HAL
open science

Télédétection du CO2 atmosphérique par Lidar DIAL Doppler Hétérodyne à 2 microns.

Fabien Gibert

To cite this version:

Fabien Gibert. Télédétection du CO2 atmosphérique par Lidar DIAL Doppler Hétérodyne à 2 microns.. Océan, Atmosphère. Ecole Polytechnique X, 2005. Français. NNT : . pastel-00001903

HAL Id: pastel-00001903

https://pastel.hal.science/pastel-00001903v1

Submitted on 15 Sep 2006

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.

THÉSE DE DOCTORAT DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Spécialités

Optique
Physique de l'atmosphère

présentée par

Fabien GIBERT

Sujet de la thèse :

TÉLÉDÉTECTION DU CO_2 ATMOSPHÉRIQUE

PAR LIDAR DIAL DOPPLER HÉTÉRODYNE À 2 µm

Soutenue le 21 Novembre 2005 devant le jury composé de

Philippe CIAIS	Rapporteur
Georges DURRY	Rapporteur
Hervé LE TREUT	Examinateur
Pierre H. FLAMANT	Directeur de thèse
Jacques PELON	Examinateur
Berrien MOORE	Examinateur
Pierre CELLIER	Invité

Thèse préparée à l'Institut Pierre-Simon Laplace
Laboratoire de Météorologie Dynamique, Ecole Polytechnique

Remerciements

Le travail de thèse que j'ai effectué doit beaucoup à certaines personnes que je tiens à remercier sincèrement.
Je veux remercier spécialement Pierre Flamant. Il a toujours pris le temps de m'écouter, de répondre à mes questions et de me guider efficacement. Par son humour et son expérience, mon travail de recherche a été grandement facilité. Je remercie aussi Claude Loth pour son soutien et une vision complémentaire du travail de recherche qu'il m'a apporté.
Un grand merci aussi à Didier Bruneau de l'IPSL/SA pour sa compétence et son soutien qui ont été essentiels dans mon travail expérimental.
Je remercie aussi toute l'équipe RAMCES de l'IPSL/LSCE, Michel Ramonet, Martina Schmidt et Philippe Ciais ainsi que Pierre Cellier de l'INRA pour la mise à disposition de leurs données sur le CO_2 atmosphérique ainsi que pour leurs conseils scientifiques.
Enfin je veux dire que j'ai été heureux de travailler au LMD dans l'équipe LiMAG pendant ces trois années en compagnie de Juan Cuesta et de Nicolas Arnault.

Pour que la recherche reste toujours
à l'écoute et au service de l'humanité…

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION

CHAPITRE I — LE CO_2 ATMOSPHERIQUE
Objectifs Scientifiques

1. CYCLE DU CARBONE……..9
1.1 Cycle du carbone naturel et perturbation anthropique……...9
1.1.1 Cycle du carbone organique et échanges Atmosphère/ Biosphère…….... 10
1.1.2 Cycle du carbone inorganique et échanges Atmosphère/ Océan ……....10
1.1.3 Perturbations anthropiques……....10
1.2 Le CO_2 atmosphérique……11
1.3 Et des incertitudes……12

2. CLIMAT ET PROTOCOLE DE KYOTO……14
2.1 CO_2 et effet de serre……14
2.2 Le protocole de Kyoto……15

3. MOYENS ACTUELS DISPONIBLES POUR LA RESTITUTION DES SOURCES ET DES PUITS DU CO_2 ATMOSPHERIQUE……17
3.1 Réseau de mesure du CO_2 atmosphérique……...17
3.2 Techniques de restitution des flux de surface……..19
3.2.1 Echelles d'étude……19
3.2.2Méthodes de restitution des puits et des sources……..20

4. VERS UNE MESURE SPATIALE……23
4.1 Précision requise……..23
4.2 Télédétection spatiale du CO_2 atmosphérique présente et future……24
4.2.1 Mesure dans l'infra-rouge thermique……....24
4.2.2 Mesure par absorption différentielle……27

5. APPORT SCIENTIFIQUE D'UNE MESURE DE CO_2 ATMOSPHERIQUE PAR LIDAR DIAL……...31
5.1 Potentiel et originalité d'une mesure DIAL……31
5.1.1 Profils verticaux……....31
5.1.2 Mesures jour et nuit……31
5.1.3 Hautes et moyennes latitudes……...…32
5.1.4 Sensibilité à la diffusion atmosphérique……..32
5.1.5 Sondage fin ……...…32
5.1.6 Autres possibilités……32
5.2 Contraintes visées pour une mesure spatiale par Lidar DIAL……32

Références……...35

CHAPITRE II L'ÉVOLUTION DU CO_2 ATMOSPHÉRIQUE A LA MÉSO-ÉCHELLE

Représentativité d'une mesure locale et modélisation

1. CYCLE DIURNE ET VARIATIONS SYNOPTIQUES……..….39

1.1 La couche limite atmosphérique……..……39

1.1.1 Structure temporelle……..……..39

1.1.2 Structure horizontale……..…..…40

1.1.3 Structure verticale……41

1.2 Représentativité temporelle : cycle diurne du CO_2, advection, front……...43

1.2.1 Les processus naturels ……..…43

1.2.2 Description du cycle diurne biologique du CO_2 atmosphérique……..45

1.2.3 Description d'un cycle perturbé ……47

1.3 Représentativité horizontale : puits – sources, état de l'art……49

1.3.1 Représentativité spatiale d'une observation du CO_2 : mesures aéroportées……49

1.3.2 CO_2 atmosphérique et région parisienne……....51

1.4 Représentativité verticale : CLA - Troposphère libre, état de l'art……..…53

2. MODELISATION DU CYCLE DIURNE NATUREL DU CO_2 ET RESTITUTION DES FLUX DE SURFACE A LA MESO-ECHELLE……...55

2.1 Présentation du modèle……55

2.1.1 Evolution du CO_2 dans la CLA en fonction du temps……..…55

2.1.2 Rapport de mélange moyen en CO_2 dans la CLA……..……..56

2.1.3 Restitution des flux de surface de CO_2……..…….....57

2.1.4 Modélisation de l'évolution du rapport de mélange en CO_2 en fonction du temps……..60

2.2 Instruments de mesure……..…61

2.2.1 Mesures in-situ de CO_2 et de CO au LSCE……..…61

2.2.2 Mesures de flux de CO_2 en surface à l'INRA……..……62

2.2.3 Radiosondages de Trappes……..63

2.2.4 Pyranomètre……..63

2.2.5 Minilidar……..…63

2.3 Résultats et discussions……....65

2.3.1 Végétation en région parisienne……65

2.3.2 Restitution des flux de surface en CO_2 ……..66

2.3.3 Comparaison avec les flux de surface mesurés à l'INRA……..…68

2.3.4 Vérification des hypothèses : flux solaire et photosynthèse……72

2.3.5 Modélisation du cycle diurne du CO_2 atmosphérique mesuré en surface……74

Références……...77

CHAPITRE III LA MESURE DIAL

Lidar par Absorption Différentielle

1. PRINCIPE DE LA MESURE……81

2. INTERACTION LASER – ATMOSPHERE……82
2.1 Diffusion……..83
2.2 Absorption……....86

3. DES EQUATIONS LIDAR A LA MESURE DE CONCENTRATION……...…88
3.1 L'équation lidar……88
3.2 La mesure DIAL……..90

4. MODES DE DETECTION……94
4.1 Détection directe……..94
4.2 Détection hétérodyne……...94

5. RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT……....96
5.1 Bruit……96
5.2 Détection directe……97
5.3 Détection hétérodyne……..97

6. STATISTIQUE DU SIGNAL – ERREUR SUR UNE MESURE DE PUISSANCE……99
6.1 Puissance optique intégrée sur la surface du détecteur et dans une porte de mesure……..99
6.2 Détection directe……...…99
6.3 Détection hétérodyne……102

7. ERREUR STATISTIQUE SUR UNE MESURE DIAL ET OPTIMISATION……..…104
7.1 Erreur sur une mesure DIAL……..104
7.2 Optimisation de l'épaisseur optique…….…....106

8. SPECTROSCOPIE……...111
8.1 Paramètres spectroscopiques……111
8.2 Sélection du niveau d'énergie fondamental……...…113
8.3 Spectres et données spectroscopiques pour le lidar LIDIA et les futures mesures DIAL aéroportées ou spatiales dans la bande à 2 µm……115

9. ERREURS SYSTEMATIQUES……..118
9.1 Sensibilité d'une mesure DIAL à des paramètres extérieurs : T, P, H_2O……..118
9.2 Sensibilité vis-à-vis de la vapeur d'eau……118
9.3 Sensibilité vis à vis de la pression de surface……119
9.4 Sensibilité vis-à-vis de la température……...120
9.5 Autres erreurs systématiques……122
9.6 Conclusion……123

Références……124

ARTICLE: "A complementary study of DIAL optimization in direct and heterodyne detections", Didier Bruneau, Fabien Gibert, Pierre H. Flamant and J. Pelon, soumis à Applied Optics, 2006, en révision

CHAPITRE IV LE LIDAR DIAL DOPPLER LIDIA

Lidar pour la mesure du Dioxyde de carbone Atmosphérique

1. INJECTEURS ET OSCILLATEURS LOCAUX ……131
1.1 Description……131
1.2 Performances des différents cristaux……132
1.3 Accordabilité et filtrage spectral……133
1.4 Injecteur et oscillateur local……...134

2. LA SOURCE LASER PULSEE A 2 MICRONS……136
2.1 Description……136
2.2 Injection, système anti-retour et synchronisation……..137
2.3 Caractéristiques du laser pulsé à 2 microns……...139
2.4 Conclusion……143

3. CONTRÔLE SPECTRAL……144
3.1 Cuve photoacoustique……144
3.2 Stabilité fréquentielle du laser pulsé: fluctuations, dérive……146

4. RECEPTION ET ACQUISITION DES SIGNAUX……149
4.1 Détection des signaux utiles ……..149
4.2 Exploitation des signaux……150
4.3 Acquisition des signaux……151

5. TRAITEMENT DU SIGNAL……..152
5.1 Signal de référence……152
5.2 Signal atmosphérique……153
5.3 Estimateur Squarer……157
5.4 Estimateur de Levin……...…158
5.5 Mesure de vitesse radiale……..160
5.6 Mesure de coefficient de rétrodiffusion : $\beta_{ON/OFF} T^2_{at_ON/OFF}$ ……161
5.7 Mesure de l'épaisseur optique : τ ……162

Références……163

CHAPITRE V RESULTATS EXPERIMENTAUX

1. LES SITES DE MESURE……167

2. ANALYSE D'UNE MESURE DIAL……..168
2.1 Performance théorique – Limite de Cramer Rao……...168
2.2 Analyse d'une mesure de puissance expérimentale……...169
2.3 Restitution de l'épaisseur optique……..172

3. MESURES HORIZONTALES : VALIDATION DES MESURES DIAL ……175
3.1 Conditions expérimentales……175
3.2 Contexte synoptique……...176
3.3 Mesure DIAL du rapport de mélange moyen en CO_2 dans la CLA et de l'importance du LIDAR DOPPLER à la méso-échelle……..178
3.4 Bilan des erreurs sur une mesure du rapport de mélange en CO_2……..182
3.4 La mesure du rapport de mélange en CO_2 est-elle biaisée aux faibles CNR ?.....185

4. MESURES VERTICALES : MESURE DANS LA CLA……192
4.1 Détermination de la fonction de poids *WF* : utilisation de MM5……..192
4.2 Régression linéaire et rapport de mélange moyen en CO_2 ……194

5. ETUDE SUR LA CORRELATION DES SIGNAUX RETRODIFFUSES……198
5.1 Corrélation tir à tir des signaux rétrodiffusés : $\rho(P_p, P_q)$……198
5.2 Corrélation entre les puissances moyennes ON et OFF : $\rho(\langle P_{ON} \rangle, \langle P_{OFF} \rangle)$……200

6. MESURES VERTICALES : UTILISATION DES CIBLES NUAGEUSES……..…204
6.1 Utilisation des nuages de basse altitude……...…..204
6.2 Vers une mesure dans la troposphère libre……209

