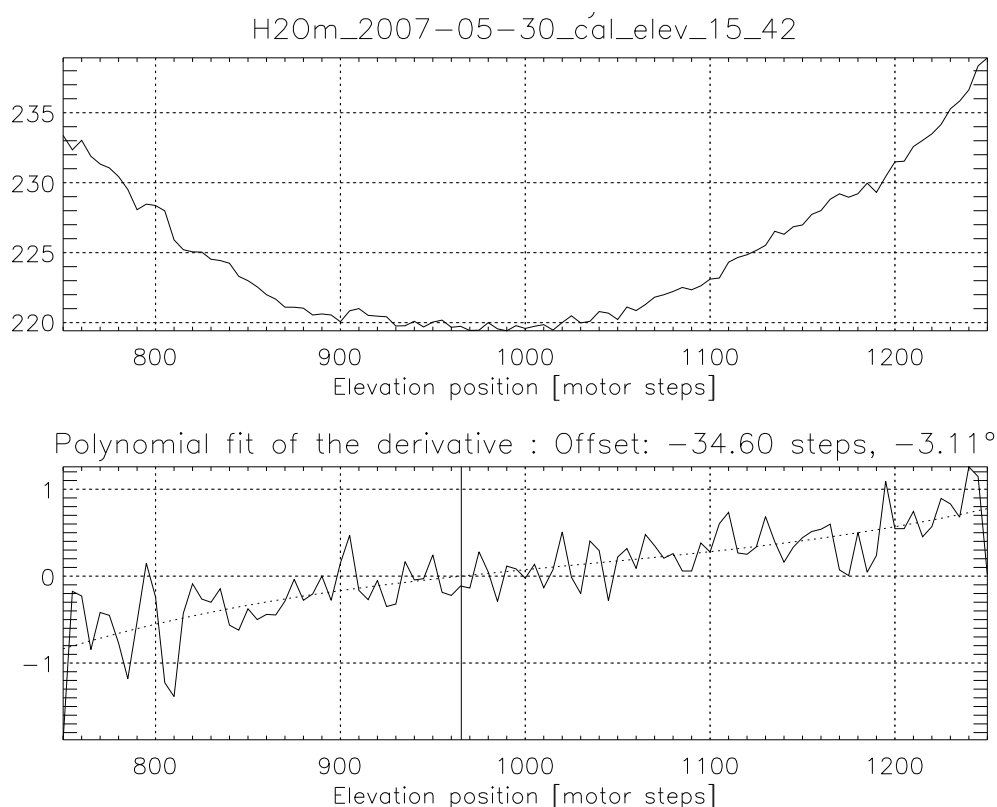


FIG. 2.12 – *En haut: mesure de la puissance moyenne reçue par le spectromètre en fonction de l'angle zénithal. En bas : Dérivée du signal (trait plein), régression cubique (pointillés). La droite verticale en pointillés représente la valeur de la racine du polynôme, correspondant à $\Delta\phi$ ($\Delta\phi = 1,9324^\circ$ dans ce cas). Le temps d'intégration est de 150 ms par angle, et la résolution angulaire est de $0,45^\circ$.*

Dans la section 3.2.5, nous montrerons qu'il existe une autre méthode permettant de valider l'élévation de la mesure. Cette méthode exploite la forte dépendance en élévation du balayage de l'atmosphère pour la détermination de l'opacité troposphérique.

Mesure du *zero-check* V_0

Pour mesurer le décalage à l'origine du spectromètre ou *zero-check* V_0 , une charge adaptée est branchée en entrée du spectromètre et un spectre est alors mesuré pendant 256 intégrations élémentaires (5,32 s).

Calibration en fréquence

L'AOS nécessite une calibration régulière en fréquence du fait de son instabilité sur le long terme. Toutes les 2 semaines à un mois, la réponse en fréquence de l'AOS est donc mesurée. La méthode, illustrée par la Figure 2.13, consiste à injecter dans le spectromètre un signal du type peigne de Dirac dont les fréquences sont connues (multiples de 100 MHz). La position précise des pics est repérée sur le spectre en ajustant une fonction Gaussienne sur chaque pic. La largeur des fonctions Gaussiennes définie par l'écart-type σ_c permet d'estimer la résolution spectrale des canaux du spectromètre. La fonction de calibration est calculée en effectuant une régression cubique sur les couples de points *fréquence théorique* vs. *canal mesuré* (voir Fig. 2.13). Cette fonction servira à calculer par la suite le vecteur de fréquence correspondant à chaque canal.

Les résidus entre la fonction de calibration estimée par cette méthode et la position des pics mesurés sont inférieurs à 0.1 MHz (2.13 bas), soit $\sim 1\%$ de la largeur d'un canal.

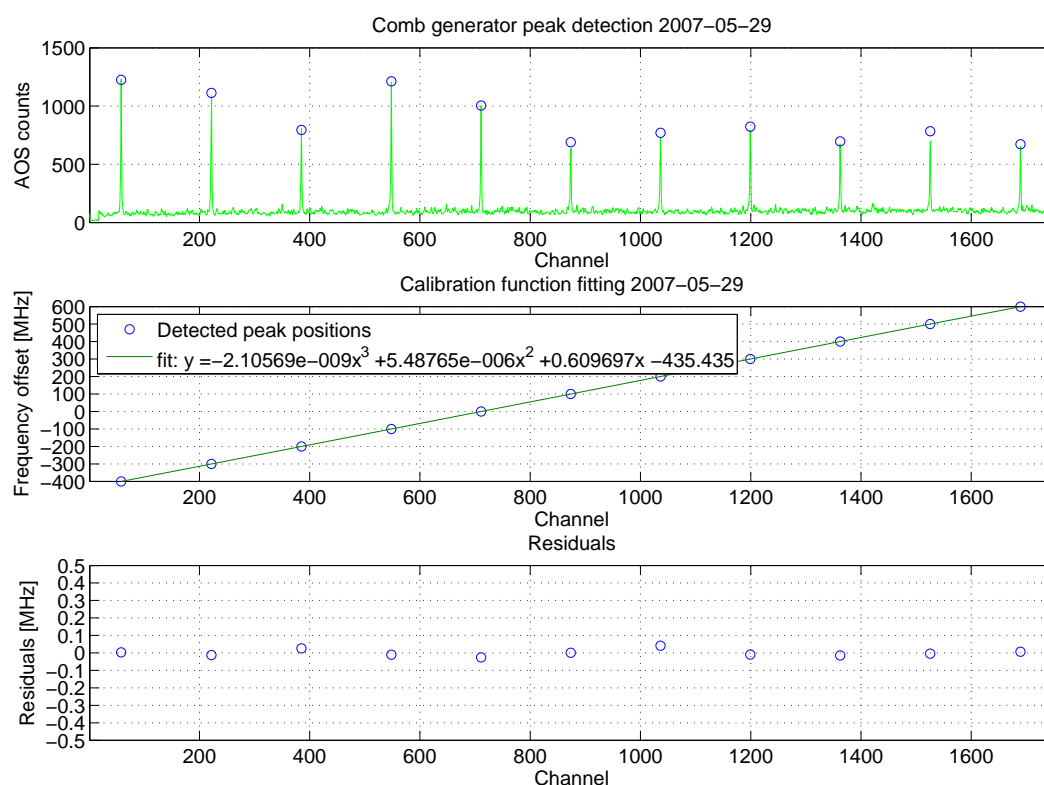


FIG. 2.13 – Procédure de calibration en fréquence. En haut: Mesure du peigne de Dirac (vert), et pics détectés (cercles bleus). Au milieu: position des pics en fonction de leur fréquence théorique relative à la fréquence centrale (cercles bleus), et régression cubique (trait vert). En bas: différence entre la fréquence réelle des pics et la fréquence calculée par la fonction de calibration.

2.2.4 Acquisition et archivage des données

Chaque spectre brut (niveau 0) est enregistré dans un fichier au format ASCII, accompagné des différents paramètres instrumentaux (capteurs de température, position du miroir, temps d'intégration du spectromètre). A chaque journée correspond un fichier, qui est transmis automa-

tiquement durant la nuit au serveur sur lequel tournent les procédures de filtrage, d'intégration et de traitement scientifique des données.

2.3 Minimisation des ondes stationnaires

2.3.1 Introduction

Les réflexions du faisceau micro-onde entre le cornet et les différentes parties de la structure mécanique de l'instrument sont susceptibles de créer des ondes stationnaires.

Ces ondes se caractérisent par l'apparition d'une ligne de base périodique sur le spectre, dont la période caractéristique Δf (dans le domaine fréquentiel) peut être liée à la distance d entre le cornet et l'obstacle réfléchissant par la relation :

$$d = \frac{c}{2\Delta f}. \quad (2.2)$$

L'équation idéalisée de la ligne de base sinusoïdale résultante sur le spectre est alors de la forme :

$$bl(\nu) \sim A \cdot \sin(2\pi\nu/\Delta f + \phi), \quad (2.3)$$

où A est l'amplitude du signal, et ϕ le terme de phase ($0 < \phi < 2\pi$).

Une des méthodes utilisées pour minimiser ces ondes stationnaires est d'utiliser un dispositif mécanique permettant de faire varier la longueur du trajet quasi-optique entre le miroir et le cornet (Forkman et al., 2003). La variation de cette distance a pour conséquence de modifier le terme de phase de l'onde stationnaire et donc de la ligne de base. Ce genre de dispositif porte le nom de *déphaseur* (*phase scrambler*), ou encore *modulateur de trajet optique* (*path-length modulator*).

Deux approches théoriques permettent de minimiser le signal en modifiant la phase :

- a) en additionnant deux sinusoïdes en opposition de phase :

$$A \cdot \sin(2\pi\nu/\Delta f + \phi) + A \cdot \sin(2\pi\nu/\Delta f + \phi + 2k\pi/2) \approx 0 \quad (2.4)$$

- b) en intégrant la phase de la sinusoïde entre 0 et $2k\pi$:

$$\int_0^{2k\pi} A \cdot \sin(2\pi\nu/\Delta f + \phi) d\phi \approx 0 \quad (2.5)$$

En pratique, ces deux approches correspondent à deux modes distincts d'utilisation du déphaseur :

a) translation discrète : mesure à deux positions différentes correspondant à des lignes de base en opposition de phase puis moyenne de ces deux spectres. L'avantage de cette technique est que le système ne se déplace pas pendant la mesure. L'inconvénient vient du fait que la période spatiale déterminant la distance de translation doit être déterminée précisément.

b) translation continue : intégration d'un spectre pendant le mouvement de translation sur une ou plusieurs périodes spatiales. L'avantage de cette technique est qu'elle demande moins de précision sur la position. Elle demande néanmoins un bon contrôle de la vitesse et une vitesse suffisante pour parcourir une ou plusieurs longueurs d'ondes pendant la mesure.

L'étude qui suit a pour but de caractériser expérimentalement les périodes spatiale et spectrale des lignes de base et l'effet du déphaseur utilisé dans les configurations a) et b) afin d'optimiser le paramétrage du système de translation et de guidage du système miroir.

2.3.2 Protocole expérimental

Grandeurs à déterminer

Plusieurs étapes sont nécessaires à la caractérisation des performances des méthodes de réduction des ondes stationnaires :

- caractérisation des ondes stationnaires en fonction des différentes cibles (amplitude, périodicité spectrale, périodicité spatiale),
- recherche de la distance optimale de translation (liée à la périodicité spatiale),
- comparaison entre mesures moyennées en translation continue et mesures moyennées sur des positions discrètes optimisées.

Dispositif expérimental

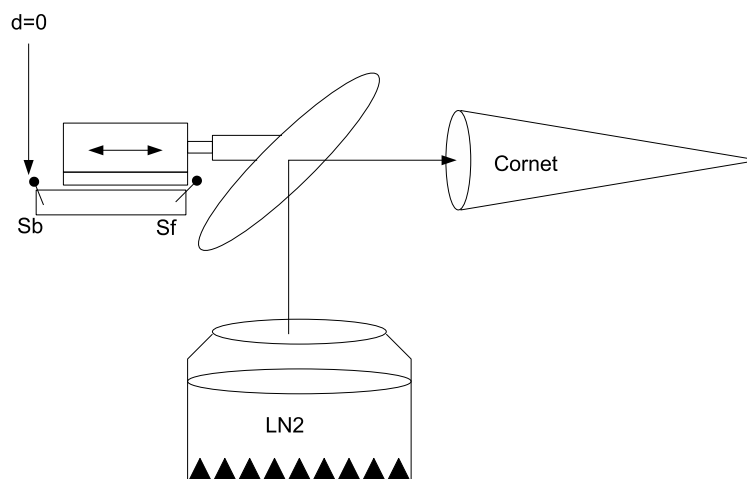


FIG. 2.14 – Schéma du montage expérimental de test du déphaseur.

Le dispositif expérimental (Fig. 2.14) est composé du système de réception du radiomètre mobile, dans sa configuration standard de mesure :

Dispositif de visée, calibration, réception

- Miroir de pointage dans sa configuration habituelle.
- Cibles de calibration habituelles (charge chaude, charge froide : Dewar rempli d'azote liquide), charge de référence diélectrique au zénith (absorbant micro-onde).
- Tête de réception hyperfréquences reliée à l'AOS, comme pour un cycle de mesure standard.

Moteur pas à pas et table de translation

- La course totale maximum de la table de translation est de 40 mm
- Deux mini-rupteurs (Sf : avant (*front*), Sb : arrière (*back*)) permettent de donner une information de fin de course pour éviter que la table de translation vienne jusqu'à la butée mécanique. La position de ces mini-rupteurs est réglable mécaniquement, les différentes configurations permettent de régler la distance entre Sf et Sb de ~ 3 à ~ 9 mm et de ~ 17 à ~ 31 mm.

- Le moteur pas à pas a une résolution angulaire de 400 pas par tour, chaque tour correspondant à un mouvement de translation de 2 mm. La résolution en translation est donc de 5 microns par pas.
- La cadence maximale que le moteur peut soutenir est de 800 pas/sec (4 mm/s). Il est piloté par un signal périodique carré de rapport cyclique 0,2.

Paramètres expérimentaux

Pour pouvoir déterminer les grandeurs évoquées dans le chapitre précédent, plusieurs manipulations sont nécessaires. Les paramètres de mesure à modifier ou à prendre en compte sont les suivants :

Cibles de visée

- Charge chaude
- Charge froide (Dewar LN2)
- Visée $[R]$ (effet de la charge de référence diélectrique)
- Visée $[S]$

Position de l'origine L'origine $d = 0$ est arbitrairement choisie comme la plus éloignée du cornet, et par conséquent est fixée par le rupteur Sb .

Nombre de pas entre chaque mesure La bande de fréquence de MobRa est comprise entre 21,6 et 22,6 GHz ce qui correspond à une gamme de longueur d'onde λ comprise entre 13,25 et 13,90 mm. Nous avons choisi trois longueurs de déplacement élémentaire différentes :

- haute résolution (HR) : 20 pas, 0,1 mm
- moyenne résolution (MR) : 50 pas, 0,25 mm
- basse résolution (BR) : 100 pas, 0,50 mm

Temps d'intégration pour chaque mesure La durée d'intégration élémentaire t_e du spectromètre est de 20,8 ms, et nécessite un temps d'acquisition $t_a = 2t_e$. Pour avoir un signal ayant un bruit similaire au bruit habituel de la mesure, le nombre d'intégrations élémentaires n_i doit être de l'ordre de 256.

Vitesse de translation v_t Dans le cas de mesures par pas discrets, la vitesse a peu d'importance, l'intégration du signal étant réalisée lorsque la table est immobile. Dans le cas de mesure en continu, la vitesse de translation va déterminer, en relation avec le temps d'intégration, la distance parcourue pendant l'intégration : $d = v_t n_i t_a$.

2.3.3 Mesures

Caractérisation de la précision de la position

Pour avoir une idée de la reproductibilité de la mesure, il est nécessaire de connaître la précision des mini-rupteurs. En comptant le nombre de pas entre chaque aller-retour, on peut connaître la distance moyenne entre les deux rupteurs ainsi que l'erreur associée.

La mesure du nombre de pas entre les deux mini-rupteurs Sf et Sb répétée 10 fois nous donne les résultats suivants :

- distance moyenne : 6261 pas (31,3 mm, 2,32 λ)

– écart-type sur la distance : $\sigma_{tot} = 54,2$ pas (0,27 mm)

Si l'on considère que l'erreur est seulement due à la course des rupteurs, et que l'erreur sur la position des 2 rupteurs est similaire, alors l'erreur sur la position de chaque rupteur sera égale à $\sigma_{tot}/\sqrt{2}$, soit $\pm 0,20$ mm.

Translation discrète

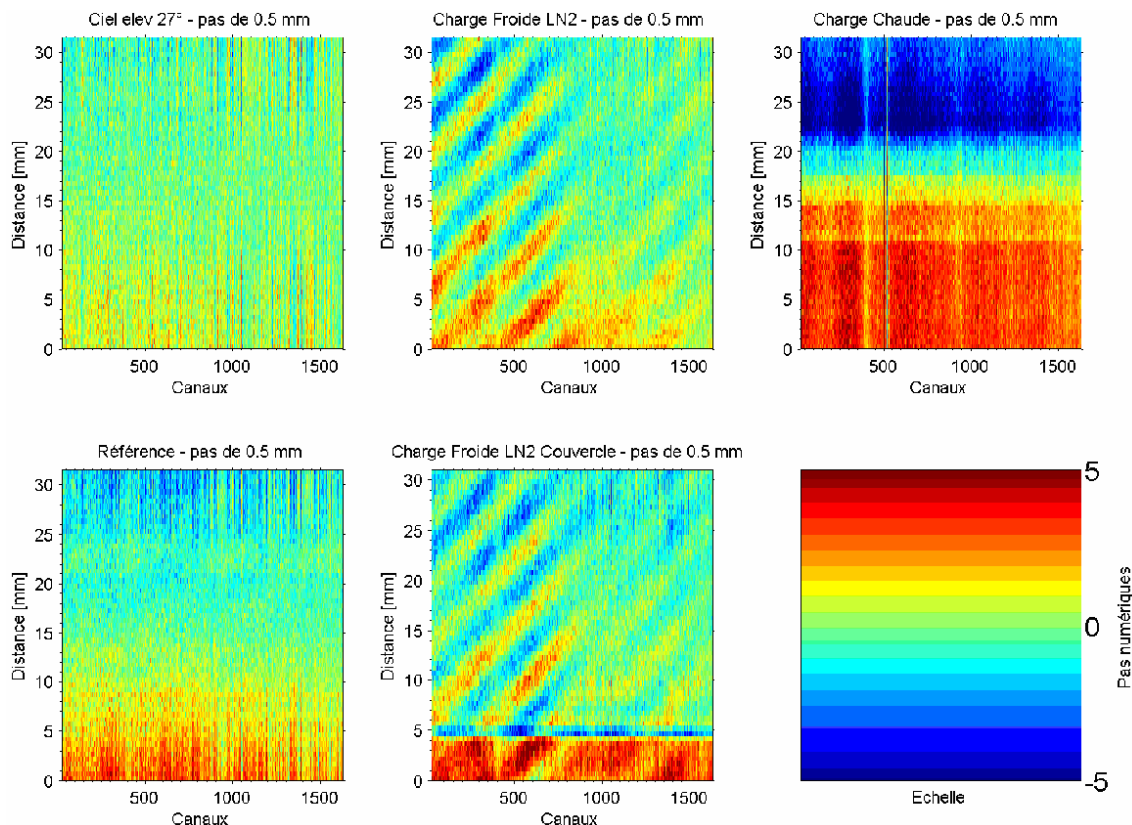


FIG. 2.15 – Anomalie $V_a(d)$ de la sortie du spectromètre en fonction de la position du déphaseur pour différentes cibles. En haut à gauche : Visée [S]. En bas à gauche : Visée [R]. Au milieu : Dewar azote liquide sans couvercle en polystyrène (haut) et avec couvercle (bas). En haut à droite : Charge chaude. En bas à droite : Echelle des couleurs.

Une première série de mesures en basse résolution permet d'identifier les cibles qui engendrent des ondes stationnaires. Pour chaque cible l'expérience consiste à mesurer la puissance reçue à différentes positions de la table de translation.

Les ondes stationnaires induites par les réflexions ne représentent qu'une infime partie du signal total mesuré.

L'anomalie $V_a(d)$ est la différence entre le spectre $V(d)$ mesuré à une distance d et le spectre moyenné sur toute la plage de translation \bar{V} :

$$V_a(d) = V(d) - \bar{V}. \quad (2.6)$$

La Figure 2.15 montre l'anomalie $V_a(d)$ pour chaque cible, mesurée en basse résolution spatiale (0,5 mm). La seule cible présentant des ondulations importantes est la charge froide. Ceci

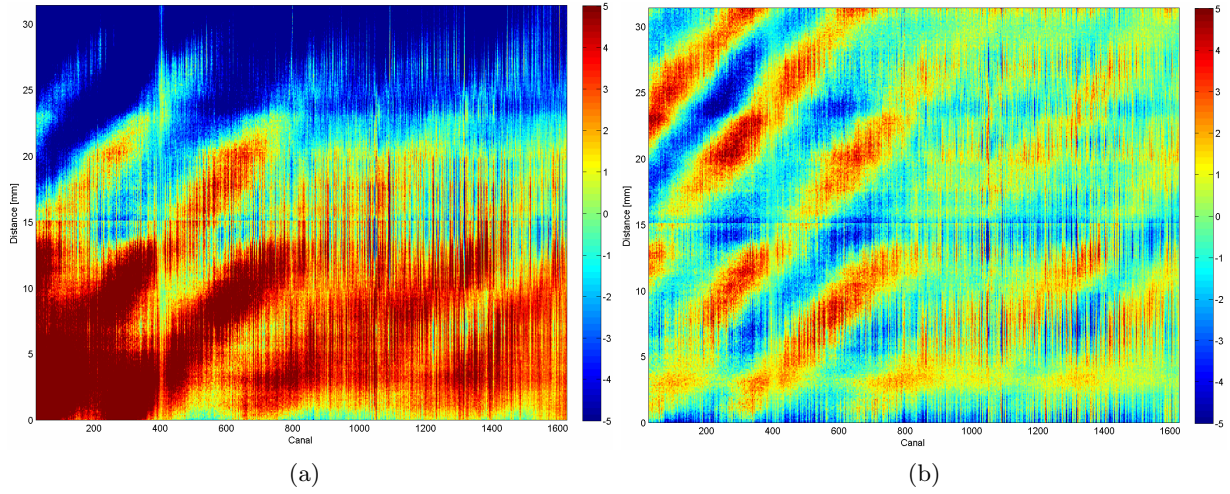


FIG. 2.16 – Anomalie $V_a(d)$ de la sortie du spectromètre en fonction de la position du déphaseur pour la charge froide (haute résolution). a) Non corrigé pour le gradient de puissance. b) Corrigé pour le gradient de puissance.

est causé par la réflexion à l'interface avec l'azote liquide. Nous nous intéresserons donc à partir de maintenant surtout à cette cible.

La Figure 2.16a présente $V_a(d)$ pour la charge froide lorsque le miroir est tourné vers le Dewar, mesuré en haute résolution (pas de 0,1 mm). Le gradient de puissance entre les deux positions extrêmes de la table de translation, causé par l'affaiblissement du signal avec la distance, ne permet pas d'isoler correctement les ondes stationnaires. Pour mettre en valeur la contribution des ondes stationnaires, nous avons soustrait la contribution causée par ce gradient de puissance. La variation de puissance en fonction de la distance au cornet diminuant théoriquement en d^2 , nous l'avons corrigée en appliquant une régression quadratique pour chaque canal (Figure 2.16b).

Période spectrale L'étude des périodes des ondulations sur chaque spectre nous renseigne directement sur la distance entre le ou les obstacles par (2.2). La Figure 2.17 présente les résultats d'une analyse par transformée de Fourier rapide effectuée sur chaque spectre. Certaines fréquences caractéristiques sont clairement prédominantes tout au long de la course de la table de translation. Elles correspondent à des valeurs de Δf de 110, 180 et 220 MHz. Les obstacles se situent par conséquent à 600-650, 850 et 1100 mm du cornet. Ces valeurs correspondent aux réflexions respectives avec le bord du Dewar, la surface de l'azote liquide et le fond du Dewar.

Période spatiale Pour estimer la périodicité spatiale des ondulations, et donc pouvoir quantifier la distance optimale de déphasage, la même méthode de FFT est utilisée, mais dans la dimension inverse, pour chaque canal en fonction de la distance.

La Figure 2.18 nous présente les résultats de cette analyse : une seule ondulation, dont la période varie faiblement aux alentours de 11 mm est présente sur les 800 premiers canaux du spectromètre. Pour la suite de nos comparaisons entre méthodes, nous prendrons donc une distance de translation de $11/2 = 5,5$ mm.

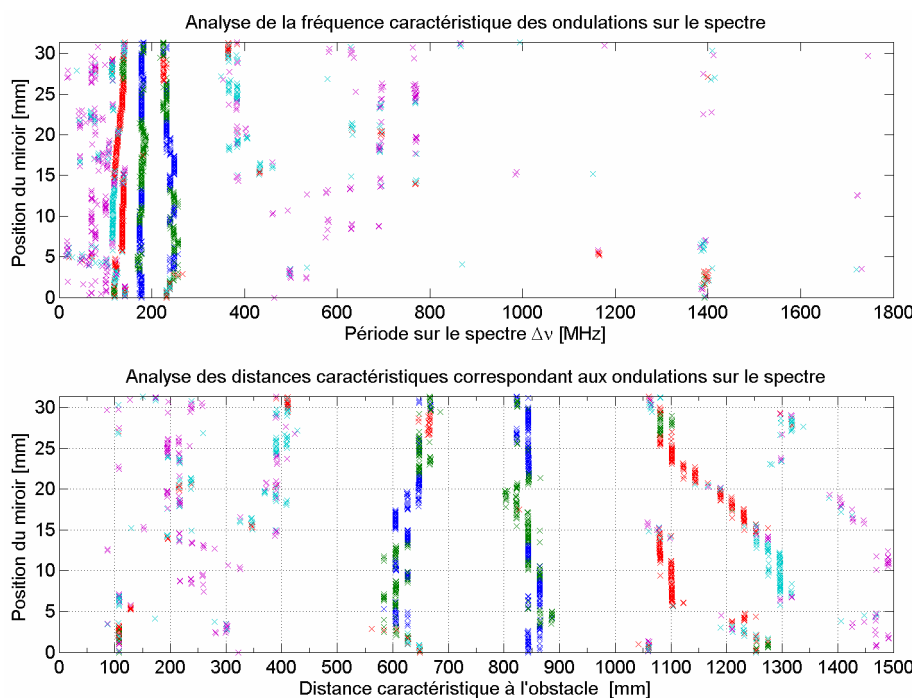


FIG. 2.17 – Analyse par FFT de la période des ondes stationnaires sur les spectres. Les 5 composantes spectrales les plus importantes ont été gardées : 1 bleu, 2 vert, 3 rouge, 4 turquoise, 5 rose. En haut : période sur le spectre. En bas : conversion en distance caractéristique.

2.3.4 Conclusions

En utilisant des méthodes d'analyse fréquentielles par transformée de Fourier, nous avons identifié la période spatiale caractéristique des ondes stationnaires présentes sur le spectre, notamment visible et mesurable en visant le Dewar d'azote liquide. Cette période, de l'ordre de 11 mm, est proche de la longueur d'onde du signal, et n'apparaît que sur une partie des canaux.

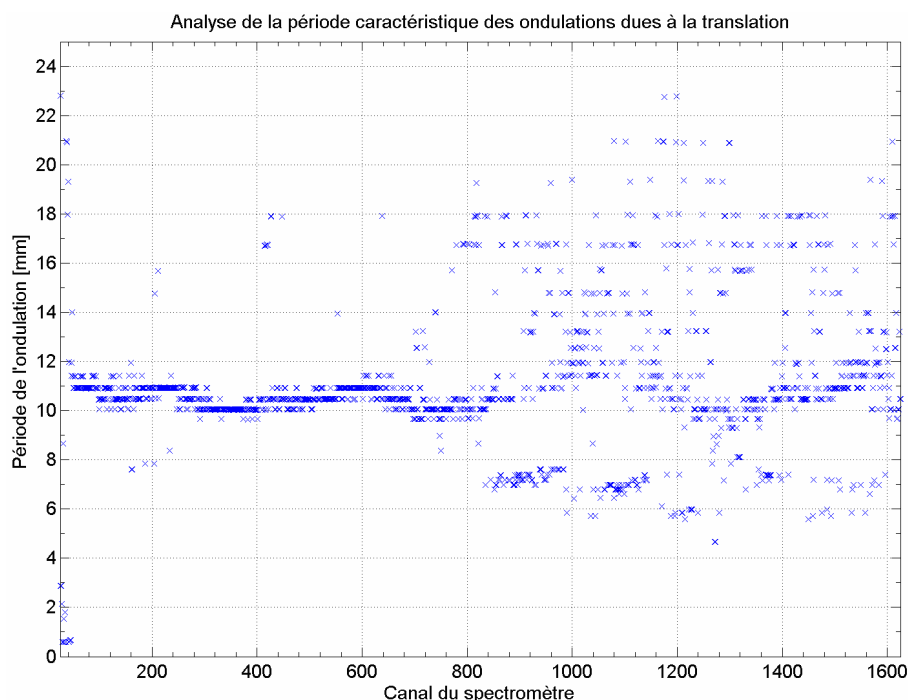


FIG. 2.18 – Analyse par FFT de la période des ondes causées par le déphasage pour chaque canal du spectromètre.

2.4 Bilan et conclusions

Nous avons présenté dans ce chapitre le principe de la mesure de la raie de vapeur d'eau à 22,235 GHz par le radiomètre MobRa, et les modifications et améliorations apportées sur le prototype original développé à l'Observatoire de Bordeaux.

Ces modifications sont de deux ordres. Tout d'abord, la structure mécanique a été modifiée, avec le remplacement du capot en plexiglas par une charge équilibrée diélectrique réduisant fortement les ondes stationnaires permettant de viser à toutes les élévations entre 0 et 90°, ainsi que l'ajout d'un moteur de translation pour minimiser ces ondes stationnaires. Les autres modifications concernent les méthodes de mesure et de calibration, notamment une nouvelle méthode de calibration en élévation automatisée a été mise en place. Une étude a permis de mesurer la course optimale du système de translation et ainsi d'optimiser la minimisation des ondes stationnaires.

Grâce à ces améliorations apportées au niveau de la mécanique et des procédures d'observation de la raie de vapeur d'eau, l'instrument MobRa du Laboratoire d'Aérodynamique est à présent opérationnel. A l'heure actuelle l'absence d'un capot motorisé relié à un détecteur de pluie pour arrêter et protéger l'instrument en cas de précipitations est la dernière limitation à l'automatisation totale de MobRa, mais est en cours de conception dans l'atelier de mécanique.

Chapitre 3

Calibration et traitement des spectres $[S - R]$

Nous avons vu au chapitre précédent comment MobRa mesure par permutation de visée le spectre $[S - R]$ de l'émission de la vapeur d'eau atmosphérique autour de 22,235 GHz depuis le sol. Dans la section 3.1, nous verrons comment les spectres $[S - R]$ sont calibrés en température de brillance et filtrés selon des critères de stabilité. Nous verrons de manière détaillée dans la section 3.2 comment les propriétés de la troposphère sont déterminées, notamment pour pouvoir utiliser le ciel comme charge froide et ainsi se passer d'azote liquide. Dans la section 3.3 il sera expliqué comment les spectres $[S - R]$ calibrés sont corrigés pour faire apparaître la contribution de l'atmosphère moyenne, comme si la mesure avait été réalisée au zénith au-dessus de la troposphère, avant d'être moyennés pour réduire le bruit instrumental.

3.1 Calibration et Filtrage

3.1.1 Calibration des spectres $[S - R]$ et intégration

Réponse du radiomètre

La puissance $T_{sys}(\nu)$ exprimée en température de brillance mesurée par chaque canal du spectromètre est la somme de deux contributions : le signal capté par l'antenne, $T_a(\nu)$, et le bruit généré par le récepteur, $T_{rec}(\nu)$:

$$T_{sys}(\nu) = T_a(\nu) + T_{rec}(\nu). \quad (3.1)$$

En postulant que l'amplification du circuit de réception du radiomètre est linéaire, la valeur numérique $V_a(\nu)$ mesurée par un canal du spectromètre peut s'exprimer en fonction de $T_a(\nu)$ et $T_{rec}(\nu)$ par :

$$V_a(\nu) = G_{sys}(\nu)(T_a(\nu) + T_{rec}(\nu)) + V_0(\nu) \quad (3.2)$$

où $G_{sys}(\nu)$ est appelé gain du système, $V_0(\nu)$ le bruit de fond généré par le spectromètre, ou *zero-check*.

Il est intéressant d'exprimer $V_a(\nu)$ en tant que fonction affine de $T_a(\nu)$:

$$V_a(\nu) = G_{sys}(\nu)T_a(\nu) + V_{rec}(\nu) \quad (3.3)$$

où $V_{rec}(\nu)$, correspondant à la sortie théorique du spectromètre si la seule contribution était T_{rec} ($T_a = 0$ K), est donné par :

$$V_{rec}(\nu) = G_{sys}(\nu)T_{rec}(\nu) + V_0(\nu). \quad (3.4)$$

Pour plus de lisibilité, nous nous affranchirons à partir de maintenant de la notation en fonction de la fréquence. Il est néanmoins important de noter que chaque canal du spectromètre est calibré indépendamment.

Estimation du gain et de la température de bruit du récepteur

Pour calibrer la sortie de chaque canal du spectromètre en unité de température de brillance, il est nécessaire de connaître G_{sys} , T_{rec} et V_0 .

Alors que la mesure de V_0 est donnée directement en reliant l'entrée du spectromètre à une charge adaptée, l'estimation de G_{sys} et T_{rec} nécessite une procédure plus complexe faisant intervenir des références externes.

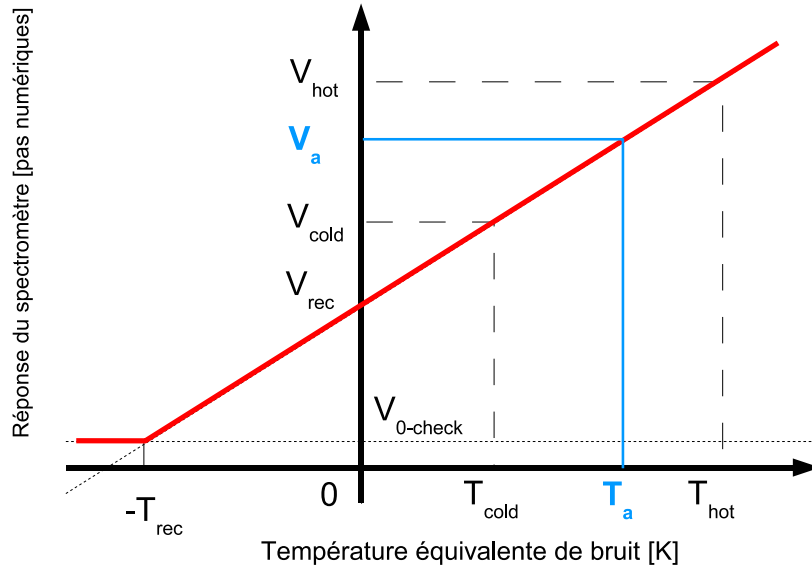


FIG. 3.1 – Illustration de la calibration en température de brillance en utilisant une charge chaude et une charge froide. Le gain est donné par le coefficient directeur de la droite.

Si l'on observe deux cibles de température de brillance connues T_{hot} et T_{cold} , les réponses respectives V_{hot} et V_{cold} d'un canal de spectromètre seront données par :

$$V_{hot} = G_{sys}T_{hot} + V_{rec} \quad (3.5)$$

$$V_{cold} = G_{sys}T_{cold} + V_{rec}. \quad (3.6)$$

Ces cibles peuvent être par exemple des morceaux d'absorbant micro-onde, assimilables à des corps noirs, portés à des températures physiques connues (température ambiante, azote liquide).

En soustrayant V_{cold} à V_{hot} , on peut calculer le gain G_{sys} , qui correspond à la pente de la droite de calibration (cf. Figure 3.1) :

$$G_{sys} = \frac{V_{hot} - V_{cold}}{T_{hot} - T_{cold}}. \quad (3.7)$$

En divisant maintenant V_{hot} par V_{cold} , et en remplaçant G_{sys} par l'expression (3.7), on peut calculer V_{rec} :

$$V_{rec} = \frac{V_{hot}T_{cold} - V_{cold}T_{hot}}{T_{cold} - T_{hot}}. \quad (3.8)$$

En réarrangeant (3.4), et en remplaçant G_{sys} et V_{rec} par leur expression en fonction de V_{hot} , V_{cold} , T_{hot} et T_{cold} , on peut calculer la température de bruit du récepteur T_{rec} par la méthode dite du *facteur Y* (Ulaby et al., 1981) :

$$T_{rec} = \frac{T_{hot} - (YT_{cold})}{Y - 1}, \quad (3.9)$$

faisant intervenir Y :

$$Y = \frac{V_{hot} - V_0}{V_{cold} - V_0}. \quad (3.10)$$

Une fois la température de bruit du récepteur T_{rec} déterminée, il est possible de calibrer une tension V_a en température de brillance T_a à l'aide d'une seule cible de référence, froide ou chaude, de température de brillance T_r et de réponse V_r , par :

$$Y = \frac{V_a - V_r}{V_r - V_0} = \frac{T_a - T_r}{T_r - T_{rec}}. \quad (3.11)$$

Dans la suite de ce document, la valeur de la température de brillance mesurée par l'instrument en puissance totale sera notée $T_a^{[X]}$, où X sera remplacé par une abréviation de la cible observée (par exemple $[S]$ pour la visée signal, $[R]$ pour la visée référence, $[C]$ pour la charge froide (*cold*), $[H]$ pour la charge chaude (*hot*)).

Calibration de $[S - R]$ en température de brillance

La différence entre les spectres individuels $[S]$ et $[R]$ peut donc être calibrée en température de brillance d'après (3.2) :

$$T_a^{[S-R]} = (V_a^{[S]} - V_a^{[R]})G_{sys}. \quad (3.12)$$

Comme on peut le remarquer, cette grandeur est indépendante des fluctuations de la température de bruit du récepteur T_{rec} .

Calibration en puissance totale

Nous verrons par la suite qu'il peut être nécessaire d'avoir une estimation de la température de brillance du ciel en puissance totale selon une ligne de visée donnée. Le spectre calibré en puissance totale T_a est calculé par :

$$T_a = G_{sys}(V_a - V_{cold}) + T_{cold}. \quad (3.13)$$

3.1.2 Filtrage des spectres

Après l'acquisition des spectres, un ensemble de procédures permet d'interpoler les mesures de calibration pour chaque cycle de mesure équilibrée $[S - R]$, de filtrer les spectres inutilisables et de fournir un spectre calibré au zénith pour la période d'intégration désirée.

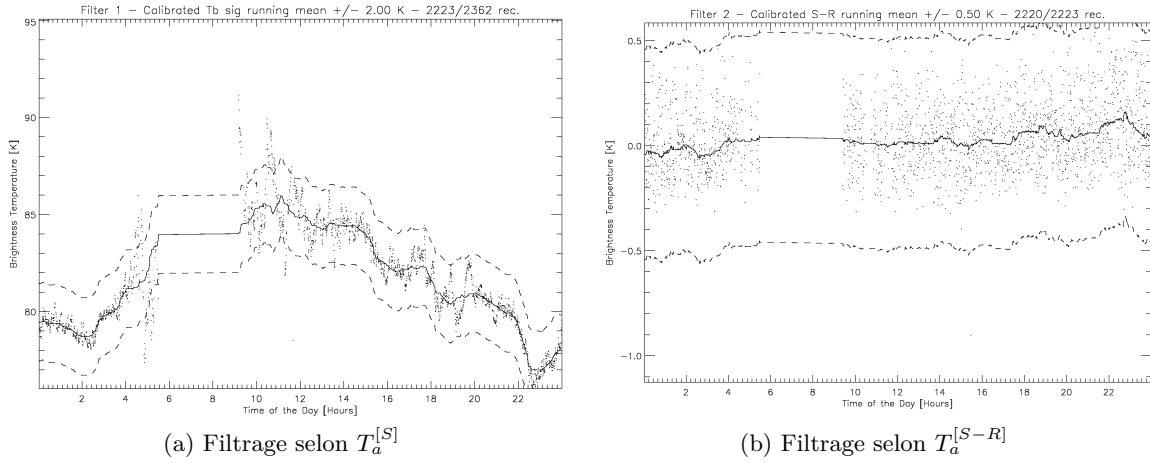


FIG. 3.2 – Exemple de filtrage pour une journée de mesure. (a) Filtrage selon la mesure du signal en puissance totale $T_a^{[S]}$, (b) filtrage selon la valeur moyenne de $T_a^{[S-R]}$. Valeurs moyenne des spectres (points), moyenne temporelle glissante (trait plein), limites du filtrage (tirets). Les spectres ayant une valeur moyenne en dehors des limites de filtrage sont écartés.

Interpolation temporelle

Les grandeurs G_{sys} et T_{rec} nécessaires à la calibration des mesures en température de brillance sont calculées à chaque cycle de mesure des cibles de calibration. Elles sont ensuite interpolées linéairement pour chaque cycle de mesure équilibrée.

Filtrage selon la température physique

Les critères de sélection des données selon les températures physiques sont les suivants :

- T_{cold} compris entre 70 et 80 K (azote liquide) ou entre 20 et 80 K (ciel).
- T_{hot} et T_{sol} compris entre -20 et 40°C.

Filtrage selon la température de bruit du récepteur

Les enregistrements sont filtrés selon la température de bruit du récepteur, T_{rec} , moyennée sur les canaux utiles :

- T_{rec} ne doit pas dépasser 300 K.
- les enregistrements pour lesquels T_{rec} est éloignée de plus de 100 K de la valeur moyenne sur la période sont éliminés.

Filtrage selon les températures de brillance calibrées

La mesure en puissance totale du signal calibrée en température de brillance $T_a^{[S]}$ ainsi que la mesure équilibrée $T_a^{[S-R]}$, toutes deux moyennées sur tous les canaux utiles, permettent de filtrer les variations inhabituelles :

- les valeurs moyennes de $T_a^{[S]}$ s'écartant de ± 2 K autour de la moyenne glissante sont écartées (Fig. 3.2,a).
- la variation de $T_a^{[S-R]}$ autour de la moyenne sur 24 heures de mesure ne doit pas dépasser ± 0.5 K (Fig. 3.2,b).

3.2 Détermination des propriétés de la troposphère

3.2.1 Contribution de la troposphère

Dans la section 3.3.1, nous verrons qu'il est nécessaire de connaître les propriétés physiques qui gouvernent le transfert radiatif dans la troposphère pour pouvoir corriger la mesure $[S - R]$ de la contribution troposphérique et la ramener au zénith.

De plus, pour la calibration en température de brillance, le ciel lui-même peut être utilisé comme charge froide de référence si on a une estimation assez précise de son émission. Cette technique, utilisée dans les radiomètres d'Onsala en Suède (Forkman et al., 2003) et de Berne en Suisse (Deuber et al., 2004), permet de s'affranchir de l'utilisation de l'azote liquide qui nécessite des interventions humaines fréquentes et est source d'ondes stationnaires.

Comme nous l'avons vu en (1.19), la température de brillance T_b du signal atmosphérique mesuré au sol peut se modéliser par une somme de contributions :

$$T_b(\theta) = (T_0 + T_{b,ma}(\theta))e^{-\tau_{trop}(\theta)} + T_{b,trop}(\theta), \quad (3.14)$$

où T_0 est la température de radiation du rayonnement cosmologique, $T_{b,ma}$ l'émission de l'atmosphère moyenne due à la présence de vapeur d'eau, et $T_{b,trop}$ l'émission de la troposphère, qui, comme nous l'avons vu en (1.24), peut se modéliser en posant l'hypothèse d'une couche isotherme par :

$$\tau_{trop}(\theta) = A(\theta)\tau_{trop}^{[z]} \quad (3.15)$$

$$T_{b,trop}(\theta) = \bar{T}_{trop}(1 - e^{-A(\theta)\tau_{trop}^{[z]}}). \quad (3.16)$$

La Table 3.1 montre une décomposition quantitative de l'émission atmosphérique telle qu'observée depuis le sol selon les contributions de T_0 , $T_{b,ma}$ et $T_{b,trop}$. La contribution de l'atmosphère moyenne ne représente qu'une très faible proportion du signal ($<1\%$). La contribution de la troposphère représente quant à elle entre 90 et 99% du signal total selon l'angle de visée et l'opacité. Le rayonnement cosmologique représente entre 1 et 8% du signal total.

Par conséquent, une bonne approximation de la température de brillance émise par l'atmosphère en puissance totale peut être calculée en négligeant la contribution de l'atmosphère moyenne. Pour la suite de l'étude consistant à déterminer les propriétés de la troposphère, nous prendrons donc comme modèle de l'émission de l'atmosphère reçue au sol l'expression suivante :

$$T_b(\theta) \approx T_0 e^{-A(\theta)\tau_{trop}^{[z]}} + \bar{T}_{trop}(1 - e^{-A(\theta)\tau_{trop}^{[z]}}). \quad (3.17)$$

Dans cette approximation, trois paramètres doivent être déterminés avec précision pour pouvoir caractériser la troposphère :

- le facteur de masse d'air A , lié à l'élévation θ de l'observation,
- la température moyenne de la troposphère \bar{T}_{trop} ,
- l'opacité troposphérique au zénith $\tau_{trop}^{[z]}$.