7. VERS DES MESURES RESOLUES DANS LA CLA……212
7.1 Conditions expérimentales……213
7.2 Couche nocturne, couche résiduelle et apport du LIDAR DOPPLER……..214
7.3 Epaisseur optique et fonction de poids……..218
7.4 Rapport de mélange en CO_2 dans la couche nocturne et dans la couche résiduelle……..220

8. CONCLUSION……223

ARTICLE : "2 µm-Heterodyne Differential Absorption Lidar Measurements of Atmospheric CO_2 Density in the Boundary Layer", Fabien Gibert, Pierre H. Flamant, Didier Bruneau, Claude Loth, accepté pour publication dans Applied optics, 2006

CHAPITRE VI VERS UNE MESURE AEROPORTEE ET SPATIALE

Modélisation instrumentale

1. DESCRIPTION DU MODELE ATMOSPHERIQUE ……227
1.1 Caractéristiques en air clair……227
1.1.1 Coefficient de rétrodiffusion et extinction des aérosols……227
1.1.2 Coefficient de diffusion et d'extinction moléculaire……227
1.2 Caractéristiques des nuages……228
1.3 Caractéristiques du sol……229
1.3.1 Surface de la mer……229
1.3.2 Réflectivité du sol……229
1.4 Signal radiométrique……230

2. METHODOLOGIE……231
2.1 Fonction de poids et positionnement spectral……231
2.1.1 Spectroscopie pour des mesures spatiales……231
2.1.2 Fonction de poids……232
2.2 Méthode de mesure……234
2.2.1 Mesures résolues……234
2.2.2 Mesures intégrées……234
2.3 Bilan des erreurs intervenant sur la fonction de poids ……235

3. RESULTATS ET DIMENSIONNEMENT INSTRUMENTAL……237
3.1 Performances simulées de LIDIA et comparaison avec les résultats expérimentaux……237
3.2 Instrument aéroporté……241
3.2.1 Détection directe……241
3.2.2 Détection hétérodyne……245
3.3 Dimensionnement pour un instrument spatial (FACTS)……248
3.2.1 Détection directe……248
3.2.2 Détection hétérodyne……250
3.3 Conclusion……253

Références……255

CONCLUSION

ANNEXES

ANNEXE A: COMMANDE DE LA CELLULE DE POCKELS……264

ANNEXE B: CUVE PHOTOACOUSTIQUE……265

ANNEXE C: ESTIMATION DU RAPPORT DE MELANGE MOYEN EN CO_2 AVEC LE MAXIMUM DE VRAISEMBLANCE……267

INTRODUCTION

Le dioxyde de carbone (CO_2) est le deuxième gaz à contribuer à l'effet de serre après la vapeur d'eau. La concentration de CO_2 dans l'atmosphère a augmenté, partant de 280 ppm (parties par millions) en 1850 jusqu'à 375 ppm aujourd'hui pour atteindre des valeurs extrêmes de 500 ppm dans les grandes agglomérations. L'origine de cette augmentation est la combustion massive d'énergie fossile depuis le début de l'ère industrielle. Cette augmentation de concentration est du même ordre de grandeur que les variations naturelles entre les périodes glaciaires et interglaciaires. Cependant, les changements naturels de concentration s'effectuent, quant à eux, sur des périodes de plusieurs milliers d'années alors qu'on assiste ici à un changement important sur des périodes du siècle voire de quelques décennies. Une analyse des carottes de glaces prélevées à Vostok en Antarctique montre que la concentration actuelle de CO_2 dans l'atmosphère n'a jamais été atteinte depuis 400000 ans. Cette analyse montre par ailleurs la forte corrélation qui existe entre les variations de la température de surface et la concentration du CO_2 atmosphérique [Petit-99]. Ces observations laissent présager que les émissions anthropiques de CO_2 pourraient induire une perturbation du système climatique bien au-delà de sa variabilité naturelle.

Or, un réchauffement global de la surface terrestre a été confirmé par le Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat (GIEC) dès 1990. Une augmentation de la température de surface comprise entre 0,3 et 0,6 °C (mesures thermométriques) a été enregistrée depuis le milieu du 20e siècle. Cette augmentation est corrélée avec l'augmentation de la concentration des gaz à effet de serre dans l'atmosphère et notamment du CO_2 [IPCC-01].

Les modèles actuels de climat prédisent qu'un doublement de la concentration du CO_2 dans l'atmosphère conduirait à un réchauffement global de la planète entre 1,5 et 4° C en 2100. Cependant, notre connaissance actuelle du système climatique est insuffisante pour prévoir avec précision la réponse de la biosphère et des océans à un forçage de la concentration du CO_2 atmosphérique et de la température. Ainsi, pour pouvoir prédire les concentrations futures de CO_2 dans l'atmosphère, il est primordial de connaître les flux de surface qui contrôlent la concentration du CO_2 atmosphérique. Pour cela, une localisation et une quantification des sources et des puits à l'échelle régionale et même locale, en lien avec une meilleure connaissance des écosystèmes à ces échelles, est nécessaire et ceci sur toute la Terre.

Un réseau d'observations en surface, constitué d'environ une centaine de stations, s'est construit progressivement depuis les années 50. Cependant les couvertures temporelle et spatiale de ce réseau sont insuffisantes pour connaître les flux de CO_2 en surface de manière à contraindre de manière adéquate les modèles climatiques.

La télédétection spatiale, passive dans un premier temps, puis active, a ainsi vu le jour pour répondre à un besoin de mesures globales de la concentration du CO_2 atmosphérique. Si des sondeurs passifs dans l'infrarouge thermique (à partir des sondeurs TOVS ou HIRS, IASI) ou dans le proche infrarouge (GOSAT, OCO) ont été proposés et pour certains déjà utilisés, ces instruments ont des inconvénients majeurs pour répondre aux objectifs scientifiques des mesures spatiales de CO_2 qui demandent une précision de 1 ppm (soit 0.3%) : peu de sensibilité dans la CLA pour les sondeurs dans l'infrarouge thermique, peu ou pas de couverture des moyennes et des hautes latitudes, biais régionaux dus aux nuages fins ou à des concentrations atmosphériques hétérogènes en aérosols…

Le Lidar (Light Detection and Ranging), instrument de télédétection active, a démontré dans le passé toutes ses possibilités pour sonder différents gaz comme la vapeur d'eau [Schotland-64, Cahen-82], l'ozone [Mégie-77, Pelon-82, Mégie-88], le SO_2 [Ancellet-87]… A ce jour, peu d'équipes

de recherche se sont lancées dans le défi scientifique que représente la mesure du CO_2 atmosphérique par Lidar à Absorption Différentielle (DIAL). Seules des mesures relatives ont été publiées avec une bonne précision (1,5 %) [Koch-04].
Pour répondre à un besoin de mesures globales et des objectifs très exigeants en terme de précision, de biais et de couverture spatiale j'ai donc conduit pendant ma thèse un travail de recherche instrumental sur la méthode DIAL pour la mesure du CO_2 atmosphérique. J'ai mis au point un instrument DIAL, qui est un travail de recherche en optique, spectroscopie, électronique et traitement du signal, puis j'ai utilisé ce Lidar pour des mesures de CO_2 en valeur absolue avec une précision de 1-2 %.

Le travail de thèse s'organise en plusieurs parties.

Le premier chapitre décrit le cadre scientifique dans lequel s'inscrit la thèse : branche atmosphérique du cycle du carbone, changement climatique et protocole de Kyoto, réseau de mesures actuel et principales missions spatiales. Ce chapitre montre notamment comment s'insèrent les différents aspects que j'ai traité pendant la thèse : modélisation, expérimentation et études théoriques dans le cadre plus général de la restitution des flux de surface et de la mesure du CO_2 atmosphérique. Au final, je m'intéresse plus particulièrement à l'apport scientifique et aux objectifs d'une mesure de CO_2 atmosphérique par Lidar DIAL à partir de l'espace.

Dans le chapitre II, on s'intéresse au domaine d'étude et plus particulièrement à l'évolution du CO_2 atmosphérique à la méso – échelle. La représentativité temporelle, horizontale et verticale d'une mesure de CO_2 y est évaluée dans le but de cadrer l'étude expérimentale. Par ailleurs on y étudie les processus à l'origine de la variabilité du rapport de mélange dans les différentes parties de l'atmosphère pour mettre au point une méthode de mesure efficace permettant de rendre compte des phénomènes observés. Nous verrons comment ce travail d'étude du CO_2 atmosphérique à la moyenne échelle a permis, entre autre, de mettre au point une méthode originale de restitution et de caractérisation des flux de surface naturels dans la région du Sud-Ouest parisien.

Fort de cette étude et des objectifs de mesure décrits dans le chapitre I, le chapitre III discute la mesure DIAL avant d'en rechercher une optimisation pour obtenir le maximum de précision sur la mesure de concentration. Un soin tout particulier est porté à la spectroscopie, à l'optimisation de paramètre tels que l'épaisseur optique de la colonne d'air sondée et l'énergie des impulsions lasers émises dans l'atmosphère, et à l'analyse des erreurs statistiques et systématiques.

Le chapitre IV décrit le système expérimental réalisé au Laboratoire de Météorologie dynamique pendant ces trois années : LIDIA, « Lidar pour la mesure du Dioxyde de carbone Atmosphérique ». Le Lidar DIAL Doppler a été conçu à partir d'un Lidar Doppler déjà existant au Service d'Aéronomie [Bruneau-00, Le Rille-02]. Le chapitre décrit le Lidar, les différentes transformations, les éléments ajoutés et les performances du système global dans le cadre des mesures DIAL. Un intérêt particulier est donné au traitement de signal.

Suit alors la partie principale du travail de recherche avec la présentation et la discussion des résultats expérimentaux. Des mesures réalisées de jour et de nuit en fin d'année 2004 et pendant l'année 2005 y sont décrites pour illustrer les différentes possibilités d'une mesure DIAL pour répondre aux objectifs scientifiques décrits dans le chapitre I : mesures intégrées au niveau du sol et validation avec des mesures *in-situ*, mesures verticales dans la couche limite atmosphérique (CLA), utilisation des cibles nuageuses, mesures dans la troposphère libre et mesures résolues dans la CLA. Nous voyons notamment l'apport de mesures de vent et de vitesses verticales simultanées avec des

mesures de concentration pour expliquer les processus naturels ou anthropiques à l'origine de la variation temporelle du rapport de mélange en CO_2.

Le dernier chapitre s'appuie sur le travail expérimental précédent pour prévoir les performances de futurs systèmes de mesure DIAL aéroporté ou spatial capable de répondre aux objectifs scientifiques à moyen et long terme. Différentes perspectives de travail pour l'amélioration du système expérimental et pour la conception d'un nouveau système y sont abordées.

Enfin une conclusion permet de souligner et de rassembler les principaux résultats du travail de thèse.

Références

Ancellet G., G. Mégie, J. pelon, R. Capitini, D. Renault, Atmos. Environ., 21, 2215-2226, 1987.

Bruneau D., O. Le Rille and J. Pelon, "Wind Velocity and Backscatter Measurements at 2 µm with the Heterodyne Detection Lidar EMIL", 20th ILRC, 2000.

IPCC, "Climate Change 2001 : The scientific basis. Contribution of Working Group I to the Third Assesment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC)", Cambridge University Press, New York, 2001.

Keeling C. D., T. P. Whorf, "Atmospheric CO_2 records from sites in the SIO air sampling network, in trends '93: A Compendium of Data on Global Change", edited by D.P.K. T.A. Boden, R.J. Sepanski and F.W. Stoss, Carbon Dioxide Inf. Anal. Cent., Oak Ridge, 2000

Koch G. et al., "Coherent Differential Absorption Lidar Measurements of CO_2", Appl. Opt. 43, 5092, 2004

Le Rille O., "Etude et validation d'un lidar hétérodyne émettant à 2 microns pour l'application à la météorologie et à l'environnement ", Thèse, Université Paris VI, 2002

Mégie G., J. Y. Allain, M. L. Chanin, J. E. Blamont, "Vertical profile of stratospheric ozone by lidar sounding from the ground", Nature, 270, 329-, 1977.

Mégie G., "Laser measurements of atmospheric trace constituents", Laser remote chemical analysis, R. Measures (Ed.), John Wiley and sons, New York, 1988.