3.2.2 Détermination du facteur de masse d'air A

Approximation géométrique

Parrish et al. (1988) proposent pour une observation depuis le sol, en considérant une géométrie sphérique, une estimation du facteur de masse d'air (en anglais *Air Mass Factor*, AMF) purement géométrique A_s (avec s pour sphérique) selon :

Facteur de masse d'Air	A	1		2,5	
Opacité à 22,235 GHz	$\tau_{trop}^{[z]}$	0,1	0,3	0,1	0,3
Rayonnement cosmologique [K]	$T_0 e^{-\tau_{trop}^{[z]} A}$	2,05 (7,88%)	1,68 (2,52%)	1,77 (2,65%)	1,07 (0,80%)
Atmosphère moyenne [K]	$T_{b,ma} A e^{-\tau_{trop}^{[z]} A}$	0,18 (0,69%)	0,15 (0,23%)	0,39 (0,58%)	0,23 (0,17%)
Troposphère [K]	$\bar{T}(1 - e^{-\tau_{trop}^{[z]} A})$	23,8 (91,43%)	64,79 (97,25%)	64,69 (96,77%)	131,9 (99,02%)
Total [K]	T_b	26,03	66,62	66,85	133,2

TAB. 3.1 – Décomposition de l'émission atmosphérique à 22,235 GHz selon les contributions du rayonnement cosmologique, de l'atmosphère moyenne et de la troposphère pour $A = 1$ et $A = 2,5$. Des valeurs extrêmes de $\tau_{trop}^{[z]}$ ont été utilisées (entre 0,1 et 0,3). La température physique moyenne de troposphère \bar{T} utilisée est de 250 K, et la valeur de la contribution stratosphérique au zénith est de 0,2 K.

$$A_s(\theta) = \frac{1 + z_{ref}/R_e}{\sqrt{\sin^2\theta + 2z_{ref}/R_e + (z_{ref}/R_e)^2}}, \quad (3.18)$$

où z_{ref} est l'altitude moyenne de la couche considérée (fixée à 4 km pour la troposphère dans le cas de Toulouse) et R_e le rayon de la Terre (6378 km).

Néanmoins, le rayonnement mesuré T_a est la convolution de l'émission atmosphérique T_b par le diagramme de rayonnement de l'antenne (cf. Eq. 1.25). De ce fait, à un angle d'élévation donné, le radiomètre capte l'émission atmosphérique provenant des élévations légèrement plus hautes et plus basses. Plus le lobe de l'antenne est large, plus le facteur de masse d'air convolué par le diagramme de rayonnement s'éloigne de l'estimation en coordonnées sphériques A_s calculée pour un faisceau infiniment étroit (*pencil beam*). Nous proposons donc de calculer A_a (avec a pour antenne) comme suit :

$$A_a(\theta) = \frac{\int_{-\pi}^{+\pi} A_s(\theta + \theta') F(\theta') d\theta'}{\int_{-\pi}^{+\pi} F(\theta') d\theta'}. \quad (3.19)$$

Utilisation d'un modèle de transfert radiatif

Nous avons déjà donné une expression de A dans la section 1.1.3. Si l'on considère A comme constant sur l'épaisseur de la couche modélisée ou mesurée, on peut redéfinir A comme étant le rapport entre l'opacité $\tau(\theta)$ mesurée selon une ligne de visée à une élévation θ et l'opacité mesurée en visant au zénith $\tau_{trop}^{[z]}$ (Han et Westwater, 2000) :

$$A(\theta) \equiv \frac{\tau_{trop}(\theta)}{\tau_{trop}^{[z]}}. \quad (3.20)$$

Le modèle de transfert radiatif MOLIERE (Microwave Odin Line Estimation and REtrieval), décrit plus en détail dans le Chapitre 4, permet d'estimer le rayonnement émis suivant la ligne

de visée pour une géométrie donnée, connaissant l'état de l'atmosphère (profils verticaux) ainsi que les paramètres instrumentaux, incluant le diagramme de rayonnement de l'antenne. Une des variables estimée par le modèle est l'opacité selon la ligne de visée, $\tau(\theta)$.

La méthode de calcul du facteur de masse d'air que nous proposons est une méthode statistique reposant sur la relation entre élévation et opacité présentée en (3.20).

Nous avons utilisé une année de radiosondages effectués par Météo-France à l'aéroport de Mérignac, France (44.8°N, 0.7°E) correspondant à 688 profils verticaux de pression, température et rapport de mélange de vapeur d'eau. Pour chacun de ces profils, nous avons calculé l'opacité mesurée à 90 élévations différentes (de 1° à 90° par pas de 1°). L'altitude du radiomètre est prise en compte dans le calcul.

Le facteur de masse d'air en fonction de l'élévation est alors calculé en utilisant le rapport de l'opacité zénithale sur l'opacité calculée à chaque élévation.

Deux simulations ont été réalisées pour estimer l'AMF : i) en considérant un faisceau infiniment étroit (*pencil beam*), dont la valeur de l'AMF sera notée $A_{RT,s}$ et ii) en prenant en compte le diagramme de rayonnement de l'antenne (modélisé par une réponse Gaussienne de largeur à mi-hauteur 12°), dont la valeur du facteur de masse d'air sera notée $A_{RT,a}$.

Comparaison des méthodes de calcul

La Figure 3.3 présente la comparaison entre les différentes valeurs de l'AMF provenant du modèle de transfert radiatif et les valeurs calculées à partir de (3.18) et (3.19). Pour calculer la différence relative, nous avons pris comme référence $A_{RT,a}$.

Au-dessus de 40° d'élévation ($A < 1,5$), la différence entre les diverses estimations du facteur de masse d'air est négligeable (<2%).

En dessous de 35° d'élévation, la prise en compte ou non du lobe de l'antenne commence à jouer un rôle non négligeable. Pour les deux estimations du facteur de masse d'air ne prenant pas en compte la forme du lobe de l'antenne (A_s et $A_{RT,s}$) la différence dépasse les 2% pour les élévations inférieures à 35°, allant jusqu'à 25% à 15°.

La différence entre A_a et $A_{RT,a}$ est inférieure à 1% au-dessus de 20° d'élévation ($A < 3,5$), mais augmente rapidement pour atteindre 8% à 15° d'élévation ($A \sim 5$).

Cette comparaison montre la nécessité de prendre en compte la forme du lobe d'antenne dans le calcul du facteur de masse d'air à partir de l'élévation et inversement, notamment aux basses élévations. Dans le cas de MobRa, nous utiliserons donc A_a calculé par (3.19) pour estimer l'AMF, en se limitant aux élévations supérieures à 20° ($A < 3,5$). L'erreur estimée sur A est alors de 1%. Notons que cette relation entre A et θ dépend de l'altitude du site de mesure. Par conséquent, elle doit être paramétrée pour chaque site de mesure.

3.2.3 Température moyenne de la troposphère \bar{T}_{trop}

La température moyenne de la troposphère \bar{T}_{trop} est une valeur qui permet, en liaison avec l'opacité de caractériser le rayonnement de la troposphère considérée comme une couche isotherme. Dans les faits, la détermination de cette température dépend des conditions de mesure (fréquence d'observation, altitude du site, élévation de la visée).

Estimation de \bar{T}_{trop} à partir de modèles empiriques

Plusieurs études (Parrish et al. (1988), Han et Westwater (2000), Forkman et al. (2003)) montrent que \bar{T}_{trop} peut être dérivée depuis des mesures de la température au sol \bar{T}_{sol} et l'élévation de la mesure.

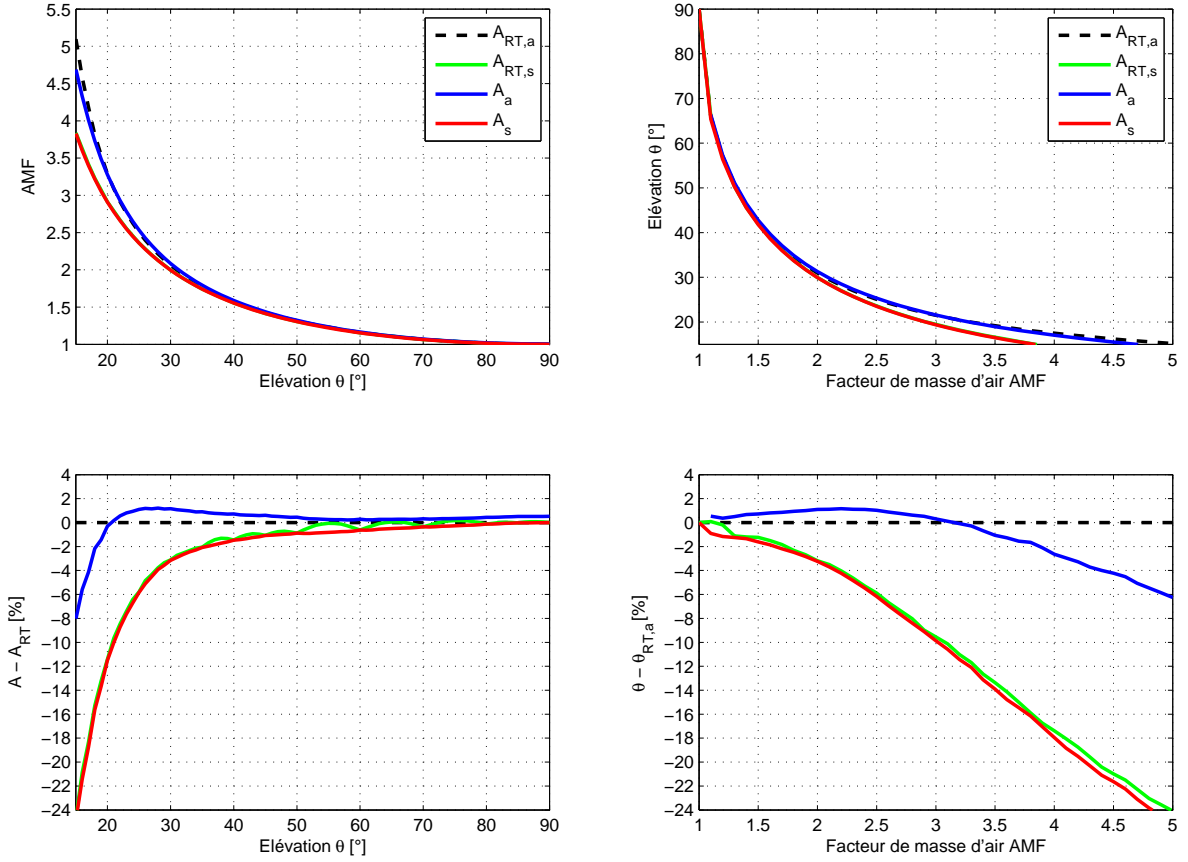


FIG. 3.3 – Comparaison des différentes méthodes de calcul de A à partir de θ (à gauche) et de calcul de θ à partir de A (à droite): $A_{RT,a}$ (tirets noirs), $A_{RT,s}$ (trait vert), A_a (trait bleu), A_s (trait rouge). Les figures du bas présentent la différence relative à $A_{RT,a}$.

Le modèle simple exposé par Han et Westwater (2000) est généralement utilisé pour déterminer la température moyenne de l'atmosphère $\bar{T}_{trop,Han}$ à 22,235 GHz en fonction de la masse d'air traversée A :

$$\bar{T}_{trop,Han} = c_1 T_{sol} + c_0 \quad (3.21)$$

où T_{sol} est exprimé en degrés Celsius et c_0 et c_1 sont calculés en fonction du facteur de masse d'air A par :

$$c_0 = 0.2A + 266.1 \quad (3.22)$$

$$c_1 = -739,87 \cdot 10^{-6} A^2 + 24,432 \cdot 10^{-3} A + 666,18 \cdot 10^{-3} \quad (3.23)$$

Nous avons déterminé ces relations à partir de régressions linéaires et quadratiques sur les valeurs de la Table VII de Han et Westwater (2000). D'après les auteurs, l'erreur engendrée sur la valeur de T_{trop} est inférieure à 4 K.

Cependant, Schneider et al. (2003) montrent que la relation entre la température au sol T_{sol} et la température moyenne de la troposphère \bar{T}_{trop} est hautement dépendante du lieu et de l'opacité de la troposphère. Etant donné la dépendance en élévation de \bar{T}_{trop} , il est aussi

très probable que la largeur du lobe d'antenne dans le cas de MobRa ait un impact sur son estimation.

Estimation de \bar{T}_{trop} à partir du transfert radiatif

Pour étudier la relation entre \bar{T}_{trop} et T_{sol} , nous avons mené une étude statistique à partir de profils réels de température, pression et vapeur d'eau. Nous avons utilisé pour ce faire la même base de radiosondages que dans l'étude sur l'estimation du facteur de masse d'air (section 3.2.2). Nous avons aussi utilisé MOLIERE pour calculer pour chaque profil et à 6 élévations différentes deux paramètres : 1) la température de brillance de la troposphère à 22,235 GHz mesurée depuis le sol $T_{b,trop}$ et 2) l'opacité selon la ligne de visée τ_{trop} . Notons que MOLIERE est paramétré dans ce cas pour ne pas simuler le rayonnement cosmologique. Comme pour le calcul du facteur de masse d'air, nous avons réalisé deux simulations : l'une prenant en compte le lobe de l'antenne et l'autre non. A partir des températures de brillance modélisées, et en utilisant (3.16) nous pouvons recalculer la température moyenne de la troposphère $\bar{T}_{trop,RT}$ pour chaque profil par :

$$\bar{T}_{trop,RT} = \frac{T_{b,trop}}{1 - e^{-\tau_{trop}}}. \quad (3.24)$$

Comparaison des méthodes

Nous déterminons ΔT comme étant la différence entre la température au sol et \bar{T}_{trop} :

$$\Delta T = T_{sol} - \bar{T}_{trop}. \quad (3.25)$$

Nous estimons quatre ΔT différents :

- 1) $\Delta T_{RT,a}$ est calculé à partir de $\bar{T}_{trop,RT}$, avec le diagramme de rayonnement pris en compte dans le modèle.
- 2) $\Delta T_{RT,s}$ est calculé à partir de $\bar{T}_{trop,RT}$, sans le diagramme de rayonnement.
- 3) ΔT_{Han} est calculé grâce à l'estimation de Han et Westwater (2000) (Eq. 3.21).
- 4) $\Delta T_{fit,a}$ est une régression cubique sur la variation de $\Delta T_{RT,a}$ en fonction de A .

D'après la Figure 3.4 (haut), l'impact de la prise en compte du diagramme d'antenne sur \bar{T}_{trop} est d'autant plus important que i) le lobe d'antenne est large et ii) l'élévation diminue. $\Delta T_{RT,a}$ atteint 19, 23 et 28 K pour des AMF valant respectivement 2, 2,5 et 3 ($\theta = 30, 25$ et 20°). ΔT_{Han} reste constant, autour de 13-14 K à toutes les élévations, et est en accord avec $\Delta T_{RT,s}$, qui ne prend pas en compte non plus le lobe de l'antenne.

Les différences dans l'estimation de \bar{T}_{trop} ont un impact sur l'estimation de l'opacité troposphérique zénithale $\tau_{trop}^{[z]}$ (Fig. 3.4, bas gauche) : de 0,015 Nepers pour un AMF de 3 à 0,025 nepers pour un AMF de 3,5 en utilisant la formule de Han. L'utilisation de $\Delta T_{fit,a}$ améliore sensiblement ce biais, qui reste inférieur à 0,005 Nepers jusqu'à un AMF de 3,5. Ces résultats montrent l'importance de l'utilisation d'une bonne estimation de \bar{T}_{trop} pour dériver τ_{trop} , qui aura un impact direct sur les méthodes de balayage en élévation (3.2.4).

L'impact du biais sur \bar{T}_{trop} dans le calcul de la température de brillance de la troposphère $T_{b,trop}$ en estimant que l'opacité est constante est visible sur la Figure 3.4 en bas à droite. En utilisant la formule de Han, l'erreur sur $T_{b,trop}$ dépasse vite 5 K pour les AMF > 3 , pour atteindre ~ 10 K aux basses élévations (AMF = 3,5). L'utilisation de la méthode de calcul de \bar{T}_{trop} basée sur la régression cubique limite ce biais à 1 K pour toutes les élévations.

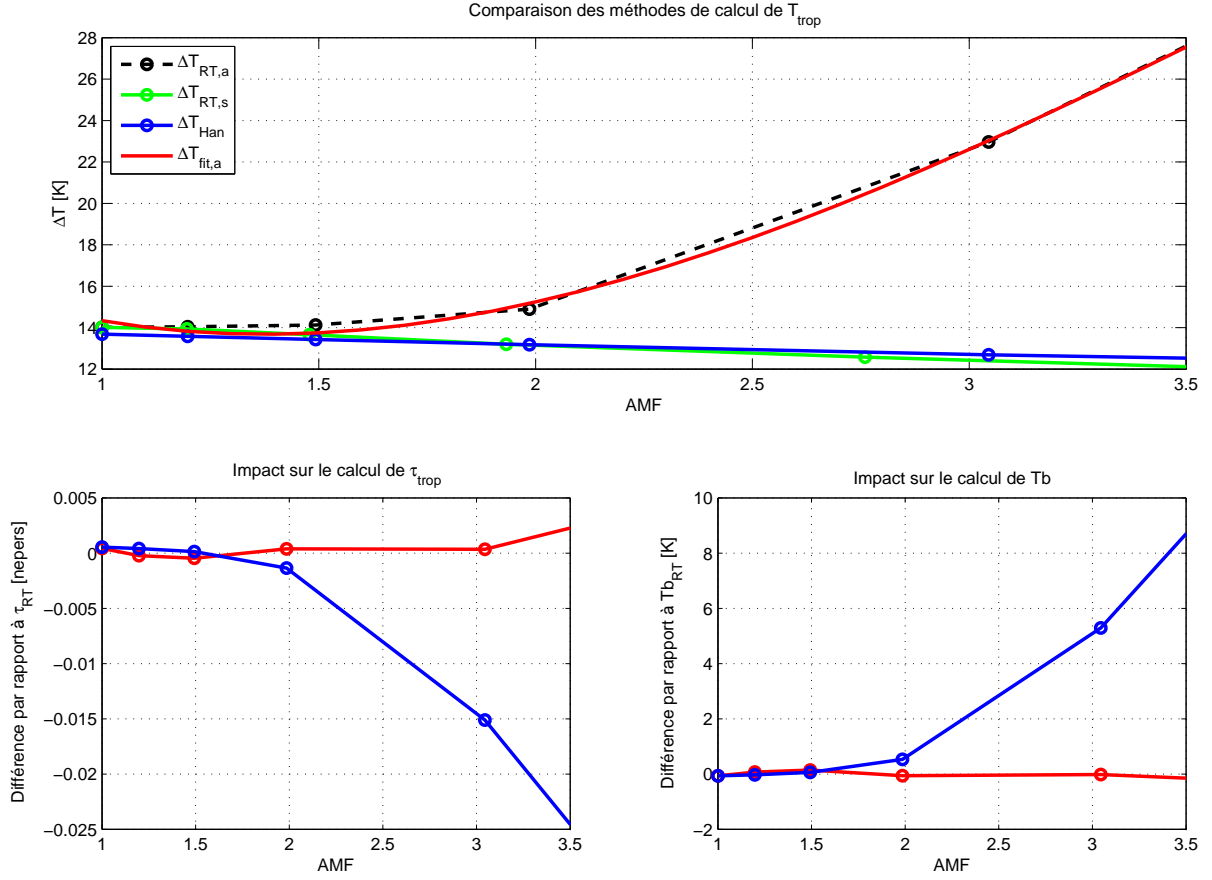


FIG. 3.4 – En haut: Comparaison entre les différences ΔT . $\Delta T_{RT,a}$ (trait noir tiret), $\Delta T_{RT,s}$ (trait plein vert) et ΔT_{Han} (trait plein bleu). La ligne pleine rouge correspond à $\Delta T_{fit,a}$. En bas à gauche : impact du calcul de \bar{T}_{trop} à partir de T_{sol} sur le calcul de τ_{trop} en utilisant $\Delta T_{fit,a}$ (trait rouge) ou ΔT_{Han} (trait bleu). En bas à droite : impact du calcul de \bar{T}_{trop} à partir de T_{sol} sur le calcul de $T_{b,trop}$ en utilisant $\Delta T_{fit,a}$ (trait rouge) ou ΔT_{Han} (trait bleu).

Nous avons montré que la prise en compte d'une antenne ayant un large lobe entraîne un biais important sur les méthodes classiques d'estimation de la température moyenne de la troposphère en ne considérant que la température au sol, notamment aux basses élévations. Il est cependant possible à partir d'une modélisation par transfert radiatif d'estimer une relation empirique limitant fortement ce biais et influençant beaucoup moins les grandeurs dérivées à partir de \bar{T}_{trop} .

3.2.4 Opacité zénithale $\tau_{trop}^{[z]}$ de la troposphère

Le balayage de l'atmosphère à différentes élévations permet d'estimer l'opacité zénithale $\tau_{trop}^{[z]}$ de la troposphère sans avoir recours à l'azote liquide comme charge froide. Nous avons comparé deux méthodes permettant de dériver l'opacité à partir des mesures à différentes élévations :

- méthode par linéarisation de l'équation de transfert radiatif,
- méthode itérative de minimisation du biais de la droite AMF vs. τ_{trop} .

a) Linéarisation du transfert radiatif

Une méthode permettant de déterminer $\tau_{trop}^{[z]}$ par une mesure à deux élévations, l'une haute $[H]$ et l'autre basse $[B]$ est présentée dans Forkman et al. (2003). A partir de (3.16), nous pouvons modéliser la différence entre $T_b^{[H]}$ et $T_b^{[B]}$ par :

$$T_b^{[H]} - T_b^{[B]} = (T_0 - \bar{T}_{trop}) \left(e^{-A^{[H]}\tau_{trop}^{[z]}} - e^{-A^{[B]}\tau_{trop}^{[z]}} \right). \quad (3.26)$$

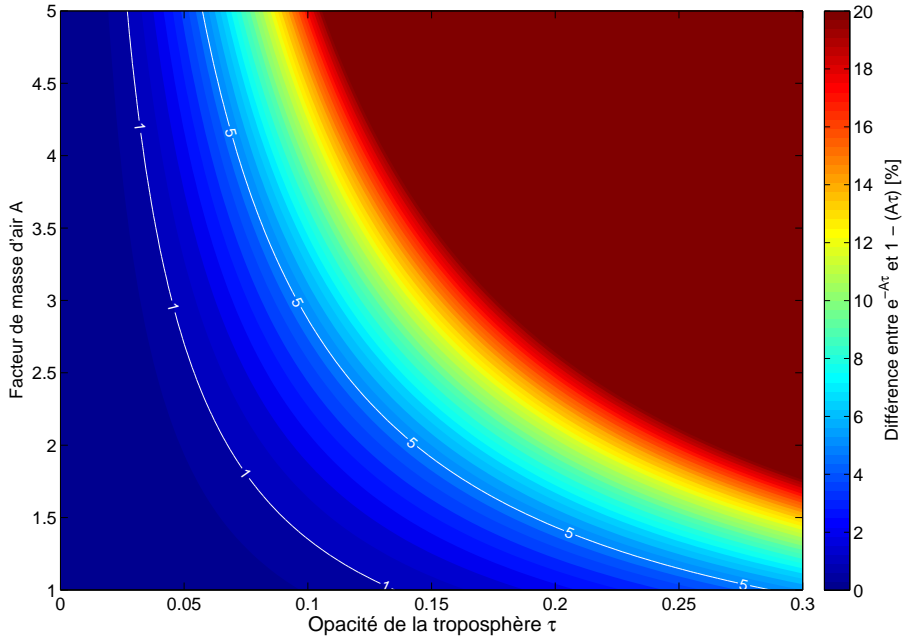


FIG. 3.5 – Erreur sur la transmission $e^{-A\tau}$ lorsque $A\tau \ll 1$.

La mesure différentielle $T_b^{[H-B]}$ peut se calibrer de la même façon que la mesure $[S - R]$, en multipliant la différence des sorties du spectromètre $V^{[H]} - V^{[B]}$ par le gain du système :

$$T_b^{[H]} - T_b^{[B]} = (V^{[H]} - V^{[B]}) G_{sys}. \quad (3.27)$$

Pour pouvoir s'affranchir de l'utilisation d'azote liquide, on utilise la visée à haute élévation $[H]$ comme charge froide pour estimer le gain, tel que défini par (3.7) :

$$G_{sys} = \frac{T_{hot} - \left(T_0 e^{-A^{[H]}\tau_{trop}^{[z]}} + T_{trop} \left(1 - e^{-A^{[H]}\tau_{trop}^{[z]}} \right) \right)}{V_{hot} - V^{[H]}} \quad (3.28)$$

On peut approximer $e^{-\tau A}$ par $1 - \tau A$ quand $\tau A \rightarrow 0$. L'erreur sur l'estimation de la transmission en fonction de τA est représentée Figure 3.5. A 22,235 GHz, l'opacité troposphérique est faible, même au niveau de la mer. Pour une valeur maximale de τ de 0,25 et une élévation de la mesure $[H]$ de 60° ($A = 1,15$), l'erreur sur τ est de l'ordre de 5 %. Par temps clair ($\tau \approx 0,1$), et pour une même élévation, l'erreur est inférieure à 1 %.

En combinant (3.26) et (3.27), et en considérant $A\tau \ll 1$, on peut approximer $\tau_{trop}^{[z]}$ par :

$$\tau_{trop}^{[z]} \approx \frac{(T_{hot} - T_0) (V^{[H]} - V^{[B]})}{(T_{trop} - T_0) (A^{[B]} - A^{[H]}) (V_{hot} - V^{[H]}) + A^{[H]} (T_{trop} - T_0) (V^{[H]} - V^{[B]})}. \quad (3.29)$$

En utilisant plusieurs paires d'élévation, la mesure de τ peut être améliorée. Les inconvénients majeurs de cette méthode viennent de la validité du développement limité quand la condition $A\tau \ll 1$ n'est plus respectée, c'est à dire que i) l'opacité augmente, ii) l'angle d'élévation du balayage est faible.

b) Minimisation du décalage de la droite AMF vs. Opacité

Une méthode itérative pour la détermination de l'opacité à partir de mesure par balayage en élévation est proposée par Han et Westwater (2000) et a été adaptée par Haeefele (2008) dans le cas précis de mesure de la vapeur d'eau à 22,235 GHz.

La première étape de cette méthode consiste à calculer la température de brillance du ciel $T_b^{[cs]}$ observé à une élévation de 60° appelée visée *cold sky* [cs] (ciel comme charge froide). Pour cela, une valeur initiale arbitraire de l'opacité zénithale à 22,235 GHz $\tau_0^{[z]}$ est fixée et la température de brillance est donnée à partir de (3.16) par :

$$T_b^{[cs]} = T_0 e^{-A^{[cs]} \tau_0^{[z]}} + \bar{T}_{trop} (1 - e^{-A^{[cs]} \tau_0^{[z]}}). \quad (3.30)$$

A partir de la mesure de l'émission du ciel à 60° , ainsi que de l'émission de la charge chaude (absorbant à température ambiante), le gain $G^{[cs]}$ de calibration peut être calculé par :

$$G^{[cs]} = \frac{T_{hot} - T_b^{[cs]}}{V_{hot} - V^{[cs]}}. \quad (3.31)$$

Les spectres V_i de chaque mesure du balayage en élévation sont calibrés en température de brillance $T_{b,i}$ par :

$$T_{b,i} = (V_i - V_{hot}) G^{[cs]} + T_{hot}. \quad (3.32)$$

Pour chaque élévation, une valeur de l'opacité intégrée selon la ligne de visée $\tau_{trop,i}$ peut être estimée à partir de la température de brillance mesurée :

$$\tau_{trop,i} = \ln \left[\frac{\bar{T}_{trop} - T_0}{\bar{T}_{trop} - T_{b,i}} \right]. \quad (3.33)$$

L'opacité ainsi estimée pour un angle d'élévation θ_i peut être reliée à l'opacité zénithale $\tau_{trop}^{[z]}$ par une relation supposée affine :

$$\tau_{trop,i} = A(\theta_i) \tau_{trop}^{[z]} + \epsilon_\tau \quad (3.34)$$

où ϵ_τ est le décalage entre la droite estimée et le point $\tau_i(0) = 0$.

En réalisant une régression linéaire sur l'ensemble des couples de points $(\tau_{trop,i}, A(\theta_i))$, une nouvelle valeur de $\tau_{trop}^{[z]}$ peut donc être estimée, ainsi que le décalage à l'origine ϵ_τ . Ce décalage doit être nul puisque la droite $\tau_{trop}(A)$ passe théoriquement par l'origine.

Le principe de cette méthode itérative consiste à réinjecter $\tau_{trop}^{[z]}$ dans (3.30), et à recalculer (3.30) à (3.34) jusqu'à ce que ϵ_τ soit suffisamment faible.

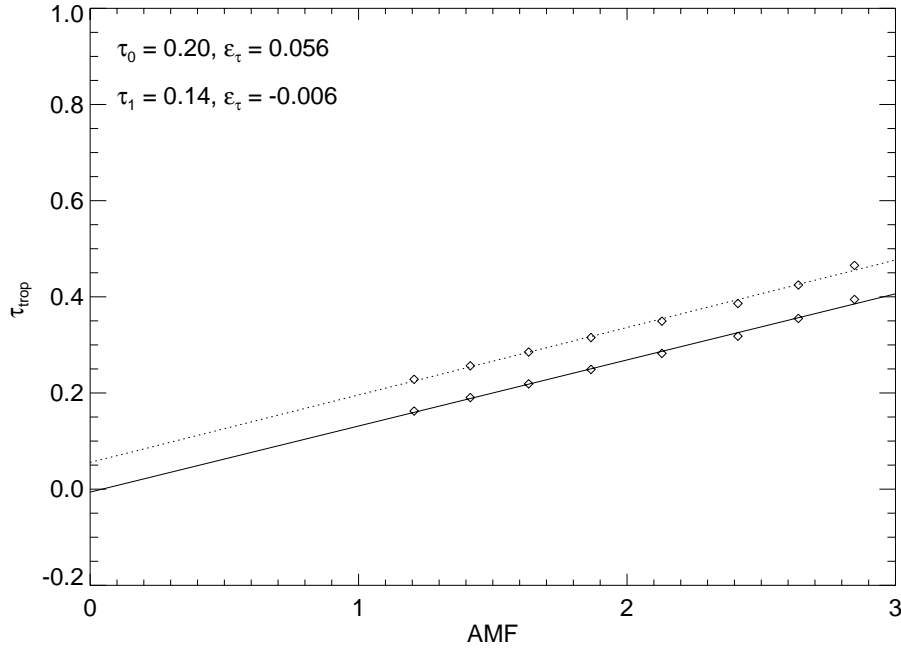


FIG. 3.6 – Illustration de la méthode itérative d'estimation de l'opacité. Tirets : première itération. Trait plein : deuxième et dernière itération. L'opacité à chaque itération est donnée par la pente de la droite.

La Figure 3.6 illustre la méthode itérative d'estimation de $\tau_{trop}^{[z]}$. Les paramètres utilisés sont :

- opacité initiale $\tau_0^{[z]} = 0,3$
- critère de convergence $\Delta\epsilon_\tau = 10^{-2}$
- nombre maximum d'itérations = 3.

Le critère de convergence est généralement atteint en 2 itérations.

Haefele (communication personnelle) montre, en utilisant une simulation de Monte Carlo, que pour des incertitudes de 0,7 % sur les valeurs mesurées en sortie du spectromètre, 3,5 K sur l'estimation de T_{trop} , 2 K sur la mesure de T_{hot} et une erreur de 0.5° sur θ , l'erreur sur l'estimation de $\tau_{trop}^{[z]}$ est de l'ordre de 5 à 10 %.

c) Interpolation par puissance totale

$\tau_{trop}^{[z]}$ peut fluctuer sur des échelles de temps courtes, de l'ordre de la minute. Si on veut pouvoir avoir un temps de mesure effectif assez important (typiquement 600 secondes par heure), il n'est pas possible de réaliser de balayage en élévation trop fréquemment. Dans notre cycle de mesure, un balayage en élévation est réalisé tous les 15 cycles (~ 15 minutes).

A partir de la mesure en puissance totale calibrée en température de brillance de chaque visée signal $T_b^{[S]}$ (3.13), une estimation ponctuelle de $\tau_{trop}^{[z]}$ peut être donnée par :

$$\tau_{trop}^{[z]} \approx -\ln \left(\frac{T_b^{[S]} - \bar{T}_{trop}}{T_0 - \bar{T}_{trop}} \right) / A^{[S]}. \quad (3.35)$$

3.2.5 Validation des méthodes de détermination de $\tau_{trop}^{[z]}$ et utilisation du ciel comme charge froide

Comparaison des méthodes de détermination de $\tau_{trop}^{[z]}$

Nous avons comparé la valeur de l'opacité troposphérique zénithale déterminée à partir de la calibration à l'azote liquide $\tau_{trop, LN2}^{[z]}$ calculée par (3.35) avec $\tau_{trop, sky}^{[z]}$ déterminée par le balayage en élévation (3.34).

La série temporelle présentée sur la Figure 3.7 correspond à 3 jours de mesures consécutives à Toulouse (du 2 au 4 août 2007). La différence moyenne pour la période observée est de 0,001 Nepers ($\sim 1\%$), avec un écart-type de 0,004 Nepers ($\sim 3\%$).

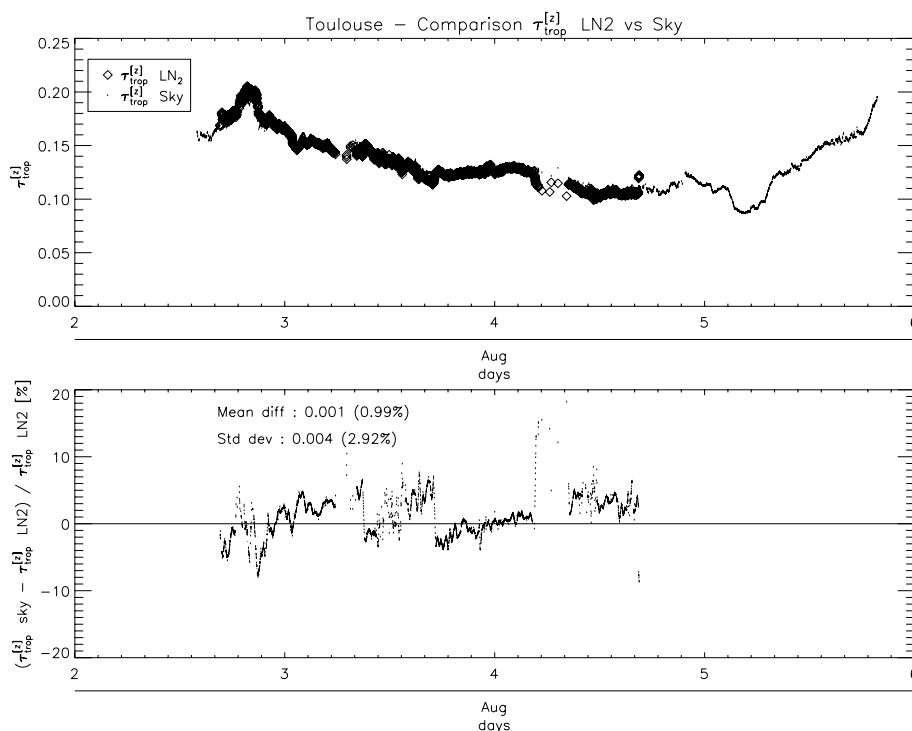


FIG. 3.7 – haut: série temporelle d'estimation de $\tau_{trop, sky}^{[z]}$, entre le 2 et le 4 août 2007 à Toulouse. Bas : différence entre $\tau_{trop, LN2}^{[z]}$ et $\tau_{trop, sky}^{[z]}$.

Un diagramme de corrélation est présenté sur la Figure 3.8 pour toute la période de mesure à Toulouse (du 12 juillet au 5 août 2007). Un filtrage a été effectué pour écarter les valeurs aberrantes dues au vidage et au remplissage du Dewar d'azote liquide. Seules les valeurs dont l'écart à la moyenne est inférieur à 2σ ont été gardées. On voit la très bonne corrélation ($r=0,98$) entre les deux estimations de $\tau_{trop, sky}^{[z]}$ sur toute la gamme d'opacités.

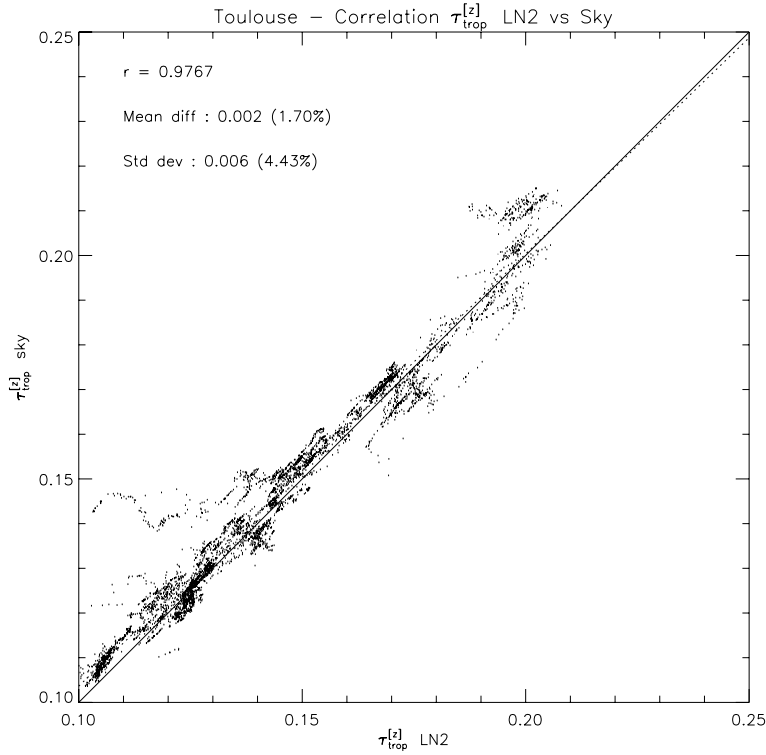


FIG. 3.8 – Diagramme de corrélation entre $\tau_{trop,LN2}^{[z]}$ et $\tau_{trop,sky}^{[z]}$ pour la période du 17 juillet au 5 août 2007 à Toulouse.

Utilisation du ciel comme charge froide

Pour pouvoir s’affranchir de la calibration à l’azote liquide, il est possible à partir de la détermination des paramètres de la troposphère exposée dans cette section d’utiliser le ciel lui-même comme charge froide. Pour cela, il faut mesurer son spectre $V^{[cs]}$ et connaître sa température de brillance $T_b^{[cs]}$ ([*cs*] pour *cold sky*).

$V^{[cs]}$ est mesuré en visant le ciel à une élévation $\theta^{[cs]}$, choisie au-delà de 40° pour éviter les biais liés aux mesures à basses élévations (voir section 3.2.2). Dans notre cas, $\theta^{[cs]} = 60^\circ$.

D’après (3.17), si on considère la troposphère comme une seule couche isotherme de température moyenne \bar{T}_{trop} , observée une élévation $\theta^{[cs]}$ correspondant au facteur de masse d’air $A^{[cs]}$, et que l’on connaît son opacité zénithale $\tau_{trop}^{[z]}$, on peut calculer son émission $T_b^{[cs]}$ par :

$$T_b^{[cs]} = T_0 e^{-\tau_{trop}^{[z]} A^{[cs]}} + \bar{T}_{trop} \left(1 - e^{-\tau_{trop}^{[z]} A^{[cs]}} \right). \quad (3.36)$$

En posant $V_{cold} = V^{[cs]}$ et $T_{cold} = T_b^{[cs]}$ et en utilisant les équations de calibration (3.7) et (3.9) décrite dans la section 3.1.1, on peut calculer la température de bruit du récepteur $T_{rec}^{[cs]}$ et le gain du système $G_{sys}^{[cs]}$ dérivé à partir de la mesure du ciel comme charge froide.

Un moyen de vérifier la validité de cette calibration est de comparer la température de bruit du récepteur T_{rec} estimée par calibration à l’azote liquide $T_{rec,LN2}$ à celle estimée par la mesure du ciel $T_{rec}^{[cs]}$. En effet, T_{rec} est une valeur caractérisant le récepteur seul, et n’est en théorie

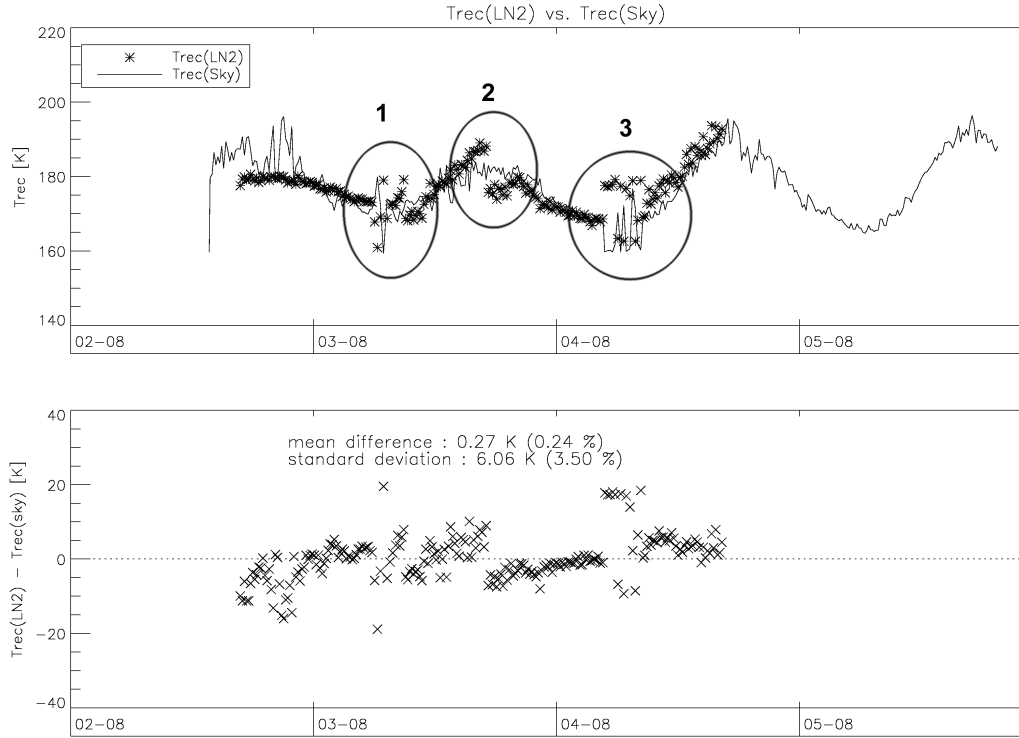


FIG. 3.9 – *En haut* : température de bruit du récepteur $T_{rec, LN2}$ calculée en utilisant l'azote liquide comme charge froide (étoiles) et calculée en utilisant le ciel à 60° d'élévation $T_{rec}^{[cs]}$ (trait plein) pour la période du 2 au 5 août 2007. *En bas* : Différence entre $T_{rec, LN2}$ et $T_{rec}^{[cs]}$ pour la même période.

pas sensible aux fluctuations atmosphériques, à l'exception de la température au sol qui influence directement sur le circuit de réception hyperfréquence (dans la configuration où ce dernier n'est pas régulé en température).

De la même manière que nous avons comparé les différentes estimations de $\tau_{trop}^{[z]}$ sur une période de 3 jours (Figure 3.9), nous avons utilisé les mêmes mesures (du 2 au 4 août 2007 à Toulouse) pour estimer statistiquement la différence entre $T_{rec, LN2}$ et $T_{rec}^{[cs]}$.

Un biais de l'ordre de 0,3 K (0,25 %) et un écart-type de l'ordre de 6 K (3,5 %) sur la détermination de la température de bruit du récepteur sont ainsi mis en évidence. Nous expliquons les artefacts notés 1, 2 et 3 sur la Figure 3.9 de la manière suivante. Les artefacts 1 et 3 sont causés par une illumination directe de la charge chaude lors du lever du soleil, qui crée un biais entre la température de brillance de la charge chaude mesurée par le radiomètre et la température physique mesurée par le capteur de température placé contre le dos métallique de l'instrument. Ces deux artefacts sont naturellement présents dans $T_{rec, LN2}$ et $T_{rec}^{[cs]}$. L'artefact noté 2 n'est visible que dans $T_{rec, LN2}$ et provient du remplissage en azote liquide du Dewar en cours de journée.

Calibration en élévation à partir des propriétés de la troposphère

Comme nous l'avons vu dans la section 3.2.2, le calcul de l'AMF, critique pour la détermination de $\tau_{trop}^{[z]}$, est très sensible à l'erreur sur l'angle d'élévation. Nous proposons dans ce

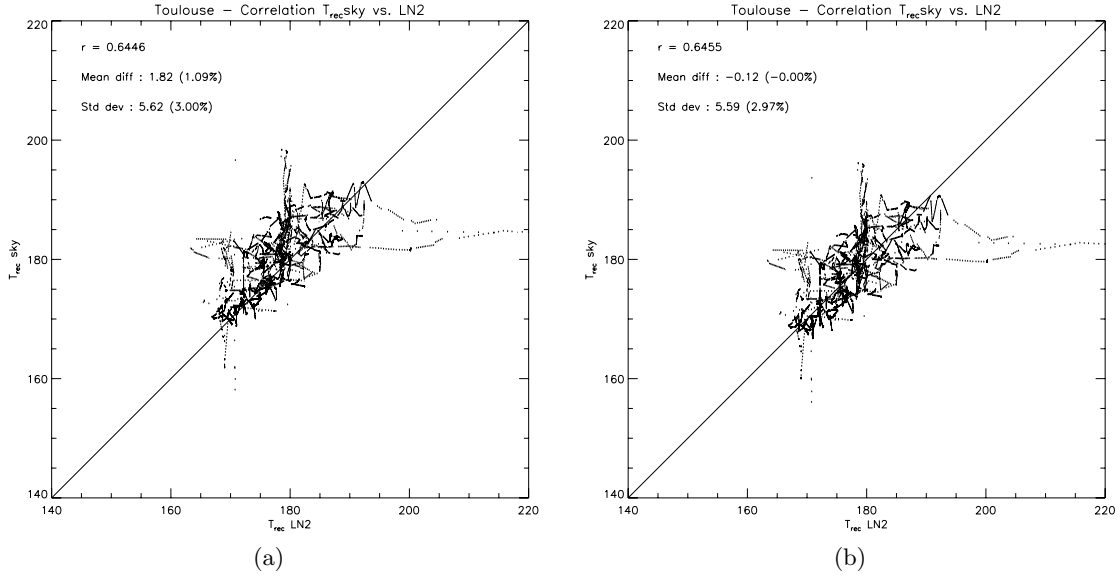


FIG. 3.10 – Diagrammes de corrélation entre $T_{rec, LN2}$ et $T_{rec, sky}$ a) sans correction de l'élévation et b) avec une correction de l'élévation.

paragraphe une méthode permettant d'étudier l'impact de cette erreur sur la corrélation entre $T_{rec, LN2}$ et $T_{rec, sky}$.

La Figure 3.10 présente des diagrammes de corrélation entre $T_{rec, LN2}$ et $T_{rec, sky}$ a) sans correction de l'élévation et b) avec une correction de $0,5^\circ$ calculée pour minimiser l'écart-type moyen entre les estimations de T_{rec} .

Nous voyons la dépendance en élévation de la différence moyenne et de l'écart-type : pour une mesure non corrigée pour le biais de visée, la différence moyenne vaut 1.82 K et l'écart-type 5,62 K alors qu'ils valent respectivement -0,12 K et 5,59 K lorsqu'elle est corrigée.

Une nouvelle méthode de calibration en élévation a été imaginée à partir de ces observations. Elle consiste à utiliser les périodes où le Dewar contient de l'azote liquide pour estimer la correction de l'élévation qui minimise l'écart-type et maximise la corrélation entre $\tau_{trop, LN2}^{[z]}$ et $\tau_{trop, sky}^{[z]}$. La Figure 3.10b montre le résultat de cette procédure mathématique. Le biais calculé est de 3.2° , en accord avec les 3.1° trouvés par la procédure décrite en 2.2.3.

3.3 Correction et intégration des spectres $[S - R]$

3.3.1 Correction du spectre $[S - R]$ en spectre zénithal $T_{b,ma}^{[z]}$

Pour moyenner les spectres individuels $[S - R]$ correspondant chacun à ~ 10 s de temps d'intégration, afin de réduire le bruit instrumental (1.43), il est nécessaire de corriger chaque spectre en fonction de l'opacité de la troposphère $\tau_{trop}^{[z]}$, de l'élévation de la mesure $[S]$ $\theta^{[S]}$ et de la référence $[R]$ $\theta^{[R]}$. L'objectif est de ramener chaque spectre à un *spectre zénithal* strato-mésosphérique $T_{b,ma}^{[z]}$, tel qu'il serait théoriquement mesuré si l'instrument était situé au-dessus de la troposphère et visait dans la direction du zénith. L'ensemble des notations utilisées dans cette section est récapitulée dans la Table 3.2 et la géométrie du problème est illustrée par la Figure 3.11.

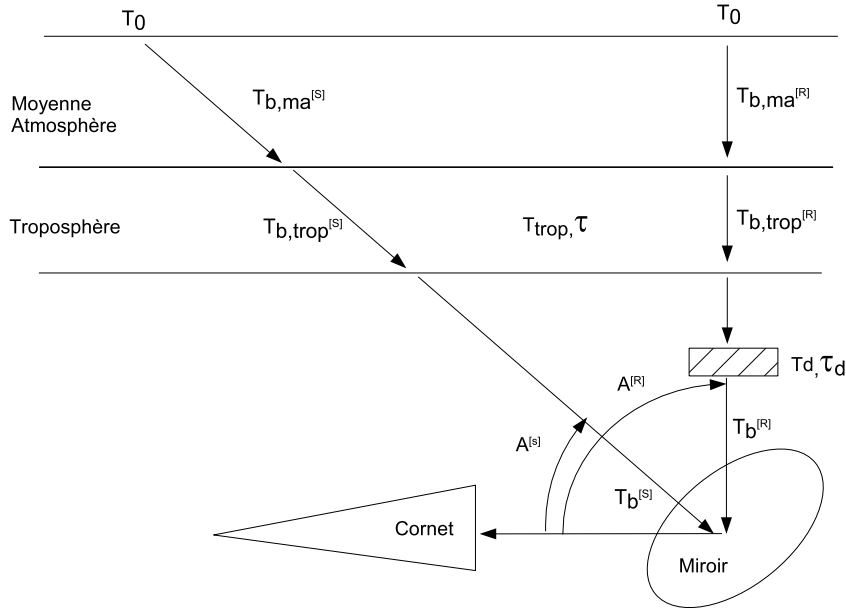


FIG. 3.11 – *Illustration de la méthode de mesure par permutation de visée.*

Décomposition du spectre $[S - R]$

Pour estimer la contribution de l'atmosphère moyenne dans le spectre $[S - R]$, il est nécessaire de modéliser ce dernier en le décomposant selon les contributions des deux visées $[S]$ et $[R]$. La température de brillance équilibrée de l'émission $[S - R]$ observée depuis le sol $T_b^{[S-R]}$ est la différence entre la température de brillance en visée signal $T_b^{[S]}$ et la température de brillance en visée référence $T_b^{[R]}$. Ces deux mesures peuvent être modélisées d'après (1.19) en décomposant l'émission de l'atmosphère en fonction i) du rayonnement cosmique T_0 , ii) de l'atmosphère moyenne $T_{b,ma}$, iii) de la troposphère $T_{b,trop}$ considérée comme une couche isotherme de température moyenne \bar{T}_{trop} et d'opacité zénithale $\tau_{trop}^{[z]}$ et iv) de la charge équilibrée diélectrique mise

Notation	Définition	Unité
$T_b^{[S-R]}$	spectre $[S - R]$	[K]
$T_b^{[S]}$	spectre $[S]$ en puissance totale	[K]
$T_b^{[R]}$	spectre $[R]$ en puissance totale	[K]
$T_{b,ma}^{[z]}$	contribution de l'atmosphère moyenne en direction du zénith	[K]
$T_{b,ma}^{[S]}$	contribution de l'atmosphère moyenne en visée $[S]$	[K]
$T_{b,ma}^{[R]}$	contribution de l'atmosphère moyenne en visée $[R]$	[K]
$A_{ma}^{[S]}$	facteur de masse d'air strato-mésosphérique en visée $[S]$	[-]
$A_{ma}^{[R]}$	facteur de masse d'air strato-mésosphérique en visée $[R]$	[-]
$T_{b,trop}^{[S]}$	contribution de la troposphère en visée $[S]$	[K]
$T_{b,trop}^{[R]}$	contribution de la troposphère en visée $[R]$	[K]
$A^{[S]}$	facteur de masse d'air troposphérique en visée $[S]$	[-]
$A^{[R]}$	facteur de masse d'air troposphérique en visée $[R]$	[-]
\bar{T}_{trop}	température moyenne de la troposphère	[K]
$\tau_{trop}^{[z]}$	opacité zénithale de la troposphère	[-]
T_d	température de la charge équilibrée diélectrique	[K]
τ_d	opacité de la charge équilibrée diélectrique	[-]
c_f	facteur de correction zénithal	[-]
$\Delta T_{b,res}$	contribution résiduelle	[K]

TAB. 3.2 – *Récapitulatif des notations utilisées dans cette section.*

dans le faisceau de référence de température moyenne T_d et d'opacité τ_d :

$$T_b^{[S]} \approx (T_0 + T_{b,ma}^{[S]}) e^{-\tau_{trop}^{[z]} A^{[S]}} + T_{b,trop}^{[S]} \quad (3.37)$$

$$T_b^{[R]} \approx \left((T_0 + T_{b,ma}^{[R]}) e^{-\tau_{trop}^{[z]} A^{[R]}} + T_{b,trop}^{[R]} \right) e^{-\tau_d} + T_d (1 - e^{-\tau_d}) \quad (3.38)$$

On peut réécrire $T_b^{[S-R]} = T_b^{[S]} - T_b^{[R]}$ en séparant les différentes contributions :

$$\begin{aligned}
T_b^{[S-R]} \approx & T_0 \left(e^{-\tau_{trop}^{[z]} A^{[S]}} - e^{-\tau_{trop}^{[z]} A^{[R]}} e^{-\tau_d} \right) && \text{rayonnement cosmologique} \\
& + T_{b,ma}^{[S]} e^{-\tau_{trop}^{[z]} A^{[S]}} - T_{b,ma}^{[R]} e^{-\tau_{trop}^{[z]} A^{[R]}} e^{-\tau_d} && \text{atmosphère moyenne} \\
& + T_{b,trop}^{[S]} - T_{b,trop}^{[R]} e^{-\tau_d} && \text{troposphère} \\
& - T_d (1 - e^{-\tau_d}). && \text{charge équilibrée diélectrique}
\end{aligned} \quad (3.39)$$

Si l'on rassemble toutes les contributions ne provenant pas de l'atmosphère moyenne dans $\Delta T_{b,res}$, on peut exprimer la mesure équilibrée $T_b^{[S-R]}$ comme étant égale à :

$$T_b^{[S-R]} \approx \left(T_{b,ma}^{[S]} e^{-\tau_{trop}^{[z]} A^{[S]}} - T_{b,ma}^{[R]} e^{-\tau_{trop}^{[z]} A^{[R]}} e^{-\tau_d} \right) + \Delta T_{b,res} \quad (3.40)$$

où $\Delta T_{b,res}$, l'émission résiduelle ne provenant pas de l'atmosphère moyenne, peut d'estimer par :

$$\Delta T_{b,res} \approx T_0 \left(e^{-\tau_{trop}^{[z]} A^{[S]}} - e^{-\tau_{trop}^{[z]} A^{[R]}} e^{-\tau_d} \right) + T_{b,trop}^{[S]} - T_{b,trop}^{[R]} e^{-\tau_d} + T_d (1 - e^{-\tau_d}). \quad (3.41)$$

Correction des spectres $[S - R]$

Si nous estimons que l'atmosphère moyenne est optiquement mince, et que le facteur de masse d'air y est constant le long de la ligne de visée, on peut exprimer les émissions $T_{b,ma}^{[S]}$ et $T_{b,ma}^{[R]}$ en fonction de l'émission zénithale $T_{b,ma}^{[z]}$ par :

$$T_{b,ma}^{[S]} = T_{b,ma}^{[z]} A_{ma}^{[S]} \quad (3.42)$$

$$T_{b,ma}^{[R]} = T_{b,ma}^{[z]} A_{ma}^{[R]} \quad (3.43)$$

où $A_{ma}^{[S]}$ et $A_{ma}^{[R]}$ sont les facteurs de masse d'air strato-mésosphériques correspondant respectivement aux visées $[S]$ et $[R]$ calculés en utilisant (3.19) avec $z_{ref} = 35$ km.

En injectant (3.42) et (3.43) dans (3.40), on obtient la relation entre le spectre mesuré calibré $T_b^{[S-R]}$ et l'émission de la moyenne atmosphère ramenée au zénith $T_{b,ma}^{[z]}$:

$$T_{b,ma}^{[z]} = T_b^{[S-R]} c_f^{-1} - \Delta T_{b,res} c_f^{-1} \quad (3.44)$$

où c_f est appelé *facteur de correction zénithal*, calculé pour chaque spectre $[S - R]$ par :

$$c_f = A_{ma}^{[S]} e^{-\tau_{trop}^{[z]} A^{[S]}} - A_{ma}^{[R]} e^{-\tau_{trop}^{[z]} A^{[R]}} e^{-\tau_d} \quad (3.45)$$

Du fait de l'utilisation de la méthode de permutation de visée, le terme résiduel $\Delta T_{b,res}$ est proche de 0 lorsqu'il est moyenné sur l'ensemble du spectre. Mais comme cette contribution est fonction de la fréquence, une ligne de base induite par la contribution résiduelle de la troposphère ainsi que par la charge équilibrée diélectrique apparaît sur les spectres corrigés.

Le spectre corrigé $T_{b,corr}$ qui servira à restituer l'information strato-mésosphérique est donc la somme de l'émission de la moyenne atmosphère visée au zénith $T_{b,ma}^{[z]}$ et de l'émission résiduelle $\Delta T_{b,res}$:

$$T_{b,corr} = T_{b,ma}^{[z]} + \Delta T_{b,res}. \quad (3.46)$$

Calcul de l'opacité τ_d de la charge équilibrée diélectrique

L'opacité τ_d de la charge équilibrée diélectrique placée dans le faisceau de référence est estimée d'après la décomposition de $T_b^{[R]}$ décrite par (3.38). En négligeant la contribution de l'atmosphère moyenne, nous avons :

$$\tau_d = -\ln \left(\frac{T_b^{[R]} - T_d}{T_0 e^{-\tau A^{[R]}} + T_{trop} (1 - e^{-\tau A^{[R]}}) - T_d} \right). \quad (3.47)$$

Dans ce calcul, la mesure en puissance totale en visée $[R]$ calibrée en température de brillance, $T_b^{[R]}$, est calculée par (3.13).

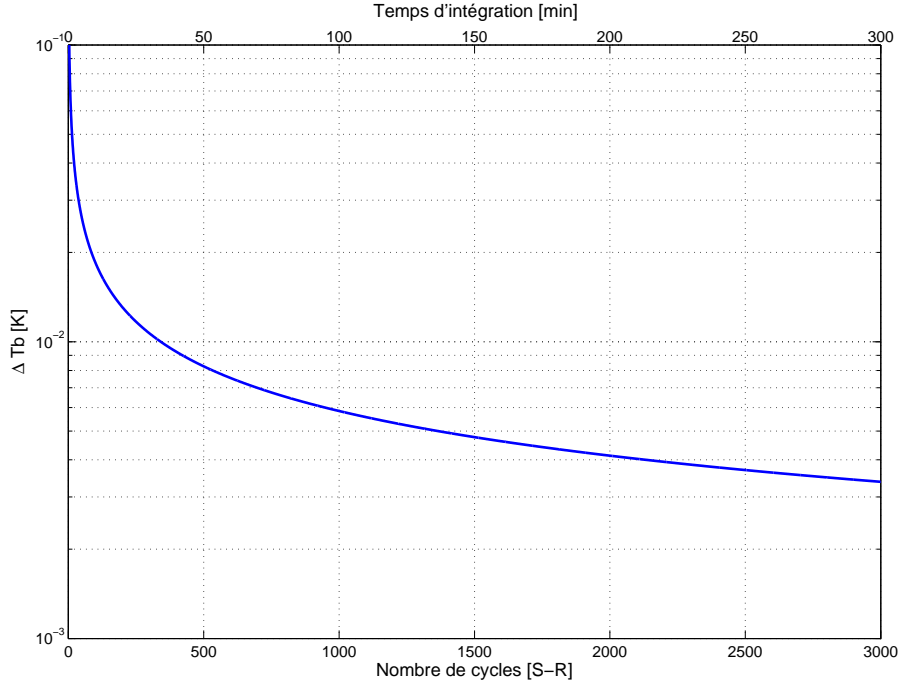


FIG. 3.12 – Réduction du bruit sur la mesure en fonction du temps d'intégration.

3.3.2 Intégration des spectres zénithaux

La raie de vapeur d'eau strato-mésosphérique observée au zénith a une amplitude de $\sim 0,2$ K. La relation entre le bruit sur la mesure ΔT_b et le temps d'intégration est donnée par l'équation du radiomètre (1.43) pondérée par le facteur de correction c_f . Un cycle $[S - R]$ correspond à ~ 10 s d'intégration. En une journée de mesure, jusqu'à 3000 cycles peuvent être réalisés en fonction des conditions atmosphériques. La Figure 3.12 montre la relation entre le temps d'intégration effectif et le bruit sur la mesure. Pour réduire le bruit instrumental à 5 mK, 1500 cycles $[S - R]$ sont nécessaires.

Par défaut, les spectres $[S - R]$ de MobRa sont traités sur une base journalière. Ils sont calibrés, filtrés, puis corrigés individuellement. Finalement, tous les spectres mesurés dans la journée entre 0h et 24h sont moyennés pour donner le spectre qui sera traité par le code d'inversion. La figure 3.13 présente un spectre calibré et corrigé $T_{b,corr}$ intégré pendant une journée de mesure ainsi qu'une estimation de la contribution strato-mésosphérique $T_{b,ma}^{[z]}$ et du terme résiduel $\Delta T_{b,res}$.

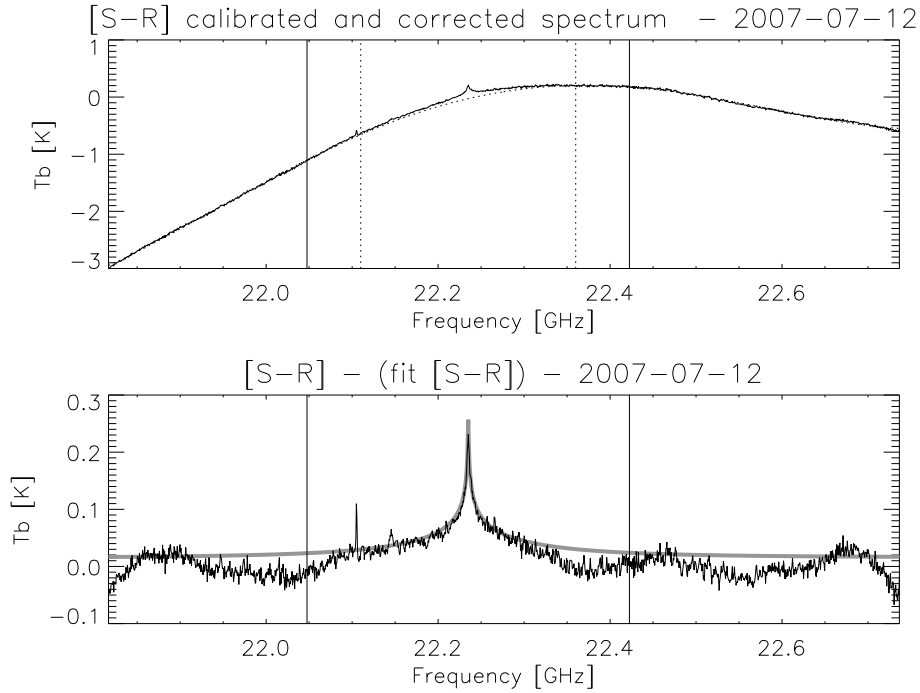


FIG. 3.13 – *Haut* : spectre calibré et corrigé pour l'élévation et l'absorption troposphérique $T_{b,corr}$ (trait plein) intégré sur toute la journée du 12 juillet 2007 (temps d'intégration effectif : ~ 2 h). Estimation de la ligne de base $T_{b,lb}$ (pointillés). *Bas* : estimation de $T_{b,ma}^{[z]}$ trait plein et modélisation de la contribution stratosphérique (ligne grise épaisse).

3.4 Conclusions

Nous avons vu dans ce chapitre comment les spectres $[S - R]$ étaient calibrés en unité de température de brillance. Cette calibration met en évidence le fait que la mesure $[S - R]$ est insensible aux variations de la température de bruit de récepteur T_{rec} .

Une attention particulière est donnée au filtrage des spectres basé sur les variations journalière de l'intensité des spectres calibrés pour éviter de propager les éventuelles instabilités instrumentales dans les spectres moyennés.

Nous avons exposé comment les propriétés de la troposphère étaient estimées. Une méthode de détermination de l'opacité zénithale de la troposphère à partir de balayages en élévation de l'atmosphère a été implémentée et validée. Cette méthode permet d'utiliser par défaut le ciel comme charge froide et donc de se passer d'azote liquide dans le but de rendre MobRa aussi automatisé que possible. L'utilisation d'un modèle de transfert radiatif pour simuler la mesure a permis de conclure que la prise en compte de la largeur du faisceau était essentielle dans la détermination des propriétés de la troposphère.

Enfin, nous avons présenté la méthode utilisée pour corriger les spectres calibrés $[S - R]$ pour l'atténuation troposphérique et l'élévation de la mesure. Cette correction est nécessaire pour pouvoir moyenner les spectres individuels sur la journée afin de réduire le bruit instrumental. Au final, nous obtenons des spectres calibrés, corrigés et moyennés pouvant être utilisés pour restituer l'information sur la quantité de vapeur d'eau dans la moyenne atmosphère.

Chapitre 4

Analyse des données

Dans ce chapitre, nous allons voir comment il est possible de restituer des profils verticaux de concentration en vapeur d'eau dans l'atmosphère moyenne à partir des spectres $[S - R]$ calibrés en température de brillance et corrigés pour l'atténuation troposphérique et l'élévation. Dans la section 4.1 nous présenterons le code de transfert radiatif *MOLIERE* en insistant sur son paramétrage afin de simuler les spectres corrigés à partir d'un profil vertical de vapeur d'eau strato-mésosphérique et des caractéristiques instrumentales du radiomètre. Ensuite, nous décrirons dans la section 4.2 le code d'inversion, implémenté aussi dans *MOLIERE*, permettant de faire le chemin inverse, c'est-à-dire restituer un profil vertical de vapeur d'eau à partir d'un spectre. Ce code, basé sur la méthode de l'estimation optimale, permet à la fois d'estimer les propriétés atmosphériques, mais aussi de caractériser les éventuelles lignes de base ainsi que la qualité de la restitution.

4.1 Le code de transfert radiatif

Le code de transfert radiatif *MOLIERE* (Microwave Odin Line Estimation and REtrieval) (Baron, 1999; Urban et al., 2003) utilisé pour l'analyse des données du radiomètre a été initialement développé à l'Observatoire de Bordeaux sous la supervision du CNES pour le traitement opérationnel des données de l'instrument SMR (Sub-Millimeter Radiometer) embarqué à bord de la plate forme spatiale Odin (Murtagh et al., 2002). Ce code raie par raie couvre la gamme de fréquences de 3 GHz à 3 THz. Il est utilisé pour restituer des profils verticaux de monoxyde de chlore, d'ozone, de protoxyde d'azote (Urban et al., 2004), de monoxyde de carbone (Dupuy et al., 2004), ou plus récemment le formaldéhyde (Ricaud et al., 2007a) à partir de mesures au limbe depuis l'espace. Il a déjà été utilisé pour la restitution de profils verticaux à partir de mesures effectuées par des radiomètres micro-ondes au sol : O_3 à 110 GHz (Schneider et al., 2003) ou ClO à 278 GHz (Ricaud et al., 2004).

4.1.1 Modélisation de l'émission atmosphérique

Nous avons vu dans la section 1.1 comment l'émission de l'atmosphère $T_{b,out}$ observée depuis un point s_{out} pouvait être modélisée par l'équation du transfert radiatif :

$$T_{b,out}(\nu) = T_{b,in}e^{-\tau_\nu(s_{in},s_{out})} + \frac{c^2}{2k_B\nu^2} \int_{s_{in}}^{s_{out}} \alpha_\nu(s)B_\nu(T(s))e^{-\tau_\nu(s,s_{out})} ds \quad (4.1)$$

avec :

$$\tau_\nu(s_1, s_2) = \int_{s_1}^{s_2} \alpha_\nu(s') ds'. \quad (4.2)$$

L'équation (4.1) préalablement discrétisée est résolue par le code MOLIERE pour simuler les mesures atmosphériques.

Notation	Description	Unité
$T_{b,in}$	Rayonnement cosmologique	[K]
s_{in}	Position du point le plus haut de l'atmosphère	[m]
s_{out}	Position du point de mesure	[m]
s	Position le long de la ligne de visée	[m]
T	Température physique du milieu	[K]
$B_\nu(T)$	Fonction de Planck (1.3)	[W m ⁻² Hz ⁻¹ sr ⁻¹]
τ_ν	Opacité le long du chemin de visée	[-]
α_ν	Coefficient d'absorption	[m ⁻¹]
ν	Fréquence	[Hz]

TAB. 4.1 – Notations utilisées dans le transfert radiatif.

Discrétisation

La discrétisation de l'atmosphère terrestre en couches isothermes est à la base des codes informatiques de transfert radiatif. Elle permet de résoudre numériquement l'équation du transfert radiatif en considérant N couches successives dont les positions sur la ligne de visée sont notées s_i et la température moyenne est notée T_i . On peut alors écrire (Baron, 1999; Urban et al., 2004) :

$$T_{b,out}(\nu) = T_{b,in} e^{-\tau_\nu(s_{in}, s_{out})} + \frac{c^2}{2k_B \nu^2} \sum_{i=1}^N B_\nu(T_i) \left(1 - e^{-\tau(s_i, s_{i+1})}\right) e^{-\tau(s_{i+1}, s_{out})}. \quad (4.3)$$

La longueur du trajet dans chaque couche dépend de la géométrie de la visée, et peut être influencée par la réfraction du signal par l'atmosphère. Le code MOLIERE prend en compte plusieurs géométries (limbe, avion, ballon, sol) et peut traiter la réfraction.

4.1.2 Calcul du coefficient d'absorption α_ν

Le coefficient d'absorption $\alpha_\nu(s)$ quantifie les processus d'interaction entre rayonnement et molécules. Il dépend de la pression, de la température et de la concentration des molécules présentes. MOLIERE peut prendre en compte toutes les transitions de toutes les molécules entre 3 MHz et 3 THz qui contribuent au signal : i) transitions comprises dans la bande de fréquence, ii) transitions en-dehors de la bande contaminant par leur ailes de raie et iii) continua H₂O, N₂, O₂. C'est le principe du calcul *raie-par-raie* (Baron, 1999).

Dans notre cas, seule la transition rotationnelle de la vapeur d'eau à 22,235 GHz est assez forte pour contribuer de manière significative au signal atmosphérique dans la bande 21,7 - 22,7 GHz :

$$\alpha_\nu(s) = \alpha_\nu^{H_2O}(s). \quad (4.4)$$

Le coefficient d'absorption $\alpha_\nu(s)$ pour une molécule donnée et pour une transition de fréquence centrale ν_0 donnée peut se décomposer de la manière suivante :

$$\alpha_\nu(s) = \rho(s) \cdot I_{\nu_0}(T(s)) \cdot \frac{\nu}{\nu_0} f(\nu, \nu_0) \quad (4.5)$$

où

- ρ est la concentration moléculaire de l'espèce étudiée. Elle est déterminée à partir de la pression, de la température et du rapport de mélange $x(s)$ en utilisant la loi des gaz parfaits :

$$\rho(s) = x(s) \frac{p}{k_B T} \quad (4.6)$$

- $I_{\nu_0}(T(s))$ correspond à la fonction décrivant l'intensité de la raie. Elle est généralement tabulée en fonction d'une température de référence dans les catalogues spectroscopiques. Son expression est détaillée par Baron (1999).
- $f(\nu, \nu_0)$ est appelé *profil de raie normalisé* de la transition considérée. Il est principalement déterminé par deux mécanismes influant sur la forme des raies atmosphériques : l'élargissement collisionnel dû à la pression et l'élargissement Doppler lié à la racine carrée de la température. Ces processus sont détaillés ci-dessous.

Élargissement spectral

Le profil d'une raie spectrale est une fonction normalisée qui décrit la distribution en fréquence de l'intensité. Ce paragraphe décrit les différents mécanismes qui provoquent un élargissement de la raie. Le profil de la raie est une fonction de distribution $f(\nu, \nu_0)$, généralement caractérisée par sa largeur à mi-hauteur (*FWHM*, *Full-Width Half-Maximum*).

Les trois principaux mécanismes qui régissent l'élargissement des raies sont :

1. l'élargissement naturel, dû à la durée de vie finie Δt d'une molécule dans un état excité. La probabilité d'émission spontanée entraîne, suivant le principe d'incertitude d'Heisenberg, un élargissement $\Delta t \Delta \nu \sim 1/(2\pi)$. Il est de l'ordre de 10^{-5} Hz, donc négligeable, et n'est pas pris en compte dans notre modèle.
2. l'élargissement Doppler, dû à l'agitation thermique des molécules,
3. l'élargissement collisionnel, dû à la perturbation des états d'énergie d'une molécule par les collisions avec les molécules environnantes.

Élargissement Doppler : Le mouvement thermique des molécules selon la ligne de visée entraîne un décalage par rapport à la fréquence centrale ν_0 par effet Doppler :

$$\nu - \nu_0 = \nu_0 \frac{v}{c} \quad (4.7)$$

En équilibre thermique, la distribution des vitesses moléculaires est décrite par la distribution de Maxwell, ainsi le profil de la raie $F_D(\nu, \nu_0)$ suit une fonction Gaussienne :

$$F_D(\nu, \nu_0) = (\sqrt{\pi} \delta_D)^{-1} e^{-[(\nu - \nu_0)/\delta_D]^2} \quad (4.8)$$

où la largeur δ_D est la largeur à mi-hauteur de la raie, liée à la vitesse des molécules relative à la ligne de visée. La relation entre l'énergie thermique et l'énergie cinétique explique la dépendance de l'élargissement Doppler à la masse molaire M de la molécule et à la température par :

$$\delta_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2RT}{M}} \quad (4.9)$$

où R est la constante des gaz parfaits.

La demi-largeur à mi-hauteur $\Delta\nu_D$ est :

$$\Delta\nu_D = \sqrt{\ln 2} \cdot \delta_D = 3,58 \cdot 10^{-7} \nu_0 \sqrt{T/M}. \quad (4.10)$$

L'élargissement spectral causé par ce mécanisme est donc proportionnel à \sqrt{T} . Il varie peu en altitude. De plus, comme le profil vertical de la température n'est pas une fonction bijective de l'altitude, il n'est pas possible d'associer une et une seule altitude à un décalage en fréquence donné. Pour la vapeur d'eau à 22,235 GHz, cet élargissement est de l'ordre de ~ 80 kHz de 0 à 100 km d'altitude.

Élargissement collisionnel : Les collisions entre les molécules dans l'atmosphère réduisent la durée de vie des états impliqués dans les transitions et de ce fait provoquent l'élargissement des raies correspondantes.

Van Vleck et Weisskopf (1945) ont modélisé cet élargissement collisionnel par un profil du type :

$$F_{VW}(\nu, \nu_0) = \frac{1}{\pi} \frac{\nu}{\nu_0} \left(\frac{\Delta\nu_c}{(\nu - \nu_0)^2 + \Delta\nu_c^2} + \frac{\Delta\nu_c}{(\nu + \nu_0)^2 + \Delta\nu_c^2} \right) \quad (4.11)$$

où $\Delta\nu_c$ est la demi-largeur à mi-hauteur de la raie induite par la pression. Cette valeur varie en fonction de la température et de la pression en suivant :

$$\Delta\nu_c = \gamma \frac{p}{p_0} \left(\frac{T_0}{T} \right)^n \quad (4.12)$$

où γ est le paramètre d'élargissement collisionnel, noté aussi $\Delta\nu_c^0$. Il représente la demi-largeur à mi-hauteur due à la pression lorsque $T = T_0$ et $p = p_0$. T_0 est la température de référence à laquelle sont réalisées les mesures spectroscopiques (en général 296 ou 300 K) et p_0 est la pression atmosphérique moyenne de surface (1013,25 hPa). Le coefficient n décrit la dépendance en température de $\Delta\nu_c$, il est compris entre 0,5 et 1,0.

La largeur à mi-hauteur $\Delta\nu_c$ est directement proportionnelle à la pression p . Cette propriété, liée au fait que dans l'atmosphère le profil vertical de pression $p(z)$ suit une fonction bijective fait qu'à une valeur d'élargissement collisionnel $\Delta\nu_c(z)$ correspond une et une seule altitude. C'est grâce à cette propriété que la mesure de la forme de la raie peut être utilisée pour remonter à l'information de concentration d'un composé chimique atmosphérique en fonction de l'altitude.

Association des mécanismes d'élargissement : Les processus d'élargissement Doppler et collisionnels agissent simultanément sur la forme du profil de raie. La forme de la raie résultante est une convolution des deux phénomènes pouvant être estimée par un profil de Voigt $f_V(\nu, \nu_0)$:

$$f_V(\nu, \nu_0) = \int_{-\infty}^{\infty} F_c(\nu - \nu', \nu_0) F_D(\nu, \nu_0) d\nu'. \quad (4.13)$$

Numériquement, $f_V(\nu, \nu_0)$ peut se calculer par :

$$f_V \approx f_D \left(1 - c_0 c_1 + \sqrt{\phi^2 + 2c_1 \phi + c_0^2 c_1^2} \right) \quad (4.14)$$

où $\phi = f_c/f_D$ et $c_0 = 2,0056$ et $c_1 = 1,0593$. Cette formule est utilisée dans la Figure 4.1.

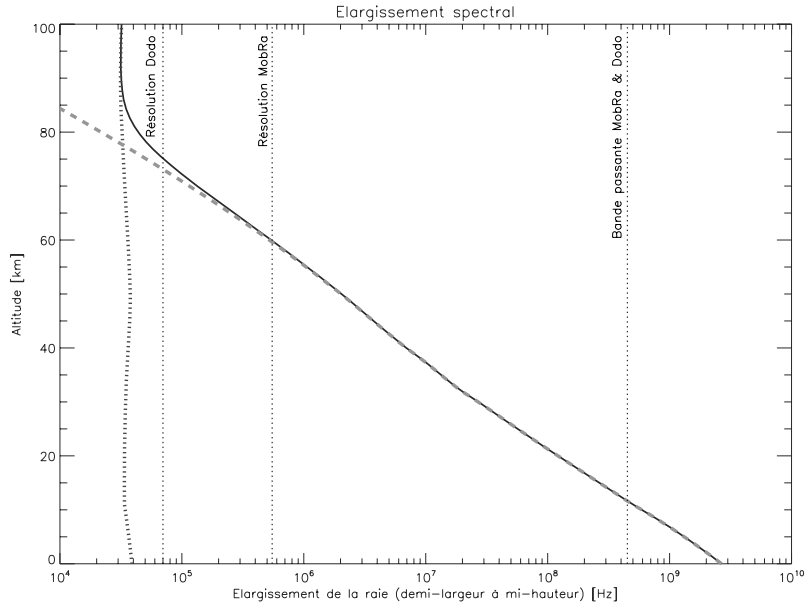


FIG. 4.1 – Demi-largeur à mi-hauteur de la raie de vapeur d’eau à 22,235 GHz en fonction de l’altitude. Sont représentés : l’élargissement collisionnel (tirets épais), l’élargissement Doppler (points épais) et le profil de Voigt (trait plein noir). La résolution et la bande passante des spectromètres de Mobra et du futur radiomètre Dodo sont indiquées par des lignes verticales pointillées.

En pratique MOLIERE utilise un algorithme rapide (Urban et al., 2003) pour estimer numériquement la fonction de Voigt avec une précision de 10^{-4} Hz.

La Figure 4.1 représente la valeur de l’élargissement de la raie de vapeur d’eau à 22,235 GHz en fonction de l’altitude. L’élargissement est calculé à partir des données climatiques utilisées pour les restitutions opérationnelles du satellite Odin et moyennées sur une année pour la bande de latitude 40°N - 50°N . On note que la largeur minimum de la raie de vapeur d’eau dans l’atmosphère, déterminée par l’élargissement Doppler vaut ~ 0.08 MHz et limite l’altitude maximale de restitution à 80 km. A 15 km d’altitude, la valeur de la largeur à mi-hauteur de la raie est de ~ 300 MHz.

D’après les caractéristiques de notre spectromètre acousto-optique (résolution de 1,1 MHz, bande passante de ~ 850 MHz autour du centre de la raie (cf. section 2.1.4), il est théoriquement possible de restituer de l’information sur la concentration de vapeur d’eau entre environ 15 et 60 km d’altitude.

4.1.3 Modélisation des paramètres instrumentaux

Le modèle de transfert radiatif MOLIERE étant destiné à modéliser des observations réelles, il possède un module permettant de modéliser les paramètres instrumentaux, tels que les spécificités de l’antenne, du mélangeur ou du spectromètre.

Couplage du signal atmosphérique

MOLIERE permet de convoluer l’émission du ciel par le diagramme de rayonnement de l’antenne. Comme nous l’avons vu dans la section 3.2.2, la prise en compte du diagramme de

rayonnement du cornet de MobRa dans le calcul du transfert radiatif est impératif du fait de son large lobe. Cette convolution permet de modéliser la température d'antenne T_a^a en intégrant :

$$T_a^a(\theta) = \frac{\int_{-\pi}^{+\pi} T_b(\theta + \theta') F(\theta') d\theta'}{\int_{-\pi}^{+\pi} F(\theta') d\theta'} \quad (4.15)$$

où θ est l'angle d'élévation de la mesure et F le diagramme de rayonnement de l'antenne. Dans le cas de MobRa nous utilisons le diagramme de rayonnement mesuré en laboratoire correspondant à la courbe E_{meas} sur la Figure 2.4.

Mélangeur

Les termes résiduels provenant de la bande image filtrée avant le mélange dans le circuit de réception hyperfréquence (voir section 1.2.3) peuvent être pris en compte par MOLIERE. Dans le cas de MobRa, la rejection de la bande image est de 30 dB d'après les données du fournisseur de filtre, ce qui représente 0,1 % du signal. Nous n'utilisons donc pas ce module pour modéliser le signal atmosphérique.

Canaux du spectromètre

De la même manière que pour l'antenne, le signal atmosphérique modélisé par MOLIERE peut être convolué par la réponse des canaux du spectromètre. La réponse de chaque canal $T_a^s(i)$ s'écrit alors :

$$T_a^s(i) = \int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} T_a^a(\nu') R_i(\nu') d\nu' \quad (4.16)$$

où $R_i(\nu')$ est la réponse d'un canal de spectromètre. Dans le cas de MobRa, nous mesurons la réponse des canaux de l'AOS lors de la procédure de calibration décrite dans la section 2.2.3. La forme des canaux estimée est assimilable à une Gaussienne de largeur à mi-hauteur $\sim 1,1$ MHz.

Réponse instrumentale totale

Notons que la réponse instrumentale totale modélisée par MOLIERE peut être assimilée à l'application successive d'opérateurs linéaires liés à chacun des effets instrumentaux : réponse de l'antenne (opérateur \mathbf{H}_a), puis mélangeur (\mathbf{H}_m), puis canaux du spectromètre (\mathbf{H}_s). Les effets instrumentaux sont ainsi représentés par un opérateur \mathbf{H} (Dupuy, 2005) :

$$T_a(i, \theta) = \mathbf{H} \cdot T_b(\nu, \theta) \text{ avec } \mathbf{H} = \mathbf{H}_s \mathbf{H}_m \mathbf{H}_a. \quad (4.17)$$

4.1.4 Ligne de base

Les paramètres de ligne de base permettent de décrire de manière mathématique une contribution spectrale venant contaminer le spectre de l'émission atmosphérique. Dans MOLIERE, cette ligne de base peut être décrite par la somme d'un polynôme de degré 3 et de 4 fonctions sinusoidales :

$$\begin{aligned}
\Delta T_{b,res}(\nu) \equiv & A + B\nu + C\nu^2 + D\nu^3 \\
& + E\sin(F\nu + G) \\
& + H\sin(I\nu + J) \\
& + K\sin(L\nu + M) \\
& + N\sin(N\nu + P).
\end{aligned}
\tag{4.18}$$

MOLIERE permet de modéliser et d'estimer les coefficients de la ligne de base de la même manière que les paramètres atmosphériques.

Dans les mesures de MobRa, cette ligne de base a deux origines :

1. Une contribution de l'émission troposphérique résiduelle entre les mesures aux visées $[S]$ et $[R]$, dont la forme peut être reproduite par une fonction polynomiale d'ordre 2 (Haefele, 2005).
2. Les ondes stationnaires liées aux distances entre les obstacles qui réfléchissent une partie du faisceau, pouvant être modélisées par une somme de fonctions sinusoïdales. C'est une caractéristique propre au radiomètre et contribue de manière systématique au signal observé.

4.1.5 Paramètres du modèle

Paramètres spectroscopiques

La plupart des informations décrivant les raies spectrales sont rassemblées dans des catalogues tels que HITRAN (High-resolution TRANsmission molecular absorption database, Rothman et al. (2003)), GEISA (Gestion et Etude des Informations Spectroscopiques Atmosphériques, Jacquinet-Husson et al. (2005)) ou celui du JPL (Jet Propulsion Laboratory, Pickett et al. (1998)). MOLIERE utilise la base de données Verdandi (Eriksson, 2002), qui combine les informations de HITRAN et du catalogue JPL permettant de calculer l'intensité des raies et leur élargissement spectral. Verdandi regroupe les transitions des principales espèces chimiques présentes dans l'atmosphère terrestre correspondant à des fréquences comprises entre 0 et 3 THz. Les équations (4.5) à (4.13) permettent ensuite de calculer la forme de la raie pour une distribution donnée.

Les paramètres spectroscopiques utilisés par le modèle direct sont rassemblés dans la Table 4.2.

Paramètre	Notation	Valeur	Unité
Fréquence de la transition	ν_0	$22235,08 \pm 0,02$	[MHz]
Energie du niveau bas	E_1	446,5107	[cm ⁻¹]
Rapport isotopique	κ	1	[-]
Masse moléculaire	M	$18 \cdot 10^{-3}$	[kg]
Intensité de la raie	$I_{\nu_0}(T_0^I)$	-5,8780	[log ₁₀ nm ² .MHz]
Température de référence	T_0^I	300	[K]
Fonction de partition	Q	*	[-]
Paramètre d'élargissement collisionnel	γ_0	3,57	[MHz.torr ⁻¹]
Paramètre de dépendance en température	n	0,64	[-]
Température de référence	T_0^γ	296	[K]

TAB. 4.2 – Paramètres spectroscopiques de la transition rotationnelle de la vapeur d'eau à 22,235 GHz. * Les fonctions de partition sont calculées pour les températures de 300, 225 et 150 K dans le catalogue JPL et sont interpolées par un polynôme du second degré dans MOLIERE.

Profils de H₂O, température et pression

Des profils verticaux de rapport de mélange en H₂O, de pression et de températures sont nécessaires pour calculer les coefficients d'absorption et résoudre l'équation du transfert radiatif. Les contraintes principales sont i) de couvrir toute la gamme d'altitude du sol jusqu'à la mésopause, ii) de fournir une information proche de l'état réel de l'atmosphère, pour tous les sites de mesure. Deux sources de données ont été utilisées lors de cette thèse dont les principales caractéristiques sont récapitulées dans la Table 4.3 :

- La climatologie mensuelle "Odin hybride 3" utilisée pour les restitutions opérationnelles du satellite Odin. Comme son nom l'indique, cette climatologie est un mélange de plusieurs autres climatologies, sélectionnées pour leur pertinence dans des gammes d'altitudes déterminées.
- Les données du Centre européen pour les prévisions météorologiques à moyen terme (European Centre for Medium-range Weather Prediction, ECMWF). Ces données proviennent du modèle opérationnel de l'ECMWF dans lequel sont assimilées les données des satellites météorologiques et des radiosondages. Le modèle fournit des données globales avec une résolution temporelle de 6 heures. Dans cette thèse, nous utilisons les données en 91 niveaux, allant du sol jusque à 80 km d'altitude.

Source	Paramètre	Notation	Domaine vertical	Source	Unité
Odin Hybr3	Pression	$p(z)$	0-100 km	UARS	[hPa]
	Température	$T(z)$	0-100 km	UARS	[K]
	H ₂ O	$x(z)$	0-100 km	HALOE et MLS	[ppmv]
ECMWF	Pression	$p(z)$	0-80 km	Analyses	[hpa]
	Température	$T(z)$	0-80 km	opérationnelles	[K]
	H ₂ O	$x(z)$	0-80 km	91 niveaux	[ppmv]

TAB. 4.3 – Sources des profils verticaux a priori de vapeur d'eau, pression et température.

Paramètres instrumentaux

Paramètre	Notation	Valeur	Unité
Altitude de la mesure	z_0	18	[km]
Diagramme de rayonnement	$F(\theta)$	Mesuré en laboratoire (Fig. 2.4)	[-]
Angles du transfert radiatif	θ_i	entre -10 et 120 par pas de 10°	[°]
Fréquences du spectromètre	ν_i	Déterminés par calibration	[MHz]
Réponse d'un canal de spectromètre	$\Delta f(\nu)$	Gaussienne (FWHM = 1,1 MHz)	[-]

TAB. 4.4 – Paramètres instrumentaux de *MobRa* utilisés dans *MOLIERE*.

4.1.6 Modélisation du spectre zénithal $T_{b,ma}^{[z]}$

Dans le chapitre précédent, nous avons montré comment les spectres $[S - R]$ étaient corrigés pour l'atténuation de la troposphère et pour l'élévation de la mesure. Le spectre zénithal strato-mésosphérique $T_{b,ma}^{[z]}$ est un cas particulier de (4.1) dans lequel seule l'émission de la couche d'atmosphère comprise entre la tropopause et la mésopause est prise en compte :

$$T_{b,out}(\nu) = \frac{c^2}{2k_B\nu^2} \int_{s_{mp}}^{s_{tp}} \alpha_\nu(s) B_\nu(T(s)) e^{-\tau_\nu(s,s_{tp})} ds \quad (4.19)$$

avec :

$$\begin{aligned} s_{tp} & : \text{ Position de la tropopause } \quad [\text{m}] \\ s_{mp} & : \text{ Position de la mésopause } \quad [\text{m}] \end{aligned}$$

La Figure 4.2 montre i) l'émission de la troposphère et de l'atmosphère moyenne telle que modélisée depuis le sol (en haut) et ii) l'émission de l'atmosphère moyenne seule telle que modélisée depuis la tropopause.