Pelon J. and G. Mégie, J. Geophys. Res., 87 (C7), 4947-, 1982.

Petit J. R. et al., "Climate and atmospheric history of the past 420,000 years from the Vostok ice core, Antartica", Nature, 399 (6735), 429-436, 1999.

Schotland R. M., in proceedings of the Third symposium on remote sensing of Environment, Univ. Michigan, Ann Arbor, 1964.

CHAPITRE I

La CO_2 atmosphérique
Objectifs scientifiques

Dans ce chapitre, on décrit le cycle du carbone avant de nous intéresser à une de ces composantes : le CO_2 atmosphérique. Puis on analyse les enjeux d'une augmentation de la concentration de ce gaz dans l'atmosphère : effet de serre et protocole de Kyoto.
Enfin nous verrons comment les scientifiques ont tenté de répondre, jusqu'à aujourd'hui, à ce défit pour le climat du futur : réseau de mesure au sol, modélisation
Ceci nous amènera à définir les objectifs d'une mesure du CO_2 atmosphérique par lidar DIAL. Dans un dernier temps, nous détaillerons les moyens spatiaux mis en œuvre jusqu'à présent et les instruments passifs pour souligner la complémentarité et les avantages d'une mesure par télédétection active par Lidar DIAL.

Plan

1. CYCLE DU CARBONE……..9
1.1 Cycle du carbone naturel et perturbation anthropique……...9
1.1.1 Cycle du carbone organique et échanges Atmosphère/ Biosphère…….... 10
1.1.2 Cycle du carbone inorganique et échanges Atmosphère/ Océan ……....10
1.1.3 Perturbations anthropiques……....10
1.2 Le CO_2 atmosphérique……11
1.3 Et des incertitudes……12

2. CLIMAT ET PROTOCOLE DE KYOTO……14
2.1 CO_2 et effet de serre……14
2.2 Le protocole de Kyoto……15

3. MOYENS ACTUELS DISPONIBLES POUR LA RESTITUTION DES SOURCES ET DES PUITS DU CO_2 ATMOSPHERIQUE……17
3.1 Réseau de mesure du CO_2 atmosphérique……...17
3.2 Techniques de restitution des flux de surface……...19
3.2.1 Echelles d'étude……19
3.2.2Méthodes de restitution des puits et des sources……....20

4. VERS UNE MESURE SPATIALE……23
4.1 Précision requise……..23
4.2 Télédétection spatiale du CO_2 atmosphérique présente et future……24
4.2.1 Mesure dans l'infra-rouge thermique……....24
4.2.2 Mesure par absorption différentielle……27

5. APPORT SCIENTIFIQUE D'UNE MESURE DE CO_2 ATMOSPHERIQUE PAR LIDAR DIAL……...31
5.1 Potentiel et originalité d'une mesure DIAL……31
5.1.1 Profils verticaux……....31
5.1.2 Mesures jour et nuit……....31
5.1.3 Hautes et moyennes latitudes……...…32
5.1.4 Sensibilité à la diffusion atmosphérique……....32
5.1.5 Sondage fin ……...…32
5.1.6 Autres possibilités……32
5.2 Contraintes visées pour une mesure spatiale par Lidar DIAL……32

Références……...35

1. CYCLE DU CARBONE

1.1 Cycle du carbone naturel et perturbation anthropique

La figure 1.1 présente le cycle global du carbone et ses flux entre les principaux réservoirs actifs: l'océan, l'atmosphère, la végétation et les sols. Le plus grand réservoir de carbone après la lithosphère (roches sédimentaires) est l'océan profond, 38000 GtC (1 GtC = 10^9 tonnes de carbone), contre 2200 GtC sur les continents, 1000 GtC à la surface des océans et 730 GtC dans l'atmosphère.

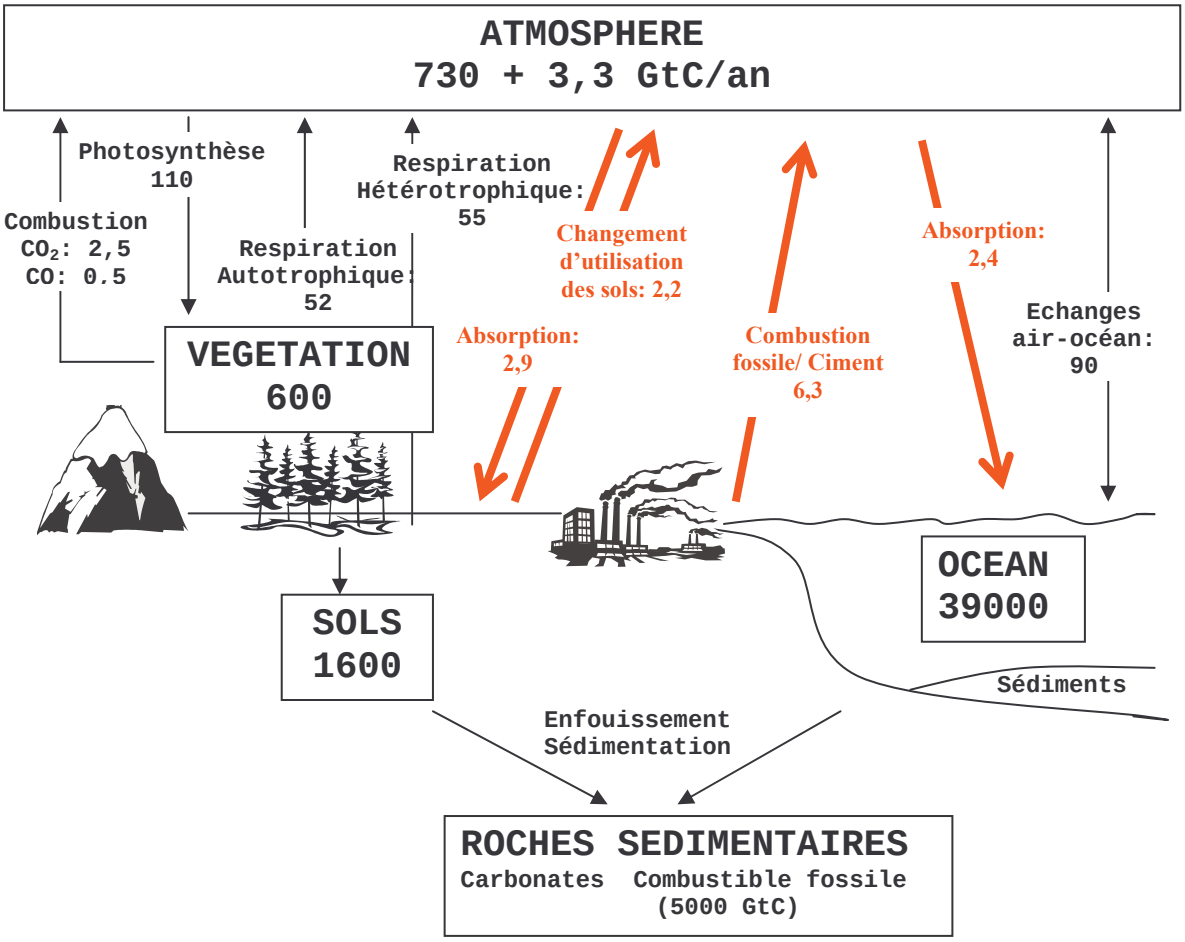


Figure 1.1 : Cycle global du carbone : réservoirs et flux d'origine naturelle et anthropique affectant la concentration du CO_2 atmosphérique. Les quantités de carbone stockées sont en GtC, les flux en GtC.an^{-1}. Les flèches en gras indiquent les perturbations d'origine anthropique. [IPCC-01]

1.1.1 Cycle du carbone organique et échanges Atmosphère/ Biosphère

Les échanges entre l'atmosphère et la biosphère sont la résultante du cycle dit court du carbone organique (temps inférieurs au siècle) par les processus de photosynthèse, respiration et fermentation. La contribution de la photosynthèse, qui utilise l'énergie solaire pour synthétiser la matière organique en fixant le carbone dans les hydrates de carbone (CH_2O), est de 110 GtC par an. La respiration des végétaux chlorophylliens transforme, à partir de l'oxygène de l'air, toute matière organique en CO_2 : c'est la respiration autotrophique qui donne lieu à un flux de carbone d'environ 50 GtC par an. La matière végétale morte se décompose dans les sols sous l'action de micro-organismes, bactéries et champignons. C'est la respiration hétérotrophique (55 GtC par an) dont une part est constituée par le processus de fermentation: production de CO_2 et de CH_4 dans l'atmosphère. Enfin, la combustion de la végétation, d'origine humaine ou naturelle relâche vers l'atmosphère quelques GtC chaque année. Une dernière partie de la matière organique est stockée dans les sols.
Sur des échelles de temps beaucoup plus longues, ce sont les processus de nature géologique qui doivent être considérés : enfouissement des matières organiques dans les sédiments et les roches sédimentaires, leur transformation en combustibles fossiles et leur altération. Les flux de carbone reliés à ces processus sont faibles ; en revanche, les réservoirs sont immenses et les temps impliqués des milliers voire des millions d'années.

1.1.2 Cycle du carbone inorganique et échanges Atmosphère/ Océan

D'autres processus de recyclage du carbone impliquent cette fois le carbone inorganique. Il existe sous plusieurs formes dans l'océan : CO_2 dissous en surface en faible quantité (1 %), ions bicarbonate HCO_3^- (91 %) et ions carbonates CO_3^{2-} (8 %). L'équilibre chimique de solubilité du CO_2 atmosphérique dans l'océan, équilibre chimique entre (CO_2, H_2O) et HCO_3^-, dépend de la température de l'océan et du carbone déjà stocké. Les eaux froides favorisent l'absorption du CO_2 par les océans.
Le carbone inorganique de l'océan provient aussi de l'érosion des continents, eaux de pluie et ruissellement. Les organismes combinent le HCO_3^- au Ca^{2+} pour secréter leur squelette ou leur coquille de $CaCO_3$. Une partie de ce calcaire s'accumule au fond des océans et est éventuellement enfouie pour former des roches sédimentaires carbonatées. Ces dernières sont ramenées à la surface après plusieurs dizaines de millions d'années par les mouvements tectoniques des plaques.

1.1.3 Perturbations anthropiques

Le cycle du carbone est perturbé par l'activité humaine. L'utilisation des combustibles fossiles et la production de ciment entraînent chaque année l'émission de 6.3 GtC additionnelles. Ce terme est relativement bien connu, avec une incertitude de quelques pourcents. Par ailleurs, la déforestation est responsable d'un flux net de 1.6±0.8 GtC vers l'atmosphère. Ces perturbations humaines du cycle du carbone sont en partie compensées par un puits de carbone dans l'océan et les surfaces terrestres. Les estimations montrent que ce puits de carbone global varie largement d'une année sur l'autre et que la partition moyenne est du même ordre de grandeur pour les deux réservoirs.

Si la plus large fraction des flux de carbone vers l'atmosphère se fait sous forme de dioxyde de carbone (CO_2), les échanges sous forme de monoxyde de carbone (CO), de méthane (CH_4) et d'autres hydrocarbures non méthaniques (Non Methane Hydro Carbon) contribuent également. Les hydrocarbures sont au final oxydés dans l'atmosphère pour former du CO. Les sources principales de CO sont, d'une part, le brûlage de la biomasse et, d'autre part, l'oxydation industrielle du CH_4 et des « Non Methane Hydro Carbon » (NMHC), dans des proportions similaires. Les NMHC sont naturellement produits par la végétation lors de l'activité photosynthétique. Chaque année, à peu près 1 Gt de carbone sous forme de CO est oxydée en CO_2. Sur la Figure 1.1, ces flux de CO_2 indirects sont intégrés sous la forme de brûlage de combustible fossile, de respiration et de combustion [IPCC, 2001].

2. Le CO_2 atmosphérique

La variation moyenne du rapport de mélange du CO_2 atmosphérique en surface (nombre de molécules de gaz rapporté au nombre de molécules d'air sec dans un même volume) est présentée sur la figure 1.2 en fonction de la latitude de 1983 à 2000. Il s'exprime en ppm ou en $\mu mol.mol^{-1}$.