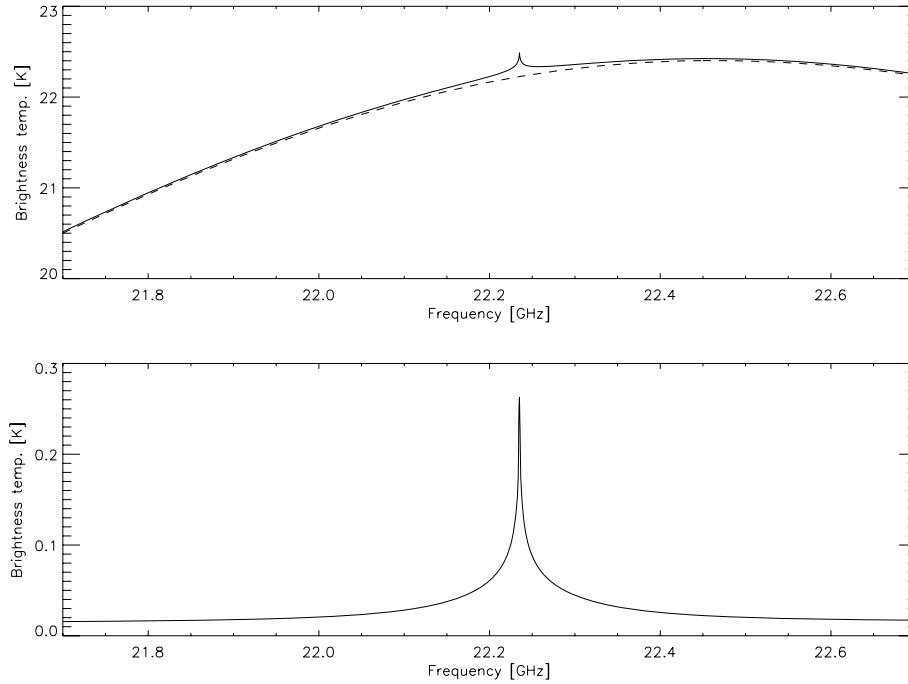


FIG. 4.2 – Modélisation de la raie de vapeur d'eau dans la bande de fréquence du radiomètre. En Haut : en considérant le radiomètre au niveau de la mer, la contribution troposphérique seule (pointillés) et l'émission globale, troposphère et atmosphère moyenne, (trait plein). En bas : Emission de l'atmosphère moyenne seule en considérant le radiomètre à 18 km d'altitude.

4.2 Le code d'inversion

4.2.1 Généralités et formalisme

Nous présentons dans cette section les généralités sur la théorie de l'inversion. La plupart des notions et le formalisme présentés ici sont inspirés de Rodgers (2000).

Le modèle direct

Le modèle direct, exposé dans la partie 4.1, permet d'estimer, dans notre cas, le spectre $[S-R]$ ramené au zénith $T_{b,ma}^{[z]}$ à partir de l'état de l'atmosphère et des paramètres instrumentaux. Le modèle direct projette donc l'espace d'état (qui contient les informations devant être restituées) dans l'espace de mesure (les données spectrales).

Le problème direct F est généralement exprimé sous la forme

$$\mathbf{y} = F(\mathbf{x}, \mathbf{b}) + \epsilon_{\mathbf{y}} \quad (4.20)$$

où

\mathbf{y}	: vecteur de m éléments : spectre mesuré et corrigé ($\mathbf{y} = T_{b,ma}^{[z]}$)	[K]
\mathbf{x}	: vecteur de n éléments : profil de vapeur d'eau	[ppmv]
\mathbf{b}	: paramètres qui influencent le modèle direct mais qui ne seront pas estimés	[-]
$\epsilon_{\mathbf{y}}$: erreur sur \mathbf{y}	[K]

Linéarisation et fonctions de poids

En général, le transfert radiatif est non-linéaire, mais il peut être linéarisé à la condition que le milieu traversé soit optiquement mince aux fréquences considérées. Dans le cas de la vapeur d'eau à 22,235 GHz, l'opacité propre de l'atmosphère moyenne est suffisamment faible ($\tau_{ma} \leq 0,05$) pour que la fonction $F(\mathbf{x}, \mathbf{b})$ puisse être considérée comme étant dans un régime linéaire. On peut donc effectuer une linéarisation au premier ordre du problème direct autour d'un profil de référence x_0 et écrire :

$$\mathbf{y} = F(\mathbf{x}_0, \mathbf{b}) + \mathbf{K}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_0) + \epsilon_{\mathbf{y}} \quad (4.21)$$

où \mathbf{K} est définie comme la *matrice des fonctions de poids* (ou Jacobiens), représentant les dérivées partielles du modèle direct par rapport à l'espace d'état :

$$\mathbf{K} = \frac{\partial F}{\partial \mathbf{x}}. \quad (4.22)$$

Les lignes de la matrice \mathbf{K} représentent donc la variation du spectre en fonction de la variation du profil de concentration.

La Figure 4.3 représente la matrice \mathbf{K} des fonctions de poids calculées pour l'instrument MobRa. Nous voyons que les fonctions sont fortement imbriquées les unes dans les autres. Cela est dû au fait que l'instrument observe selon un seul chemin de visée au zénith.

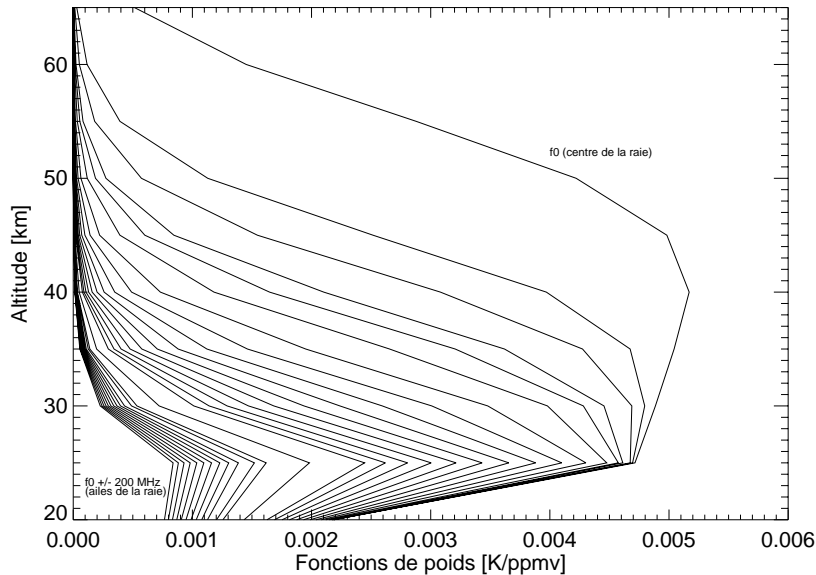


FIG. 4.3 – Fonctions de poids de MobRa. Pour plus de lisibilité, une seule colonne sur trois a été affichée sur la partie inférieure du spectre (les fonctions de poids sont symétriques autour du centre de la raie).

Dans MOLIERE, les fonctions de poids \mathbf{K} relatives aux paramètres atmosphériques sont calculées de manière semi-analytique à partir de la discrétisation de l'équation du transfert radiatif (Urban et al., 2003).

Le problème inverse

Le problème inverse consiste à restituer les paramètres atmosphériques en inversant l'équation du transfert radiatif. Ainsi, à partir des paramètres du modèle \mathbf{b} et d'une mesure réelle \mathbf{y} , la fonction inverse I donne une estimation $\hat{\mathbf{x}}$ du vecteur d'état :

$$\hat{\mathbf{x}} = I(\mathbf{y}, \mathbf{b}, \mathbf{c}, \epsilon_{\mathbf{y}}) \quad (4.23)$$

où \mathbf{c} sont les paramètres spécifiques au modèle d'inversion (Urban et al., 2004).

Notons que le vecteur $\hat{\mathbf{x}}$ contient les profils verticaux estimés des concentrations des constituants mesurés (rapport de mélange), mais également d'autres paramètres restitués simultanément tels que les coefficients de la ligne de base.

La restitution avec MOLIERE

Pour restituer l'information sur l'état de l'atmosphère $\hat{\mathbf{x}}$, MOLIERE utilise la *méthode de l'estimation optimale* (*Optimal Estimation Method* ou OEM en anglais) développée par Rodgers (2000). C'est une méthode linéaire des moindres carrés qui consiste à combiner l'information contenue dans les observations, dans notre cas les spectres $[S-R]$ calibrés et corrigés $T_{b,corr}$, avec une connaissance *a priori* des paramètres à restituer pondérés par leurs erreurs ou variabilités propres. La méthode OEM permet de caractériser l'influence de l'information *a priori* sur les profils restitués et d'analyser les erreurs associées.

Le modèle direct n'est généralement pas linéaire par rapport à \mathbf{x} . L'utilisation d'un schéma itératif est alors nécessaire pour effectuer une restitution non-linéaire du profil vertical.

4.2.2 La Méthode de l'Estimation Optimale (OEM)

Il existe plusieurs méthodes pour résoudre les problèmes inverses présentées par exemple par Arzner et Peter (1997). Cependant, nous nous focaliserons ici sur la Méthode de l'Estimation Optimale (OEM) aussi appelée Maximum A Posteriori (MAP), et développée par Rodgers (2000). Cette méthode est implémentée dans les logiciels modernes de simulation et caractérisation instrumentales ainsi que de restitution opérationnelle des données scientifiques micro-ondes tels que MOLIERE.

Les caractéristiques de la méthode de l'estimation optimale sont les suivantes :

1. Recherche de la solution la plus probable d'un point de vue statistique.
2. Utilisation d'un état *a priori* du profil de rapport de mélange pour contraindre la solution. Cette connaissance *a priori* est nécessaire car elle permet de stabiliser la solution dans le cas d'un problème mal conditionné.
3. Statistiques Gaussiennes modélisant l'incertitude sur la mesure ou sur le profil *a priori*.

D'après les statistiques Bayésiennes sur lesquelles repose cette méthode, le profil estimé le plus probable $\hat{\mathbf{s}}$ est la solution qui minimise l'expression du chi-deux (χ^2) généralisé, calculé de la manière suivante :

$$\chi^2 = [\mathbf{y} - F(\mathbf{x}, \mathbf{b})]^T \mathbf{S}_{\mathbf{y}}^{-1} [\mathbf{y} - F(\mathbf{x}, \mathbf{b})] + [\mathbf{x} - \mathbf{x}_{\mathbf{a}}]^T \mathbf{S}_{\mathbf{a}}^{-1} [\mathbf{x} - \mathbf{x}_{\mathbf{a}}] \quad (4.24)$$

où $\mathbf{S}_{\mathbf{y}}$ et $\mathbf{S}_{\mathbf{a}}$ sont les matrices de covariance caractérisant les erreurs associées respectivement au spectre mesuré \mathbf{y} et au profil *a priori* $\mathbf{x}_{\mathbf{a}}$. Le profil estimé est donné en résolvant l'équation :

$$\frac{\delta\chi^2}{\delta\mathbf{x}} = 0 \quad (4.25)$$

Fonctions de contribution et fonctions de balayage

L'équation (4.25) ne peut être résolue que si le modèle direct $F(x, b)$ est linéarisé au voisinage de x_0 . Le profil estimé \hat{x} peut alors être calculé par :

$$\hat{\mathbf{x}} = \mathbf{x}_a + \mathbf{D}_y[\mathbf{y} - F(\mathbf{x}_0, \mathbf{b}) + \mathbf{K}(\mathbf{x}_0 - \mathbf{x}_a)] \quad (4.26)$$

avec

$$\mathbf{D}_y = \frac{\partial\hat{\mathbf{x}}}{\partial\mathbf{y}} = (\mathbf{S}_a^{-1} + \mathbf{K}^T\mathbf{S}_y^{-1}\mathbf{K})^{-1}\mathbf{K}^T\mathbf{S}_y^{-1}. \quad (4.27)$$

\mathbf{D}_y est appelée la matrice des *fonctions de contribution* et décrit la sensibilité du profil estimé $\hat{\mathbf{x}}$ à chaque canal du spectre mesuré.

En réorganisant (4.21) selon :

$$\mathbf{y} - F(\mathbf{x}_0, \mathbf{b}) = \mathbf{K}(\mathbf{x}_0 - \mathbf{x}_a) + \epsilon, \quad (4.28)$$

on obtient une autre formulation de la solution de la méthode d'estimation optimale :

$$\hat{\mathbf{x}} = \mathbf{x}_a + \mathbf{D}_y[\mathbf{K}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_a) + \epsilon_y]. \quad (4.29)$$

Le profil réel est inconnu, mais cette écriture met en évidence la dépendance du profil estimé i) à l'état réel de l'atmosphère et ii) à l'information *a priori*.

On définit la matrice des fonctions de balayage \mathbf{A} par :

$$\mathbf{A} = \frac{\partial\hat{\mathbf{x}}}{\partial\mathbf{x}} = \mathbf{D}_y\mathbf{K} = (\mathbf{S}_a^{-1} + \mathbf{K}^T\mathbf{S}_y^{-1}\mathbf{K})^{-1}\mathbf{K}^T\mathbf{S}_y^{-1}\mathbf{K}. \quad (4.30)$$

La matrice \mathbf{A} traduit l'influence du profil réel et de l'information *a priori* sur l'estimation et fournit des informations sur le domaine de restitution ainsi que sur la résolution verticale de la mesure.

L'expression du profil estimé $\hat{\mathbf{x}}$ en fonction du profil réel \mathbf{x} est donnée par :

$$\hat{\mathbf{x}} = \mathbf{A}\mathbf{x} + (\mathbf{I} - \mathbf{A})\mathbf{x}_a + \mathbf{D}_y\epsilon \quad (4.31)$$

où \mathbf{I} est la matrice identité. Le profil estimé $\hat{\mathbf{x}}$ apparaît ainsi comme une somme pondérée du profil réel et du profil *a priori*.

4.2.3 Caractérisation de l'inversion OEM

L'inversion par OEM fournit des indicateurs permettant de caractériser la qualité de la restitution à partir des données *a priori* et de leur matrice de covariance ainsi que de \mathbf{K} , \mathbf{A} et \mathbf{D}_y . Ces indicateurs reflètent l'incertitude sur la mesure, la résolution verticale et la contribution de la mesure par rapport à l'*a priori*.

Fonctions de balayage

La matrice des fonctions de balayage donne un lien direct entre profil réel et profil restitué et permet de fournir des informations qualitatives sur les caractéristiques du profil restitué.

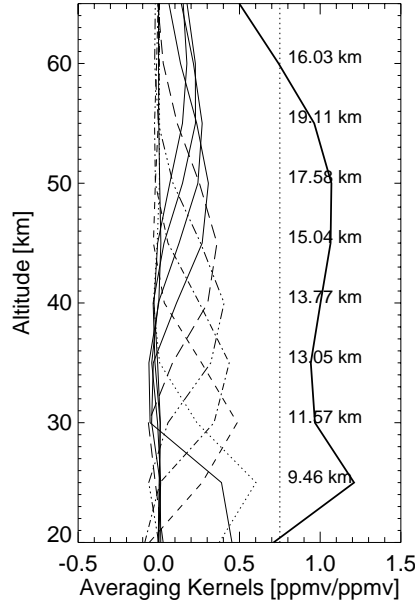


FIG. 4.4 – Fonctions de balayage calculées pour MobRa pour une grille de restitution ayant une résolution verticale de 5 km entre 20 et 65 km. La réponse de la mesure apparaît en noir épais.

Réponse de la mesure : Une première information sur la qualité de l'inversion est donnée par le calcul de la réponse de la mesure R_m (*measurement response* en anglais), qui caractérise l'impact de la mesure sur le profil estimé. Cette quantité se calcule comme étant la somme des fonctions de balayage pour chaque niveau d'altitude i :

$$R_m(i) = \sum_j \mathbf{A}(i, j). \quad (4.32)$$

La réponse de la mesure donne une indication sur le domaine d'altitude sensible au profil réel de vapeur d'eau. Les fonctions de balayage étant normalisées, une valeur proche de 1 représente une très forte sensibilité de la mesure à la concentration en vapeur d'eau. Inversement, des valeurs proches de 0 indiquent une faible sensibilité de la mesure et par conséquent une très forte contamination de l'information *a priori* sur le profil estimé. Généralement une valeur minimale est fixée pour déterminer l'extension verticale du domaine de restitution. La Figure 4.4 montre que dans le cas de la vapeur d'eau, en fixant une réponse de la mesure minimale à 0.75 soit au plus 25 % de contamination de l'information *a priori* sur le profil vertical de H₂O estimé, le domaine de restitution optimal de MobRa se situe entre 20 et 60 km d'altitude dans une situation où il n'y aurait pas de ligne de base.

Résolution verticale : La résolution verticale des profils restitués est liée à la largeur à mi-hauteur des fonctions de balayage. Sur la Figure 4.4 sont représentées les résolutions verticales calculées pour chaque altitude pour une journée de mesure (temps d'intégration effectif de ~ 8000 s). La résolution verticale varie entre 10 km à 20 km d'altitude jusqu'à 20 km à 60 km d'altitude. L'impact de la ligne de base n'est pas prise en compte dans cette estimation.

Contenu en Information : Une estimation du nombre N_{ind} de points indépendants sur le profil vertical peut être donnée en calculant la somme des éléments diagonaux de la matrice des

fonctions de balayage :

$$N_{ind} = \sum_{i=0}^n \mathbf{A}(i, i). \quad (4.33)$$

Pour MobRa, le nombre d'éléments indépendants sur la verticale dépend du temps d'intégration et des paramètres de la ligne de base. Les valeurs de N_{ind} sont généralement comprises entre 2 et 3,5.

Convolution par \mathbf{A} et \mathbf{x}_a : Pour pouvoir comparer des profils à haute résolution verticale avec les profils estimés par MobRa, il est nécessaire de les convoluer par les fonctions de balayage et par le profil *a priori*. Cela permet i) de dégrader les mesures haute résolution pour les comparer à la résolution verticale de MobRa et ii) prendre en compte la contamination de l'*a priori* dans le processus de restitution. Nous avons vu que la relation entre le profil réel et le profil restitué pouvait être estimée par (4.31). Une comparaison stricte entre un profil vertical à haute résolution verticale \mathbf{x}^e et les profils de MobRa peut être effectuée en dégradant la résolution de \mathbf{x}^e selon la formule suivante :

$$\hat{\mathbf{x}}^e = \mathbf{A}\mathbf{x}^e + (\mathbf{I} - \mathbf{A})\mathbf{x}_a \quad (4.34)$$

où $\hat{\mathbf{x}}^e$ est le profil vertical haute résolution ramené à la résolution de MobRa.

Erreurs

En définissant l'erreur sur l'*a priori* $\epsilon_a = \mathbf{x} - \mathbf{x}_a$, on peut réécrire (4.29) en fonction de ϵ_a et de ϵ_y :

$$\hat{\mathbf{x}} = \mathbf{x}_a + \mathbf{D}_y[\mathbf{K}\epsilon_a + \epsilon_y]. \quad (4.35)$$

L'erreur totale sur le profil restitué apparaît en réarrangeant (4.35) comme suit (Rodgers, 2000) :

$$\hat{\mathbf{S}} = \hat{\mathbf{x}} - \mathbf{x} = \mathbf{D}_y\epsilon_y + (\mathbf{A} - \mathbf{I})\epsilon_a. \quad (4.36)$$

Cette erreur totale peut être séparée en deux quantités qui ont leur propre signification : i) l'erreur de lissage \mathbf{S}_s causée par la résolution verticale limitée de l'instrument et à l'erreur sur la connaissance *a priori* de l'information, et ii) l'erreur sur la mesure \mathbf{S}_m causée par le bruit de la mesure se propageant à travers le processus de restitution.

Elles sont données par :

$$\mathbf{S}_s = (\mathbf{A} - \mathbf{I})\mathbf{S}_a(\mathbf{A} - \mathbf{I})^T \quad (4.37)$$

$$\mathbf{S}_m = \mathbf{D}_y\mathbf{S}_y\mathbf{D}_y^T. \quad (4.38)$$

Corrélation entre les paramètres de la ligne de base et les profils verticaux.

La corrélation entre l'erreur sur un paramètre de la ligne de base et l'erreur sur le profil peut être estimée par l'analyse des termes extra-diagonaux de la matrice d'erreur totale $\hat{\mathbf{S}}$ calculée par la méthode d'estimation optimale (Baron, 1999). Cette information permet d'estimer la sensibilité de la restitution du profil de vapeur d'eau à l'erreur sur les paramètres de la ligne de base.

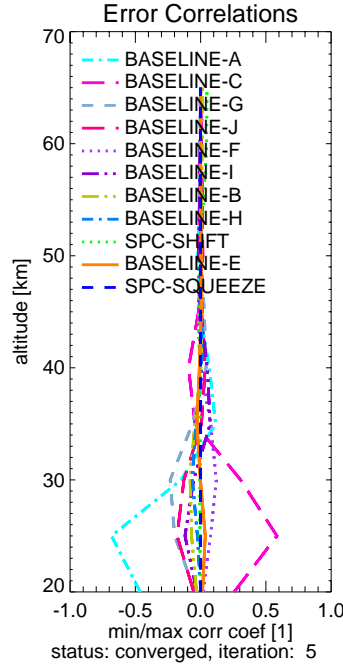


FIG. 4.5 – Coefficients de corrélation du profil de vapeur d'eau avec les paramètres de la ligne de base, dans l'ordre d'importance.

La Figure 4.5 illustre ces corrélations calculées pour la restitution de MobRa pour une journée de mesure. La valeur du coefficient de corrélation correspond au pourcentage de vapeur d'eau estimée influencé par l'erreur sur le paramètre de la ligne de base pour la journée du 12 juillet 2007. Dans cet exemple, et pour les altitudes inférieures à 30 km, 2 paramètres (*A* et *C*, voir (4.18)) contaminent fortement ($\sim 60\%$) le profil vertical.

4.2.4 Le schéma itératif de MOLIERE

L'équation du transfert radiatif n'est pas linéaire dans le cas général, du fait de la dépendance exponentielle à l'opacité τ . Il est alors nécessaire de recourir à un traitement non-linéaire, qui consiste à introduire un schéma itératif dans le problème linéaire pour résoudre (4.24).

Le déroulement du processus d'inversion itératif implémenté dans MOLIERE, et décrit en détail dans Dupuy (2005), est présenté sur la Figure 4.6. Il est composé de deux schémas itératifs imbriqués : un schéma itératif de deuxième ordre de type Newton - Raphson imbriqué dans un processus principal du type Levenberg - Marquardt (Rodgers, 2000).

La condition de convergence d doit être vérifiée pour que le processus s'arrête. Cette condition est donnée par :

$$d^2 = [\hat{\mathbf{x}}_{i+1} - \hat{\mathbf{x}}_i]^T \cdot (\mathbf{S}_a^{-1} + \mathbf{K}^T \mathbf{S}_y^{-1} \mathbf{K}) [\hat{\mathbf{x}}_{i+1} - \hat{\mathbf{x}}_i] \ll \dim(\mathbf{x}) \quad (4.39)$$

où $\dim(\mathbf{x})$ est la dimension du vecteur d'état.

Un indicateur de la qualité de la restitution est le chi-2 normalisé χ_{norm}^2 . Il se calcule de la façon suivante :

$$\chi_{norm}^2 = \frac{[\mathbf{y} - F(\hat{\mathbf{x}}, \mathbf{b})]^T \mathbf{S}_y^{-1} [\mathbf{y} - F(\hat{\mathbf{x}}, \mathbf{b})] + [\hat{\mathbf{x}} - \mathbf{x}_a]^T \mathbf{S}_a^{-1} [\hat{\mathbf{x}} - \mathbf{x}_a]}{\dim(\mathbf{x}) + \dim(\mathbf{y})}. \quad (4.40)$$

Le χ^2 normalisé doit s'approcher le plus possible de 1 pour que l'on puisse considérer que l'on a obtenu la solution la plus probable (Dupuy, 2005). Si $\chi_{norm}^2 < 1$, l'erreur sur la mesure et/ou l'erreur sur l'information *a priori* est sur-estimée. Si $\chi_{norm}^2 > 1$, cette erreur est sous-estimée.

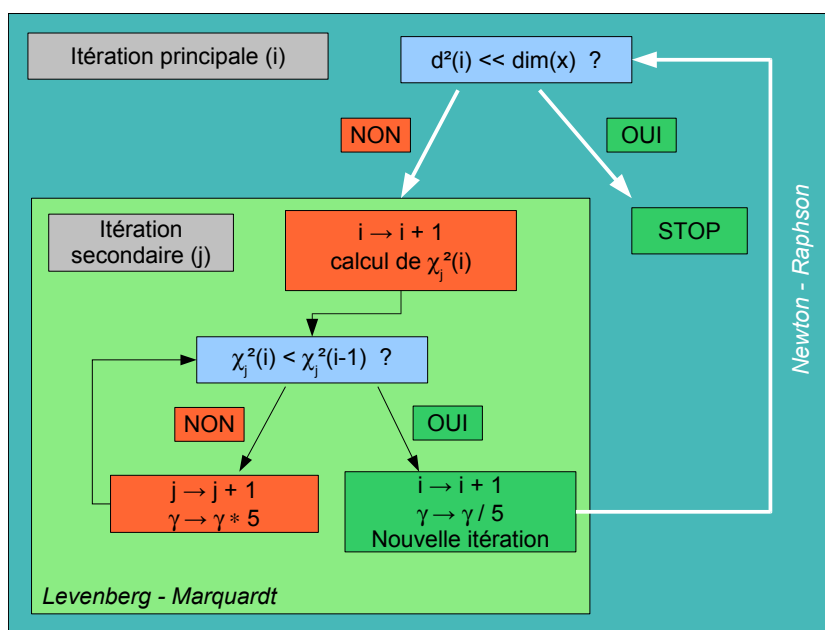


FIG. 4.6 – Illustration du processus itératif implémenté dans MOLIERE.

4.2.5 Paramètres du problème inverse

Mode de restitution

MOLIERE permet de restituer le profil vertical en plusieurs unités :

1. directement en rapport de mélange,
2. en fraction du profil *a priori* \mathbf{x}/\mathbf{x}_a . L'avantage de ce mode est que la dynamique du problème est réduite,
3. en logarithme du rapport de mélange. Ce mode est utile pour les molécules ayant une grande dynamique sur le domaine vertical de restitution.

Information *a priori* \mathbf{x}_a

Dans le cas de MobRa, le vecteur d'information *a priori* \mathbf{x}_a est la concaténation du profil de vapeur d'eau *a priori* et des paramètres initiaux de la ligne de base. Les profils *a priori* de vapeur d'eau proviennent des sources de données déjà citées dans la section 4.1.5. La détermination des coefficients *a priori* de la ligne de base sera détaillée dans la section 5.2.2.

Matrices de covariance

Les matrices de covariance \mathbf{S}_a et \mathbf{S}_y décrivent respectivement l'erreur sur l'information *a priori* et l'erreur sur la mesure. Leur détermination a une importance capitale dans la méthode

d'estimation optimale, puisque a) elles vont contraindre les profils restitués et b) influencer sur la caractérisation de la mesure à travers les matrices \mathbf{D}_y et \mathbf{A} .

Erreur sur l'*a priori* \mathbf{S}_a : Dans le cas des mesures de MobRa, la matrice d'erreur sur l'*a priori* est la concaténation de deux matrices :

1. l'erreur sur le profil de vapeur d'eau *a priori*,
2. l'erreur sur les paramètres de la ligne de base.

La matrice de covariance \mathbf{S}_a est construite diagonale. Cela signifie que les quantités de vapeur d'eau aux différentes altitudes et les valeurs des paramètres de la ligne de base ne sont pas corrélées entre elles.

Erreur sur la mesure \mathbf{S}_y : La matrice de covariance \mathbf{S}_y caractérise le bruit sur le spectre. Les canaux du spectromètre étant considérés comme décorrés entre eux, c'est une matrice diagonale dont les termes diagonaux sont la somme de deux termes :

1. le *bruit thermique* est lié au temps d'intégration total du spectre, à travers la formule du radiomètre (1.43),
2. le *bruit additionnel*, permet de corriger une éventuelle sous estimation systématique du bruit thermique, ou de prendre en compte les effets instrumentaux qui ne sont pas modélisés dans le problème direct, comme des oscillations de la ligne de base d'amplitude très faible, de l'ordre de grandeur du bruit thermique.

4.3 Conclusions

Le code de transfert radiatif nous permet de modéliser la mesure telle qu'observée par le radiomètre MobRa. Nous avons utilisé pour simuler le transfert radiatif l'outil MOLIERE, initialement développé pour la restitution des profils verticaux mesurés par le satellite Odin. Ce modèle inclut, en plus du calcul des coefficients d'absorption et de la température de brillance, la géométrie spécifique de mesure, la simulation du spectromètre, la prise en compte de lignes de base comme somme de différentes fonctions mathématiques.

La méthode de l'estimation optimale (OEM) implémentée dans le module d'inversion de MOLIERE est utilisée pour restituer les profils verticaux. Couplé à un schéma itératif du type Levenberg-Marquard, cet outil permet d'estimer l'information atmosphérique ainsi que la ligne de base même dans des conditions non linéaires (forte opacité). En plus de l'inversion, cet outil calcule un ensemble de matrices de diagnostic qui caractérisent la qualité de l'inversion, en terme d'erreur sur la mesure ou de résolution verticale.

Les simulations effectuées montrent que théoriquement, sans prendre en compte les éventuelles lignes de base, et dans sa configuration actuelle, MobRa est capable de restituer de l'information sur une plage d'altitude optimale comprise entre 15 et 60 km, avec une résolution verticale de 10 km vers 15 km d'altitude, se dégradant jusqu'à 20 km à 60 km d'altitude.

Chapitre 5

Restitution et validation des profils verticaux de vapeur d'eau à partir des observations de MobRa

Dans les chapitres précédents, nous avons décrit l'instrument MobRa à travers son principe et ses méthodes de mesure, ses caractéristiques techniques et les outils d'analyse de données permettant de restituer les profils verticaux et de les caractériser. Dans ce chapitre nous présenterons les résultats des premières campagnes de mesures réalisées avec l'instrument. Dans la section 5.1, nous résumerons tout d'abord de manière générale la méthode de mesure et d'inversion utilisée pour MobRa. Nous décrirons aussi les jeux de données (sites et dates) disponibles pour l'année 2007. Nous détaillerons dans la section 5.2 les paramètres utilisés dans l'outil MOLIERE pour restituer les profils verticaux de vapeur d'eau. Dans la section 5.3, nous présenterons les spectres typiques mesurés et estimés, en caractérisant les grandeurs relatives au bruit de la mesure et en estimant la qualité de l'inversion à travers le bruit résiduel. Nous présenterons les spectres estimés avec leurs caractéristiques associées : erreur, résolution verticale, domaine de restitution optimal. Finalement, les résultats d'une comparaison préliminaire avec les données de l'instrument satellite Microwave Limb Sounder (MLS) sur la plateforme Aura seront présentés dans la section 5.4.

5.1 Les observations de H₂O par l'instrument MobRa

5.1.1 Mode de fonctionnement de MobRa

MobRa a réalisé plusieurs séries de mesures entièrement automatisées durant l'année 2007. Les cycles de mesure individuels $[S - R]$ ainsi que les cycles de calibration ont été enregistrés en continu pendant plusieurs jours de suite sans autres interventions humaines que le remplissage régulier du Dewar d'azote liquide et la protection de l'instrument en cas d'intempéries. Après chaque déplacement de l'instrument, une calibration en élévation a été réalisée pour prendre en compte l'éventuel biais de pointage dans le traitement des données.

Les spectres $[S - R]$ ont ensuite été filtrés et calibrés en utilisant le ciel comme charge froide, et corrigés pour l'atténuation troposphérique et l'élévation de la mesure. Ces spectres ont finalement été moyennés par journée de mesure, et seule une bande passante de 375 MHz autour du centre de la raie à 22,235 GHz a été gardée, les ailes de la raie étant trop fortement contaminées par la ligne de base instrumentale (voir Fig. 3.13) pour pouvoir fournir de l'information sur la vapeur

Site	Toulouse	Saint Denis
Coordonnées	45°N 2,5°E	21°S 55.3°E
Altitude	~150 m	~100 m
Biais angle élévation	3,1° ±0,5°	-1° ±0,5°
Altitude moyenne troposphère	4 km	4 km
Altitude moyenne stratosphère	35 km	35 km
Température ébullition LN2	77,5 K	77,5 K
Calcul de $\Delta T = T_{sol} - T_{trop}$	transfert radiatif	équation (3.21) (voir sec. 3.2.3)

TAB. 5.1 – Paramètres des sites de mesure de MobRa.

d'eau atmosphérique.

5.1.2 Les données obtenues en 2007

Deux campagnes de mesures préliminaires ont pu être effectuées au cours de cette thèse pour caractériser l'instrument MobRa dans sa nouvelle configuration :

- En juillet-Août 2007 sur la terrasse du Laboratoire d'Aérodynamique à Toulouse (France) après une série de modifications.
- Depuis Novembre 2007 sur une terrasse de l'Université de l'Île de la Réunion à Saint-Denis, (Ile de la Réunion, France).

La Table 5.1 récapitule les caractéristiques des deux sites de mesures, ainsi que les résultats des calibrations en élévation réalisées au début de chaque campagne. La non-disponibilité de données climatologiques sur la troposphère à Saint-Denis ne permet pas encore de réaliser une étude sur la relation entre température de surface et température moyenne de la troposphère. La dérivation de la température moyenne de la troposphère est donc réalisée en utilisant la paramétrisation de Han (3.21). D'après les résultats présentés dans la section 3.2.3, l'erreur sur T_{trop} entraîne un biais sur l'estimation de l'opacité de l'ordre de 1 % à 30 degrés d'élévation, augmentant jusqu'à 10 % à 20° d'élévation.

Mesures à Toulouse en juillet-août

Les premières mesures de MobRa dans sa configuration actuelle (utilisation de séquences de balayage en élévation pour la détermination de l'opacité troposphérique par défaut, détection d'azote liquide automatique) ont été réalisées au début de l'été 2007 depuis la terrasse du Laboratoire d'Aérodynamique à Toulouse (45°N, 2,5°E, 150 m). L'instrument a effectué 18 jours de mesures dans cette nouvelle configuration. La Figure 5.1 présente la disponibilité des données pour cette campagne de mesure. Sur les 18 journées de mesure effectives, 6 ont été réalisées en utilisant de l'azote liquide, en début et en fin de campagne, pour valider la méthode de calibration sur le ciel implémentée lors de cette thèse (voir section 2.2.3). La présentation de l'instrument, ainsi que les premiers résultats de ces mesures ont fait l'objet d'un article soumis et révisé à *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing* (Motte et al., 2008), en annexe de cette thèse.

Mesures à Saint-Denis de la Réunion en octobre-novembre

L'instrument MobRa est installé sur la terrasse du Laboratoire de l'Atmosphère et de Cyclones (LACy) à Saint-Denis de la Réunion depuis le 24 octobre 2007. La Figure 5.2 montre les 17 journées de mesures décrites dans cette partie. L'instrument est, au jour de la rédaction

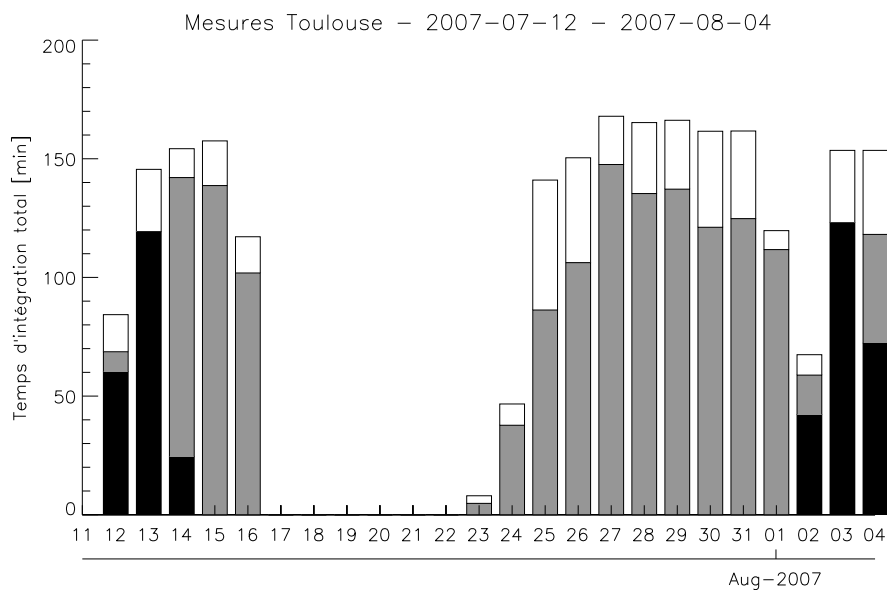


FIG. 5.1 – *Disponibilité des données pour l'été 2007 à Toulouse. Données calibrées avec azote liquide et ciel (noir), données calibrées avec ciel seulement (gris) et données rejetées après filtrage (blanc).*

de cette étude, encore en place. La campagne à l'Île de la Réunion a deux objectifs : a) tester l'instrument en mode "campagne à distance" dans des conditions atmosphériques différentes de celles de Toulouse et b) caractériser le site de l'Université de Saint-Denis, dans le but de préparer la venue du futur radiomètre Dodo (voir Annexe A), qui restera sur la terrasse de l'Université en attendant la construction de l'Observatoire de Physique de l'Atmosphère de la Réunion (OPAR) au Piton Maïdo (2200 m d'altitude) en 2010.

Jusqu'à la campagne à l'Île de la Réunion, un problème de transfert de données entre le spectromètre et le PC d'acquisition réduisait le temps d'intégration effectif d'un facteur 2. L'ajout d'un module de pré-sommation des spectres entre l'AOS et le PC a levé cette limite et permis de doubler le temps d'intégration effectif par cycle $[S - R]$. Cela explique la durée d'intégration journalière plus importante à la Réunion.

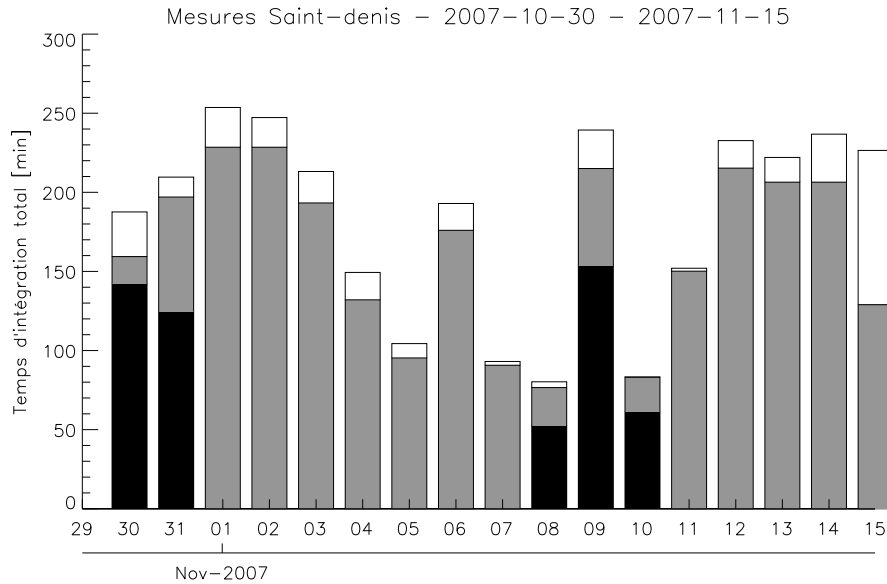


FIG. 5.2 – Disponibilité des données pour les mesures en 2007 à St-Denis de la Réunion. Données calibrées avec azote liquide et ciel (noir), données calibrées avec ciel seulement (gris) et données rejetées après filtrage (blanc).

5.2 Paramètres de la restitution

Cette section détaille les paramètres intervenant dans la restitution : les caractéristiques du modèle direct qui concernent le transfert radiatif et la modélisation des fonctions instrumentales, ainsi que les paramètres de l'inversion : grille d'altitude, information *a priori*, matrices de covariance et coefficients de la ligne de base.

5.2.1 Paramètres du modèle de transfert radiatif

Paramètres spectroscopiques

Seule la transition de vapeur d'eau à 22,235 GHz est prise en compte dans le calcul des coefficients d'absorption. Les caractéristiques spectroscopiques de la raie à 22,235 GHz utilisée pour la restitution opérationnelle proviennent de la base de données Verdandi (Eriksson, 2002). Le Tableau 4.2 regroupe ces informations.

Paramètres instrumentaux

La plupart des paramètres instrumentaux pris en compte dans MOLIERE ont déjà été présentés dans les chapitres précédents. Les spectres $[S - R]$ étant corrigés en fonction de l'atténuation la troposphère et ramenés au zénith, l'angle de visée est par conséquent toujours fixé à 90° et le paramètre d'*altitude de l'instrument* est fixé arbitrairement à 18 km, c'est-à-dire au-dessus de la tropopause. La contribution de la bande image étant considérée comme négligeable dans le spectre (réjection de 30 dB selon le constructeur), le module de simulation du mélangeur n'est pas utilisé. Pour la simulation du cornet dans MOLIERE, le diagramme de rayonnement réellement mesuré (voir section 2.1.3) est utilisé. Les fréquences des canaux du spectromètre sont déterminées par la calibration en fréquence (section 2.2.3) et leur largeur est fixée à 1,1 MHz. La Table 5.2 récapitule ces principaux paramètres.

Paramètres	Valeurs
Élévation	90°
Modélisation antenne	Diagramme de rayonnement mesuré (voir Fig.2.4)
Altitude théorique de l'instrument	18 km
Largeur des canaux du spectromètre	1,1 MHz

TAB. 5.2 – Paramètres instrumentaux de MobRa utilisés dans MOLIERE.

5.2.2 Paramètres du problème inverse

Les paramètres du problème inverse sont récapitulés dans la Table 5.3. La grille verticale de restitution du rapport de mélange en vapeur d'eau est comprise entre 20 et 70 km d'altitude, avec une résolution de 5 km. MOLIERE est paramétré pour restituer le profil de vapeur d'eau en fraction du profil *a priori* (voir section 4.2.5).

Information *a priori*.

Le vecteur d'information *a priori* \mathbf{x}_a est la concaténation du profil atmosphérique de vapeur d'eau *a priori* $\mathbf{x}_a^{\text{H}_2\text{O}}$, et des paramètres *a priori* de ligne de base à inverser \mathbf{x}_a^{lb} . La méthode de détermination des paramètres de ligne de base *a priori* sera présentée dans la section 5.2.2. Pour les profils verticaux *a priori* de rapport de mélange dans l'atmosphère moyenne, comme nous l'avons vu dans la section 4.1.5, plusieurs sources de données peuvent être utilisées. Les données du Centre Européen (ECMWF) ont l'avantage d'être disponibles pour chaque jour de mesure, à partir d'analyses contraintes par des données de satellites opérationnels et de radiosondages. Dans notre cas, nous n'avons pu récupérer ces informations que pour le site de Toulouse dans un domaine vertical suffisamment étendu. Pour les mesures à la Réunion nous avons donc utilisé la climatologie mensuelle Odin Hybride 3 décrite dans la section 4.1.5.

Les paramètres du processus itératif de l'inversion non-linéaire de MOLIERE (voir section 4.2.4) sont les paramètres par défaut.

Paramètres	Toulouse	Saint-Denis
Grille de Restitution	de 20 à 70 km par pas de 5 km	
Mode de restitution	x/x_a	
Profils <i>a priori</i>	Analyses quotidiennes ECMWF	Climatologie mensuelle Odin
Paramètres itératifs	Facteur de convergence = 0,1 ; $\gamma_{init} = 0,1$; $\gamma_{mult} = 5$	

TAB. 5.3 – Paramètres du problème inverse utilisés dans MOLIERE pour la restitution des profils verticaux de vapeur d'eau de MobRa.

Matrices de covariance

Matrice d'erreur sur l'*a priori* \mathbf{S}_a La matrice de covariance sur l'*a priori* \mathbf{S}_a est la concaténation de la matrice d'erreur sur le profil atmosphérique de vapeur d'eau $\mathbf{S}_a^{\text{H}_2\text{O}}$, et de la matrice d'erreur sur les paramètres de la ligne de base \mathbf{S}_a^{lb} .

Dans le cas des mesures de MobRa, l'erreur sur le profil de vapeur d'eau *a priori* est défini comme étant égal à 35% du rapport de mélange. La matrice de covariance $\mathbf{S}_a^{\text{H}_2\text{O}}$ est diagonale.

Le calcul des valeurs de la matrice de covariance sur les paramètres de la ligne de base \mathbf{S}_a^{lb} est décrit dans la section 5.2.2.

Matrice d'erreur sur la mesure \mathbf{S}_y La matrice d'erreur sur la mesure \mathbf{S}_y est la somme de deux termes : l'erreur liée au bruit thermique et l'erreur additionnelle permettant de prendre en compte les incertitudes sur la stabilité de la mesure ou sur les effets instrumentaux variables non modélisés dans le problème direct. Pour MobRa, Le terme de *bruit additionnel* est fixé à 3 mK. Dans le cas de spectres corrigés pour l'atténuation de la troposphère et rapportés au zénith, il convient, pour estimer la contribution du bruit thermique σ_y , de multiplier le bruit thermique calculé par l'équation du radiomètre (1.43) par le facteur de correction c_f . Ce terme permet de prendre en compte la correction pour l'atténuation troposphérique et l'élévation des spectres $T_b^{[S-R]}$:

$$\sigma_y = \frac{qT_{sys}}{\sqrt{\Delta\nu\Delta t}} \cdot c_f^{-1} \quad (5.1)$$

où T_{sys} représente la température de bruit du système, somme de la température de bruit du récepteur T_{rec} , de l'ordre de 200 K, et de la température de brillance du ciel T_b ne dépassant pas 150 K. Nous posons donc $T_{sys} = 350$ K. Le coefficient instrumental q est fixé à 2, la largeur d'un canal $\Delta\nu$ est de 1,1 MHz. Le temps total d'intégration Δt est calculé à partir du nombre $n_{[S-R]}$ de cycles $[S - R]$ intégrés, par $\Delta t = n_{[S-R]} \cdot t_{int}$ où t_{int} est le temps d'intégration d'un cycle $[S - R]$ ($t_{int} = 10,65$ s). Le facteur de correction c_f est calculé pour chaque spectre selon (3.45) puis moyenné sur la journée. Sa valeur moyenne sur la journée est généralement comprise entre 0,5 et 1. On considère que le bruit thermique sur un canal est indépendant des autres canaux, par conséquent, les termes extra-diagonaux de la matrice \mathbf{S}_y sont nuls.

Paramètres	Unité	Valeur	Type de matrice
Erreur sur le profil de vapeur d'eau	%	30	diagonale
Bruit sur la mesure	K	Défini par (5.1)	diagonale
<i>Bruit additionnel</i>	K	0,005	diagonale

TAB. 5.4 – Paramètres des matrices de covariance \mathbf{S}_a et \mathbf{S}_y utilisés dans MOLIERE.

Paramètres de la ligne de base

Nous avons vu dans la section 4.1.4 que la ligne de base avait deux origines : a) une contribution de l'émission troposphérique résiduelle entre les mesures aux visées $[S]$ et $[R]$, dont la forme peut être reproduite par une fonction polynomiale d'ordre 2 (Haeefe, 2005) et b) les ondes stationnaires liées aux distances entre les obstacles qui réfléchissent une partie du faisceau, pouvant être modélisées par une somme de fonctions sinusoidales.

L'expression de la ligne de base donnée par (4.18) dans la section 4.1.4 se simplifie par :

$$\begin{aligned} \Delta T_{b,res}(\nu) \equiv & A + B\nu + C\nu^2 \\ & + E \sin(F\nu + G) \\ & + H \sin(I\nu + J). \end{aligned} \quad (5.2)$$

Pour pouvoir estimer les valeurs des coefficients du polynôme, nous avons réalisé des restitutions sur plusieurs périodes de mesures avec des valeurs moyennes *a priori* nulles et des erreurs

a priori de l'ordre de 5 K. Nous avons ensuite calculé les valeurs moyennes et les écarts-types des coefficients restitués et nous les avons utilisés en tant que nouvelles valeurs *a priori* pour les inversions quotidiennes.

Pour déterminer les paramètres des fonctions sinusoïdales, nous avons utilisé une autre méthode, puisqu'il est difficile de restituer la période d'une fonction sinusoïdale, étant donnée sa non-linéarité. De plus, la période étant induite par des distances liées aux longueurs caractéristiques de l'instrument et non aux caractéristiques atmosphériques, sa valeur ne change pas d'une journée sur l'autre. Les périodes des fonctions sinusoïdales ont donc été déterminées par analyse en transformée de Fourier des spectres mesurés (voir section 2.3) à Toulouse. Les éventuelles lignes de base présentes dans le chemin de visée à Saint-Denis de la Réunion n'ont pour le moment pas pu être analysées de la même manière. Les valeurs estimées sont récapitulées dans la Table 5.5.

Paramètres	Notation MOLIÈRE	Unité (Eq. (5.3))	Toulouse		Saint-Denis	
			<i>a priori</i>	erreur	<i>a priori</i>	erreur
Offset	A	K	0	0,02	0	0,02
Pente	B	K/GHz	4,5	1	4,5	1
Quadratique	C	K/GHz ²	-15	3	-15	3
Sin 1 amplitude	E	K	0,03	0,005	0,03	0,005
Sin 1 period	F	1/GHz	5	1	5	1
Sin 1 phase	G	rad	0,8	0,1	0,8	0,1
Sin 2 amplitude	H	K	0,015	0,005	0,015	0,005
Sin 2 period	I	1/GHz	6,5	0,5	6,5	0,5
Sin 2 phase	J	rad	2	2	2	2

TAB. 5.5 – Paramètres de la ligne de base utilisés dans MOLIÈRE.

Remarque importante sur les paramètres de restitution

Notons que pour la restitution des profils de vapeur d'eau, tous les paramètres sauf deux sont fixes pour toute la période de mesures sur un site donné. Les deux paramètres variables sont i) le bruit sur la mesure estimé σ_y , qui dépend du temps d'intégration et du facteur de correction c_f , et ii) les profils verticaux décrivant l'état de l'atmosphère *a priori*, variant quotidiennement pour ECMWF et mensuellement dans le cas de la climatologie Odin.

Ces deux paramètres rentrant en ligne de compte dans le calcul de la matrice des fonctions de poids, dans la matrice des fonctions de contribution et donc dans la matrice des fonctions de balayage, les profils restitués ont des caractéristiques (résolution verticale, erreur, domaine optimum de restitution) différentes pour chaque jour de mesure.

5.3 Restitution des profils verticaux

5.3.1 Toulouse

Spectres

La Figure 5.3 (haut) présente un spectre typique moyenné sur une journée, mesuré le 12 juillet 2007. Seule la bande passante utilisée pour la restitution est affichée (375 MHz autour du centre de la raie). Le temps d'intégration est de ~ 8000 s. La contribution résiduelle estimée $T_{b,res}$ est indiquée en ligne pointillée. La Figure 5.3 (milieu) montre l'émission de l'atmosphère moyenne dans la direction du zénith $T_{b,ma}^{[z]} = T_{b,corr} - T_{b,res}$ provenant des spectres mesuré (points) et estimé (traits épais). L'écart-type des résidus (5.3, bas) est de ~ 12 mK alors que le bruit instrumental moyen estimé par MOLIERE est de ~ 13 mK. En terme de bruit sur la mesure (thermique et additionnel), cette inversion peut donc être considérée comme satisfaisante.

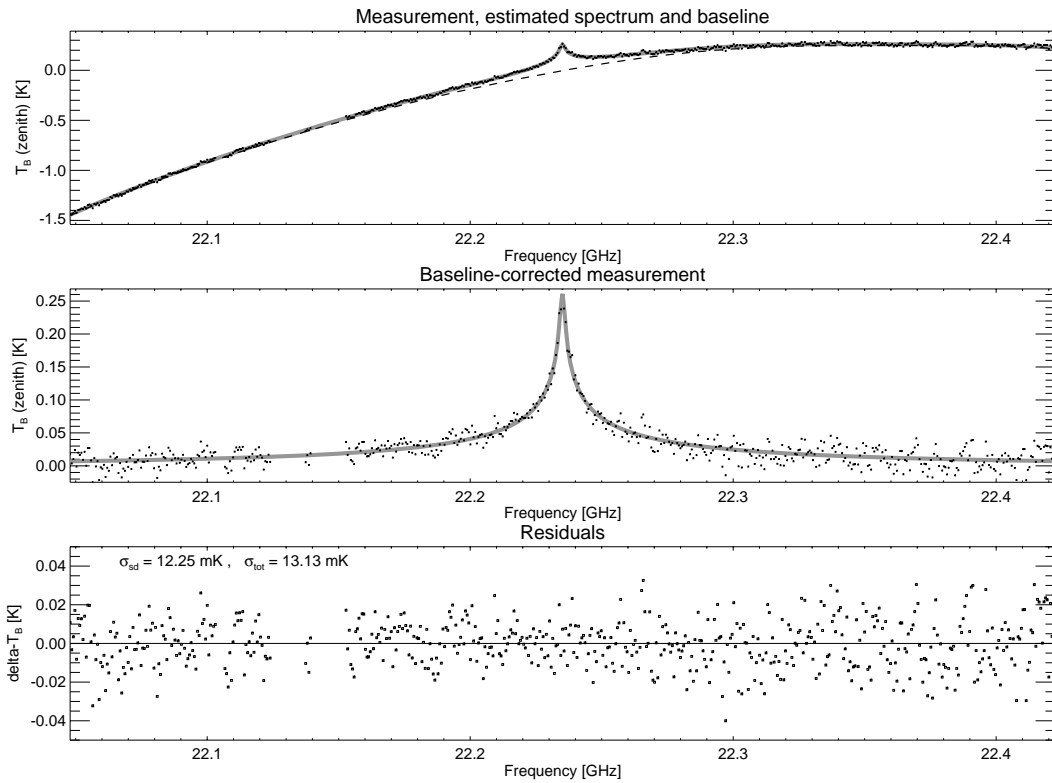


FIG. 5.3 – Spectre mesuré par MobRa à Toulouse sur une bande passante de 375 MHz autour du centre de la raie à 22,235 GHz moyenné pendant 24 heures le 12 juillet 2007. Haut : Spectre calibré et corrigé de l'atténuation troposphérique (points), estimé par MOLIERE (ligne épaisse) et estimation de la ligne de base (tirets). Milieu : émission de l'atmosphère moyenne $T_{b,corr} - T_{b,res}$ (points) et estimation de MOLIERE (ligne épaisse). Bas : résidus.

Les spectres mesurés et corrigés utilisés pour la restitution des profils verticaux de vapeur d'eau sur la période allant du 12 juillet au 4 août 2007 sont présentés sur les Figures 5.4 et 5.5. Ces figures montrent aussi les résidus entre le spectre mesuré et le spectre estimé.

La Figure 5.6 montre la moyenne de tous les spectres pour la même période, ainsi que la moyenne des résidus. L'écart-type des résidus pour la période considérée est de l'ordre de 4,5 mK pour un temps total d'intégration de ~ 62 h. On notera qu'aucun signal cohérent (de type ligne

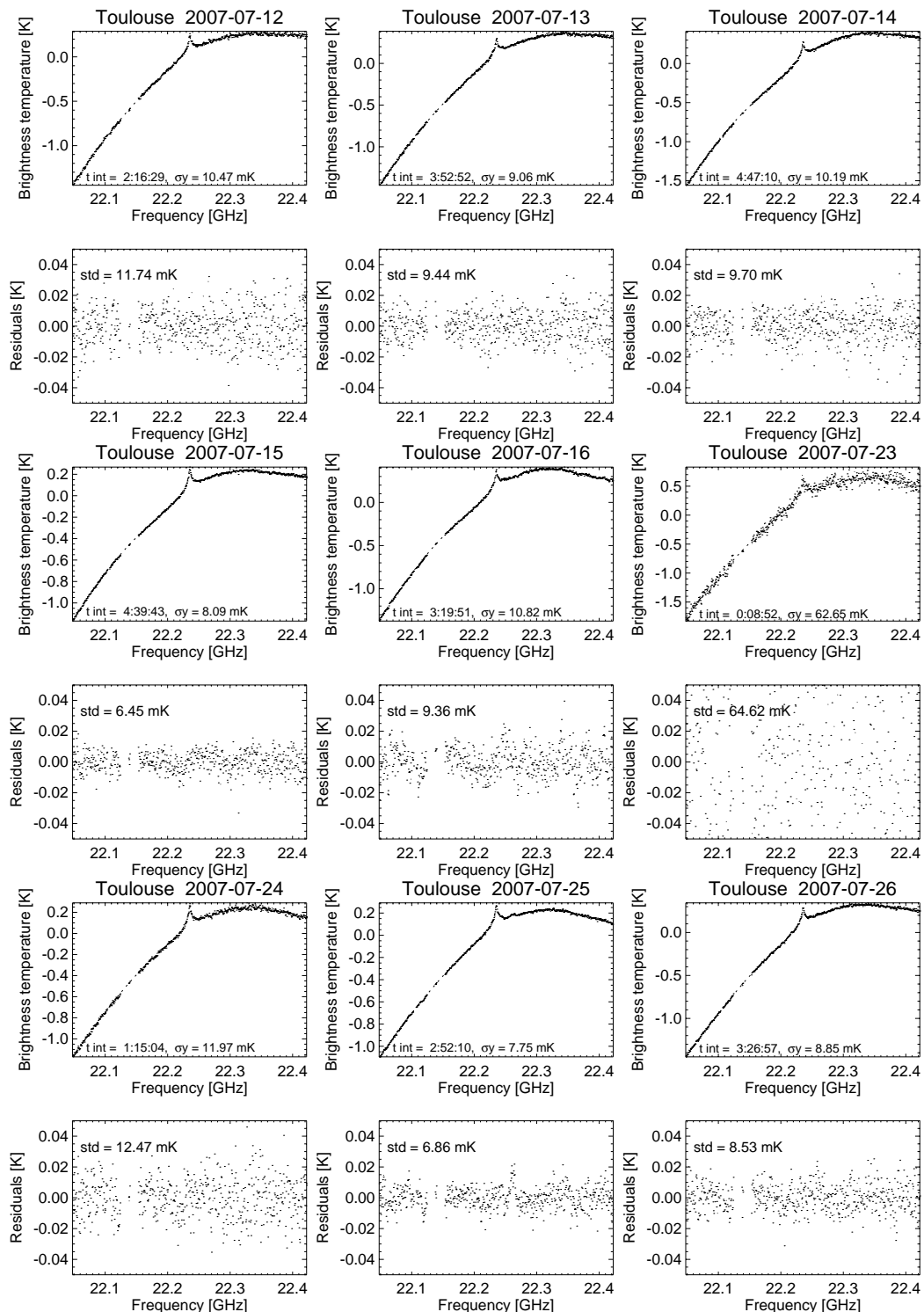


FIG. 5.4 – Spectres mesurés à Toulouse entre le 12 et le 26 juillet 2007. Pour chaque date : Spectre corrigé (haut) et différence entre le spectre reproduit par MOLIERE et le spectre mesuré (bas).

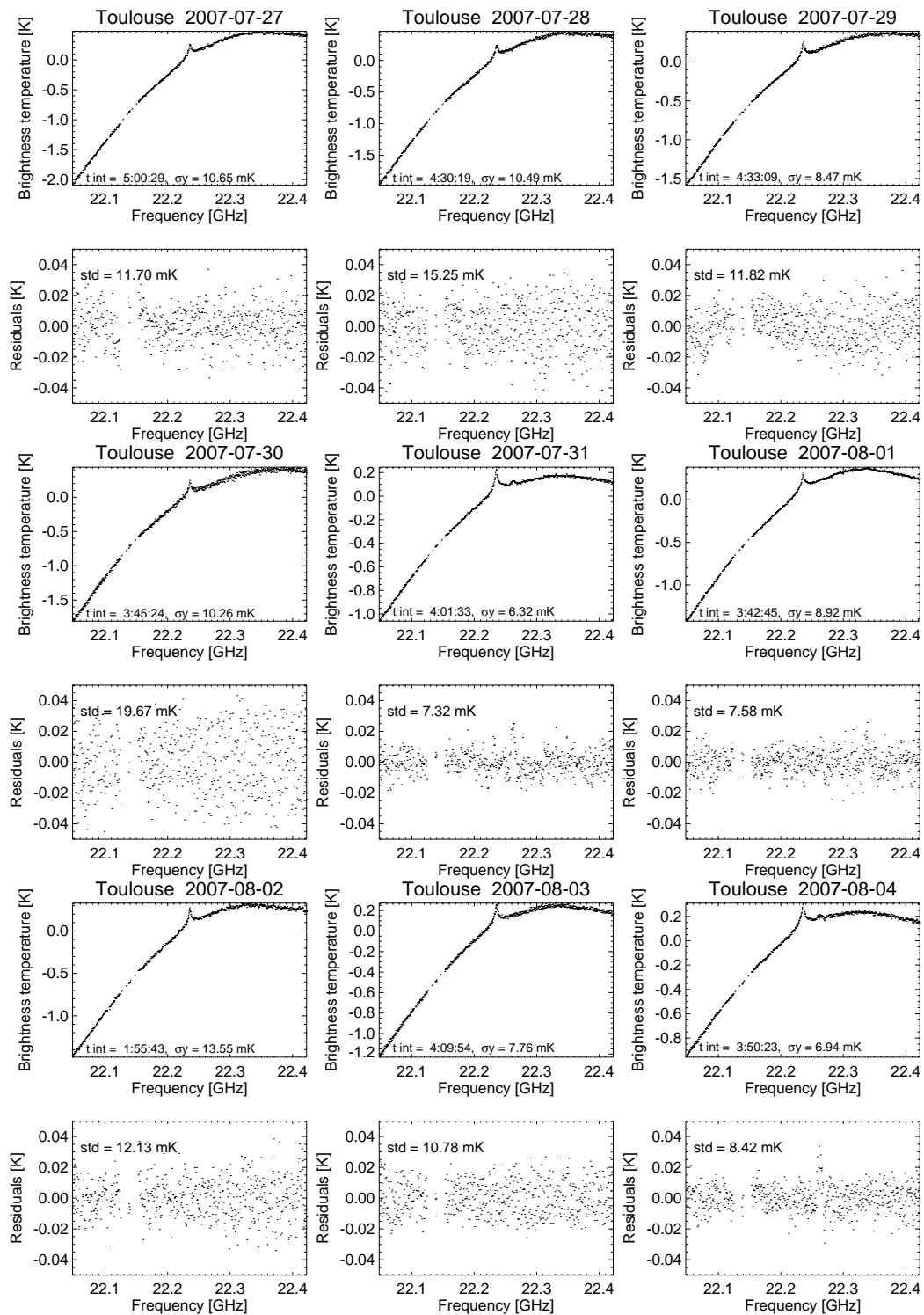


FIG. 5.5 – Spectres mesurés à Toulouse entre le 27 juillet et le 4 août 2007. Pour chaque date : Spectre corrigé (haut) et différence entre le spectre reproduit par MOLIERE et le spectre mesuré (bas).

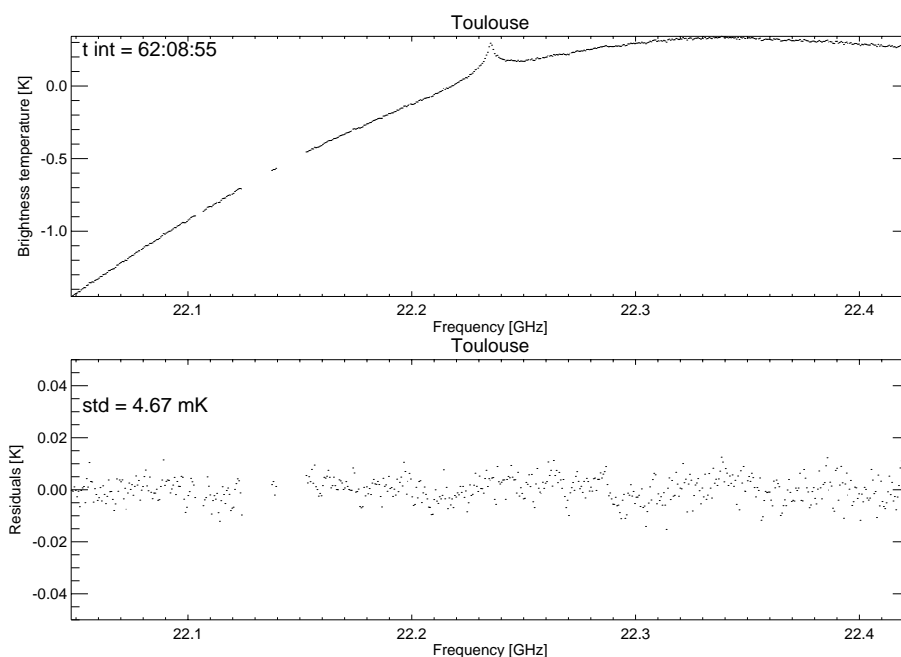


FIG. 5.6 – Spectre moyenné à Toulouse pour la période 12 juillet - 4 août 2007 (haut) et moyenne des résidus pour la même période (bas). Le temps total d'intégration est de ~ 62 h.

de base sinusoïdal par exemple) n'est présent dans la moyenne des résidus.

Profils verticaux restitués

Un exemple de profil vertical estimé après 5 itérations (Fig. 5.7, gauche) pour la journée du 12 juillet 2007 est restitué sur un domaine optimal d'altitude allant de 30 à 60 km. La matrice des fonctions de balayage associée (Fig. 5.7, milieu), fait état d'une résolution verticale de 13 km à 19 km en fonction de l'altitude. L'erreur provenant de la mesure est de $\sim 0,8$ ppmv ($\sim 15\%$). L'erreur totale est de l'ordre de 30 % (~ 2 ppmv). Le nombre d'éléments indépendants sur la verticale, calculés par (4.33) est égal à 2,7. Le χ^2 normalisé indique une bonne restitution lorsqu'il est proche de 1 (voir section 4.2.4). Dans notre cas, le χ^2 normalisé est de 1,23, ce qui signifie que les réglages des paramètres de la restitution (par exemple le bruit additionnel, les matrices de covariance *a priori*) peuvent encore être améliorés. Les coefficients de corrélation avec les autres paramètres de la restitution (5.7, droite), montrent une corrélation forte ($> 50\%$) entre les paramètres A (offset) et C (coefficient quadratique) de la ligne de base et l'erreur sur la restitution en dessous de 30 km. Un travail supplémentaire doit être réalisé pour améliorer la caractérisation de ces paramètres. Les résultats de l'inversion présentés dans Motte et al. (2008) pour le même jour de données présentent des profils légèrement différents, notamment dans la basse troposphère. Cela est dû à un choix des paramètres d'inversion différent, optimisé pour réduire les oscillations et améliorer la résolution verticale. Néanmoins, il en ressort que quels que soient les paramètres utilisés lors de l'inversion, aucune information n'est actuellement scientifiquement exploitable en dessous de 25 km d'altitude.

Les Figures 5.8 et 5.9 montrent les profils restitués pour la période allant du 12 juillet au 4 août à Toulouse. Le domaine vertical optimal de restitution s'étend entre 30 et 60 km d'altitude en moyenne. On notera tout de même que certains profils verticaux présentent quelques oscilla-

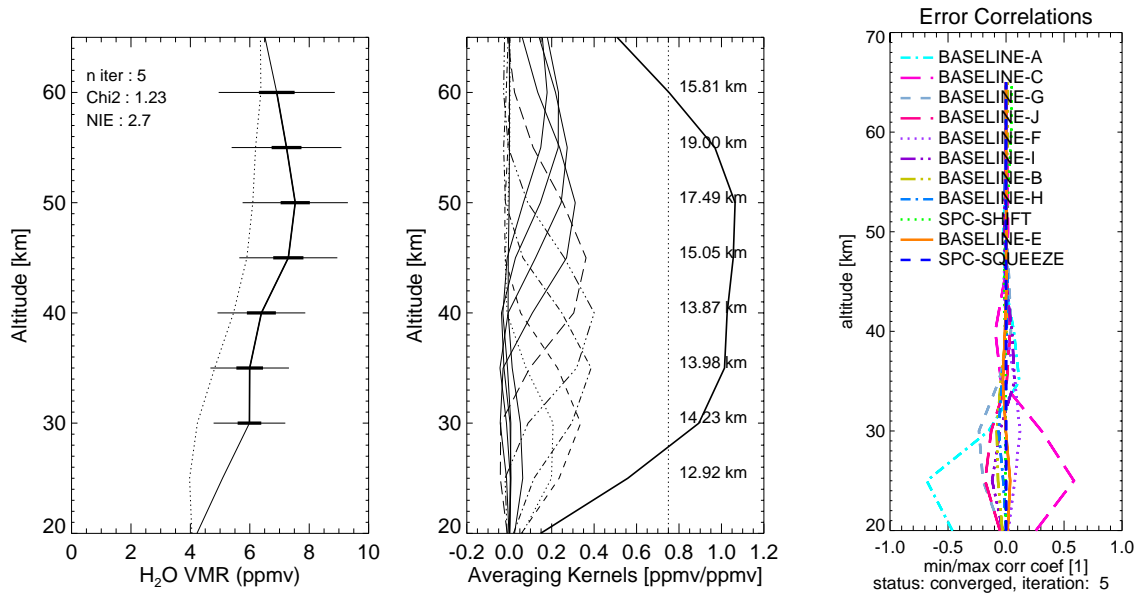


FIG. 5.7 – Résultat de la restitution pour le 12 juillet 2007. Gauche : profil *a priori* (points) et profil estimé (trait plein). Les barres horizontales représentent l'erreur totale (trait fin) et l'erreur provenant de la mesure (trait épais) dans le domaine vertical optimal de restitution (c'est-à-dire où la réponse de la mesure est supérieure à 0,75). Milieu : Fonctions de balayage, réponse de la mesure (trait épais) et résolution verticale associée à chaque fonction de balayage (km). La ligne verticale en pointillés représente une réponse de la mesure égale à 0,75. Droite : Coefficients de corrélation avec les autres paramètres de la restitution dans l'ordre d'importance.

tions (31 juillet, 3 et 4 août).

La Figure 5.10 synthétise l'évolution des différentes valeurs caractérisant la mesure pour la période du 12 juillet au 4 août 2007 à Toulouse. Pour un temps moyen d'intégration de ~ 200 minutes, le bruit résiduel est de l'ordre de 13,5 mK, pour un bruit estimé σ_y de 12,4 mK. La convergence est atteinte en moyenne en moins de 6 itérations. Le chi-2 moyen vaut 1,32, ce qui montre une légère sous estimation du bruit sur la mesure ou de l'erreur sur le profil *a priori* (cf. section 4.2.4). Le nombre moyen d'éléments indépendants sur la verticale est de 2,52.

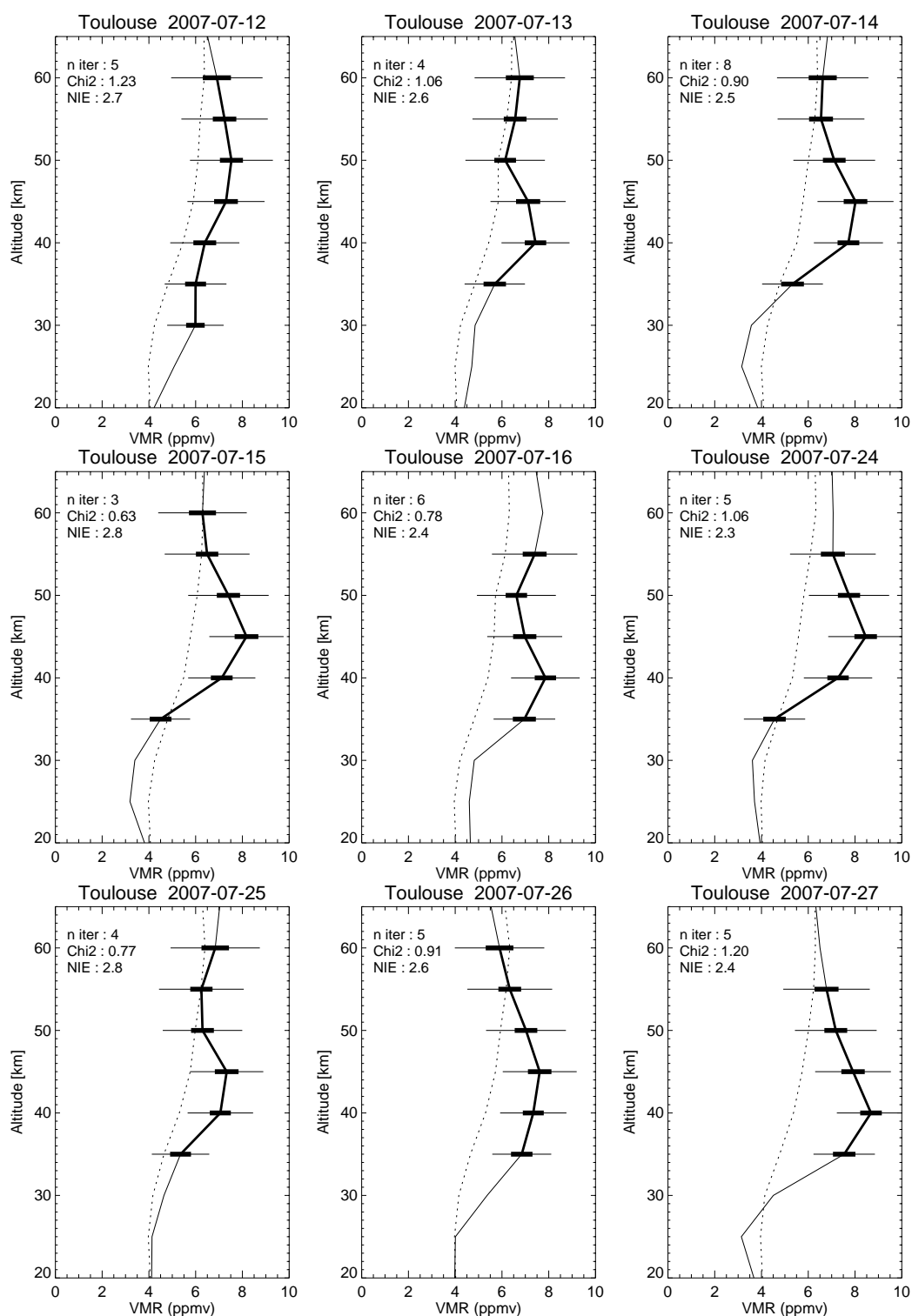


FIG. 5.8 – Profils verticaux restitués pour le site de Toulouse entre le 12 et le 27 juillet 2007 : a priori (pointillés) et MobRa (trait plein)

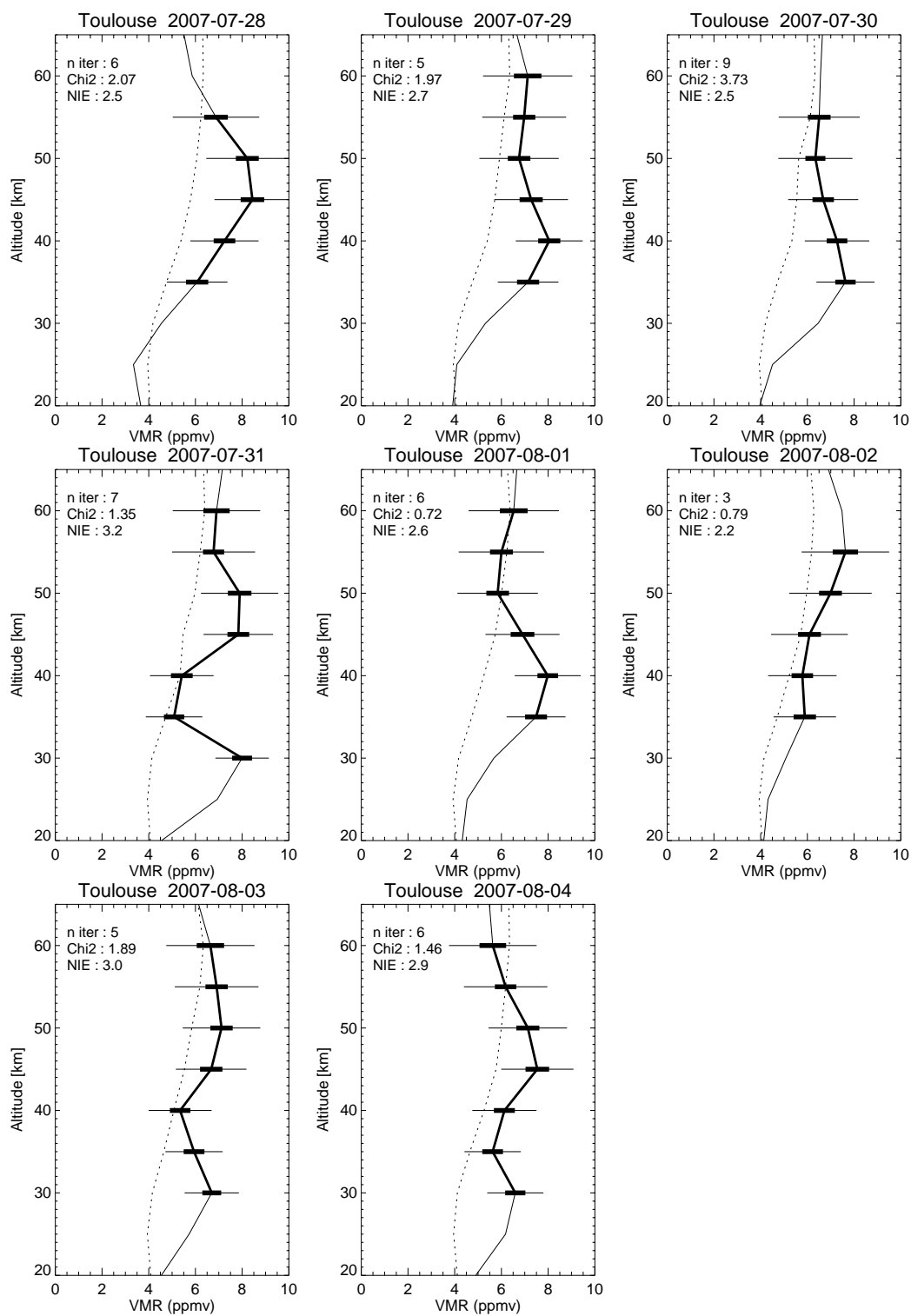


FIG. 5.9 – Comme pour la Fig. 5.8 mais pour la période 28 juillet - 4 août 2007.

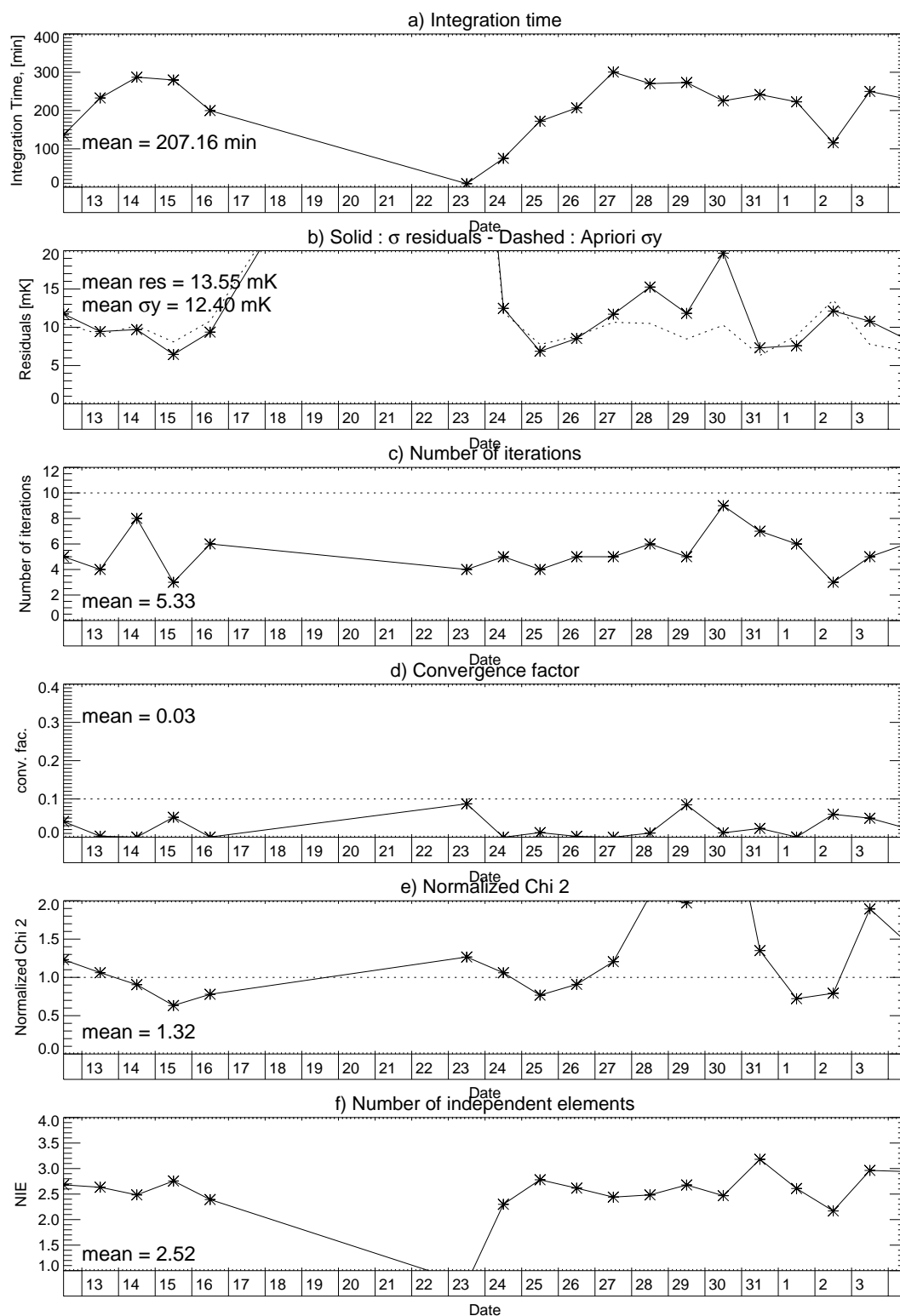


FIG. 5.10 – Récapitulatif des caractéristiques des mesures à Toulouse entre le 12 juillet et le 4 août 2007. a) Temps d'intégration, b) erreur sur la mesure estimée avant restitution (tirets) et écart-type des résidus (trait plein), c) nombre d'itérations, d) facteur de convergence, e) Chi-2 normalisé et f) nombre d'éléments d'information indépendants sur la verticale.

5.3.2 Saint-Denis de la Réunion

Spectres

Les premiers spectres mesurés à Saint-Denis de la Réunion ont fait apparaître la présence d'une forte interférence micro-onde à proximité du centre de la raie de transition de la vapeur d'eau, causée par les relais hertziens d'un réseau de téléphonie mobile situés dans la ville de Saint-Denis. La Figure 5.11 montre cette émission parasite à 22,242 GHz ayant une largeur de bande d'environ 3 MHz. Une forte contribution parasite des liaisons à 1,8 GHz entre téléphones portables et stations de base se retrouve à 22,1 GHz sur le spectre. Pour pouvoir s'en affranchir, tous les canaux du spectromètre incriminés ont simplement été rejetés pour la restitution du profil vertical.

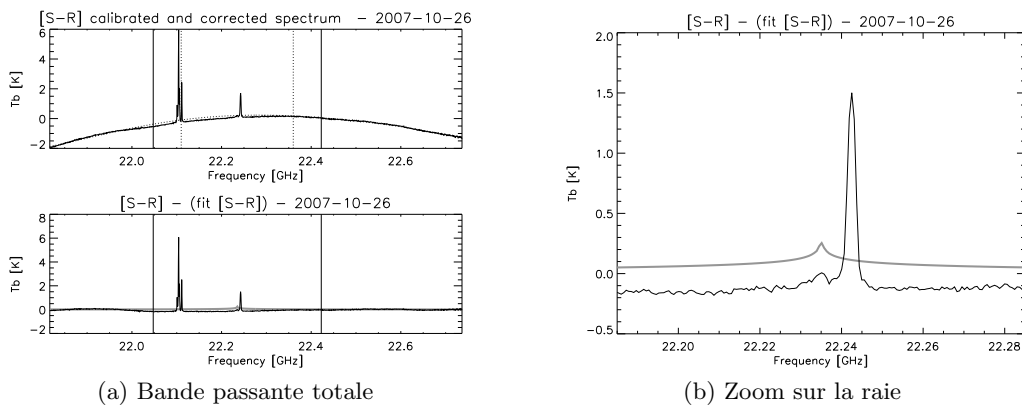


FIG. 5.11 – Spectre mesuré à Saint-Denis le 26 Octobre 2007 (trait noir fin). Le temps d'intégration est de ~ 35 minutes. Le pic centré sur 22,242 GHz provient de l'émission des relais hertziens du réseau de téléphonie mobile. La série de raies autour de 22,1 GHz proviennent aussi du réseau mobile à 1,8 GHz contaminant la fréquence intermédiaire. La ligne épaisse grise superposée modélise la contribution de la vapeur d'eau strato-mésosphérique.

Les Figures 5.12 et 5.13 montrent les spectres mesurés entre le 30 octobre et le 15 novembre à Saint-Denis de la Réunion. Les canaux interférant avec les émissions du réseau mobile ont été rejetés (bande de fréquence 22,240 - 22,245 GHz). Une structure cohérente et périodique apparaît dans les résidus, quelle que soit la période considérée. Notre hypothèse est que cette ondulation trouve son origine dans la présence d'une rembarde métallique qui interagirait avec les lobes secondaires du faisceau. La période de l'oscillation sur le spectre, de l'ordre de 40 MHz, est, d'après (2.2), en accord avec la distance à l'obstacle ($\sim 3,5$ m).

Le spectre et les résidus moyennés pour toute la période (Fig. 5.14) font clairement ressortir une structure cohérente.

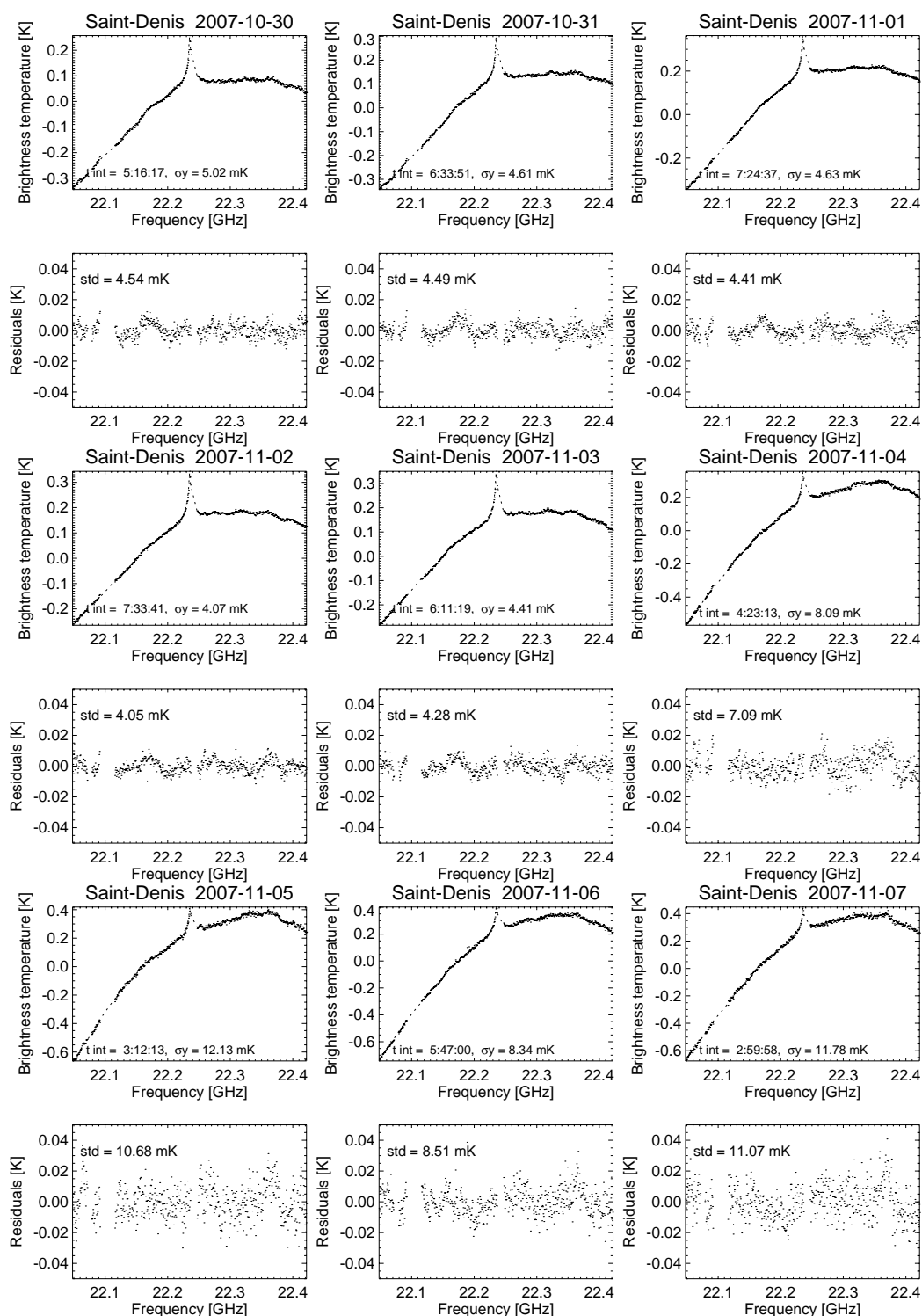


FIG. 5.12 – Spectres mesurés à Saint-Denis de la Réunion entre le 30 octobre et le 7 novembre 2007. Pour chaque date : Spectre corrigé (haut) et différence entre spectre reproduit par MO-LIERE et spectre mesuré (bas).