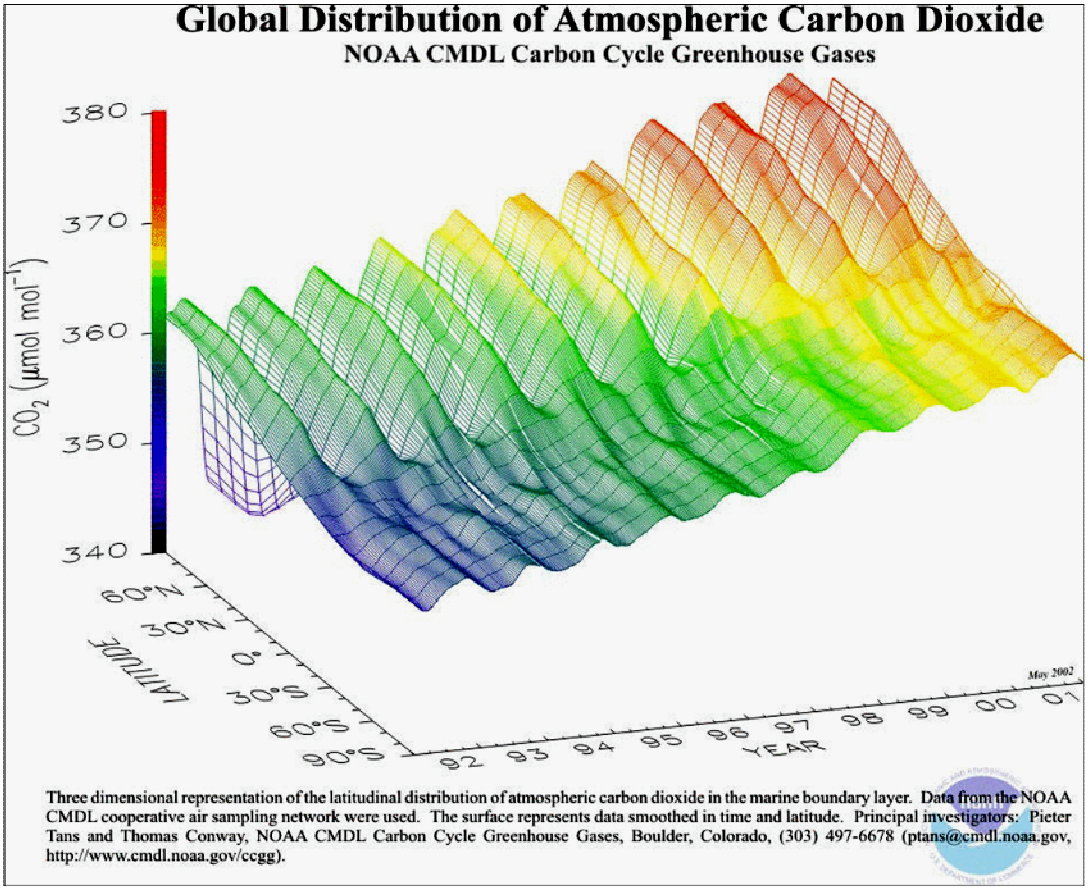


Figure 1.2 : Variation temporelle et en latitude du rapport de mélange en CO_2 atmosphérique moyen mesuré en surface par les stations du réseau NOAA/CMDL. D'après P.Tans et T. Conway, NOAA/CMDL carbon Cycle Greehouse Gases, Boulder, Colorado.

Les caractéristiques globales du rapport de mélange en CO_2 atmosphérique sont les suivantes :

- Une augmentation annuelle globale avec un taux de croissance de l'ordre de 1,55 ppm.an^{-1} qui résulte de l'accumulation dans l'atmosphère d'une partie des émissions anthropiques. Cette augmentation correspond à l'apport d'environ 3,3 GtC.an^{-1} dans l'atmosphère (Fig. 1.1). La variabilité du taux de croissance dépend du lieu géographique et de la variabilité climatique.

- Un cycle saisonnier dont l'amplitude dépend de la latitude. Dans l'hémisphère Nord, l'amplitude peut atteindre 15 ppm. Il traduit l'activité des échanges biosphère/ atmosphère. La biosphère se comporte comme un puits de CO_2 en été (la photosynthèse est le processus dominant) et comme une source le reste de l'année (respiration de la végétation et des sols). Dans l'hémisphère Sud, la saisonnalité est moins marquée et les échanges air/ mer jouent un rôle aussi important que ceux avec la biosphère continentale [Ramonet-94, Lambert et al-1995].

- Un gradient d'environ 3,5 ppm en moyenne d'un pôle à l'autre, reflet de l'accroissement des émissions anthropiques dans l'hémisphère Nord.

- Une variabilité sur des échelles de temps moyennes, dite méso-échelle (quelques heures à quelques jours) essentiellement confinée à la couche limite atmosphérique (CLA) et qui sera notre domaine temporel d'étude. L'amplitude de ces variations est très dépendante des conditions météorologiques et de la proximité des sources et des puits. En milieu continental, des variations de plusieurs dizaines de ppm sur quelques heures peuvent être observées en surface. En revanche, aux stations océaniques ou côtières influencées par l'air marin, la variabilité ne dépasse pas quelques ppm [Chevillard-01].

3. Et des incertitudes…

La figure 1.3 présente le taux de croissance de carbone dans l'atmosphère, estimé par les mesures de concentration en surface, en parallèle avec le taux de carbone d'origine fossile pour la période des 40 dernières années. On observe que le taux de croissance du CO_2 dans l'atmosphère est approximativement de moitié inférieur au taux des émissions anthropiques avec une forte variabilité interannuelle.
Cette variabilité est en partie expliquée par les périodes chaudes El Niño, associées à une augmentation du taux de croissance du CO_2 qui se propage des régions tropicales vers les pôles [Conway-94, Keeling-95]. Par ailleurs l'éruption du Pinatubo en juin 1991 (Philippines) via son impact froid sur le système climatique est sans doute responsable d'une forte baisse du taux de croissance du CO_2 entre 1992 et 1994.
La différence entre les deux courbes indique la présence de puits de carbone, dans la biosphère continentale et les océans, capable d'absorber quelques GtC par an.
Le flux absorbé par les océans est estimé à 2,4 GtC.an^{-1}. L'absorption s'effectue par dissolution du CO_2 atmosphérique dans les eaux froides (eaux polaires) et par production de phytoplancton par photosynthèse. Le carbone est alors entraîné dans l'océan profond par des courants froids descendants

existant aux hautes latitudes et peut resté stocké pendant des centaines d'années à mesure que les courants océaniques ramèneront les eaux profondes en surface. Cependant la valeur de ce flux varie significativement de 0,9 à 2,3 selon les études [Peylin-02, Gruber-01, Takahashi-99, Bopp-01].

Il reste alors un puits mal quantifié attribué à la biosphère terrestre capable d'absorber environ 2,9 $GtC.an^{-1}$ avec une incertitude d'environ 30 %. Cette hypothèse trouve son fondement dans diverses études effectuées notamment sur les forêts de l'hémisphère Nord [Ciais-95, Fan-98, Gloor-00, Gurney-02]. Cependant le rôle des forêts reste incertain, à la fois source et puits de CO_2 atmosphérique.

Aujourd'hui encore, la localisation et la quantification de ces puits restent très controversées à cause d'un réseau d'observation trop épars.

De plus, l'effet d'un changement de la température globale est susceptible de modifier le comportement des puits biosphériques et océaniques. En cas de réchauffement, les eaux polaires absorberaient moins de CO_2 dont la teneur augmenterait d'autant dans l'atmosphère ; en revanche la population de phytoplancton est susceptible d'augmenter. Par ailleurs une augmentation de la concentration du CO_2 atmosphérique entraînerait une augmentation de la photosynthèse et donc la quantité de carbone stockée dans les plantes. Cependant une augmentation de la température provoquerait aussi une augmentation de la respiration des plantes et des sols. La biosphère terrestre pourrait devenir une source nette de CO_2 dans le futur comme le montre plusieurs modèles [Cox-00, Jones-03] accentuant ainsi l'effet des émissions anthropiques sur le climat.

En résumé, il reste beaucoup d'incertitudes sur les variables et les processus qui contrôlent les échanges entre l'atmosphère et les autres réservoirs de carbone. La compréhension de ces processus est fondamentale pour prévoir le climat du futur.

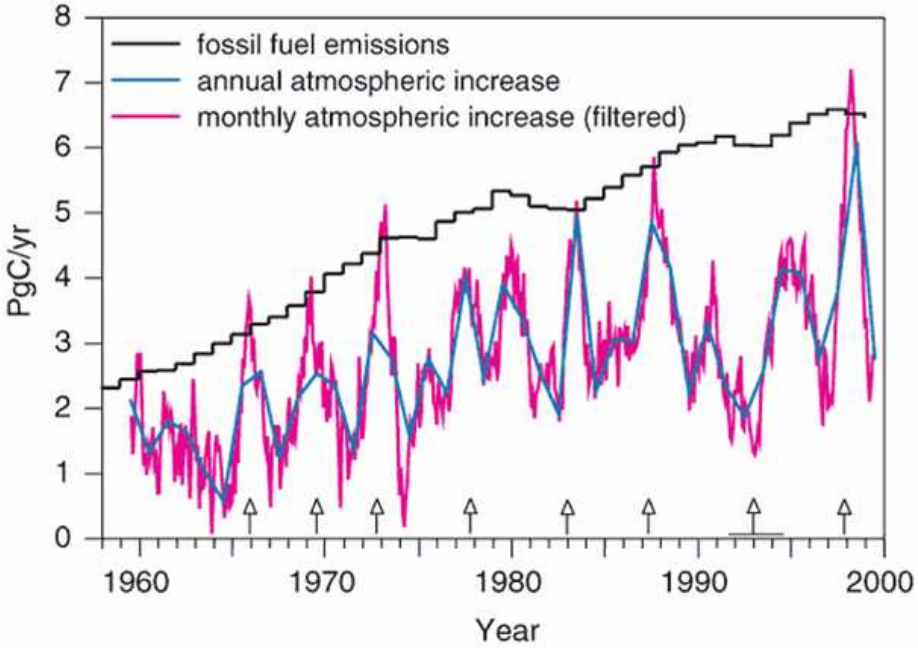


Figure 1.3 : Taux de croissance du CO_2 atmosphérique comparé au taux d'émission de carbone d'origine fossile exprimé en $PgC.an^{-1}$ (1 $PgC.an^{-1}$ = 1 $GtC.an^{-1}$). Les flèches indiquent les évènements El Niño [IPCC-01].

2. CLIMAT ET PROTOCOLE DE KYOTO

2.1 CO_2 et effet de serre

Ne dénigrons pas l'effet de serre. Sans lui, la température de la Terre serait de – 18 °C. La vie serait tout simplement impossible. Heureusement, la vapeur d'eau (0,3 % de la masse de l'atmosphère mais contribuant à 70 % de l'effet de serre) puis le CO_2 (0,03 % mais responsable de 20 % de l'effet de serre), le méthane et quelques autres gaz dits « à effet de serre » contenus dans l'atmosphère piègent une partie du rayonnement infra rouge solaire autour de la Terre. La température moyenne terrestre est maintenue ainsi à 15 °C.

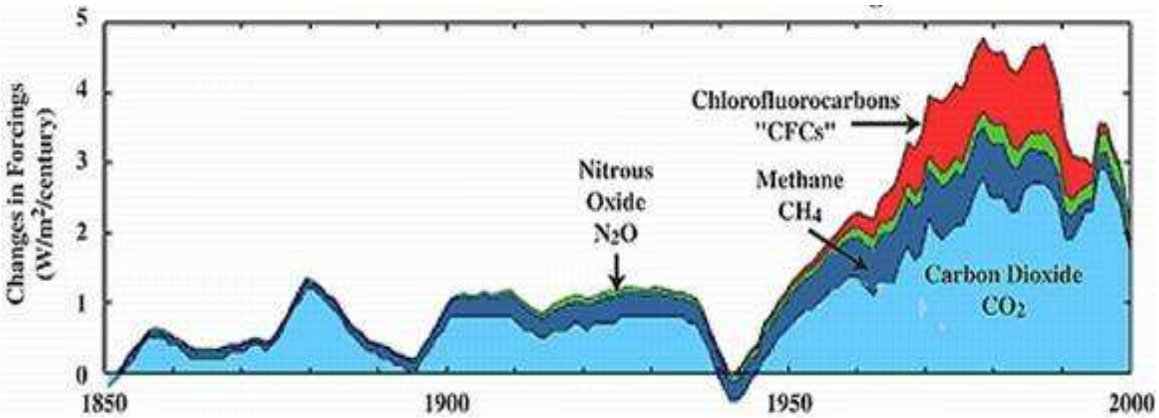


Fig. 1.4 Taux de croissance du forçage radiatif des différents gaz anthropiques contribuant à l'effet de serre [Hansen-01]

La figure 1.4 montre le taux de croissance du forçage radiatif des différents gaz anthropiques contribuant à l'effet de serre. La contribution du CO_2 au forçage représente aujourd'hui 53% du total des gaz à effet de serre. La durée de vie du gaz carbonique dans l'atmosphère est d'environ un siècle.
La contribution des autres gaz a évolué dans le passé : Méthane (CH_4), Dioxyde d'Azote (N_2O), CloroFluoroCarbones (CFCs). Ces derniers étaient impliqués dans la destruction de la couche d'ozone et sont désormais interdits depuis le protocole de Montréal. Leur contribution reste de 12 % dans le forçage radiatif actuel. La concentration de méthane a augmenté d'un facteur 2 pendant la période préindustrielle et était un contributeur significatif aux émissions anthropogéniques. Cependant, dans la dernière décennie, les niveaux de concentration de méthane ont eu tendance à se stabiliser de manière à ce que sa contribution à l'augmentation annuelle du forçage radiatif est aujourd'hui négligeable. Il reste qu'il représente quand même 14 % du forçage radiatif actuel des gaz à effet de serre.
Le taux de croissance de l'effet de serre était maximal dans les années 80 et a décrû significativement depuis. Cette baisse est en majeure partie due à l'arrêt de la production des CFCs. Elle est aussi le résultat de la baisse importante du taux de croissance de la concentration de CH_4 pour des raisons qui sont en partie dues au protocole de Kyoto et en partie inconnues.
Cette figure montre avec évidence que même si d'autres gaz ont eu dans le passé une large contribution au taux de croissance annuel de l'effet de serre, la croissance actuelle est due au CO_2. Il

est prévu que ceci sera aussi vrai durant tout le 21ème siècle en attendant que des mesures drastiques soient prises pour décroître les émissions de CO_2.

2.2 Le protocole de Kyoto

Plusieurs pays ont reconnu le danger potentiel que représentait une augmentation incontrôlée des gaz à effet de serre dans l'atmosphère. Ils se sont mis d'accord pour tenter de réduire collectivement ces émissions par la coopération et certaines mesures.
Dans le protocole de Kyoto, les états ont décidés de réduire de 5% par rapport aux niveaux de 1990 leurs émissions de gaz à effet de serre. On peut noter que à cause de la croissance démographique et économique cet effort est plus important que la réduction de 5% le laisse entendre. Ces 5% de réduction ne sont pas également répartis suivant les nations. La plupart des nations ont un objectif de réduction de 8%, d'autres de 0% de manière à rester sous le niveau des émissions de 1990.
L'article 3 du protocole affirme que: "*The parties included in AnnexI shall, individually or jointly, ensure that their aggregate anthropogenic carbon dioxide equivalent emissions of the greenhouse gases listed in Annex A do not exceed their assigned amounts, calculated pursuant to their quantified emission limitation and reduction commitments inscribed in Annex B and in accordance with the provisions of this Article, with a view to reducing their overall emissions of such gases by at least 5 per cent below 1990 levels in the commitment period 2008 to 2012*".
"individually and jointly" indique que plusieurs pays peuvent partager leur efforts. Par exemple, les états de l'Union Européenne ont choisi d'être un agrégat dans l'idée du protocole, même si chaque pays reste responsable de ses propres émissions. En novembre 2003 une directive européenne instaurant un marché des quotas d'émission du gaz carbonique a été ratifié par Bruxelles. L'impact financier de cette directive n'est pas négligeable. Le gouvernement français a négocié les allocations de quotas d'émission de CO_2 aux industriels. L'ouverture du marché a eu lieu le 1er janvier 2005 à un prix estimé entre 10 et 25 euros la tonne de CO_2.
Un autre point important de l'article 3 est que les états peuvent réduire leurs émissions par des puits artificiels comme la reforestation ou le changement de l'utilisation du sol : "*The net changes in greenhouse gas emissions by sources and removals by sinks resulting from direct human-induced land-use change and forestry activities, limited to afforestation, reforestation and deforestation since 1990, measured as verifiable changes in carbon stocks in each commitment period, shall be used to meet the commitments under this Article of each Party included in Annex I"*. On peut noter que ces puits pseudo naturels ne sont valables que pour les émissions de dioxyde de carbone et non pour les autres gaz.
La connaissance partielle des processus régissant la concentration du CO_2 atmosphérique et les incertitudes des prévisions des modèles climatiques quant au réchauffement de la planète ont laissé planer le doute sur l'urgence d'une réduction des émissions des gaz à effet de serre face aux enjeux économiques, politiques et humains.
Ainsi, à l'heure où se réunit le Groupe de discussion Intergouvernemental sur l'Evolution Climatique (GIEC) au Canada à Montréal (24ème session du 22 au 28 septembre) pour évaluer et comprendre les risques associés aux changements climatiques induits par l'homme, le protocole de Kyoto n'a pas été ratifié par un nombre d'états suffisant, contribuant à une part significative du total des émissions anthropiques. Pourtant il y a un réel besoin de quantifier et de contrôler les émissions anthropiques au

niveau des états même. En effet, des observations satellites semblent inefficaces pour contrôler avec précision les émissions et les quotats prescrits par le protocole de Kyoto pour deux raisons principales : les émissions se font à l'échelle locale et seront moyennées avec les flux naturels pour une observation satellite ; par ailleurs les flux anthropiques peuvent être connus avec une précision suffisante en contrôlant les importations et les productions locales.

L'intérêt des futures mesures du CO_2 atmosphérique, à terme à bord de satellite, est donc la compréhension des processus naturels, la quantification des échanges et la localisation des sources et des puits à la surface de la Terre.

3. MOYENS ACTUELS DISPONIBLES POUR LA RESTITUTION DES SOURCES ET DES PUITS DU CO_2 ATMOSPHERIQUE

Pour prédire la distribution du CO_2 atmosphérique dans l'atmosphère et prédire son évolution future, il faut deux composantes essentielles : 1) connaître parfaitement la localisation des sources et des puits, 2) un modèle de transport sans incertitude. Inversement, pour déterminer les sources et les puits, il faut connaître avec précision la répartition du CO_2 atmosphérique à la surface de la Terre. Quels sont les moyens actuels disponibles ?

3.1 Réseau de mesure du CO_2 atmosphérique

La figure 1.5 présente des exemples typiques du cycle annuel suivi par le rapport de mélange du CO_2 atmosphérique dans différentes stations du réseau ORE-RAMCES (« Réseau atmosphérique de Mesure des Composés à Effet de Serre »). L'Île d'Amsterdam est située au milieu de l'océan Indien. La variabilité du CO_2 atmosphérique pour de telles stations océaniques ou côtières ne dépasse pas quelques ppm [Chevillard-01]. Il n'en est pas de même près du sol en milieu continental. Selon la proximité des sources anthropiques, par exemple de l'agglomération parisienne pour le site de Saclay, des variations de plusieurs dizaines de ppm peuvent être observées en surface.

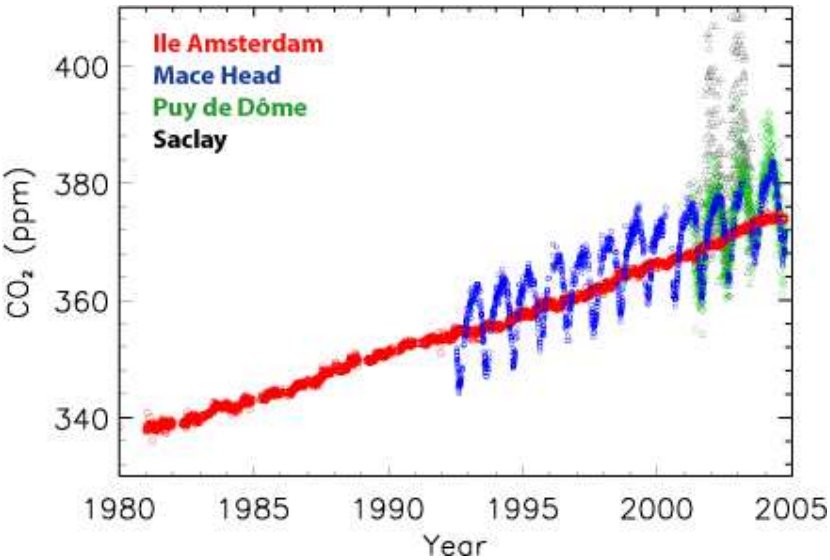


Figure 1.5: Moyennes journalières du rapport de mélange en CO_2 délivrées par le réseau ORE-RAMCES (IPSL/LSCE et IPEV) pour différentes stations : Ile d'Amsterdam (Sud de l'océan Indien), Mace Head (côte Ouest Irlandaise), Puy de Dôme (Massif Central, France, Altitude 1465 m), Saclay (IPSL/LSCE, Sud-Ouest de Paris, France)

A l'heure actuelle, il existe environ une centaine de stations réparties sur toute la Terre (Fig. 1.6). Un des sites les plus connus est sans doute celui de Mauna Loa mis en place dès 1957 à Hawaï [Keeling-60]. Cette station, située au milieu de l'océan Pacifique est loin de toute source anthropogénique et de tout échange dus à la végétation. Ce site avait été choisi pour évaluer la concentration de CO_2

atmosphérique globale. Pendant les décennies suivantes, un certain nombre de réseaux ont été développés aux Etats-Unis NOAA/CMDL (réseau regroupant 60 stations aujourd'hui), [Conway-1994a], en Allemagne [Fricke-94], en Australie [Francey-90], en Nouvelle Zélande [Manning-94], au Japon [Machida-97, Tanaka-87], en Italie [Ciattaglia-93], au Canada [Trivett-94] et en France [Lambert-95, Ramonet-94].

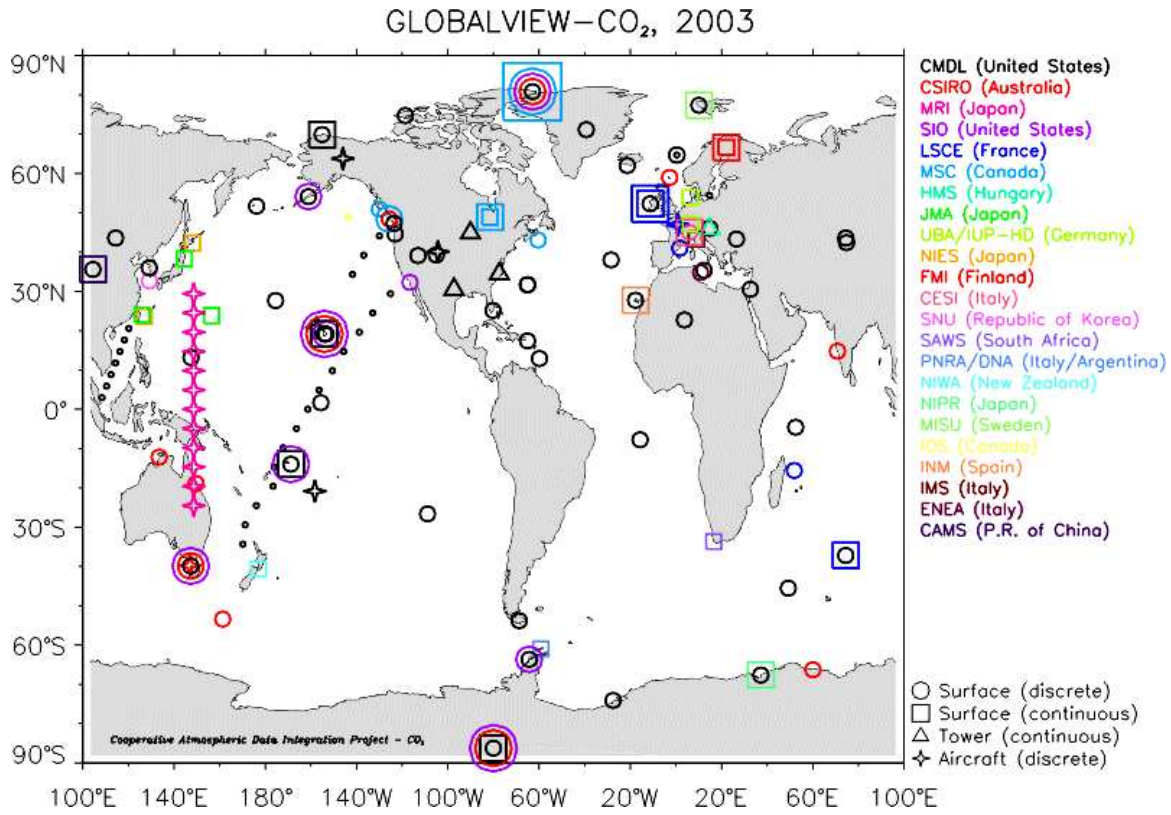


Figure 2.2 : Carte du réseau de mesures atmosphérique in situ. Les acronymes indiquent les instituts participants.