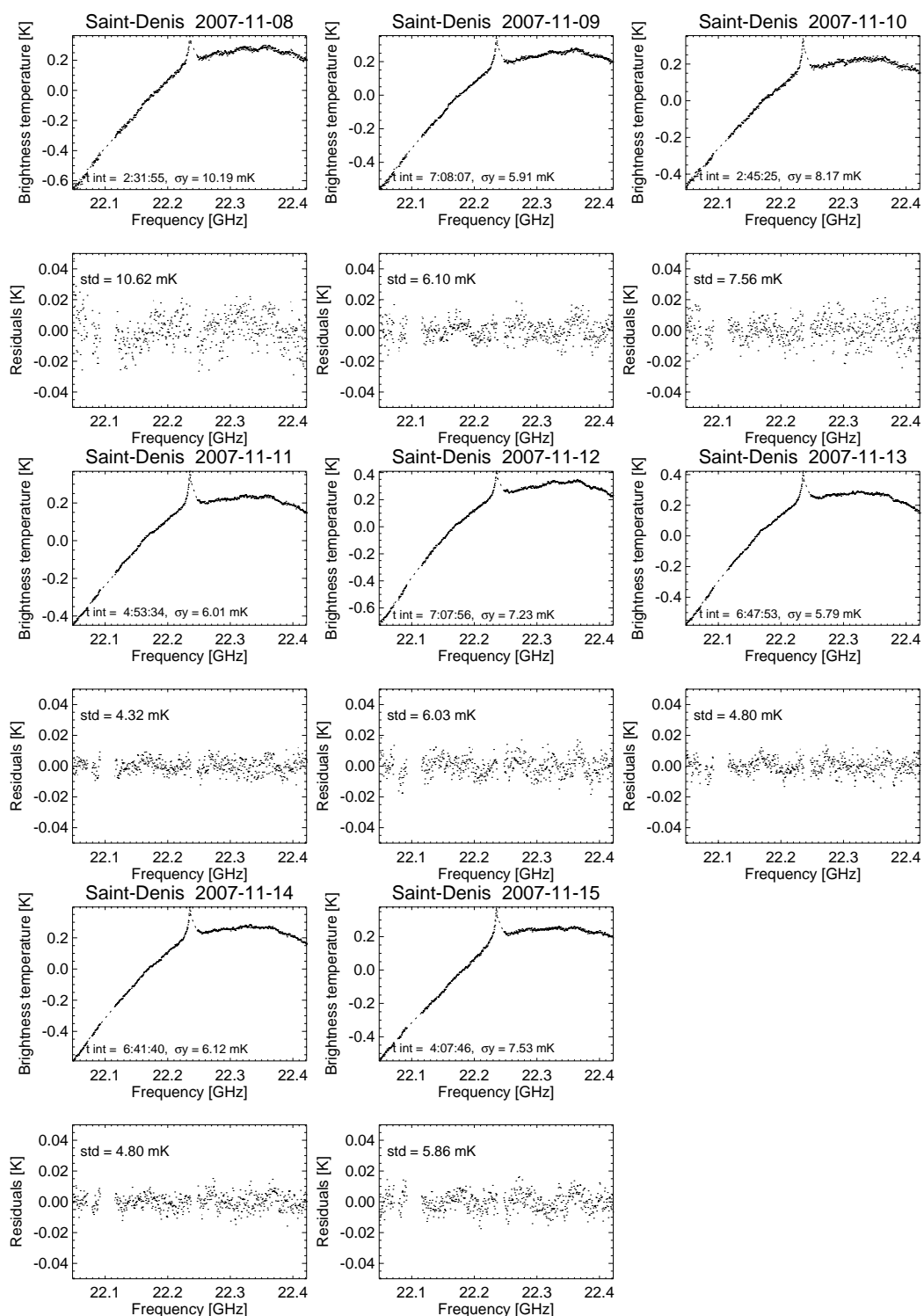


FIG. 5.13 – Spectres mesurés à Saint-Denis de la Réunion entre le 8 le 15 novembre 2007. Pour chaque date : Spectre corrigé (haut) et différence entre spectre reproduit par MOLIERE et spectre mesuré (bas).

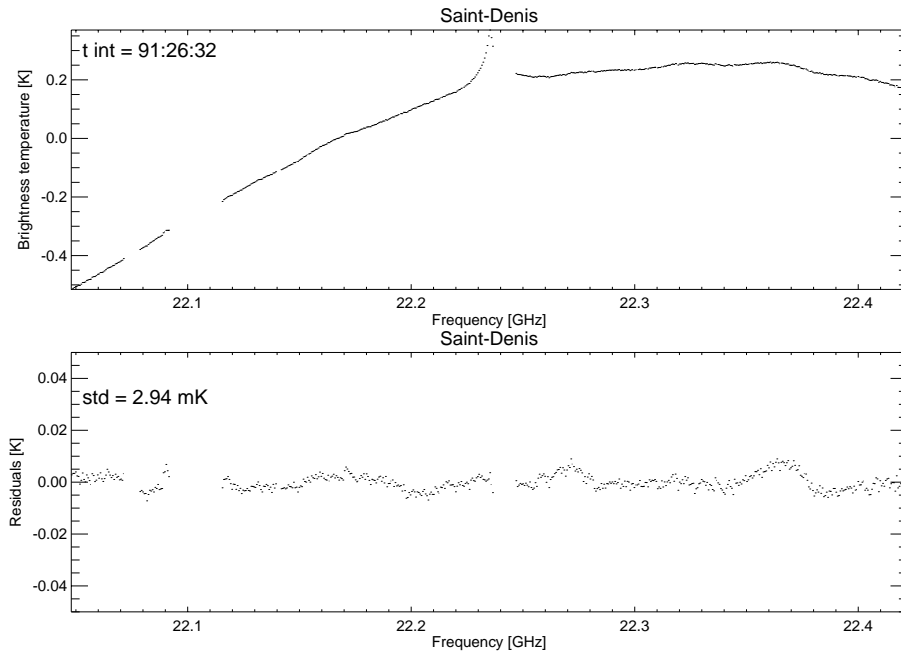


FIG. 5.14 – Spectre moyenné à Saint-Denis sur la période 30 octobre - 15 novembre (haut) et moyenne des résidus pour la même période (bas). Le temps total d'intégration est de ~ 62 h.

Profils verticaux restitués

Le profil présenté sur la Figure 5.15 (gauche) a été restitué après 6 itérations pour la journée du 30 octobre 2007 à Saint-Denis. L'erreur provenant de la mesure est de $\sim 0,8$ ppmv ($\sim 15\%$). L'erreur totale est de l'ordre de 25 % ($\sim 1,5$ ppmv). Le domaine optimal d'altitude va de 30 à 60 km. La matrice des fonctions de balayage associée (Fig. 5.7, milieu) fait état d'une résolution verticale de 12 km à 30 km d'altitude se dégradant à 15 km à 60 km d'altitude. Le nombre d'éléments indépendants sur la verticale, calculés par (4.33), est égal à 3. Le χ^2 normalisé est de 0,88, ce qui témoigne d'une légère sur-estimation du bruit sur la mesure (cf. section 4.2.4). Les coefficients de corrélation avec les autres paramètres de la restitution (5.7, droite), montrent une corrélation forte ($> 50\%$) entre les paramètres A (offset), C (coefficient quadratique) et G (terme de phase de la fonction sinusoïdale) de la ligne de base et l'erreur sur la restitution de profils aux altitudes inférieures à 30 km.

Les Figures 5.16 et 5.17 montrent les profils restitués pour la période allant du 30 octobre au 15 novembre 2007 à Saint-Denis de la Réunion. Un fort biais négatif systématique apparaît vers 30 km d'altitude sur quasiment tous les profils verticaux.

La Figure 5.18 montre de manière synthétique l'évolution des différentes valeurs caractérisant la mesure pour la période allant du 30 octobre au 15 novembre 2007 à Saint-Denis. Pour un temps moyen d'intégration de ~ 320 minutes, le bruit résiduel est de l'ordre de 6,5 mK, pour un bruit estimé σ_y de 7,0 mK. La convergence est atteinte en moyenne en moins de 7 itérations. Le chi-2 moyen vaut 0,91, ce qui montre une bonne estimation du bruit sur la mesure. Le nombre moyen d'éléments indépendants sur la verticale est de 2,7, avec des valeurs maximales autour de 3,5.

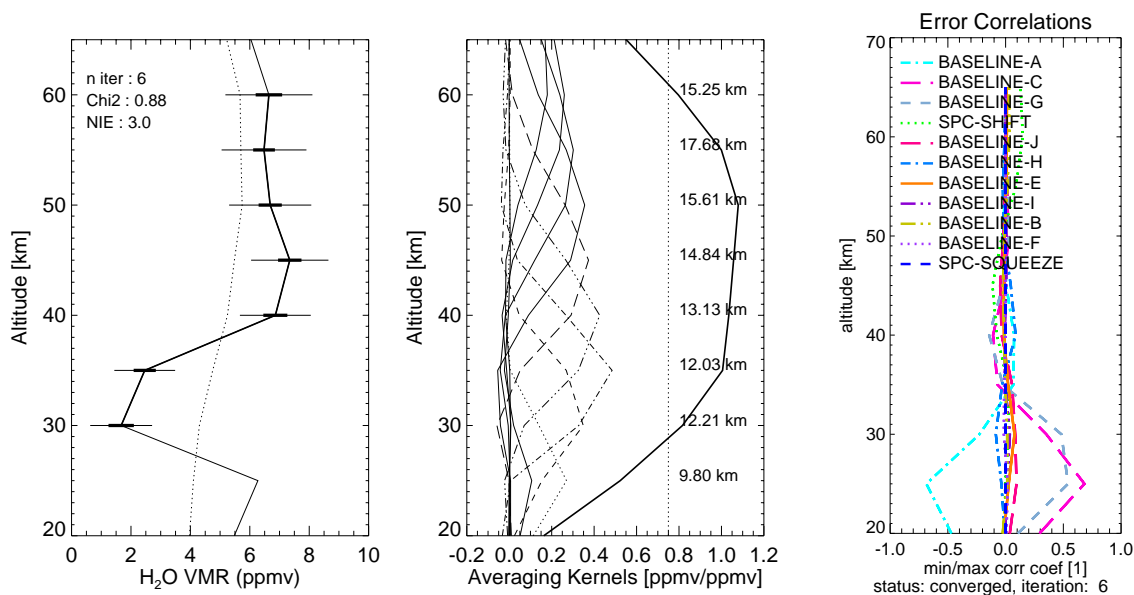


FIG. 5.15 – Comme pour la Fig. 5.7 mais pour le 30 octobre à Saint-Denis.

5.4 Validation des mesures

5.4.1 L'instrument MLS

L'instrument *Microwave Limb Sounder* (MLS) à bord de la plateforme spatiale AURA est un sondeur micro-onde au limbe. Tout comme MobRa, c'est un radiomètre passif qui mesure l'émission naturelle provenant de l'atmosphère terrestre. MLS observe dans des gammes de fréquences supérieures à 100 GHz. De cette émission sont dérivés des profils à haute résolution verticale de gaz traces, de température ou de cristaux de glace contenus dans les nuages. Le but est de fournir des informations permettant d'améliorer la compréhension des mécanismes physico-chimiques régissant l'atmosphère et le changement climatique. Le satellite a été lancé le 15 juillet 2004 et fournit des données depuis le 8 août de la même année. Les données sont en accès libre sur le site web de l'instrument (<http://disc.gsfc.nasa.gov/data/datapool/MLS/>).

Version des données

Deux versions de l'algorithme de traitement des données ont été utilisées depuis le lancement du satellite. Les versions 1.51 et 1.52 sont la première génération, et ont été utilisées pour produire les données de niveau 2 (profils verticaux) depuis le 8 août 2004 jusqu'à mars 2007. La dernière version de l'algorithme d'inversion est la version 2.2, disponible depuis avril 2007. Le traitement des mesures déjà réalisées est en train d'être effectué à rebours avec la nouvelle version. A la date de la rédaction de cette thèse, les données en version 2.2 sont disponibles pour toute l'année 2007, pour 150 jours en 2006, 200 jours en 2005 et 43 jours en 2004. Une validation approfondie des profils verticaux de vapeur d'eau de MLS a été réalisée par Froidevaux et al. (2006) pour la version 1.51 et par Lambert et al. (2007) pour la version 2.2.

Plusieurs améliorations ont été apportées dans la version 2.2 telles que la restitution de nouveaux paramètres comme le contenu d'eau sous forme de cristaux de glace (Ice Water Path IWP), la stabilisation de certaines inversions (dont la vapeur d'eau) et l'ajout de 10 niveaux de

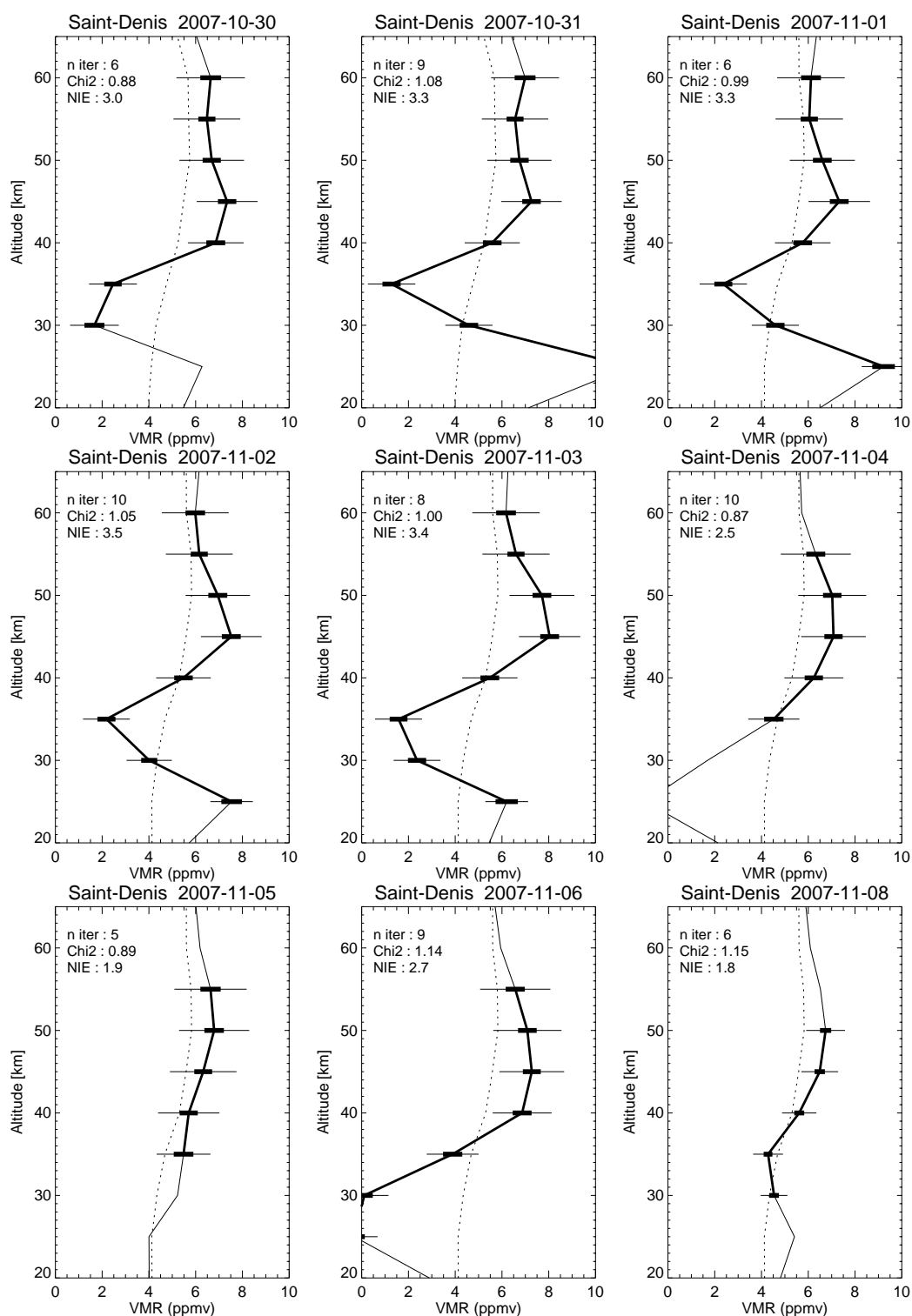


FIG. 5.16 – Profils restitués pour le site de Saint-Denis de la Réunion entre le 30 octobre et le 8 novembre 2007 : a priori (pointillés) et MobRa (trait plein).

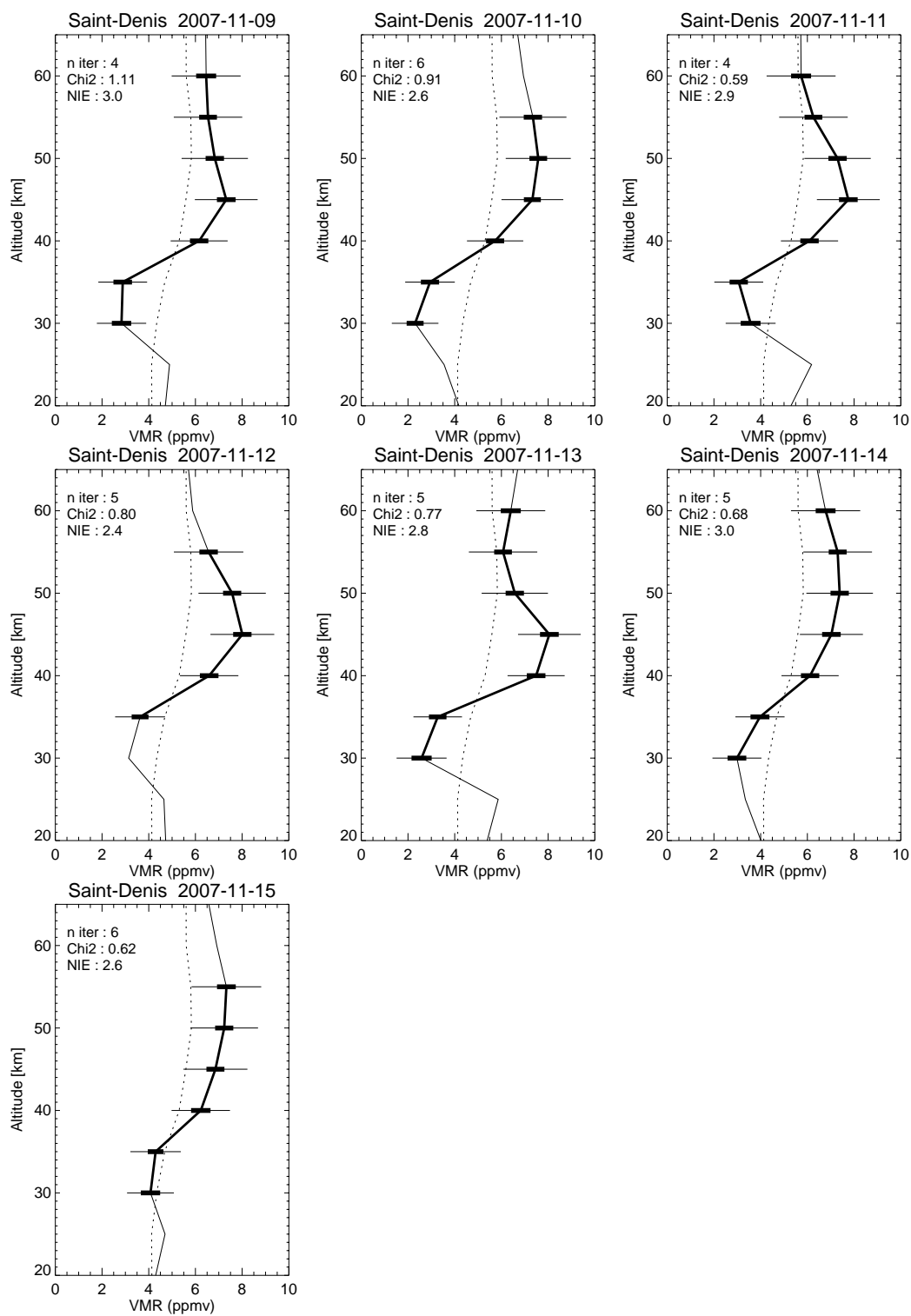


FIG. 5.17 – Comme pour la Fig. 5.16 mais sur la période 9 - 15 novembre 2007.

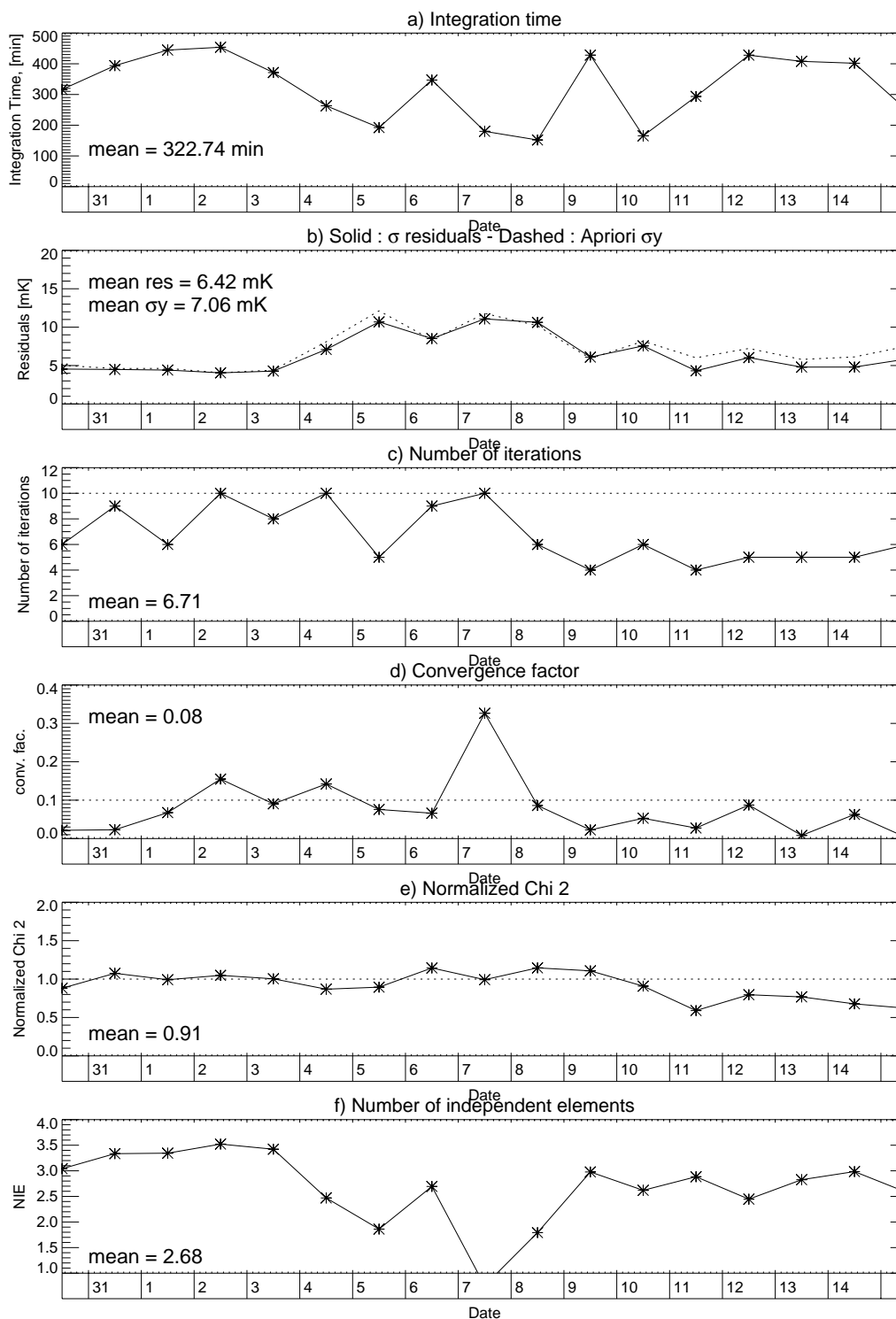


FIG. 5.18 – Récapitulatif des caractéristiques des mesures à Saint-Denis de la Réunion entre le 30 octobre et le 15 novembre 2007. a) Temps d'intégration, b) erreur sur la mesure estimée avant restitution (tirets) et écart-type des résidus (trait plein), c) nombre d'itérations, d) facteur de convergence, e) Chi-2 normalisé et f) nombre d'éléments d'information indépendants sur la verticale.

restitution supplémentaires dans la haute troposphère-basse stratosphère pour la température et la vapeur d'eau.

Description des données de vapeur d'eau

Les données utilisées dans cette étude sont les données de niveau 2 (profils verticaux) de vapeur d'eau provenant de la version 2.2. Livesey et Read (2007) décrivent en détail les informations sur la qualité de la restitution des différents produits de niveau 2 dérivés des mesures MLS. Les caractéristiques principales de la restitution de la vapeur d'eau sont répertoriées dans la Table 5.6.

Paramètres	Valeurs
Grille verticale de restitution	12 niveaux entre 1000 et 22 hPa 6 niveaux entre 14,7 et 0.1 hPa 3 niveaux entre 0.1 et 10.0^{-5} hPa
Résolution verticale	1.5 km à 316 hPa se dégrade jusqu'à 3,3-3,5 km à 147 hPa 3.5 de 147 à 4,6 hPa se dégrade jusqu'à 15 km à 0.1 hPa
Résolution horizontale	1.5° le long de l'orbite du satellite. (~200 km en dessous de 4,7 hPa, se dégradant jusqu'à 500-750 km au-dessus) et 7 km perpendiculairement à l'orbite du satellite.

TAB. 5.6 – *Caractéristiques des données Aura/MLS H₂O version 2.2.*

5.4.2 Méthodologie

Filtrage des données

La Table 5.7 présente les critères de sélection préconisés par Livesey et Read (2007) et utilisés lors de notre travail sur les données de vapeur d'eau de MLS. Nous avons choisi comme critères de coïncidence spatiale les latitudes comprise entre $\pm 2^\circ$ et les longitudes $\pm 5^\circ$ autour de la position géographique de MobRa. Le critère de coïncidence temporel est fixé à ± 1 jour.

Paramètres	Valeurs
Niveaux de pression	Entre 316 et 0,002 hPa
Précision	supérieure à 0
Indicateur de status <i>status flag</i>	valeurs paires
Indicateur de qualité <i>Quality</i>	supérieur à 0,9
Coïncidence spatiale	latitude $\pm 2^\circ$, longitude $\pm 5^\circ$
Coïncidence temporelle	± 1 jour

TAB. 5.7 – *Critères de selection des données Aura/MLS H₂O version 2.2 pour un site donné.*

Moyenne des données

La documentation des données MLS préconise de moyenner les données de vapeur d'eau de MLS dans l'espace logarithmique.

Nous utiliserons donc les formules suivantes pour calculer les valeurs moyennes \bar{x} et les erreurs moyennes $\bar{\sigma}$ sur un ensemble de n profils :

$$\bar{x} = \exp \frac{\sum_{i=0}^n \frac{\ln(x_i)}{\sigma_i^2}}{\sum_{i=0}^n \sigma_i^{-2}} \quad (5.3)$$

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{\sqrt{\sum_{i=0}^n \sigma_i^{-2}}} \quad (5.4)$$

Interpolation des données

Les valeurs de rapport de mélange de MLS étant données en niveaux de pression, elles sont interpolées en altitudes à partir de la grille de pression et d'altitude utilisées comme *a priori* (Climatologie Odin ou ECMWF).

Convolution par les fonctions de balayage

La résolution verticale des profils de MLS (2-5 km) est meilleure que celle des profils restitués par MobRa. Dans la section 4.2.3 nous avons présenté le formalisme mathématique (4.34) permettant de convoluer des profils à haute résolution par les fonctions de balayages et le profil *a priori* de MobRa pour pouvoir prendre en compte la différence de résolution et l'impact de l'information *a priori* sur la restitution.

5.4.3 Résultats préliminaires des validations

La Figure 5.19 (gauche) présente les profils verticaux de MobRa, MLS et MLS convolué par les fonctions de balayage et le profil *a priori* de MobRa pour la journée du 12 juillet 2007 à Toulouse. La différence relative au profil de MLS non convolué est présentée sur la Fig. 5.19 (droite). On trouve un bon accord ($\pm 5\%$) entre MobRa et MLS dans la gamme d'altitude allant de 35 à 55 km. En dessous de 35 km, MobRa commence à sur-estimer la vapeur d'eau par rapport à MLS. La différence entre MobRa et MLS atteint environ -15 % à 30 km.

Le profil moyenné pour toute la période de mesures à Toulouse (5.20, gauche) présente un bon accord avec les mesures de MLS, de l'ordre de 5 % sur toute la verticale, sauf à 20 km d'altitude où cette différence est de l'ordre de 20 %. Si l'on compare le profil vertical de MobRa avec le profil vertical de MLS convolué par les fonctions de balayage et l'*a priori*, la différence est inférieure à 5 % à toutes les altitudes entre 25 et 60 km.

Le profil moyenné pour toute la période de mesures à Saint-Denis de la Réunion (5.21, gauche) présente un accord de l'ordre de 10 % entre 40 et 60 km d'altitude avec les mesures de MLS. Une forte sous-estimation (-40 %) est observée vers 35 km d'altitude entraînant une oscillation sur le profil. L'oscillation observée vers 30 km d'altitude est causée par la forte contamination de la ligne de base telle qu'illustrée par la Figure 5.15, droite.

Globalement, les profils de vapeur d'eau *a priori* sous-estiment d'environ 20 à 30 % la vapeur d'eau dans l'atmosphère moyenne par rapport aux mesures de MLS. Malgré ce biais important, les profils restitués à partir des mesures de MobRa tendent à confirmer cette sous-estimation du

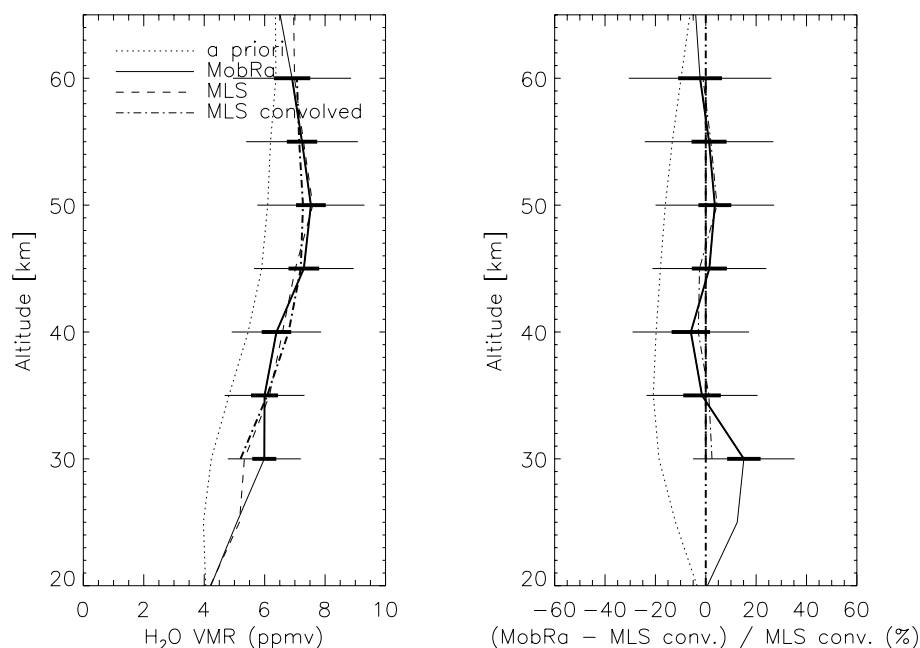


FIG. 5.19 – Comparaison entre MobRa et MLS le 12 juillet 2007 à Toulouse. (Gauche) Profils verticaux de H_2O et (droite) différence relative à MLS : a priori (pointillés), MobRa (trait plein), MLS (tirets), et MLS convolué par les fonctions de balayage de MobRa pour prendre en compte la plus faible résolution verticale et l'effet de l'a priori de MobRa (tiret-point).

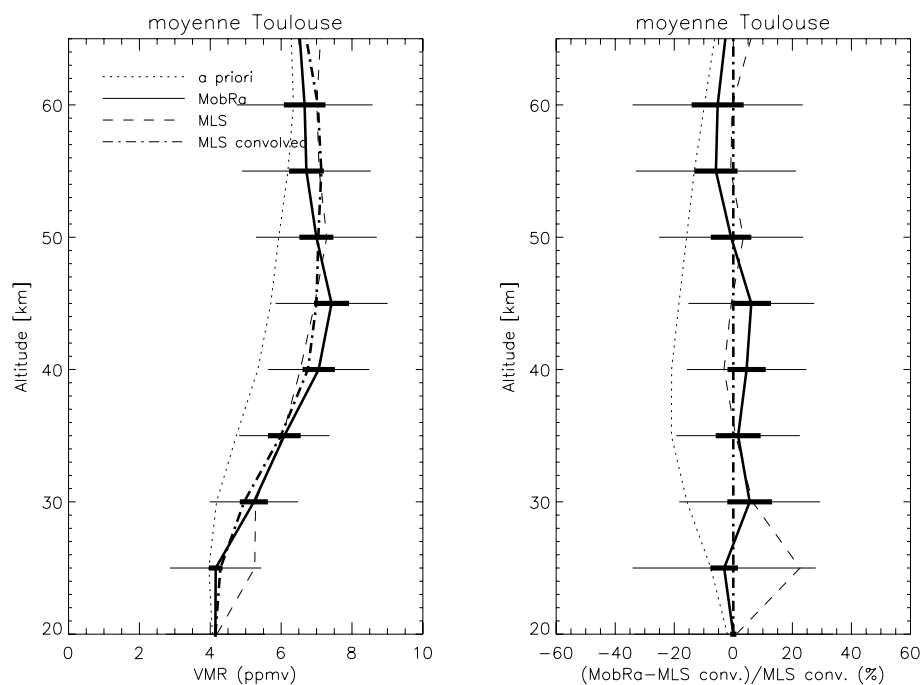


FIG. 5.20 – Comme pour la Fig. 5.19 mais sur la période 12 juillet - 4 août 2007 à Toulouse.

modèle opérationnel de l'ECMWF et de la climatologie Odin basée sur les mesures de l'instrument HALOE sur la plateforme UARS.

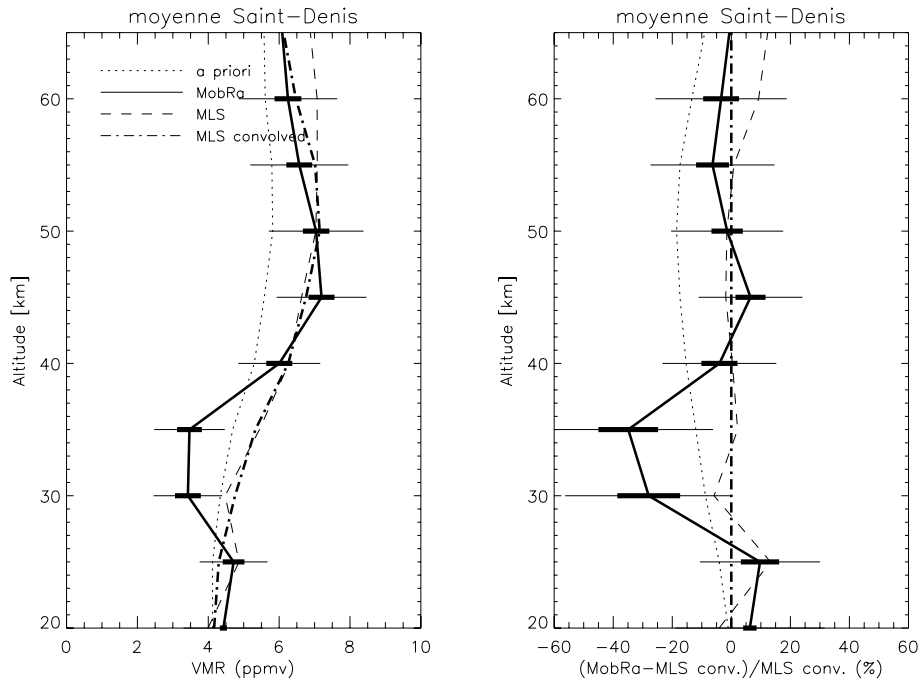


FIG. 5.21 – Comme pour la Fig. 5.19 mais sur la période 30 octobre - 15 novembre 2007 à Saint-Denis.

5.5 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons présenté les premiers résultats de restitution de profils verticaux par l'instrument MobRa. Les données de deux courtes campagnes de mesures ont pu être analysées. La première a eu lieu à Toulouse sur la terrasse du Laboratoire d'Aérodologie en juillet et août 2007. La seconde a lieu à Saint-Denis de la Réunion depuis octobre 2007. Chaque campagne a permis d'obtenir une vingtaine de journées de mesures.

Nous avons détaillé les paramètres utilisés pour l'analyse des données et présenté les premiers spectres mesurés. Les mesures à La Réunion ont été problématiques pour des raisons d'interférences avec le réseau de téléphonie locale, ce qui nous a obligé à rejeter les canaux proches du centre de la raie. De plus, une oscillation probablement causée par un obstacle dans la ligne de visée vient perturber le spectre.

La restitution des premiers profils montre pour les mesures effectuées à Toulouse un domaine de restitution optimal journalier allant de 30 km à 60 km avec une résolution verticale allant de 10 à 20 km, en augmentant avec l'altitude. Le nombre d'éléments indépendants sur la verticale est de $\sim 2,5$. L'erreur provenant de la mesure sur les profils restitués est de $\sim 0,8$ ppmv ($\sim 15\%$) à toutes les altitudes. La limite basse du domaine de restitution optimal peut descendre jusqu'à 25 km d'altitude lorsque l'on moyenne les profils verticaux sur les 17 jours de mesure.

La première comparaison sur la journée du 12 juillet 2007 à Toulouse avec l'instrument spatial MLS fait état d'un bon accord entre les mesures de MobRa et de MLS, notamment sur le domaine vertical 30-60 km où la différence relative est inférieure à 5%. Aux plus basses altitudes, la différence entre MobRa et MLS atteint environ -20% à 30 km. Cette différence est néanmoins

très fortement atténuée lorsque tous les profils de la campagne de mesures sont moyennés. Le biais mensuel entre MobRa et MLS convolué est alors inférieur à 5 % à toutes les altitudes.

Les inversions sur les spectres mesurés à Saint-Denis de la Réunion montrent des caractéristiques relativement similaires aux mesures à Toulouse, mais avec une résolution verticale légèrement accrue par le temps d'intégration quotidien plus important. Par contre, une forte oscillation négative apparaît sur les profils verticaux aux alentours de 35 km d'altitude, entraînant une différence de $\sim 40\%$ avec MLS. On signalera qu'un signal cohérent est systématiquement détecté dans les résidus, soulignant que le modèle direct ne reproduit pas statistiquement la mesure. Les profils verticaux de MobRa entre 40 et 60 km d'altitude présentent un accord de $\sim 10\%$ avec MLS, et de l'ordre de 5% avec MLS convolué.

Il est intéressant de noter que les profils de vapeur d'eau *a priori* sous-estiment d'environ 20 à 30 % la vapeur d'eau dans l'atmosphère moyenne par rapport aux mesures de MLS. Malgré ce biais important, les profils restitués à partir des mesures de MobRa tendent à confirmer cette sous-estimation du modèle opérationnel de l'ECMWF et de la climatologie Odin basée sur les mesures de l'instrument HALOE sur la plateforme UARS.

La différence entre MobRa et MLS dans la basse stratosphère est très probablement induite par la contamination de la contribution résiduelle $T_{b,res}$ provenant de l'émission résiduelle de la troposphère et de la ligne de base instrumentale. Une meilleure caractérisation de $T_{b,res}$ devrait permettre d'améliorer la restitution de H₂O dans la basse stratosphère.

Conclusions et perspectives

Synthèse

Développement instrumental

Nous avons présenté dans cette thèse les travaux qui ont abouti à la mise en service de MobRa, un radiomètre micro-onde au sol mesurant l'émission de la transition rotationnelle des molécules de vapeur d'eau à 22,235 GHz pour estimer des profils strato-mésosphériques de vapeur d'eau.

Nous avons présenté les principes de la mesure de la raie de vapeur d'eau à 22,235 GHz par permutation de visée $[S - R]$ par le radiomètre MobRa, et les modifications et améliorations apportées sur le prototype original développé à l'Observatoire de Bordeaux. La structure mécanique a été modifiée, avec le remplacement du capot en plexiglas par une charge équilibrée diélectrique réduisant fortement les ondes stationnaires et permettant de viser à toutes les élévations entre 0 et 90°. Un moteur de translation a été ajouté pour minimiser ces ondes stationnaires. Les autres modifications concernent les méthodes de mesure et de calibration, notamment une nouvelle méthode de calibration en élévation semi-automatisée ont été mises en place. Une étude a permis de mesurer la course optimale du système de translation et ainsi d'optimiser la minimisation des ondes stationnaires.

Grâce à ces améliorations apportées au niveau de la mécanique et des procédures d'observation de la raie de vapeur d'eau, l'instrument MobRa du Laboratoire d'Aérodynamique est à présent opérationnel. A l'heure actuelle l'absence d'un capot motorisé relié à un détecteur de pluie pour arrêter et protéger l'instrument en cas de précipitations est la dernière limitation à l'automatisation totale de MobRa, mais est en cours de conception dans l'atelier de mécanique.

Nous avons détaillé la méthode permettant de calibrer les spectres $[S - R]$ en unité de température de brillance. Cette calibration met en évidence le fait que la mesure $[S - R]$ est insensible aux variations de la température de bruit de récepteur T_{rec} .

Une attention particulière a été portée au filtrage des spectres, basé sur les variations journalière de l'intensité des spectres calibrés, pour éviter de propager les éventuelles instabilités instrumentales dans les spectres moyennés.

Nous avons exposé comment les propriétés de la troposphère étaient estimées. Une méthode de détermination de l'opacité zénithale de la troposphère à partir de balayages en élévation de l'atmosphère a été implémentée et validée. Cette méthode permet d'utiliser par défaut le ciel comme charge froide et donc de se passer d'azote liquide dans le but de rendre MobRa aussi automatisé que possible. L'utilisation d'un modèle de transfert radiatif pour simuler la mesure a permis de conclure que la prise en compte de la largeur du faisceau du cornet était essentielle dans la détermination des propriétés de la troposphère.

Enfin, nous avons présenté la méthode utilisée pour corriger les spectres calibrés $[S - R]$ pour l'atténuation troposphérique et l'élévation de la mesure. Cette correction est nécessaire pour pouvoir moyenner les spectres individuels sur la journée afin de réduire le bruit instrumental. Au final, nous obtenons des spectres calibrés, corrigés et moyennés pouvant être utilisés pour restituer l'information sur la quantité de vapeur d'eau dans l'atmosphère moyenne.

Le code de transfert radiatif nous permet de modéliser la mesure telle qu'observée par le radiomètre MobRa. Nous avons utilisé pour simuler le transfert radiatif l'outil MOLIERE, initialement développé pour la restitution des profils verticaux mesurés par le satellite Odin. Ce modèle inclut, en plus du calcul des coefficients d'absorption et de la température de brillance, la géométrie spécifique de mesure, la simulation du lobe d'antenne et du spectromètre, la prise en compte de lignes de base comme somme de différentes fonctions mathématiques.

La méthode de l'estimation optimale (OEM) implémentée dans le module d'inversion de MOLIERE est utilisée pour restituer les profils verticaux. Couplé à un schéma itératif du type Levenberg-Marquard, cet outil permet d'estimer l'information atmosphérique ainsi que la ligne de base même dans des conditions non linéaires (forte opacité). En plus de l'inversion, cet outil calcule un ensemble de matrices de diagnostic qui caractérisent la qualité de l'inversion, en terme d'erreur sur la mesure ou de résolution verticale.

Les simulations effectuées montrent que théoriquement, dans sa configuration actuelle, MobRa est capable de restituer de l'information sur une plage d'altitude comprise entre 25 et 60 km, avec une résolution verticale de 10 km vers 25 km d'altitude, se dégradant jusqu'à 20 km à 60 km d'altitude.

Mesures et validations préliminaires

Nous avons présenté les premiers résultats de restitution de profils verticaux par l'instrument MobRa. Les données de deux campagnes de mesures ont pu être analysées. La première a eu lieu à Toulouse sur la terrasse du Laboratoire d'Aérodynamique en juillet et août 2007. La seconde a eu lieu à Saint-Denis de la Réunion depuis octobre 2007. Chaque campagne a permis d'obtenir une vingtaine de journées de mesures.

Nous avons détaillé les paramètres utilisés pour l'analyse des données et présenté les premiers spectres mesurés. Les mesures à La Réunion sont perturbées par des interférences avec le réseau de téléphonie local, ce qui nous oblige à rejeter les canaux proches du centre de la raie. De plus, une oscillation probablement causée par un obstacle dans la ligne de visée vient contaminer le spectre.

La restitution des premiers profils montre, pour les mesures effectuées à Toulouse, un domaine de restitution optimal allant de 30 km à 60 km avec une résolution verticale allant de 12 à 20 km. Le nombre d'éléments indépendants sur la verticale est de $\sim 2,5$. L'erreur provenant de la mesure sur les profils restitués est de ~ 0.8 ppmv ($\sim 15\%$) à toutes les altitudes.

La première comparaison sur la journée du 12 juillet 2007 à Toulouse avec l'instrument spatial MLS fait état d'un bon accord entre les mesures de MobRa et de MLS, notamment sur le domaine vertical 35-60 km où la différence relative est inférieure à 5 %. Aux plus basses altitudes, la différence entre MobRa et MLS atteint environ 15 % à 30 km.

Cette différence est néanmoins très fortement atténuée lorsque les profils sont moyennés sur toute la période de mesure (une quinzaine de jours). Le biais entre MobRa et MLS convolué par les fonctions de balayage et le profil *a priori* est alors inférieur à 5 % de 20 à 60 km d'altitude.

Les inversions sur les spectres mesurés à Saint-Denis de la Réunion, réalisées avec des paramètres d'inversion très proches de ceux utilisés à Toulouse, montrent des caractéristiques relativement similaires aux mesures de Toulouse, mais avec une résolution verticale légèrement accrue par le temps d'intégration quotidien plus important. Néanmoins, une oscillation négative apparaît aux alentours de 35 km d'altitude, entraînant une différence de $\sim 40\%$ avec MLS. Les mesures de MobRa entre 40 et 60 km d'altitude présentent un accord de $\sim 10\%$ avec MLS, et de l'ordre de 5% avec MLS convolué.

La différence entre MobRa et MLS dans la basse stratosphère est très probablement induite par la contamination de la contribution résiduelle $T_{b,res}$ provenant de l'émission résiduelle de la troposphère et de la ligne de base instrumentale. Une meilleure caractérisation de $T_{b,res}$ devrait permettre d'améliorer la restitution de H_2O dans la basse stratosphère.

Il est intéressant de noter que les profils de vapeur d'eau *a priori* sous-estiment d'environ 20 à 30 % la vapeur d'eau dans l'atmosphère moyenne par rapport aux mesures de MLS. Malgré ce biais important, les profils restitués à partir des mesures de MobRa tendent à confirmer cette sous-estimation du modèle opérationnel de l'ECMWF et de la climatologie Odin.

Perspectives

Amélioration de la restitution

La température de bruit de l'instrument est telle qu'il est théoriquement possible d'obtenir au moins un profil de vapeur d'eau par jour. Néanmoins, les premières restitutions ont montré la présence d'oscillations sur les profils verticaux dans le cas de spectres journaliers à Toulouse. Par contre, le profil moyenné sur toute la période de mesure (~ 15 jours) est stable. Il est important d'identifier la source de ces oscillations pour pouvoir stabiliser la restitution.

Les perturbations sur le spectre (émissions du réseau de téléphonie mobiles, contamination par un signal cohérent) semblent être la source de l'oscillation systématique à 35 km d'altitude observée sur les profils verticaux restitués à Saint-Denis de la Réunion.

Deux voies sont à explorer : i) la caractérisation des réflexions sur la charge équilibrée diélectrique et ii) la modélisation de la contribution troposphérique résiduelle.

Nous avons vu que les profils *a priori* de vapeur d'eau provenant de l'ECMWF et de la climatologie Odin sous-estimaient systématiquement les profils restitués par MobRa et par MLS. L'utilisation de profils *a priori* plus proche de l'état de l'atmosphère mesuré par MobRa pourrait permettre d'obtenir des mesures présentant moins d'oscillations.

Validations des données

Mobra est un instrument destiné à réaliser des mesures sur le long terme (plusieurs années). Il doit dans le futur remplir les conditions de stabilité et de validation pour faire partie du réseau NDACC. Pour cela, des mesures en un lieu géographique donné pendant une période suffisamment longue sont nécessaires pour mettre en évidence les variations saisonnières. Une comparaison simultanée avec des instruments satellite, des instruments au sol (autres radiomètres, LiDAR) et avec des sorties de modèles globaux tels que MOCAGE permettrait d'avoir une bonne vision de la pertinence des jeux de données disponibles.

Installation du Radiomètre Dodo

Un autre radiomètre micro-onde, le radiomètre *Dodo* est en cours de réalisation. Cet instrument, dont le principe de fonctionnement est basé sur les méthodes de mesures mises au point avec MobRa, équipera le futur Observatoire de Physique de l'Atmosphère de la Réunion (OPAR) qui sera bâti en haut du Piton Maïdo en 2010. L'annexe A présente les caractéristiques et l'état d'avancement de cet instrument, ainsi que les premières simulations de restitution.

Exploitation scientifique

Outre l'intérêt de MobRa pour mesurer les tendances de vapeur d'eau à long terme, le couplage de MobRa et de Dodo avec des radiomètres profileurs troposphériques et avec d'autres sources de mesures de la vapeur d'eau tels que les radiosondages, des lidars et des mesures satellites permettront de réaliser des études statistiques sur les mécanismes de transport de la vapeur d'eau, notamment aux tropiques.

Bibliographie

- Appenzeller, C., J. R. Holton, et K. H. Rosenlof, 1996. Seasonal variation of mass transport across the tropopause. *J. Geophys. Res.*, 101:15071–15078. doi:10.1029/96JD00821.
- Arzner, K. et R. Peter, 1997. Review and intercomparison of retrieval methods for sub-mm limb sounding - WP 2000 of ESTEC Contract No 11979/97/NL/CN. IAP Research Report 1997-06, Institut für angewandte Physik, Universität Bern, Bern, Switzerland.
- Baron, P., 1999. *Développement et validation du code MOLIERE: Chaîne de traitement des mesures micro-ondes du satellite Odin*. Thèse de doctorat, Université Bordeaux 1.
- Benz, A. O., P. C. Grigis, V. Hungerbühler, H. Meyer, C. Monstein, B. Stuber, et D. Zardet, 2005. A broadband FFT spectrometer for radio and millimeter astronomy. *A&A*, 442:767–773. doi:10.1051/0004-6361:20053568.
- Brasseur, G. et S. Solomon, 1986. *Aeronomy of the Middle Atmosphere, second edition*. D. Reidel.
- Brewer, A. W., 1949. Evidence for a world circulation provided by the measurements of helium and water vapour distribution in the stratosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 75:351–363.
- Chandrasekhar, S., 1960. *Radiative Transfer*. Dover, New York.
- Delmas, R., G. Mégie, et V.-H. Peuch, rédacteurs, 2005. *Physique et chimie de l'atmosphère*. Belin. ISBN 978-2-7011-3700-1.
- Deuber, B. et N. Kämpfer, 2004. Minimized standing waves in microwave radiometer balancing calibration. *Radio Science*, 39.
- Deuber, B., N. Kämpfer, et D. Feist, 2004. A new 22-ghz radiometer for middle atmospheric water vapour profile measurements. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 42(5):974–984.
- Dobson, G. M. B., A. W. Brewer, et B. Cwilong, 1946. Meteorology of the lower stratosphere. *Proc. Roy. Soc., Series A*, 185:144–175.
- Dupuy, E., 2005. *Etude du monoxyde de carbone dans l'atmosphère moyenne à partir des observations de l'instrument Odin/SMR*. Thèse de doctorat, Université Bordeaux 1.
- Dupuy, É., J. Urban, P. Ricaud, É. Le Flochmoën, N. Lautié, D. Murtagh, J. De La Noë, L. El Amraoui, P. Eriksson, P. Forkman, U. Frisk, F. Jégou, C. Jiménez, et M. Olberg, 2004. Strato-mesospheric measurements of carbon monoxide with the odin sub-millimetre radiometer: Retrieval and first results. *Geophys. Res. Lett.*, 31:20101–+. doi:10.1029/2004GL020558.

- Dvortsov, V. L. et S. Solomon, 2001. Response of the stratospheric temperatures and ozone to past and future increases in stratospheric humidity. *J. Geophys. Res.*, 106:7505–7514. doi:10.1029/2000JD900637.
- Emrich, A. J., 1992. Spectrometers and receiver systems for ground, balloon and satellite based (sub)millimetre radio astronomy. Rapport technique, Chalmers Technical University.
- Eriksson, P., 2002. The verdandi database. Rapport technique, Chalmers University.
- Forkman, P., P. Eriksson, et A. Winnberg, 2003. The 22 ghz radio-aeronomy receiver at onsala space observatory. *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 77(1):23–42.
- Forkman, P., P. Eriksson, A. Winnberg, R. R. Garcia, et D. Kinnison, 2003. Longest continuous ground-based measurements of mesospheric CO. *Geophys. Res. Lett.*, 30:39–1. doi:10.1029/2003GL016931.
- Forster, P. M. d. F. et K. P. Shine, 2002. Assessing the climate impact of trends in stratospheric water vapor. *Geophys. Res. Lett.*, 29:10–1.
- Froidevaux, L., N. J. Livesey, W. G. Read, Y. B. Jiang, C. Jimenez, M. J. Filipiak, M. J. Schwartz, M. L. Santee, et H. C. Pumphrey, 2006. Early validation analyses of atmospheric profiles from EOS MLS on the Aura satellite. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 44(5):1106–1121.
- Golchert, S., 2006. Radiometer for atmospheric measurements web site.
- Goldsmith, P. F., 1998. *Quasioptical systems*. IEEE Press. ISBN 0-7803-3439-6, 0-412-83940-7.
- Haefele, A., 2005. *Atmosphärische Wasserdampfprofile von 0-60 km aus optimierter Kombination von Mikrowellendaten und Ballonsondierungen*. Thèse de maître, Philosophisch-Naturwissenschaftliche Fakultät, Universität Bern, Bern, Switzerland.
- Haefele, A., 2008. On tipping curve calibration and tropospheric correction for a 22 ghz spectro-radiometer. IAP Research Report, Institut für angewandte Physik, Universität Bern, Bern, Switzerland.
- Han, Y. et E. R. Westwater, 2000. Analysis and improvement of tipping calibration for ground-based microwave radiometers. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 38(3):1260–1276.
- Holton, J. R., P. H. Haynes, M. E. McIntyre, A. R. Douglass, R. B. Rood, et L. Pfister, 1995. Stratosphere-troposphere exchange. *Reviews of Geophysics*, 33:403–439.
- IPCC, 2007. *Climate Change 2007, the IPCC Fourth Assessment Report*. WMO.
- Jacquinet-Husson, N., N. A. Scott, A. Chedin, K. Garceran, R. Armante, A. A. Chursin, A. Barbe, M. Birk, L. R. Brown, et C. Camy-Peyret, 2005. The 2003 edition of the geisa/iasi spectroscopic database. *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 95(4):429–467.
- Janssen, M. A., rédacteur, 1993. *Atmospheric Remote Sensing by Microwave Radiometry*. John Wiley.
- Kley, D., J. M. Russel III, et C. Philips, rédacteurs, 2000. *SPARC Assessment of Upper Tropospheric and Stratospheric Water Vapour, WCRP N° 113, WMO/TD-N° 1043*. WMO.

- Kraus, J., 1966. *Radio Astronomy*. Cygnus Quasar books.
- Kurylo, M. et S. Solomon, rédacteurs, 1990. *Network for the Detection of Stratospheric Change: A status and implementation report*. WMO.
- Lambert, A., W. G. Read, N. J. Livesey, M. L. Santee, G. L. Manney, L. Froidevaux, D. L. Wu, M. J. Schwartz, H. C. Pumphrey, C. Jimenez, G. E. Nedoluha, R. E. Cofield, D. T. Cuddy, W. H. Daffer, B. J. Drouin, R. A. Fuller, R. F. Jarnot, B. W. Knosp, H. M. Pickett, V. S. Perun, W. V. Snyder, P. C. Stek, R. P. Thurstans, P. A. Wagner, J. W. Waters, K. W. Jucks, G. C. Toon, R. A. Stachnik, P. F. Bernath, C. D. Boone, K. A. Walker, J. Urban, D. Murtagh, J. W. Elkins, et E. Atlas, 2007. Validation of the Aura Microwave Limb Sounder middle atmosphere water vapor and nitrous oxide measurements. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 112:24–+. doi:10.1029/2007JD008724.
- Lecacheux, A., C. Rosolen, P. Dierich, et G. Paubert, 1993. Acousto-optical spectrometers for broadband millimeter radioastronomy at I.R.A.M. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 14:169–184.
- Livesey, N. J. et W. G. Read, 2007. Mls version 2.2 level 2 data quality and description document.
- Mote, P. W., K. H. Rosenlof, M. E. McIntyre, E. S. Carr, J. C. Gille, J. R. Holton, J. S. Kinnersley, H. C. Pumphrey, J. M. Russell, III, et J. W. Waters, 1996. An atmospheric tape recorder: The imprint of tropical tropopause temperatures on stratospheric water vapor. *J. Geophys. Res.*, 101:3989–4006. doi:10.1029/95JD03422.
- Motte, E., P. Ricaud, B. Gabard, M. Niclas, et F. Gangneron, 2008. A 22-ghz mobile radiometer (MobRa) for the study of middle atmospheric water vapor. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*. Submitted.
- Murtagh, D., U. Frisk, F. Merino, M. Ridal, A. Jonsson, J. Stegman, G. Witt, P. Eriksson, C. Jiménez, G. Megie, J. de La Noë, P. Ricaud, P. Baron, J. R. Pardo, A. Hauchcorne, E. J. Llewellyn, D. A. Degenstein, R. L. Gattinger, N. D. Lloyd, W. F. J. Evans, I. C. McDade, C. S. Haley, C. Sioris, C. von Savigny, B. H. Solheim, J. C. McConnell, K. Strong, E. H. Richardson, G. W. Leppelmeier, E. Kyrölä, H. Auvinen, et L. Oikarinen, 2002. Review: An overview of the Odin atmospheric mission. *Can. J. Phys.*, 80:309–319.
- NDACC, 2007. NDACC web site, <http://www.ndsc.ncep.noaa.gov>.
- Nedoluha, G. E., R. M. Bevilacqua, R. M. Gomez, D. L. Thacker, W. B. Waltman, et T. A. Pauls, 1995. Ground-based measurements of water vapor in the middle atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 100(9):2927–2939.
- Newell, R. E. et S. Gould-Stewart, 1981. A stratospheric fountain? *Journal of Atmospheric Sciences*, 38:2789–2796.
- Oltmans, S. J. et D. J. Hofmann, 1995. Increase in lower-stratospheric water vapour at a mid-latitude northern hemisphere site. *Nature*, 374(6518):146–149.
- Pardo, J. R., J. Cernicharo, E. Lellouch, et G. Paubert, 1996. Ground-based measurements of middle atmospheric water vapor at 183 ghz. *J. Geophys. Res.*, 101:28723–28730. doi:10.1029/96JD02687.

- Parrish, A., R. L. Dezafrá, P. M. Solomon, et J. W. Barrett, 1988. A ground-based technique for millimeter wave spectroscopic observations of stratospheric trace constituents. *Radio Science*, 23:106–118.
- Pickett, H. M., R. L. Poynter, E. A. Cohen, M. L. Delitsky, J. C. Pearson, et H. S. P. Muller, 1998. Submillimeter, millimeter, and microwave spectral line catalog. *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 60(5):883–890.
- Pozar, D. M., 2000. *Microwave and RF Design of Wireless Systems*. Wiley.
- Radford, H. E., M. M. Litvak, C. A. Gottlieb, E. W. Gottlieb, S. K. Rosenthal, et A. E. Lilley, 1977. Mesospheric water vapor measured from ground-based microwave observations. *J. Geophys. Res.*, 82(11):472–478.
- Ricaud, P., D. Alexandre, B. Barret, E. Le Flochmoën, E. Motte, G. Berthet, F. Lefevre, et D. Murtagh, 2007a. Measurements of mid-stratospheric formaldehyde from the odin/smr instrument. *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 107(1):91–104.
- Ricaud, P., P. Baron, et J. La Noë, 2004. Quality assessment of ground-based microwave measurements of chlorine monoxide, ozone, and nitrogen dioxide from the NDSC radiometer at the Plateau de Bure. *Ann. Geophys.*, 22:1903–1915.
- Ricaud, P., B. Barret, J.-L. Attié, E. Le Flochmoën, E. Motte, H. Teyssède, V.-H. Peuch, N. Livesey, A. Lambert, et J.-P. Pommereau, 2007b. Impact of land convection on troposphere-stratosphere exchange in the tropics. *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, 7(2):3269–3300. ISSN 1680-7367.
- Ricaud, P., J. Brillet, J. de La Noe, et J. P. Parisot, 1991. Diurnal and seasonal variations of stratomesospheric ozone - Analysis of ground-based microwave measurements in Bordeaux, France. *J. Geophys. Res.*, 96:18617–+.
- Rodgers, C. D., 2000. *Inverse methods for atmospheric sounding: Theory and practise*. World Scientific Publishing, 1st édition.
- Rosenlof, K. H., 2003. ATMOSPHERIC SCIENCE: How Water Enters the Stratosphere. *Science*, 302(5651):1691–1692. doi:10.1126/science.1092703.
- Rosenlof, K. H., E.-W. Chiou, W. P. Chu, D. G. Johnson, K. K. Kelly, H. A. Michelsen, G. E. Nedoluha, E. E. Remsberg, G. C. Toon, et M. P. McCormick, 2001. Stratospheric water vapor increases over the past half-century. *Geophys. Res. Lett.*, 28:1195–1198. doi:10.1029/2000GL012502.
- Rothman, L. et al., 2003. The HITRAN molecular spectroscopic database: edition of 2000 including updates through 2001. *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*.
- Scherer, M., H. Vömel, S. Fueglistaler, S. J. Oltmans, et J. Staehelin, 2007. Trends and variability of midlatitude stratospheric water vapour deduced from the re-evaluated boulder balloon series and haloe. *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, 7(5):14511–14542. ISSN 1680-7367.
- Schieder, R. et C. Kramer, 2001. Optimization of heterodyne observations using Allan variance measurements. *A&A*, 373:746–756. doi:10.1051/0004-6361:20010611.

- Schneider, N., O. Lezeaux, J. de La Noë, J. Urban, et P. Ricaud, 2003. Validation of ground-based observations of stratomesospheric ozone. *J. Geophys. Res.*, 108:4540. doi:10.1029/2002JD002925.
- Sherwood, S. C. et A. E. Dessler, 2000. On the control of stratospheric humidity. *Geophys. Res. Lett.*, 27:2513–2516. doi:10.1029/2000GL011438.
- Siegman, A. E., rédacteur, 1986. *Lasers*. University Science books.
- Thacker, D. L., R. M. Bevilacqua, W. B. Waltman, T. A. Pauls, R. M. Gomez, G. E. Nedoluha, et P. Schwartz, 1995. Ground-based sensing of water vapor in the stratosphere and mesosphere. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 44(2):355–359.
- Ulaby, F. T., R. K. Moore, et A. F. Kung, 1981. *Microwave Remote Sensing: Active and Passive*, tome Volume 1: Microwave Remote Sensing Fundamentals and Radiometry. Artech House inc.
- Urban, J., P. Baron, N. Lautié, K. Dassas, N. Schneider, P. Ricaud, et J. de La Noë, 2003. Moliere (v5): A versatile forward- and inversion model for the millimeter and sub-millimeter wavelength range. *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 83(3-4):529–554.
- Urban, J., N. Lautié, E. Le Flochmoën, D. Murtagh, P. Ricaud, J. De La Noë, E. Dupuy, A. Drouin, L. El Amraoui, P. Eriksson, U. Frisk, C. Jiménez, E. Kyrölä, E. J. Llewellyn, G. Mégie, L. Nordh, et M. Olberg, 2004. The northern hemisphere stratospheric vortex during the 2002-03 winter: Subsidence, chlorine activation and ozone loss observed by the Odin Sub-Millimetre Radiometer. *Geophys. Res. Lett.*, 31:7103–+. doi:10.1029/2003GL019089.
- Van Vleck, J. H. et V. F. Weisskopf, 1945. On the shape of collision-broadened lines. *Rev. Mod. Phys.*, 17(2-3):227–236. doi:10.1103/RevModPhys.17.227.
- Vasic, V., D. G. Feist, S. Müller, et N. Kämpfer, 2005. An airborne radiometer for stratospheric water vapor measurements at 183 ghz. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 43-7.
- Villanueva, G., P. Hartogh, et L. Reindl, 2003. Microwave technologies for sofia’s high resolution spectrometer. Dans *Microwave Conference, 2003. 33rd European*, tome 2, pages 547–550 vol.2.
- Weatherhead, E. C. et S. B. Andersen, 2006. The search for signs of recovery of the ozone layer. *Nature*, 441:39–45. doi:10.1038/nature04746.

Annexes

Annexe A : Page 151 - Spécifications du radiomètre Dodo

Annexe B : Page 157 - MobRa : Article instrumental

A 22-GHz Mobile Microwave Radiometer (MobRa) for the Study of Middle Atmospheric Water Vapor *E. Motte, P. Ricaud, B. Gabard, M. Niclas, and F. Gangneron*
Submitted to IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, revised January 2008.

Annexe A : Le Radiomètre Dodo

Contexte

Comme cela a été évoqué dans l'introduction de cette thèse, il y a un manque de mesures de vapeur d'eau stratomésosphérique depuis le sol aux latitudes tropicales. C'est pourtant un lieu clé des échanges entre la troposphère et la stratosphère.

L'Île de la Réunion a une situation géographique privilégiée pour l'observation de ces processus, étant située à 20° de latitude sud. La présence actuelle du Laboratoire de l'Atmosphère et des Cyclones (LACy) au sein de l'université de la Réunion, et la construction en 2010 de l'Observatoire de Physique de l'Atmosphère de la Réunion en haut du Piton Maïdo (2200 m) garantit le support scientifique et logistique requis pour des campagnes de mesures sur le long terme.

Depuis 2004, un contrat a été signé pour la conception d'un radiomètre micro-onde, dédié à la mesure de la vapeur d'eau sur le long terme à la Réunion, fonctionnant selon le même principe que l'instrument MobRa.

Dans cette thèse, nous avons aperçu les limitations de MobRa, inhérentes à sa conception initiale et à sa taille réduite. Ces limitations se situent notamment au niveau du cornet compact possédant un lobe d'antenne large, à la structure compacte propice aux réflexions entraînant l'apparition d'ondes stationnaires, et au circuit de réception électronique dont les performances peuvent être encore améliorées avec des composants plus récents et une stabilisation en température efficace.

En partant de ces constats, le cahier des charges pour le futur instrument de la Réunion, le *radiomètre Dodo* a été établi, et les premiers développements ont commencé dans le cadre de cette thèse. Nous présentons dans cette annexe l'état d'avancement de la conception du radiomètre Dodo.

Développements

Système de visée

Pour améliorer la précision de la visée et réduire la dépendance des mesures à la forme du faisceau, nous avons fait construire un cornet par l'observatoire d'Onsala en Suède (Fig. 5.22). Ce cornet a une largeur de faisceau à mi-hauteur de 6°, à comparer avec les 12° de MobRa. Son diagramme de rayonnement estimé par le concepteur est visible sur la Fig. 5.23.



FIG. 5.22 – Cornet du radiomètre Dodo.

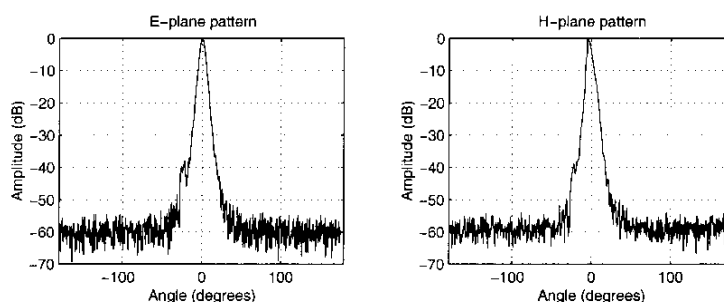


FIG. 5.23 – Diagramme de rayonnement du cornet du radiomètre Dodo.

En fonction des caractéristiques du cornet, le système de visée incluant le miroir a été dimensionné. Les calculs ont été effectués pour que 99,9 % du faisceau considéré Gaussien soit réfléchi par le miroir. La Figure 5.24 montre la modélisation en Conception Assistée par Ordinateur (CAO) du système de visée.

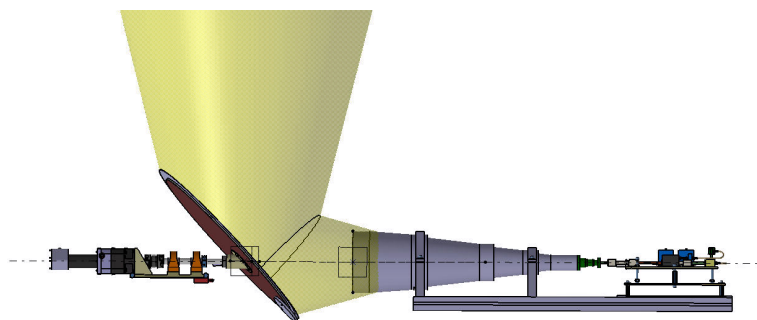


FIG. 5.24 – Modélisation par CAO du faisceau et du système de visée.

Plusieurs paramètres ont été pris en compte à partir de l'expérience de MobRa pour la conception du système de pointage :

- équilibrage statique avec contrepoids et structure en NIDA (nid d'abeille)
- protection aux intempéries (aluminium alodiné)
- amélioration sensible de la précision de positionnement (jeu mécanique de moins de $0,1^\circ$)
- amélioration du système d'entraînement mécanique (guidage sur paliers, moteur couplé à un réducteur)

Suite à la validation de ce modèle, la fabrication du miroir et du système de rotation a été réalisée. La Figure 5.25 montre le système de pointage de Dodo.

Le spectromètre FFT

Un nouveau spectromètre de marque Aquiris basé sur un Field Programmable Gate Array (FPGA) permettant de réaliser des transformées de Fourier Rapide sur 1 GHz de bande passante a été acheté pour analyser le signal atmosphérique. Plus stable que l'AOS de MobRa (variance d'Allan de l'ordre de 100 secondes), cet instrument permet de numériser jusqu'à 1 GHz de bande passante entre 0 et 1 GHz, avec une résolution de 64 kHz (contre 1,1 MHz pour MobRa). Cette résolution accrue par rapport à l'AOS doit permettre de restituer de l'information jusqu'à des altitudes de 75-80 km (voir Fig. 4.1).



FIG. 5.25 – Miroir du Radiomètre Dodo.

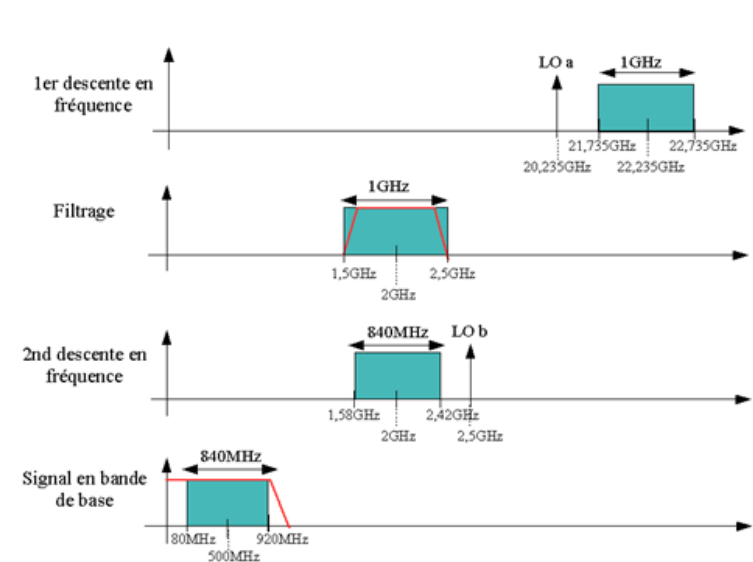


FIG. 5.26 – Principe de double descente en fréquence.

Nouveau circuit de réception hyperfréquences

Pour transposer l'émission de l'atmosphère mesurée à 22 GHz dans la bande d'analyse du spectromètre, nous réalisons une double descente en fréquence (Fig. 5.26). De plus, cette double descente nous permet d'avoir une première fréquence intermédiaire compatible avec la bande de mesure de l'AOS. La Figure 5.27 montre le diagramme général du système de réception hyper fréquence, et les Figures 5.28 et 5.29 détaillent les composants présents respectivement dans les front-end (première partie du récepteur, situé à l'extérieur) et dans le back-end (deuxième partie du récepteur, situé à l'intérieur avec le spectromètre).

La Figure 5.30 récapitule le calcul de la température de bruit du récepteur estimée à partir des spécifications des composants. Avec les composants sélectionnés, la température de bruit estimée du Radiomètre Dodo devrait être de ~ 125 K (contre ~ 165 K pour MobRa). Les composants ont été achetés et assemblés et une première série de tests a validé les calculs théoriques.

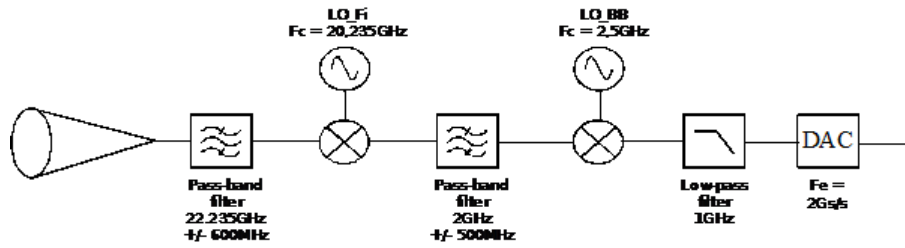


FIG. 5.27 – Diagramme simplifié de la double descente en fréquence de Dodo.

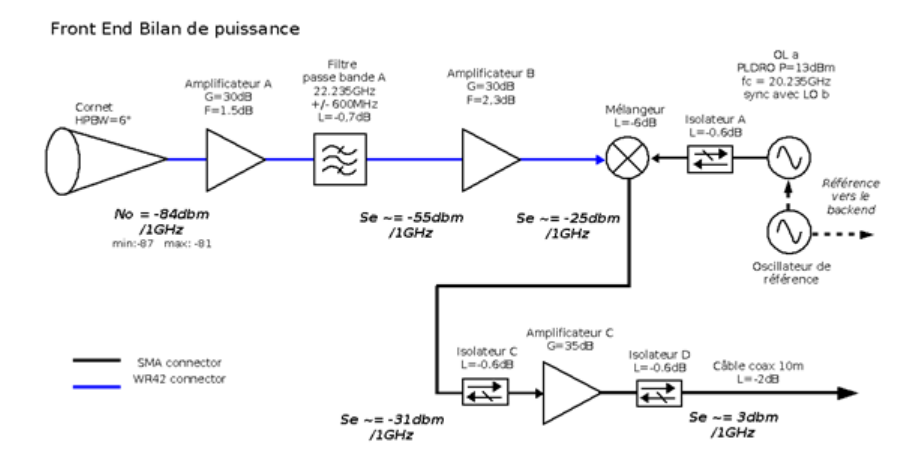


FIG. 5.28 – Schéma de l'électronique hyperfréquence du DodoRad (front-end).

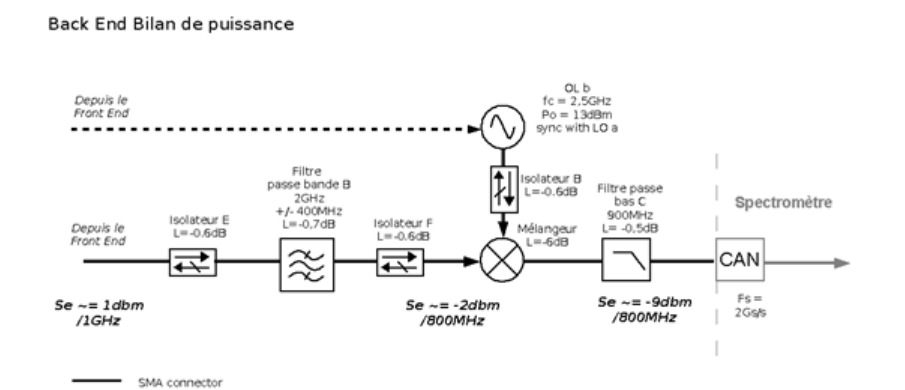


FIG. 5.29 – Schéma de l'électronique hyperfréquence du DodoRad (back-end).

Frontend RF / Backend		Gain		F		Te	Total Gain		Trec	P Signal		
		dB		dB		K	dB		K	dBm/GHz		
RF	Antenna											
	Guide adaptation cornet	-0,05	0,99	0,05	1,01	3,36	-0,05	9,89E-01	3,358	-83,98	-83,18	
	Ampli A1 22 GHz WR42-SMA	30	1000	1,5	1,41	119,64	29,95	9,89E+02	124,379	-54,03	-53,23	
	Filter A	-0,9	0,81	0,9	1,23	66,78	29,05	8,04E+02	124,447	-54,93	-54,13	
	Ampli B 22 GHz	30	1000	2,3	1,7	202,49	59,05	8,04E+05	124,699	-24,93	-24,13	
	Mixer A	-6,5	0,22	6	3,98	864,51	52,55	1,80E+05	124,700		-31,43	-30,63
IF	Isolateur C	-0,6	0,87	0,6	1,15	42,96	51,95	1,57E+05	124,700		-32,03	-31,23
	Ampli C 2GHz	35	3162,28	2,5	1,78	225,7	86,95	4,95E+08	124,702	2,97	3,77	
	Isolateur D	-0,6	0,87	0,6	1,15	42,96	86,35	4,32E+08	124,702	2,37	3,17	
	Isolateur E	-0,6	0,87	0,6	1,15	42,96	85,75	3,76E+08	124,702	1,77	2,57	
	Filter B	-0,7	0,85	0,7	1,17	50,72	85,05	3,20E+08	124,702	1,07	1,87	
	Isolateur F	-0,6	0,87	0,6	1,15	42,96	84,45	2,79E+08	124,702	0,47	1,27	
	Mixer B	-7	0,2	7	5,01	1163,44	77,45	5,56E+07	124,702		-6,53	-5,73
	Filter C	-0,5	0,89	0,5	1,12	35,39	76,95	4,95E+07	124,702		-7,03	-6,23

FIG. 5.30 – Calcul de la température de bruit du récepteur en fonction des composants.

Régulation thermique

L'utilisation de MobRa a mis en évidence la nécessité de réguler en température l'enceinte électronique de la partie front-end du radiomètre de manière linéaire. Un régulateur de type Proportionnel Intégral Dérivée (PID) sera utilisé sur le radiomètre Dodo pour atteindre une stabilité de l'ordre de ± 1 K. Un système de climatisation est prévu sur le Radiomètre Dodo pour assurer une température correcte de fonctionnement des composants (autour de 25°C) même lors de la saison estivale à l'Île de la Réunion.

Suite du développement

La conception du système de visée et la platine de réception hyperfréquence ont été réalisées. Les étapes restantes sont :

- la conception de la structure permettant de supporter les éléments,
- la réalisation du système de translation pour minimiser les ondes stationnaires,
- l'intégration d'un système de régulation en température dans le front-end,
- l'intégration des systèmes déjà conçus sur la structure,
- la conception d'un habitacle étanche.

Un ingénieur électronique et deux ingénieurs mécaniques ont pris le relais pour terminer la fabrication et les tests sur le radiomètre Dodo. L'instrument devrait être opérationnel au deuxième semestre 2008. Dès lors, il est prévu de faire une série de mesures comparatives avec MobRa avant de l'expédier à l'Île de la Réunion où il sera installé sur la terrasse de l'Université de Saint-Denis en attendant la construction de l'OPAR au Piton Maïdo.

Annexe B - MobRa : Article instrumental

A 22-GHz Mobile Microwave Radiometer (MobRa) for the Study of Middle Atmospheric Water Vapor *E. Motte, P. Ricaud, B. Gabard, M. Niclas, and F. Gangneron*
Submitted to IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, revised January 2008.

A 22-GHz Mobile Microwave Radiometer (MobRa) for the Study of Middle Atmospheric Water Vapor

E. Motte, P. Ricaud, B. Gabard, M. Niclas, and F. Gangneron

Université de Toulouse, Laboratoire d'Aérodynamique

CNRS UMR 5560

14 Avenue E. Belin, 31400 Toulouse, France

Email: erwan.motte@aero.obs-mip.fr

Abstract

We present a new compact and automated ground-based microwave mobile radiometer (MobRa) dedicated to the study of middle atmospheric water vapor, convenient for measurement, intercomparison and validation campaigns, especially in remote places. The instrument detects the $6_{16} - 5_{23}$ H_2O transition line at 22.235 GHz by means of balanced beam-switching observation of the atmosphere. Tipping curves are performed to estimate the tropospheric opacity. The sky is used as a cold load for calibration, minimizing the use of liquid nitrogen. The main technical issues are caused by the small horn antenna (beamwidth $\sim 12^\circ$) inducing large bias when using pencil-beam approximation for the calculation of elevation-dependent parameters. Numerical methods have been developed to include this effect in the data calibration process. Preliminary vertical profiles are retrieved with the Microwave Odin Line Estimation and REtrieval (MOLIERE) radiative transfer and inversion tool from 25 to 55 km with a vertical resolution of 10-20 km increasing with height, for an integration time of ~ 12 hours and a measurement error of $\sim 15\%$ (~ 0.8 ppmv). Preliminary comparisons with the spaceborne instrument Aura/Microwave Limb Sounder (MLS) show a good agreement ($\sim 5\%$) in the 35-55 km altitude range, whilst a negative bias is detected below (up to -30% at 25 km).

I. INTRODUCTION

Water Vapor (H_2O) is a key constituent of the middle atmosphere. It plays a major role in the energy balance of the Earth's atmosphere by emitting and absorbing in the infrared domain. It also takes part in several reactions involving ozone chemistry and in the formation of polar stratospheric clouds. Also, thanks to its long lifetime, H_2O can be used as a tracer of middle atmospheric dynamics. The concentration of middle atmospheric H_2O is governed by the oxidation of methane and by direct injection from the troposphere, particularly in the tropics as the main sources, and photolysis by solar Lyman- α radiation as the main

sink. Over the period 1980-2000, an increase in stratospheric water vapor has been observed by means of radiosoundings [1] and confirmed by remote sensing measurements [2]. Since 2001, a decrease in H₂O has been measured [3], whilst a recent reprocessing of *in situ* data minimizes the previously measured trends [4].

Some satellite instruments (e.g. Odin / Sub-millimeter Radiometer (SMR) [5], Aura / Microwave Limb Sounder (MLS) [6], ENVISAT / Michelson Interferometer for Passive Atmospheric Sounding (MIPAS) [7], MetOp / Infrared Atmospheric Sounding interferometer (IASI) [8]) measure H₂O in the stratosphere and/or in the troposphere and need ground-based measurements for validation.

The first ground-based measurements of middle atmospheric water vapor by observation of the 6₁₆-5₂₃ H₂O transition line at 22.235 GHz with microwave radiometers were performed in the late 1970s [9]. New measurement methods improving calibration and stability have been developed since ([10], [11]). For more than 20 years, the technology has been evolving, instrumental noise level has been drastically reduced, even with uncooled amplifiers, and spectrometers have increased in bandwidth and resolution. Nevertheless, relatively few ground-based instruments exist at present, mainly located in the mid- or high latitude regions, e.g. Water Vapor Millimeter-Wave Spectrometer (WVMS) instruments in California (USA), New Zealand and Hawaii (USA) [12], Onsala Radiometer in Gothenburg, Sweden [13], Middle Atmospheric Water Vapor Radiometer (MIAWARA) in Bern, Switzerland [14] and the Radiometer for Atmospheric Measurements (RAM) in Spitsbergen, Norway [15]. Most of them belong to the international Network for the Detection of Atmospheric Composition Change (NDACC) [16].

We present a new compact and automated ground-based radiometer for the study of middle atmospheric water vapor. MobRa (Mobile Radiometer) is at present the most compact and transportable instrument for measuring middle atmospheric H₂O. It uses a new technique for calibration of elevation and new analysis methods have been set up to account for its large beamwidth. Its home base is located at Lannemezan Atmospheric Research Center, France (43°N, 0.2°E, 580 m a.s.l.). MobRa is also a prototype for developing two other instruments to be installed i) at the Reunion Island Observatory on Maïdo summit (21°S, 55°E, 2100 m a.s.l.) in the Indian Ocean and ii) at the Dome C Concordia station in Antarctica (75°S, 123°E, 3200 m a.s.l.). The aim of this global project is to provide information about the long-term trends of water vapor at different latitudes in the scope of the NDACC.

The first part of this paper will describe the instrumental setup (sec. II) and the measurement and calibration principles (sec. III) with a particular focus on the specific methods required to cope with the large beamwidth caused by the reduced antenna size (sec. IV). The second part will deal with data analysis and retrievals (sec. V) and will present preliminary results (sec. V-C).

II. INSTRUMENT

A. Measurement principle

The MobRa instrument measures the intensity of the H₂O microwave emission line at 22.235 GHz. The shape of this spectral line is governed mainly by two processes: i) the temperature-dependent Doppler broad-



Fig. 1. The MobRa instrument for the measurement of middle atmospheric H₂O on the terrace of the Laboratoire d'Aérodologie, Toulouse, France.

ening and ii) the pressure-dependent collisional broadening [17]. In the atmosphere, as pressure decreases exponentially with height, the line shape is therefore related to the vertical distribution of the species. Inversion techniques can be used to retrieve vertical profiles from ground-based observations at only one observation angle. The maximum retrieval height is limited by the spectrometer resolution and the Doppler broadening effect to about 75-80 km at ~ 22 GHz [17], while the lowest retrieval height is limited by the instrument total bandwidth and the so-called baseline ripples.

In microwave radiometry, the intensity of radiation is often expressed in terms of *brightness temperature* T_b , proportional to the physical temperature of a blackbody emitting in the Rayleigh-Jeans approximation of the Planck Law [17]. The observed brightness temperature $T_{b,out}(\nu)$ at the location $s = s_{out}$ of the line of sight can be approximated by the radiative transfer equation [18] as a function of initial brightness temperature $T_{b,in}(\nu)$ at the location $s = s_{in}$, physical temperature of the medium, i.e. the atmosphere $T(s)$, and the absorption coefficient $\alpha(\nu, s)$ at the location s and frequency ν :

$$T_{b,out}(\nu) = T_{b,in}(\nu)e^{-\tau(\nu,s_{in})} + \int_{s_{out}}^{s_{in}} T(s)e^{-\tau(\nu,s)}\alpha(\nu, s) ds \quad (1)$$

where $\tau(\nu, s)$ is the optical depth or *opacity* defined as the integral of the absorption coefficient along the line of sight:

$$\tau(\nu, s) = \int_0^s \alpha(\nu, s') ds'. \quad (2)$$

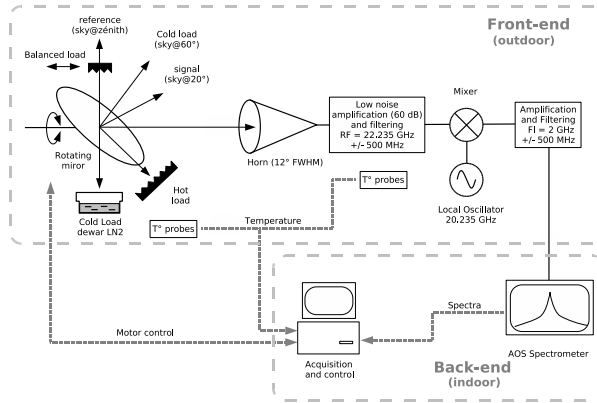


Fig. 2. The H₂O MobRa instrument block diagram.

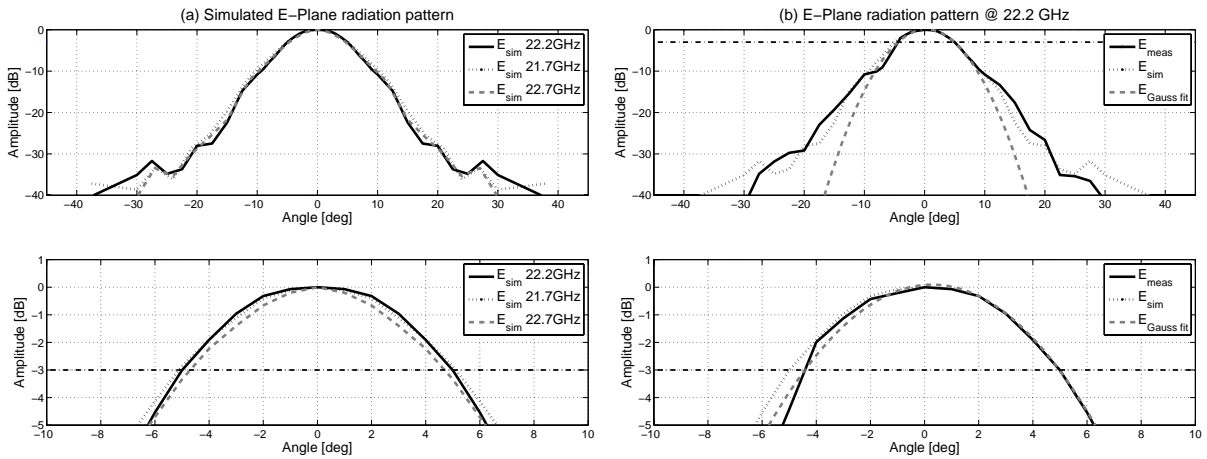


Fig. 3. Radiation patterns of the horn used by MobRa in the E-plane (vertical polarization). (a) Simulations for the center frequency, 22.2 GHz (solid line) and for the frequencies at the edge of the band: 21.7 (dotted line) and 22.7 GHz (dashed line). Top: whole beam. Bottom: zoom on the center of the beam. (b) Radiation patterns at 22.2 GHz: measured (solid line), simulated (dotted line), and modeled by a Gaussian function (dashed line). As for (a), lower panel is a zoom on the center of the beam. The horizontal dash-dotted line represents the -3 dB level.

B. Description of the instrument

The instrument is presented in Fig. 1 and the functional block diagram is shown in Fig. 2. It is a compact radiometer ($1 \times 1 \times 1.2 \text{ m}^3$, $\sim 100 \text{ kg}$), initially developed at the Laboratoire d'Astrodynamique, d'Astrophysique et d'Aéronomie de Bordeaux (L3AB), France, and designed to be easily transported. The instrument has undergone several major changes in the previous years in order to implement new measurement techniques and to improve the quality and stability of the measured signal. The current receiver is composed of a Potter horn having a theoretical beamwidth of $\sim 12^\circ$ FWHM, consistent with simulated and measured antenna patterns (Fig. 3), followed by an uncooled low noise High Electron Mobility Transistor (HEMT) amplifier

exhibiting a noise figure of 1.5. The heterodyne single-side band (SSB) mixing stage downconverts the signal to the intermediate frequency (IF) band 1.6-2.5 GHz. SSB filtering is achieved after the first amplification stage by a band-pass cavity filter centered at 22.235 GHz and having a bandwidth of 1 GHz. According to the vendor test sheets, the rejection in the image band is better than 32 dB (<0.1%). The total receiver noise temperature of the receiver T_{rec} is ~ 200 K SSB and the total front-end amplification is about 80 dB. The front-end is in a temperature-controlled shielded enclosure. The signal is analyzed by an acousto-optical spectrometer (AOS) having an effective bandwidth of 850 MHz on 1600 channels and an Allan variance stability of 10 s. The AOS detection threshold is -64 dBm, and its response is linear up to -50 dBm input power. A frequency calibration is performed every 2 weeks by injecting a Dirac-comb signal of known frequencies into the spectrometer. Control and acquisition routines are operated from a standard PC running Labview. Note that, at the present time, MobRa still needs a human intervention to be covered in case of rain. An automated mechanical roof commanded by a rain sensor is currently being designed in order for MobRa to be fully-automated.