On peut différencier deux catégories de stations en fonction du type de mesure effectuée. Dans certaines stations, on effectue des mesures in situ en continu au moyen de spectromètre infrarouge ou plus récemment par chromatographie. Le pas de temps de la mesure est de l'ordre de la minute. Pour les autres sites, on effectue des prélèvements d'air dans des flacons qui sont ensuite analysés en laboratoire. La fréquence d'échantillonnage des mesures flacons est d'un par semaine ou un tous les quinze jours.

Depuis les années 70 et la constitution d'un réseau regroupant une dizaine de sites de mesure dans le programme GLOBALVIEW-CO_2 de la NOAA/CMDL, le rassemblement et la calibration des mesures se sont considérablement améliorer. En septembre 2001, le programme de l'Organisation Météorologique Mondiale a été chargé de collecter l'ensemble des données disponibles sur les différents gaz à effet de serre dans le cadre du projet WDCGG (World Data Centre for Greenhouse Gases).

En parallèle des stations terrestres, des mesures sont aussi réalisées lors de campagnes réalisées à bord de bateaux ou d'avions. Les mesures sont regroupées par bandes de latitude pour les flacons prélevés sur des bateaux commerciaux faisant des navettes régulières dans le pacifique ou en mer de chine. Pour les prélèvements aéroportés, les mesures sont regroupées par niveau comme au Japon [Matsueda-96, Matsueda-02] ou par altitude moyenne comme en Tasmanie.

La figure 2.2 montre avec évidence les limites du réseau actuel pour la compréhension des processus contrôlant la concentration du CO_2 atmosphérique :

- Représentation verticale pratiquement inexistante. Des profils verticaux effectués lors de campagnes aéroportées épisodiques sont seules représentatives d'un gradient vertical variable dans le temps et par conséquent de la concentration en CO_2.
- Mauvaise représentativité spatiale. La densité du réseau actuel est faible et hétérogène. La plupart des stations sont situées dans l'hémisphère Nord avec une mauvaise couverture globale des continents (Asie, Amérique du Sud) notamment au niveau des tropiques.
- Echantillonnage temporel limité. La plupart des stations effectuent des mesures de concentration de CO_2 obtenues, à partir de prélèvements d'air par flacons, une à deux fois par semaine qui sont ensuite moyennées sur un mois. Cette moyenne tend à amortir significativement le signal issu des sources (feux de biomasse) et des puits

3.2 Techniques de restitution des flux de surface

Dans le cadre de l'étude du CO_2 atmosphérique et de la détermination des sources, des puits et des échanges plusieurs études sont menées en parallèle à différentes échelles spatiales et temporelles.

3.2.1 Echelles d'étude

L'analyse de l'atmosphère couvre des échelles allant de quelques centimètres (tourbillons convectifs à la surface des cultures) à des milliers de kilomètres (dépressions et anticyclones). Un découpage des échelles est souvent effectué :

- Horizontalement : on peut étudier un domaine de quelques kilomètre (ville, forêt, champ..) ou la totalité de la surface terrestre (analyse de la couverture végétale par satellite)
- Verticalement : on peut définir un domaine couvrant toute l'atmosphère (quelques dizaines de kilomètres) ou juste la stratosphère, la troposphère, la couche limite atmosphérique.
- Temporellement : étude d'une masse d'air pendant quelques heures (pollution atmosphérique) ou étude sur plusieurs milliers d'années (étude climatique)

Les caractéristiques des différentes échelles sont regroupées dans le tableau 1.1.

L'échelle caractéristique de l'étude menée dans cette thèse sur le CO_2 atmosphérique est l'échelle moyenne ou méso-échelle. Les mesures de flux de surface effectuées dans l'équipe « Environnement

et Grandes Cultures » de l'INRA/ INAPG sont réalisées à petite échelle (voir Chap. II). Le Lidar est un instrument qui apporte des informations à petite et moyenne échelle. Quand aux mesures de concentration de CO_2 effectuées au LSCE par l'équipe RAMCES, elles sont le reflet des sources et des puits à moyenne échelle (transport des émissions) mais sont influencées aussi par l'écosystème et par les émissions anthropiques de proximité (trafic routier de la N118).

L	T	Echelle	Phénomène météorologique
> 100 km	> 1 semaine	Macro, Echelle synoptique	Circulation générale
1 – 100 km	**1 h – 1 semaine**	**Méso** **Moyenne échelle**	**Fronts,** **Couverture nuageuse** **Brises urbaine – rurale** **Episode de pollution**
< 1 km	< 1 h	Micro, Petite échelle	Turbulence

Tableau 1.1: Analyse d'échelle [Stull-88, Pielke-84]

3.2.2 Méthodes de restitution des puits et des sources

Il est actuellement possible de déduire les flux globaux de carbone terrestre à grande échelle, typiquement pour des larges bandes de latitudes (30000 x 10000 km^2) avec des tentatives pour résoudre les flux au niveau des continents et des bassins océaniques (typiquement 10000 x 10000 km^2). Deux approches différentes conceptuellement peuvent être utilisées pour déterminer les sources et les puits de dioxyde de carbone à la surface (Fig. 2.3). Le travail effectué pendant cette thèse s'inscrit dans un cadre d'observation et d'expérimentation pour comprendre les processus mis en jeu et répondre au mieux d'une manière instrumentale à la restitution des puits et des sources en surface.

Approche montante ou « up-scaling »

L'approche montante ou « up-scaling » consiste à effectuer des mesures de flux à petite échelle (~ 1 ha) et à extrapoler les résultats aux échelles temporelle et spatiale désirées. Ces mesures de flux sont accompagnées par une étude fine des conditions météorologiques et hydrologiques, de la végétation, des sols. Plus de 200 sites comportant des tours micrométéorologiques existent dans différents pays et constituent des réseaux de mesure des échanges de CO_2, de vapeur d'eau et d'énergie entre l'atmosphère et l'écosystème. C'est le réseau FLUXNET : AmeriFlux pour le continent américain, CarboEurope pour l'Europe, AsiaFlux pour l'Asie, OzFlux pour l'Australie et la Nouvelle Zélande, KoFlux pour la Corée et la Thaïlande. De telles mesures sont effectuées à l'INRA au dessus de diverses cultures comme le blé, l'orge, le maïs…et seront utilisées dans le cadre de cette thèse pour comprendre les processus gouvernant les échanges végétation – atmosphère à la méso-échelle (Fig. 2.3).

En parallèle les observations spatiales permettent d'obtenir des informations à plus grande échelle comme la couverture végétale d'une région (données fournies par MODIS).
Les incertitudes associées à la restitution des puits et des sources naturelles de CO_2 à plus grande échelle sont généralement importantes à cause de l'hétérogénéité spatiale et temporelle des flux de surface qui dépend du type d'écosystème considéré.

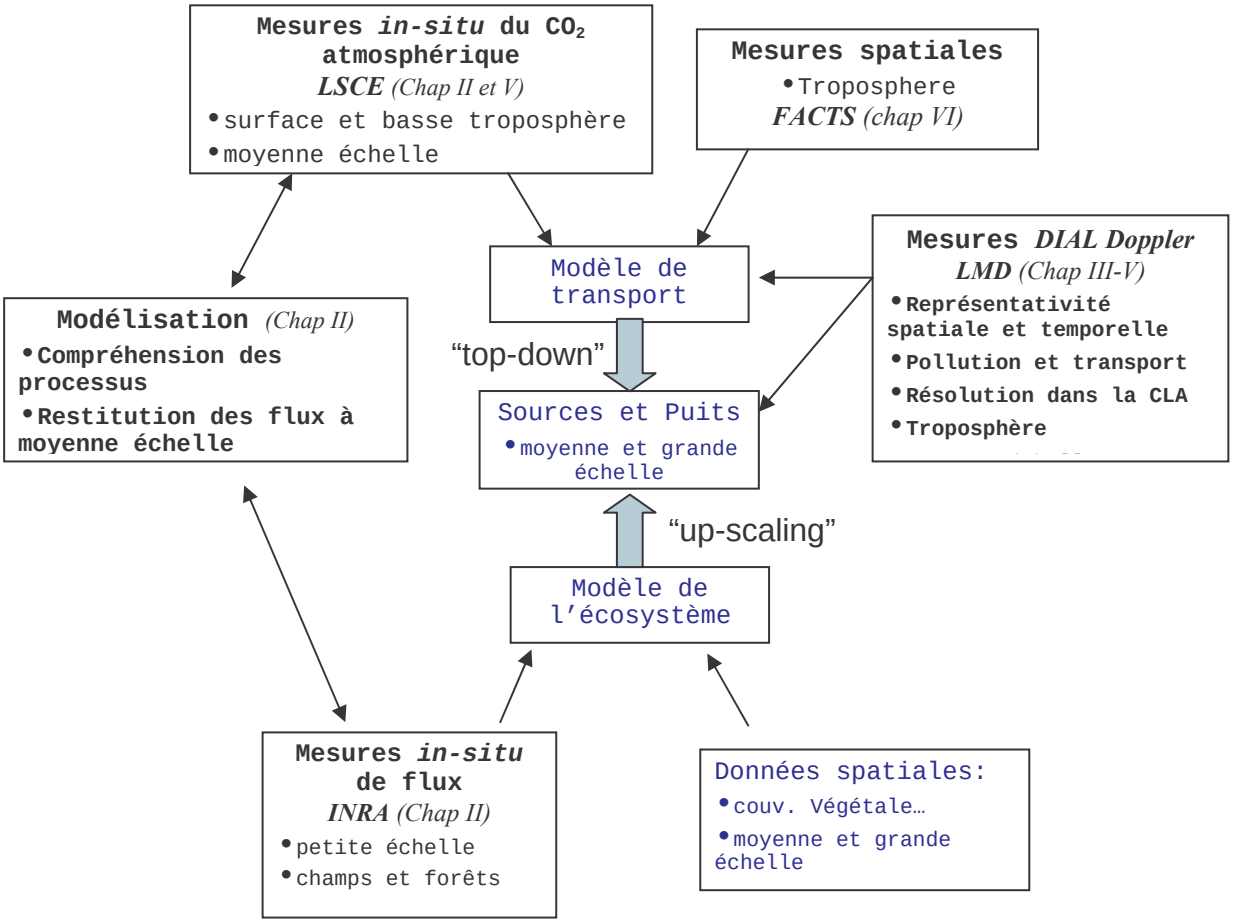


Figure 2.3 : Restitution des puits et des sources par les deux principales approches : montante « up-scaling » et descendante « top-down ». Les parties en gras sont plus particulièrement abordées dans les différents chapitres indiqués

Approche descendante ou « top-down »

L'approche descendante consiste à estimer les flux de CO_2 en surface par l'étude des variations spatiales et temporelles des concentrations de CO_2 dans l'atmosphère. Il s'agit d'un problème de modélisation inverse : on part des effets observés (gradients du CO_2 atmosphérique) pour déterminer les causes (sources et puits en surface). L'atmosphère est un bon intégrateur spatial et temporel des flux de surface de CO_2. Dispersion et dilution réduisent en pratique les gradients de concentration du CO_2 atmosphérique. Cependant ceux-ci restent détectables et reflètent la présence des sources et des puits en surface. Par exemple, les émissions fossiles du continent Nord Américain, de l'Europe et de

l'Asie entraîne une différence du rapport de mélange en CO_2 de 6 ppm entre l'hémisphère Sud et l'hémisphère Nord.
Pour déterminer les flux aux différentes échelles spatiales et temporelles à partir des gradients de concentration (variable dans le temps et l'espace), l'approche descendante repose sur la précision des mesures mais aussi sur celle d'un modèle de transport atmosphérique.
Etant donné la couverture spatiale et la densité du réseau de mesures du CO_2 atmosphérique en surface (Fig. 2.2), le problème inverse reste encore largement sous contraint pour les estimations régionales. En effet le réseau actuel manque de stations sur les continents notamment au dessus des tropiques.
Les mesures en surface sont par ailleurs difficilement interprétables à cause du gradient vertical (voir §II-1.4) dans la CLA globalement mal restitué dans les modèles de transport. La faible densité du réseau de mesure entraîne la prise en compte d'un transport sur des longues distances, soumis à de grandes incertitudes.

Dès lors un échantillonnage plus fréquent spatialement et temporellement de l'atmosphère devient nécessaire pour réduire les incertitudes sur la représentativité des mesures de concentration et d'autre part sur les modèles de transport.
Des mesures avec un système de télédétection actif ou passif à bord d'un avion ou à terme d'un satellite peut répondre à cet échantillonnage global de l'atmosphère (Fig. 2.3). Cet objectif a motivé le travail de thèse expérimental pour la conception et la réalisation d'un système lidar DIAL pour la mesure du CO_2 atmosphérique (voir Chap III, IV et V). En parallèle une étude en réponse à un appel d'offre de l'ESA, intitulée FACTS, « Future Atmospheric Carbon dioxide Testing from Space » a été menée à l'IPSL pour analyser la faisabilité de mesures DIAL à partir d'une plateforme satellite (voir Chap VI). Cependant il est nécessaire d'estimer au préalable les objectifs scientifiques nécessaires en terme de précision, fréquence et biais d'une telle mesure.

4. VERS UNE MESURE SPATIALE

L'estimation des sources et des puits par la méthode « top-down » se fait aujourd'hui par l'utilisation des mesures de concentration effectuée en surface en utilisant un modèle de transport atmosphérique. Une approche similaire peut être utilisée pour exploiter des mesures effectuées à partir de satellite, qui à défaut de profils verticaux de concentration délivreront probablement dans le futur des concentrations du CO_2 atmosphérique moyennées uniformément ou contraintes avec une fonction de poids sur la verticale.
La précision attendue par ces instruments de télédétection est loin d'égaler celle des instruments in-situ (~ 0,1 ppm), cependant la densité des observations est susceptible d'apporter une avancée considérable sur la compréhension des processus naturels du cycle du carbone.

4.1 Précision requise

Dans un étude pionnière, Rayner et O'Brien [Rayner-01] ont cherché à établir à partir de quelle précision des mesures de concentration de CO_2 moyennées uniformément sur la verticale pourrait aider à contraindre les flux de carbone de surface. La méthode utilisée est basée sur l'approche « top-down » détaillée précédemment. L'inversion des données a été menée sur 26 régions géographiques (12 océaniques et 14 terrestres) dont la superficie moyenne est d'environ 10^7 km^2. La figure 2.4 présente les résultats de ces simulations.

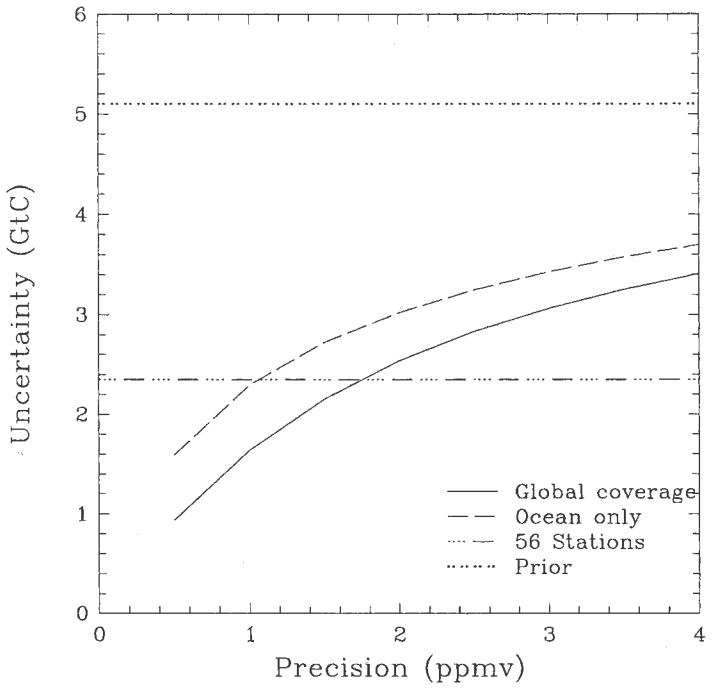


Figure 2.4 : Incertitude sur l'estimation des flux en GtC pour un an en fonction de la précision d'une mesure satellite mensuelle intégrée (résolution spatiale de 8x10 degrés) pour une couverture globale (-), ou partielle au dessus des océans (--). La droite en tirets pointillés indique l'incertitude sur les flux

après inversion à partir du réseau de mesure en surface (56 stations).La droite en pointillés (prior) montre le niveau d'incertitude à priori sur les flux [Rainer-01]

Dans un premier temps, l'inversion a été réalisée avec les rapports de mélange de CO_2 délivrés par les 56 stations du réseau CMDL. Une incertitude de 2,4 GtC a été trouvée sur les flux de surface avec une forte disparité suivant la couverture des régions par les sites de mesure. Une deuxième inversion a été menée avec des contenus intégrés de CO_2 mensuels obtenus par simulation d'une observation spatiale avec une résolution correspondante à celle du modèle de transport utilisé (8°x10°). La figure 2.4 montre qu'une précision d'environ 2 ppm sur des mesures intégrées de rapport de mélange en CO_2 obtenus par observation spatiale sur l'ensemble du globe est nécessaire pour atteindre la même précision sur l'estimation des flux avec le réseau d'observation en surface. Cette précision devient de 1 ppm pour une couverture partielle des mesures satellites, limitée au dessus des océans.

Les résultats précédents constituent une première approche de la précision à obtenir sur une mesure spatiale. En effet les puits et les sources de CO_2 atmosphériques étant localisés dans la CLA, une mesure moyenne de concentration, contrainte par une fonction de poids favorisant les couches basses de l'atmosphère, est susceptible d'apporter plus d'information sur les flux de surface que les mesures moyennées uniformément utilisées ci-dessus.
De plus le nombre de données effectivement disponibles dans chaque boîte du modèle et utilisable pour l'inversion dépend de la trajectoire du satellite, de la couverture nuageuse et de la corrélation éventuelle des mesures.

Dès lors, pour représenter une avancée conséquente sur la détermination des flux de surface de CO_2, les mesures satellites de rapport de mélange doivent atteindre une précision avoisinant 1 ppm sur une mesure mensuelle effectuée à l'échelle régionale (1000x1000 km).

4.2 Télédétection spatiale du CO_2 atmosphérique présente et future

L'estimation du CO_2 atmosphérique depuis l'espace est déjà accessible à un certain nombre d'instruments actuellement en vol (TOVS, AIRS, SCIAMACHY), programmés (IASI, OCO) ou encore à l'étude. Ces diverses missions procèdent d'une même technique dite « passive » qui consiste simplement en l'observation du rayonnement émis directement par le soleil ou réfléchis par la surface de la Terre. Deux techniques principales sont utilisées suivant le domaine spectral utilisé : rayonnement infra-rouge thermique émis par la Terre ou rayonnement solaire dans le proche infra-rouge.

4.2.1 Mesure dans l'infra-rouge thermique

La radiance émise par l'atmosphère est une fonction de la température et de sa composition. La radiance mesurée au sommet de l'atmosphère à la longueur d'onde λ peut s'écrire :

$$I(\lambda) = \varepsilon_{surf} B(\lambda, T_{surf}) T_{atm}(\lambda, P_{surf}) + \int_{P_{surf}}^{0} B(\lambda, T) \frac{\partial T_{atm}(\lambda, P)}{\partial P} dP$$

(1.1)

où B(λ,T) est la fonction de Planck, T_{atm} est la transmission atmosphérique entre un niveau de pression P et le sommet de l'atmosphère. T_{atm} dépend de l'absorption par les différents gaz de l'atmosphère.

$$T_{atm}(\lambda, P) = \exp(-\frac{1}{\cos(\theta_v)} \int_{z(P)}^{TOA} K(\lambda, T, P) dz) \quad (1.2)$$

Dans l'équation 1.1, le premier terme concerne la surface ; il est proportionnel à l'émissivité du sol *ε(λ)*. Le deuxième terme est du à l'atmosphère. C'est l'intégrale de la fonction de Planck sur une colonne atmosphérique modulée par la dérivée de la transmission (fonction de poids).

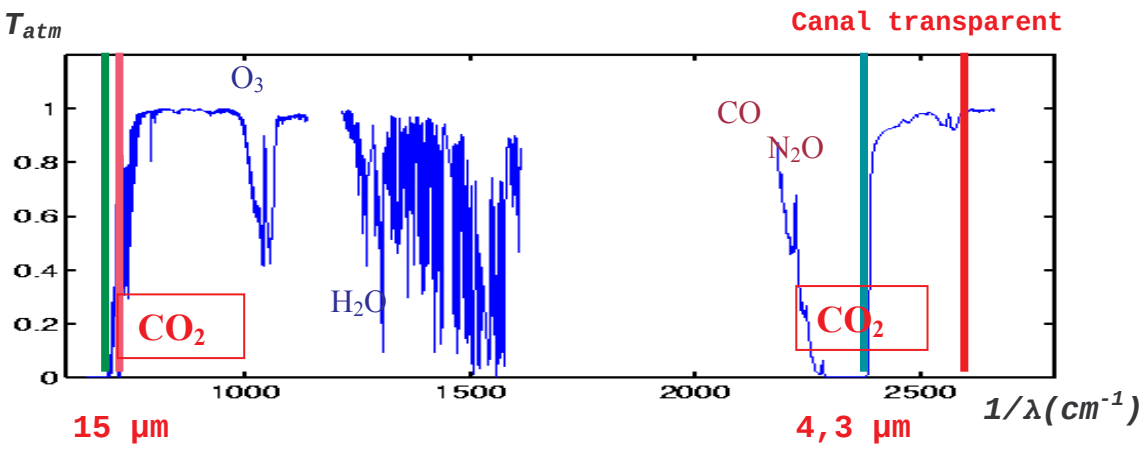


Figure 2.5 : Transmission de l'atmosphère dans le domaine 500 – 3000 cm^{-1} utilisé pour les sondeurs TOVS et AIRS. [Courvoisier-04a]

En sélectionnant la longueur d'onde on peut choisir différents niveaux d'absorption, du canal transparent ($T_{atm}(P_{surf})$~ 1) au canal à forte absorption ($T_{atm}(P_{surf})$ ~ 0) (Fig. 2.5). Pour les canaux à absorption, les fonctions de poids sont nulles dans la couche limite atmosphérique et dans les hautes couches de l'atmosphère et prennent une valeur maximale pour un niveau de pression dans l'atmosphère. Le canal voit avec préférence ce niveau particulier. La fonction de poids s'étend autour de ce niveau sur plusieurs kilomètres. En sélectionnant différents canaux correspondants à des niveaux différents on peut sonder différentes couches atmosphériques.