C. Measurement method

1) *Beam-switching method*: The radiometer uses the balanced beam-switching method described in [10], i.e. measures the difference $[S - R]$ between a *signal beam* $[S]$ at low elevation, having a long pathlength in the atmosphere and a *reference beam* $[R]$ at high elevation. This method prevents the system from being sensitive to non-linearities in the system gain and tropospheric opacity variations. In the present setup, $[S]$ has an elevation ranging from 20° to 35° , depending on the tropospheric conditions, and $[R]$ is directed towards zenith. A piece of microwave absorber ECCOSORB AN-74, which from hereon will be considered as the *dielectric balance load*, is inserted into the reference beam to compensate for the lower atmospheric emission. The signal beam $[S]$ elevation is automatically adjusted so that $[S - R]$ is close to 0.

2) *Measurement cycles and calibration scheme*: Each $[S - R]$ measurement cycle takes about 1 minute, including balancing, and corresponds to an effective integration time of about 10 seconds. Every 15 measurement cycles, a calibration cycle is performed during which several measurements are made. A so-called *tipping curve* (elevation scanning) is achieved in order to determine the properties of the troposphere followed by hot load (piece of HR1 microwave absorber at ambient temperature) and cold load (sky at 60° elevation) measurements. Liquid Nitrogen (LN2) is also used as a cold load on a weekly basis in order to validate the usual calibration method. Calibration procedures will be detailed in section III-A.

3) *Calibration of elevation*: Even small errors in elevation angle value can induce large bias on signal intensity, especially at low elevations. We developed a new elevation calibration method, based on the hypothesis that, in clear sky conditions, the instrument should measure the smallest intensity in the zenith direction, as the instrument is pointing towards the shortest atmospheric pathlength.

Our method consists of a clear sky scan at elevation angle θ ranging from 45° to 90° on both sides of the zenith direction in the vertical measurement plane, by steps of 0.45° (5 motor steps). Integration time

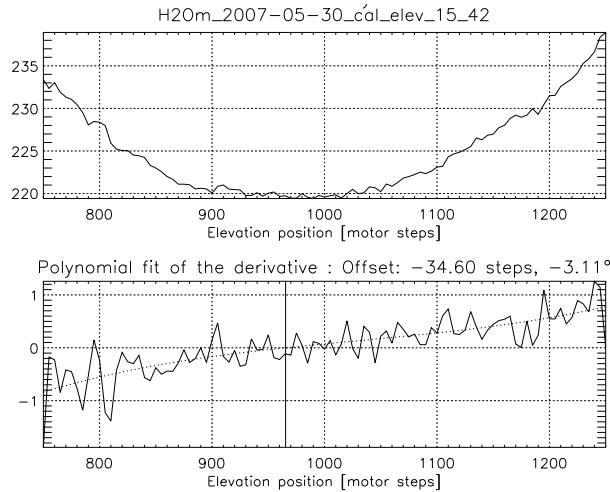


Fig. 4. Calibration of the mirror elevation, using the zenith-minimum technique. Upper panel : measured total power vs. mirror position. Lower panel : first derivative of measured total power vs. mirror position.

is set to 150 ms per scan angle. The dielectric balance load and the hot load have to be removed for this operation. Data are then automatically analyzed. The derivative of the averaged power from channels 400 to 1000 (namely from 22.05 to 22.50 GHz) vs. zenith angle is computed (Fig. 4). This derivative should be equal to zero when the received power vs. angle reaches a minimum. In order to cope with the fluctuations coming from the instrumental noise, we fit a third order polynomial function, and compute the real root of the function, which corresponds to the elevation offset. Several elevation scans performed the same day show a variability within $\pm 0.5^\circ$.

III. RAW DATA PROCESSING

A. Calibration

The antenna brightness temperature $T_a(\nu)$ corresponding to the energy emitted by the atmosphere and coupled with the antenna is linked to the output of each channel of the spectrometer $V_a(\nu)$ as:

$$V_a(\nu) = G(\nu)(T_a(\nu) + T_{rec}(\nu)) + V_0(\nu) \quad (3)$$

where $G(\nu)$ is the gain of the system, $V_0(\nu)$ the spectrometer offset, or *zero-check*, and $T_{rec}(\nu)$ is the receiver noise temperature. $V_0(\nu)$ can easily be measured by plugging a matched load to the input of the spectrometer. $G(\nu)$ and $T_{rec}(\nu)$ can be calculated by pointing the instrument horn towards two targets (so-called cold and hot loads) considered as black bodies with known physical temperatures [19].

The calibrated balanced spectrum, $T_a^{[S-R]}(\nu)$, is calculated from the spectrometer outputs $V_a^{[S]}(\nu)$ and $V_a^{[R]}(\nu)$ of the [S] and [R] measurements, respectively, using only $G(\nu)$, by considering $T_{rec}(\nu)$ and $V_0(\nu)$ stable during the [S] and [R] measurements. From (3), $T_a^{[S-R]}(\nu)$ can be estimated as:

$$T_a^{[S-R]}(\nu) = \left(V_a^{[S]}(\nu) - V_a^{[R]}(\nu) \right) / G(\nu). \quad (4)$$

As the calibration is performed only every 15 $[S - R]$ measurements, calibration information ($G(\nu)$ and $V_a^{[cold]}(\nu)$) is linearly interpolated for every $[S - R]$ measurement pair. We now drop the ν notation for the frequency-dependent variables.

B. Correction for tropospheric attenuation and elevation

In order to be able to average measurements, each calibrated balanced spectrum $T_a^{[S-R]}$ needs to be corrected for elevation and tropospheric attenuation. The correction factor c_f is the factor between the middle atmospheric contribution measured in $T_a^{[S-R]}$ and the emission of the middle atmosphere as if it was observed from the tropopause in the zenith direction $T_{b,ma}^{[z]}$. The corrected calibrated spectrum $T_{b,corr}$, which is used for the retrieval of vertical profiles, is defined as:

$$\begin{aligned} T_{b,corr} &= T_a^{[S-R]} c_f \\ &= T_{b,ma}^{[z]} + T_{b,res} \end{aligned} \quad (5)$$

where $T_{b,res}$ is a term originating from 1) the tropopause residual contribution in the $[S - R]$ spectra and 2) the standing waves in the instrument. $T_{b,res}$ is estimated during the inversion process (see section V-A).

By definition, $T_a^{[S-R]}$ can be modeled as the difference between the signal beam $T_b^{[S]}$ and the reference beam $T_b^{[R]}$ contributions. As illustrated on Fig. 5, considering the troposphere as an isothermal layer of mean temperature T_{trop} and mean zenith opacity $\tau_{trop}^{[z]}$, and according to (1), $T_b^{[S]}$ and $T_b^{[R]}$ can be modeled according to the cosmic background radiation T_0 , the middle atmospheric emission $T_{b,ma}$, and the physical temperature T_d and opacity τ_d of the dielectric balance load in the reference beam:

$$\begin{aligned} T_b^{[S]} &\approx \left(T_0 + T_{b,ma}^{[S]} \right) e^{-\tau_{trop}^{[z]} A^{[S]}} \\ &+ T_{trop} (1 - e^{-\tau_{trop}^{[z]} A^{[S]}}); \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} T_b^{[R]} &\approx \left(T_0 + T_{b,ma}^{[R]} \right) e^{-\tau_{trop}^{[z]} A^{[R]}} e^{-\tau_d} \\ &+ T_{trop} (1 - e^{-\tau_{trop}^{[z]} A^{[R]}}) e^{-\tau_d} \\ &+ T_d (1 - e^{-\tau_d}) \end{aligned} \quad (7)$$

where $A^{[S]}$ and $A^{[R]}$ are the tropospheric Air Mass Factor (AMF) in the $[S]$ and $[R]$ directions, respectively. The calculation of the AMF according to the elevation angle and antenna beam shape will be detailed in section IV-A.

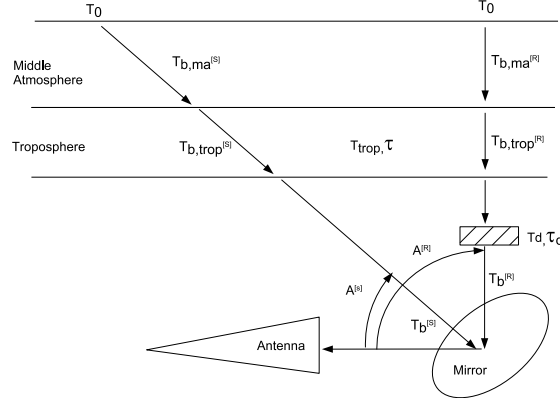


Fig. 5. Illustration of the decomposition of the balanced signal $T_b^{[S-R]}$ into different contributions.

The middle atmospheric emissions $T_{b,ma}^{[S]}$ and $T_{b,ma}^{[R]}$ in the $[S]$ and $[R]$ directions along the line of sight can be expressed according to the emission in the zenith direction $T_{b,ma}^{[z]}$ by:

$$T_{b,ma}^{[S]} \approx T_{b,ma}^{[z]} A_{ma}^{[S]} \quad (8)$$

$$T_{b,ma}^{[R]} \approx T_{b,ma}^{[z]} A_{ma}^{[R]} \quad (9)$$

where $A_{ma}^{[S]}$ and $A_{ma}^{[R]}$ are the middle atmospheric AMF of the signal and reference beams, respectively.

Subtracting (7) from (6), and using (8) and (9), the correction factor c_f can be estimated by:

$$c_f = \left(A_{ma}^{[S]} e^{-\tau_{trop} A^{[S]}} - A_{ma}^{[R]} e^{-\tau_{trop} A^{[R]}} e^{-\tau_d} \right)^{-1}. \quad (10)$$

At 22.235 GHz, the middle atmospheric contribution accounts for less than 1% of the total atmospheric emission observed at any elevation from ground [20]. Neglecting the middle atmospheric contribution, the opacity τ_d of the dielectric balanced load can be estimated from (7) by:

$$\tau_d \approx -\ln \left(\frac{T_a^{[R]} - T_d}{T_0 e^{-\tau_{trop} A^{[R]}} + T_{trop} (1 - e^{-\tau_{trop} A^{[R]}}) - T_d} \right) \quad (11)$$

where $T_a^{[R]}$ is the measured total power in the reference beam calibrated in brightness temperature by:

$$T_a^{[R]}(\nu) = \left(V_a^{[R]}(\nu) - V_a^{[cold]}(\nu) \right) / G(\nu) + T_{cold}. \quad (12)$$

C. Filtering and averaging

Calibrated and corrected spectra are filtered according to variations (deviation from a running mean) in the signal averaged total power spectrum $T_a^{[S]}$ and in the calibrated and corrected balanced spectrum $T_{b,corr}$. Each individual $T_{b,corr}$ spectrum corresponds to an effective integration time of 10 seconds. Data used for the retrieval of one vertical profile corresponds to ~ 1000 individual spectra (total effective integration time of

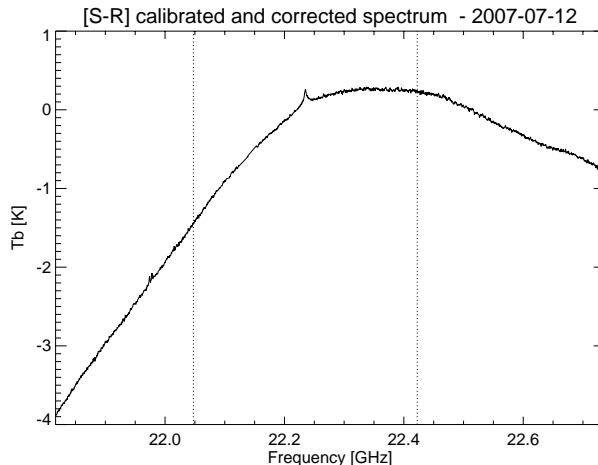


Fig. 6. Full bandwidth spectrum $T_{b,corr}$ calibrated and corrected for tropospheric attenuation, daily averaged over the 12 July 2007 ($\sim 8,000$ s effective integration time). The retrieval process is actually performed within the spectral band delimited by the two vertical dotted lines (22.235 ± 0.185 GHz).

~ 3 hours), required to reduce the random noise level down to ~ 10 mK according to the radiometer equation [21]. Fig. 6 shows a calibrated and corrected spectrum integrated over one day of measurement. For the retrieval of the middle atmospheric water vapor only the 375 MHz band centered around the 22.235 GHz H_2O line is considered, since the far wings of the spectrum are contaminated by the baseline structure and therefore cannot provide information on the vertical distribution of H_2O in the lower stratosphere.

IV. DETERMINATION OF TROPOSPHERIC PROPERTIES

In order to estimate the tropospheric properties needed to compute the correction factor c_f and to use the sky as a cold load, the tropospheric mean temperature T_{trop} and the opacity in zenith direction $\tau_{trop}^{[z]}$ must be estimated. As explained in section III-B, the middle atmospheric contribution accounts for less than 1% of the total atmospheric emission observed from the ground. With no dielectric balance load in the beam (elevation angle θ between 15 and 60°) and neglecting the middle atmospheric contribution, the brightness temperature of the sky observed from the ground, $T_b(\theta)$, can be written from (6) as:

$$T_b(\theta) \approx T_0 e^{-A(\theta)\tau_{trop}^{[z]}} + T_{trop}(1 - e^{-A(\theta)\tau_{trop}^{[z]}}) \quad (13)$$

where $A(\theta)$ is the AMF at elevation θ .

A. Air Mass Factor

For ground-based instruments, the airmass factor is generally computed in a geometrical way as the ratio of the pathlength in the viewing direction upon the pathlength in the zenith direction. In the *pencil beam* approximation [10], the AMF $A_{pb}(\theta)$ takes into account the curvature of the Earth:

$$A_{pb}(\theta) = \frac{1 + z_{ref}/R_e}{\sqrt{\sin^2\theta + 2z_{ref}/R_e + (z_{ref}/R_e)^2}} \quad (14)$$

where z_{ref} is the mean altitude of the considered layer. In our study, we used $z_{ref}=4$ km for the tropospheric AMF and $z_{ref}=35$ km for the stratospheric AMF. R_e is the radius of the Earth ($R_e=6378$ km). However, this estimation introduces a strong bias when using a wide beamwidth antenna, especially at low elevations, since the instrument couples radiation coming from other parts of the sky. To improve the calculation of the AMF, $A_{pb}(\theta)$ is convolved with the instrument antenna pattern $F(\theta)$ to compute the antenna-corrected AMF $A_a(\theta)$:

$$A_a(\theta) = \frac{\int_{-\pi}^{+\pi} A_{pb}(\theta + \theta')F(\theta')d\theta'}{\int_{-\pi}^{+\pi} F(\theta')d\theta'}. \quad (15)$$

As suggested by [Han2000], the AMF can also be defined as the ratio of the opacity $\tau(\theta)$ at a given elevation angle θ upon the opacity in the zenith direction $\tau^{[z]}$:

$$A_{rt}(\theta) = \tau(\theta)/\tau^{[z]}. \quad (16)$$

To compute the opacities in different viewing directions, we have used the generic Microwave Odin Line Estimation and REtrieval (MOLIERE) radiative transfer and inversion tool that is fully described in section V. MOLIERE simulates refraction, spherical geometry, antenna pattern, and ground emission. As an *a priori* information for the tropospheric temperature, pressure and relative humidity vertical profiles, we have used one year of radiosoundings from the Mérignac Airport, France (44.8°N, 0.7°E), 200 km away from the instrument location.

Fig. 7 shows the relative difference between $A_{rt}(\theta)$ and the other estimations, $A_{pb}(\theta)$ and $A_a(\theta)$. A 12° FWHM Gaussian function is used to approximate the MobRa beamshape. At low elevation ($\theta \leq 15^\circ$), a relative difference as high as 25% can be observed for $A_{pb}(\theta)$, and 8% for $A_a(\theta)$. This effect is mainly caused by ground emission, computed only in $A_{rt}(\theta)$. Above 20° of elevation, $A_a(\theta)$ shows very good agreement with $A_{rt}(\theta)$ ($\leq 1\%$). The $A_{pb}(\theta)$ estimation is valid within 1% only above 45° of elevation. This study shows i) the importance of taking into account the antenna beamwidth in the computation of the AMF for MobRa, and ii) that using elevation angles lower than 20° should be avoided in order to minimize ground effects.

B. Mean tropospheric temperature T_{trop}

Several parameterizations have been developed to estimate T_{trop} from the ground temperature T_{ground} . One of the most widely used is the one described in [22], that is a function of frequency and AMF but does not account for the beamshape. We have therefore used the radiative transfer model MOLIERE with the same *a priori* data and settings as the ones described in section IV-A to compute the brightness temperature T_b

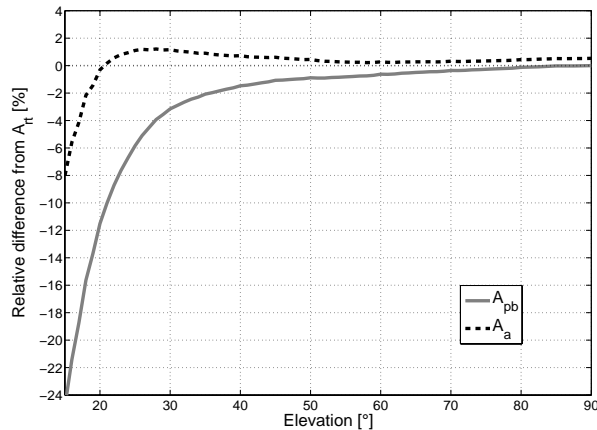


Fig. 7. Relative difference $(A_{pb}(\theta) - A_{rt}(\theta))/A_{rt}(\theta)$ (solid line) and $(A_a(\theta) - A_{rt}(\theta))/A_{rt}(\theta)$ (dashed line) vs. elevation angle. A 12° FWHM Gaussian shape is assumed for the antenna beam.

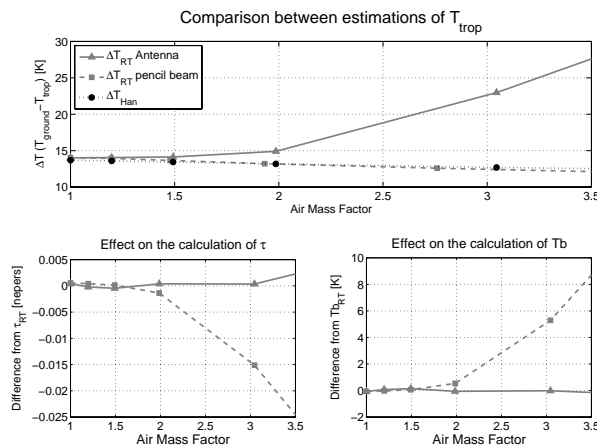


Fig. 8. Upper panel: Comparison of the estimation of ΔT vs. AMF considering different methods. Radiative transfer with antenna radiation pattern (solid line and triangles), radiative transfer with pencil beam (dashed line and squares), Han parameterization (dotted line and circles). Lower left panel: impact of the difference in T_{trop} on the calculation of $\tau_{trop}^{[z]}$. Lower right panel: impact of the difference in T_{trop} on the calculation of T_b .

and the opacity $\tau_{trop}^{[z]}$ of the troposphere for different AMFs and then estimate ΔT_{rt} , the difference between T_{ground} and T_{trop} vs. elevation angle from (13).

The upper panel of Fig. 8 shows ΔT as calculated by the different methods. For AMFs > 2 , the difference between the output of the radiative transfer model ΔT_{rt} and the Han method (an interpolated lookup table) [22] ΔT_{Han} gradually increases to reach 10 K at AMF = 3. To assess the effect of the beamshape, a radiative transfer simulation with the pencil beam approximation has been performed, yielding results very similar to the Han method.

The impact of the difference in T_{trop} on the calculation of other tropospheric parameters, namely the opacity $\tau_{trop}^{[z]}$ and the brightness temperature T_b when all the other variables of (13) are supposed to be known, is shown in the lower panel of Fig. 8. At low elevations ($AMF \geq 3$) the difference on the calculation of $\tau_{trop}^{[z]}$ can reach 0.015 neper, which corresponds to $\sim 15\%$ of the opacity in clear sky conditions, and the difference on the estimation of T_b reaches 5 K, which represents $\sim 10\%$ of the received brightness temperature in clear sky conditions. In our processing, a look-up table computed from MOLIERE simulations is used to estimate T_{trop} from ground temperature and elevation angle.

C. Opacity

To estimate the tropospheric opacity $\tau_{trop}^{[z]}$, tipping curve measurements are performed after each calibration cycle, namely every 15 $[S - R]$ measurements. The sky is scanned at 8 different elevation angles between 60° and 25° (AMF ranging from 1.2 to 2.6, respectively). An iterative method introduced in [22] and adapted and validated by [23] is then used to estimate the opacity.

This method can be divided into 5 steps:

- 1) The sky brightness temperature at 60° of elevation is estimated from (12) with an initial value of the zenith opacity of 0.2.
- 2) The gain is computed using the sky brightness temperature modeled in 1) as the cold load.
- 3) Tipping curve measurements are calibrated in brightness temperature from the new calculated gain.
- 4) The calibrated measurements are mapped into opacities in the line of sight.
- 5) The new zenith opacity is given by the slope of the linear fit of the line of sight opacities vs. AMF .

The new zenith opacity is injected into step 1 until the offset at the origin of the line of sight opacities vs. AMF fit is smaller than 10^{-2} . The process usually converges after 1 or 2 iterations.

We compared the opacity derived from the LN2 calibration $\tau_{trop}^{[z]}(LN2)$ vs. the opacity derived from the Sky calibration $\tau_{trop}^{[z]}(Sky)$ for the period from 2 to 5 August 2007 (Fig. 9). The correlation factor r is ~ 0.98 , the mean difference is $\sim 1.70\%$ and the standard deviation is $\sim 4.5\%$.

D. Sky as a cold load

Knowing all the tropospheric parameters in (13), it is then possible to estimate the sky brightness temperature T_b , and therefore to use the sky as a calibration load. To avoid interaction with the dielectric balance load and bias introduced by low elevation pointing, as for [13] and [14] we took an elevation value of 60° ($AMF = 1.2$) for this particular measurement.

On Fig. 10, we compared the value of T_{rec} estimated from 2 to 5 August 2007 by calibration methods using two different cold loads: Liquid Nitrogen (LN2) and the sky at 60° of elevation. There is a good agreement between the two methods, with an average difference of ~ 0.3 K ($\sim 0.25\%$) and a standard deviation of ~ 6 K (3.5%).

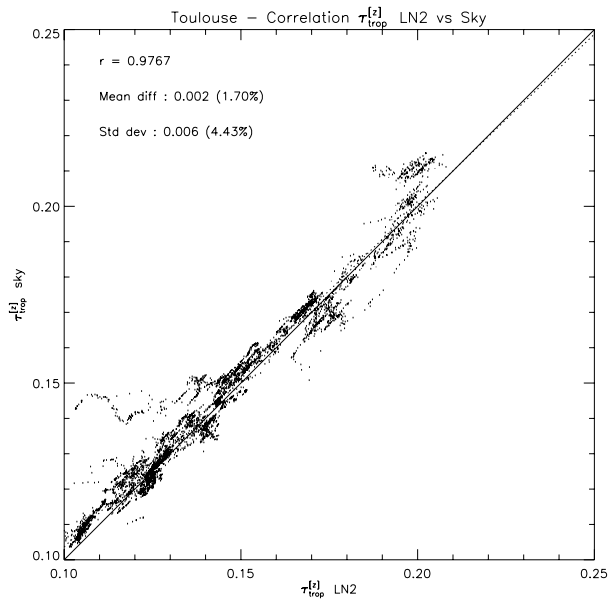


Fig. 9. Correlation between $\tau_{trop}^{[z]}(LN2)$ and $\tau_{trop}^{[z]}(Sky)$ estimated in Toulouse for the period from 2 to 5 August 2007.

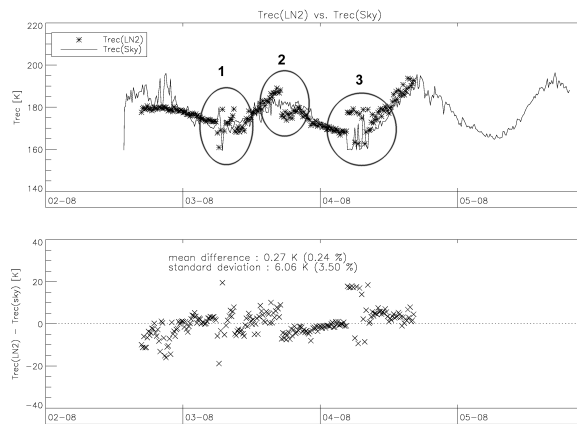


Fig. 10. Upper panel: Receiver temperature computed using liquid nitrogen $T_{rec}(LN2)$ as a cold load (stars) and computed using the sky $T_{rec}(sky)$ observed at an elevation of 60° for the period from 2 to 5 August 2007. Three artefacts, labeled 1-3, have been circled, see text for details. Lower panel: Relative difference between $T_{rec}(LN2)$ and $T_{rec}(sky)$ for the same period.

Three artefacts, labeled 1-3, appear on Fig. 8. Artefact labeled 2, occurring in the beginning of the local afternoon, is caused by a refill of the LN2 Dewar. Artefacts labeled 1 and 3 occurred at the same local time (3 and 4 August 2007) a few minutes after sunrise. They are likely caused by a direct illumination of the hot load by the sun, producing differences between the physical temperature measured by the probe and

the actual brightness temperature of the load. We are currently investigating other ways of positioning the temperature sensor in the hot load to avoid these fluctuations.

V. PRELIMINARY RESULTS

A. Forward model and retrieval method

The MOLIERE code [24] was initially developed for the Odin satellite [5] and used in different ground-based projects, e.g. O₃ at 110 GHz [25], ClO at 278 GHz [26]. The MOLIERE code is separated into a forward model and a retrieval code. The forward model includes modules for spectroscopy, radiative transfer and sensor characteristics (antenna, sideband filter and spectrometer). It also includes different shapes of baseline undulations from cubic polynomial to sine functions. The retrieval code is based upon the Optimal Estimation Method [27] and, coupled with the forward model, allows nonlinear retrievals according to a Newton Levenberg-Marquardt iteration scheme. An *additional noise* parameter can also be added to the random radiometric noise in order to cope with any spurious noise that cannot be fitted by an algebraic mathematical function.

Spectroscopic line parameters for the line-by-line calculations have been taken from the Verdandi database (<http://www.rss.chalmers.se/gem/Research/verdandi.html>), which merges frequencies, line intensities, and lower state energies from the JPL catalogue [28] with pressure broadening parameters from the HITRAN compilation [29]. Only the 6₁₆ – 5₂₃ transition at 22.235 GHz is considered in our study.

In the present study, the *a priori* information on H₂O, temperature, pressure, and altitude has been taken from the European Center for Medium-range Weather Forecasts (ECMWF) analysis. The *a priori* error on H₂O profiles has been set to 25% of the *a priori* mixing ratios and a diagonal covariance matrix has been built. The *additional noise* parameter has been set to 5 mK. The maximum number of iterations has been set to 10.

The residual contribution $T_{b,res}$ (section III-B) is estimated during the retrieval process. $T_{b,res}$ has two main origins: 1) a contribution from the tropospheric emission difference in the $[S]$ and $[R]$ directions, whose spectral shape can be estimated by a 2nd-order polynomial fit [30] and 2) the standing waves in the receiver that have a spectral periodicity related to the distances between reflecting obstacles in the instrument (see e.g. [13]). In order to set the polynomial parameters of the baseline, we performed retrievals over several weeks of measurements with *a priori* values equal to zero and large *a priori* error on the polynomial coefficients. Then we computed the mean value and the standard deviation of the retrieved parameters as new *a priori* for each daily inversion. To determine the parameters of the sine functions, we used another approach. On the one hand, it is difficult to estimate the frequency of a sine function within the inversion process since it is highly non-linear. On the other hand, the frequency induced by the physical length scales of the instrument does not change much with time. Therefore, the frequencies of the sine functions have been estimated using a Fourier transform analysis of the measured spectra [20]. Values of 200 and 150 MHz have been found, with associated amplitudes of 30 ± 5 and 13 ± 5 mK, respectively.

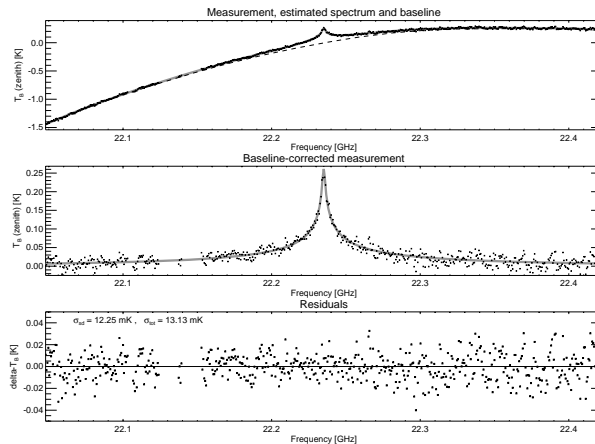


Fig. 11. 24-hour averaged spectrum within 375 MHz centered around the 22.235 GHz transition line as measured by the MobRa instrument over Toulouse, France on 12 July 2007. Top: calibrated and troposphere-corrected spectrum (dots), estimated by MOLIERE (thick grey line) and estimated $T_{b,res}$ (dashed). Middle: middle atmospheric emission $T_{b,corr} - T_{b,res}$ (dots) and estimated by MOLIERE (thick grey line). Bottom: Residuals.

B. Spectra

The instrument have performed 20 days of measurements in its optimal configuration during summer 2007 on the terrace of the Laboratoire d'Aérodologie, Toulouse (45°N, 2.5°E, 150 m a.s.l.). Fig. 11 (top) shows a typical daily averaged spectrum as measured on 12 July 2007. Only the bandwidth used for retrieval is shown (375 MHz around the line center). The integration time is about 8000 s. The estimated $T_{b,res}$ is shown as the dashed line. The estimated middle atmospheric emission in the zenith direction $T_{b,ma}^{[z]} = T_{b,corr} - T_{b,res}$ from the measured and modeled spectra is shown on Fig. 11 (center). The standard deviation of the residuals (Fig. 11, bottom) is ~ 12 mK whilst the total instrumental noise (average thermal noise and additional random noise) is about 13 mK. Thus, in terms of residuals, the retrievals can be considered as good.

C. Vertical Profiles

The width at half-maximum of the averaging kernels provided by the optimal estimation theory can be considered as representative of the vertical resolution of the measurements. The sum of the elements of each averaging kernel (the measurement response) is an indication of the information provided by the measurement upon the *a priori* information. The optimal vertical domain where a meaningful information can be retrieved is estimated by a measurement response greater than 0.75, meaning that the *a priori* information contaminates the retrieval by less than 25%.

The vertical profile is estimated after 5 iterations (Fig. 12, left) from 25 to 55 km, with a vertical resolution between ~ 10 and ~ 20 km increasing with height (Fig. 12, right). The measurement error is ~ 0.8 ppmv ($\sim 15\%$). The normalized χ^2 (chi-square) indicates a good retrieval process when close to 1. The calculated normalized χ^2 is 0.86 in our case, underlying that retrieval parameters (e.g. additional noise,

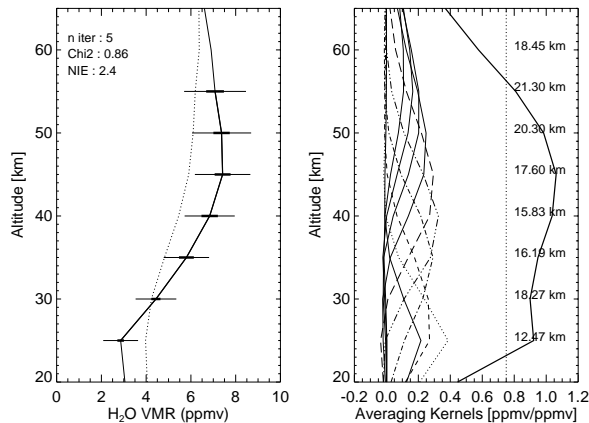


Fig. 12. (Left) Vertical H_2O profiles for the 12 July 2007. *A priori* (dots), and estimated (solid) profiles. The thin horizontal lines correspond to the total error, the horizontal thick lines correspond to measurement error within the optimal retrieval domain (i.e. measurement response greater than 0.75). (Right) H_2O averaging kernels, measurement response (thick solid line) and vertical resolution associated to each averaging kernel (km). The vertical dotted line represents the 0.75 measurement response.

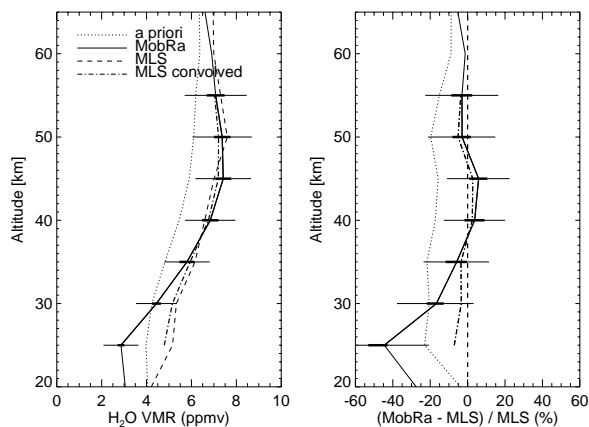


Fig. 13. (Left) H_2O vertical profiles and (Right) relative difference from MLS: *A priori* (dots), MobRa (solid), MLS (dashed) and MLS convolved with the averaging kernels of MobRa in order to match the ground-based instrument vertical resolution (dashed-dot).

a priori covariance matrices, etc.) still need to be optimally tuned. The number of independent vertical elements of information, calculated as the trace of the averaging kernels matrix, is 2.4.

D. Preliminary validation

The Microwave Limb Sounder (MLS) instrument aboard the Aura satellite has been launched in 2003 and has been providing H_2O validated profiles since then [6]. We used MLS H_2O data version 2.2 to validate our measurements. The vertical resolution of MLS profiles (2-5 km) is higher than the vertical resolution of MobRa profiles (10-20 km). Therefore, MLS profiles have been convolved by MobRa averaging kernel

matrix and *a priori* vertical profiles in order to match the resolution of the ground-based instrument and to account for the *a priori* contribution in the retrieval (see e.g. [26] for a detailed description of the convolution procedure). Fig. 13 (left) shows the vertical profiles from MobRa, MLS and MLS convolved with MobRa averaging kernels, as well as the *a priori* profile. The right panel shows the relative difference from MLS profiles. A good agreement ($\pm 5\%$) can be observed between MobRa and MLS in the altitude range 35-55 km. Below 35 km, MobRa starts to underestimate H₂O compared to MLS. The difference between MobRa and MLS reaches about -20% and -40% at 30 and 25 km, respectively, reducing down to about -15% and -30% , respectively when compared to MLS convolved vertical profiles.

The difference between MobRa and MLS in the lower stratosphere is likely to be induced by the instrumental baseline contamination. A better characterization of $T_{b,res}$ and the use of a phase shifter properly tuned to minimize the standing waves in the receiver [14] will probably improve the retrieval of H₂O in the lower stratosphere.

VI. CONCLUSIONS AND FURTHER WORK

A new compact, mobile and automated radiometer (MobRa) has been developed for measuring water vapor in the middle atmosphere by detecting the 22.235 GHz emission line. The bias caused by the wide beamwidth antenna is corrected by including the antenna radiation pattern in the calculation of elevation-dependent parameters. Tipping curve measurements are used to estimate the opacity of the troposphere and to calculate the brightness temperature of the sky, which can in turn be used as a cold load. Comparison against LN2 calibration shows good agreement, when considering T_{rec} (relative absolute difference $< 1\%$). First daily-averaged measured spectra show very promising moderate baseline undulations. Retrievals of middle atmospheric H₂O have been achieved, giving vertical profiles from 25 to 55 km with a measurement error of ~ 0.8 ppmv ($\sim 15\%$) and a vertical resolution ranging from 10 to 20 km, increasing with height. Further work on baseline minimization and characterization will help enlarging the retrieval range towards the lower stratosphere. Preliminary validations with Aura/MLS show a good agreement ($\sim 5\%$) in the 35-55 km altitude range, but a strong negative bias appears at lower altitudes (up to about -30% at 25 km), probably induced by an instrumental baseline contamination. Further long-term validation of the H₂O retrievals against model outputs and measurements from space-borne and ground-based instruments are required to assess the quality of the measurements so that the MobRa radiometer can be part of the NDACC.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors would like to thank the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) and the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) for funding E. Motte's PhD thesis; the Institut National des Sciences de l'Univers (INSU) and Observatoire Midi-Pyrénées (OMP) for partly funding the technical work on MobRa; J. de La Noë for initiating this project and J. Urban for the initial work on the instrument and the work on the MOLIERE tools in Bordeaux, France; H. Sauvageot, Laboratoire d'Aérodynamique, France for helpful discussions;

the Office National d'Etudes et de Recherche Aéronautique (ONERA) for providing measurement facilities in Toulouse, France; Prof. N. Kämpfer and A. Haefle from the University of Bern, Switzerland, for their expertise and welcoming in Bern for an intercomparison campaign during summer 2006; and the IEEE reviewers for their helpful comments.

REFERENCES

- [1] S. J. Oltmans and D. J. Hofmann, "Increase in lower-stratospheric water vapour at a mid-latitude northern hemisphere site," *Nature*, vol. 374, no. 6518, pp. 146–149, Mar. 1995. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1038/374146a0>
- [2] K. H. Rosenlof *et al.*, "Stratospheric water vapor increases over the past half-century," *Geophys. Res. Lett.*, vol. 28, pp. 1195–1198, Apr. 2001.
- [3] W. J. Randel, F. Wu, H. Vömel, G. E. Nedoluha, and P. Forster, "Decreases in stratospheric water vapor after 2001: Links to changes in the tropical tropopause and the Brewer-Dobson circulation," *J. Geophys. Res.*, vol. 111, no. 10, p. 12312, Jun. 2006.
- [4] M. Scherer, H. Vömel, S. Fueglistaler, S. J. Oltmans, and J. Staehelin, "Trends and variability of midlatitude stratospheric water vapour deduced from the re-evaluated boulder balloon series and haloe," *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, vol. 7, no. 5, pp. 14 511–14 542, 2007. [Online]. Available: <http://www.atmos-chem-phys-discuss.net/7/14511/2007/>
- [5] D. Murtagh *et al.*, "Review: An overview of the Odin atmospheric mission," *Can. J. Phys.*, vol. 80, pp. 309–319, Apr. 2002.
- [6] L. Froidevaux *et al.*, "Early validation analyses of atmospheric profiles from EOS MLS on the Aura satellite," *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, vol. 44, no. 5, pp. 1106–1121, May 2006.
- [7] B. Carli *et al.*, "First results of mipas/envisat with operational level 2 code," *Advances in Space Research*, vol. 33, no. 7, pp. 1012–1019, 2004.
- [8] J. A. Lerner, E. Weisz, and G. Kirchengast, "Temperature and humidity retrieval from simulated Infrared Atmospheric Sounding Interferometer (IASI) measurements," *J. Geophys. Res.*, vol. 107, pp. 4189–+, Jul. 2002.
- [9] H. E. Radford *et al.*, "Mesospheric water vapor measured from ground-based microwave observations," *J. Geophys. Res.*, vol. 82, no. 11, pp. 472–478, Feb. 1977.
- [10] A. Parrish, R. L. Dezafrá, P. M. Solomon, and J. W. Barrett, "A ground-based technique for millimeter wave spectroscopic observations of stratospheric trace constituents," *Radio Science*, vol. 23, pp. 106–118, Apr. 1988.
- [11] G. E. Nedoluha *et al.*, "Ground-based measurements of water vapor in the middle atmosphere," *J. Geophys. Res.*, vol. 100, no. 9, pp. 2927–2939, Feb. 1995.
- [12] D. L. Thacker *et al.*, "Ground-based sensing of water vapor in the stratosphere and mesosphere," *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 44, no. 2, pp. 355–359, Apr. 1995.
- [13] P. Forkman, P. Eriksson, and A. Winnberg, "The 22 ghz radio-aeronomy receiver at onsala space observatory," *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, vol. 77, no. 1, pp. 23–42, 2003.
- [14] B. Deuber, N. Kämpfer, and D. Feist, "A new 22-ghz radiometer for middle atmospheric water vapour profile measurements," *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, vol. 42, no. 5, pp. 974–984, May 2004.
- [15] S. Golchert, "Radiometer for atmospheric measurements web site," 2006. [Online]. Available: <http://www.iup.uni-bremen.de/ram/ramtext.html>
- [16] NDACC, "NDACC web site," 2007. [Online]. Available: <http://www.ndsc.ncep.noaa.gov>
- [17] M. A. Janssen, Ed., *Atmospheric Remote Sensing by Microwave Radiometry*. John Wiley, 1993.
- [18] S. Chandrasekhar, *Radiative Transfer*. Dover, New York, 1960.
- [19] F. T. Ulaby, R. K. Moore, and A. F. Kung, *Microwave Remote Sensing: Active and Passive*. Artech House inc., 1981, vol. Volume 1: Microwave Remote Sensing Fundamentals and Radiometry.
- [20] E. Motte, "Mobra, un radiomètre micro-onde mobile pour la mesure de la vapeur d'eau dans la moyenne atmosphère." Ph.D. dissertation, Université Toulouse III, 2008.
- [21] J. Kraus, *Radio Astronomy*. Cygnus Quasar books, 1966.

- [22] Y. Han and E. R. Westwater, "Analysis and improvement of tipping calibration for ground-based microwave radiometers," *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, vol. 38, no. 3, pp. 1260–1276, May 2000.
- [23] A. Haeefe, "On tipping curve calibration and tropospheric correction for a 22 ghz spectro-radiometer," Institut für angewandte Physik, Universität Bern, Bern, Switzerland, IAP Research Report, Jan. 2008.
- [24] J. Urban *et al.*, "Moliere (v5): A versatile forward- and inversion model for the millimeter and sub-millimeter wavelength range," *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, vol. 83(3-4), pp. 529–554, 2003.
- [25] N. Schneider, O. Lezeaux, J. de La Noë, J. Urban, and P. Ricaud, "Validation of ground-based observations of stratospheric ozone," *J. Geophys. Res.*, vol. 108, p. 4540, Sep. 2003.
- [26] P. Ricaud, P. Baron, and J. La Noë, "Quality assessment of ground-based microwave measurements of chlorine monoxide, ozone, and nitrogen dioxide from the NDSC radiometer at the Plateau de Bure," *Ann. Geophys.*, vol. 22, pp. 1903–1915, 2004.
- [27] C. D. Rodgers, *Inverse methods for atmospheric sounding: Theory and practise*, 1st ed. World Scientific Publishing, 2000.
- [28] H. M. Pickett *et al.*, "Submillimeter, millimeter, and microwave spectral line catalog," *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, vol. 60, no. 5, pp. 883–890, Nov 1998.
- [29] L. Rothman *et al.*, "The HITRAN 2004 molecular spectroscopic database," *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, vol. 96, no. 2, pp. 139–204, Dec. 2005.
- [30] A. Haeefe, "Atmosphärische Wasserdampfprofile von 0-60 km aus optimierter Kombination von Mikrowellendaten und Ballonsondierungen," Master's thesis, Philosophisch-Naturwissenschaftliche Fakultät, Universität Bern, Bern, Switzerland, Jan. 2005.

Erwan MOTTE

MobRa: A Mobile Microwave Radiometer for the Study of Middle-Atmospheric Water Vapor

Thesis Supervisor : *Philippe RICAUD*

Abstract

The Mobile Radiometer (MobRa) which is the object of this thesis retrieves vertical profiles of water vapour from 25 to 60 km of altitude with a vertical resolution ranging from 10 to 20 km.

Through the radiative transfer equation, we explain how the radiation emitted by the molecules of middle-atmospheric water vapour and measured from the ground contains information on the vertical distribution of the chemical species.

The instrument is fully described, with an emphasis on the key points that have required changes and improvements, such as measurement and calibration methods, control and acquisition, data reduction and estimation of instrumental parameters.

The retrieval method based on the Optimal Estimation Method used to retrieve vertical profiles from the measured spectra is presented, together with a detailed information content and error analysis.

The instrument validation is achieved by comparing measurements performed by MobRa in Toulouse and at the Reunion Island vs. satellite data from the Microwave Limb Sounder on the Aura platform.

Erwan MOTTE

MobRa: Un Radiomètre Micro-Onde Mobile pour l'Etude de la Vapeur d'Eau dans l'Atmosphère Moyenne.

Directeur de thèse : *Philippe RICAUD*

Thèse soutenue le jeudi 3 avril 2008 à L'Observatoire Midi-Pyrénées, Toulouse

Résumé

Le radiomètre micro-onde mobile (MobRa) rendu opérationnel pendant cette thèse, permet de mesurer des profils verticaux de vapeur d'eau entre 25 et 60 km d'altitude, avec une résolution verticale variant de 10 à 20 km.

A travers le phénomène du transfert radiatif, il est expliqué comment le rayonnement émis par les molécules de vapeur d'eau stratosphérique et mesuré au sol contient une information sur la distribution verticale de cette espèce chimique.

L'instrument est présenté en détail, en insistant sur les points qui ont donné lieu à des modifications et améliorations, à savoir les méthodes de mesure et de calibration, le contrôle et l'acquisition, la réduction des données ainsi que différents paramètres instrumentaux.

La méthode de restitution des profils verticaux basée sur l'estimation optimale est présentée, avec une analyse détaillée du contenu en information et des erreurs.

La validation de l'instrument est effectuée en comparant les mesures réalisées par MobRa à Toulouse et à Saint-Denis de la Réunion avec les données satellites du capteur MLS sur le satellite Aura.

Mots-clés : *radiométrie micro-onde, vapeur d'eau, atmosphère moyenne*

Spécialité : *Physique de l'atmosphère*

*Laboratoire d'Aérodynamique
Observatoire Midi-Pyrénées
14 Av. Edouard Belin, Toulouse*