Pour une longueur d'onde donnée, l'absorption *K (λ, T, P)* dépend de la composition de l'atmosphère (concentration des différents gaz) de la température et de la pression. Si la concentration du gaz est connue, une mesure de radiance permet de retrouver un profil en température. Ce concept de mesure a été utilisé durant plus de deux décennies pour retrouver des profils de températures à partir de l'instrument TOVS monté sur les satellites de la NOAA. Notons que certains canaux infrarouges de

TOVS sont sensibles à la fois à la température et à la concentration de CO_2 et la technique de mesure suppose que la concentration de CO_2 est connue.
Par ailleurs, si le profil atmosphérique de la température est connu, on peut alors déduire des mesures la concentration du gaz à partir des températures de brillance dans l'infrarouge. Si la concentration du gaz augmente, tout se passe comme si le canal intéressé voit plus haut dans l'atmosphère. Un canal troposphérique mesurera alors une radiance correspondant à une température plus froide. En ajustant la radiance mesurée et modélisée à partir d'un profil en température (mesuré par des canaux micro-ondes de TOVS sensibles à la température et non à la concentration de CO_2), la concentration du gaz absorbant peut alors être estimée.
En conclusion, la technique nécessite l'utilisation de canaux avec une forte absorption pour qu'il n'y ait qu'une contribution négligeable de la surface. En conséquence, la sensibilité de la mesure dans les basses couches de l'atmosphère est très faible [Engelen-02]. Dans une étude récente, [Chédin et al-03] ont montré que des concentrations de CO_2 peuvent être retrouvées par les observations des satellites météorologiques polaires de la NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration) en plus de leurs principales fonctions : mesurer les champs de température et d'humidité de l'atmosphère. La méthode consiste en un modèle inverse à partir d'une régression non linéaire fondée sur une perception multicouche. Elle utilise les sondeurs verticaux dans l'infrarouge thermique à haute résolution spectrale (HIRS) et des sondeurs micro-ondes (MSU). Les résultats sont cohérents avec des mesures in-situ effectuées dans la haute et moyenne troposphère par les avions commerciaux sur une longue période temporelle [Matsueda-02]. Appliquée à quatre années d'observation par les satellites de la NOAA-10, la précision de la méthode est estimée à environ 3 ppm (Fig. 2.6).

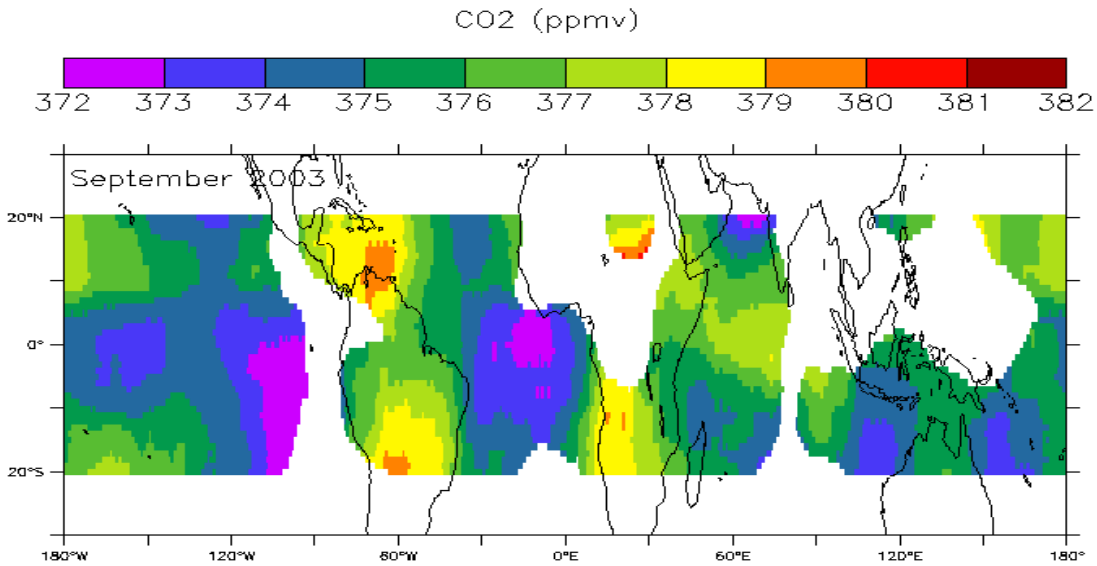


Figure 2.6 : Distribution mensuelles de CO_2 atmosphérique estimées à partir des observations AIRS pour le mois de septembre 2003 (moyenne glissante de 1°x1°dans une boîte de 15°x15°) [Courvoisier-04a]

Les simulations indiquent que le maximum de la fonction de poids se trouve à 200 hPa dans les tropiques (la tropopause est située à environ 90 hPa). Cependant moins de 10% de l'information utile se trouve à une pression supérieure à 450 hPa.
Une fonction de poids avec un maximum dans une couche plus basse est nécessaire pour mettre en relation les gradients de concentration avec les flux de surface. Des améliorations sont attendues avec les sondeurs AIRS, premier sondeur infrarouge à haute résolution spectrale développé par la NASA mis en fonction le 4 mai 2002 sur la plateforme AQUA. Bien que le premier objectif de ses mesures est de mesurer des profils de température et de vapeur d'eau, des mesures de rapport de mélange de CO_2 dans la haute et moyenne troposphère peuvent aussi être obtenus avec une précision satisfaisante. Des résultats préliminaires à partir du traitement de données de quelques mois d'observation montre une précision moyenne de 2.5 ppm [Crevoisier-04b]. Les mesures restent confinées aux faibles latitudes mais peuvent déjà rendre compte d'émissions telles les feux de biomasse en Amérique du Sud et en Afrique.

4.2.2 Mesure par absorption différentielle

D'après l'étude précédente, il est clair que peu d'information proviendra des basses couches de l'atmosphère avec des mesures effectuées par la technique « infrarouge thermique ». La conséquence en sera une plus grande sensibilité aux incertitudes de transport atmosphérique pour la connaissance des flux de surface. Des mesures prenant en compte les basses couches de l'atmosphère sont nécessaires et peuvent être obtenues par la technique de l'absorption différentielle.
Pour la technique d'infrarouge thermique les grandes longueurs d'onde utilisées ($\lambda > 4$ µm) de telle manière que la radiance émise par la terre est beaucoup plus grande que celle émise par le soleil. Pour les courtes longueurs d'onde ($\lambda < 3$ µm) c'est l'opposé qui est vrai. Dans ce domaine spectral il n'y a pas d'émission par la terre ou l'atmosphère (excepté par les lumières des villes et les feux). Des instruments montés sur satellite mesurent alors la lumière du soleil réfléchie par la surface ou les particules diffusantes de l'atmosphère. La lumière réfléchie présente des variations spectrales. Dans le domaine spectral où l'atmosphère est transparente la radiance au sommet de l'atmosphère varie en fonction de la réflectivité de surface. Dans d'autres domaines il y a absorption et la radiance est fonction de la concentration des gaz composant l'atmosphère. En comparant les deux domaines, absorbant et non absorbant, on peut mesurer ainsi la concentration de certains gaz. La radiance mesurée par un instrument sur satellite est égale en première approximation à:

$$I(\lambda) = E_0(\lambda)R(\lambda)T(\lambda) \tag{1.3}$$

où $E_0(\lambda)$ est l'éclairement solaire au sommet de l'atmosphère, $R(\lambda)$ est la réflectivité de surface et $T(\lambda)$ est la transmission atmosphérique (double passage)

La réflectivité de surface varie faiblement en fonction de la longueur d'onde sur le domaine spectral limité considéré (constante ou faible variation linéaire en fonction de la longueur d'onde). D'une manière similaire, l'éclairement solaire varie lentement avec la longueur d'onde excepté à proximité des raies de Fraunhoffer. D'un autre côté la transmission atmosphérique présente une variation spectrale très rapide compte tenu du nombre important des raies d'absorption. La profondeur de ces

raies est directement reliée à la concentration du gaz absorbant sur le trajet suivi par la lumière solaire dans l'atmosphère via une modulation due à la température. Comme la raie d'absorption est fonction de la pression atmosphérique la technique peut permettre en principe de retrouver un profil vertical avec une très faible résolution verticale. En pratique, le but raisonnable est la mesure d'un contenu intégré avec une fonction de poids verticale. Contrairement à la technique d'émission spectroscopique, le poids est significatif dans la basse atmosphère : la fonction de poids peut être constante le long de la verticale ou avoir plus de poids pour les niveaux de pression élevées pour les raies d'absorption les plus fortes.

La technique d'absorption différentielle a été utilisée avec une résolution spectrale moyenne (pas d'identification des raies individuelles) pour mesurer la vapeur d'eau à partir des instruments POLDER et MODIS. Cette technique est aussi utilisée par GOME sur le satellite ERS, un prédécesseur de Sciamachy, pour mesurer l'Ozone et le Dioxide d'Azote, et aussi par MOPIT pour des mesures de concentration de Méthane.

La technique d'absorption différentielle requiert des conditions de ciel clair le long du chemin atmosphérique et un soleil suffisamment haut au-dessus de l'horizon pour limiter la diffusion atmosphérique. Ces conditions limitent les possibilités de mesure en terme de temps et d'espace.

La mission Sciamachy

L'instrument Sciamachy monté sur le satellite Envisat est rentré en fonction le 28 février 2002. Sciamachy (« Scanning Imaging Absorption Spectrometer for Atmospheric CHartographY ») est un spectromètre conçu pour mesurer la lumière du soleil transmise, réfléchie et diffusée par l'atmosphère terrestre ou la surface dans l'ultraviolet, le visible et le proche infrarouge (240 nm – 2380 nm) avec une résolution spectrale moyenne (0,2 nm – 1,5 nm). Les caractéristiques de l'absorption, la réflexion et la diffusion de l'atmosphère sont déterminées en mesurant l'éclairement solaire au dessus de l'atmosphère et la radiance observée dans différents modes de visée (Fig. 2.7) : nadir, limbe et en occultation.

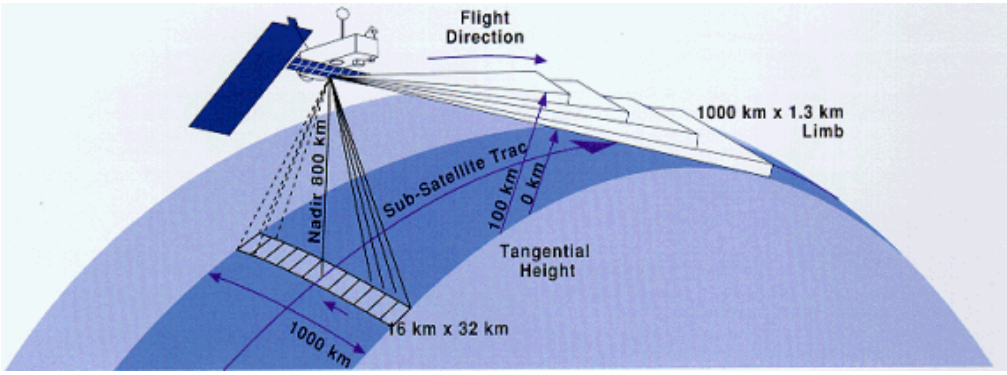


Figure 2.7 : Géométrie de visée de l'instrument Sciamachy

Dans le mode nadir on observe le volume atmosphérique juste en dessous du satellite. Chaque balayage couvre une surface au sol jusqu'à 960 km perpendiculairement à la trace du satellite avec un maximum de résolution de 26×15 km. Dans la mode de visée au limbe, l'instrument vise le bord de l'atmosphère. Des balayages sont effectués à différentes altitudes tangentes sur une gamme allant

jusqu'à 960 km dans la direction horizontale, avec une résolution verticale d'environ 2,6 km. Les mesures en occultation sont réalisées à partir de la même géométrie de visée que pour le mode au limbe, mais avec le soleil ou la lune dans le champ de vue de l'instrument. Les mesures d'occultation solaire sont faites régulièrement pendant la phase de lever du soleil (latitude entre 90°N et 65°N). Les mesures d'occultation lunaire sont effectuées pendant les levers de lune (entre 30°S et 90°S) et ne sont possibles qu'environ une semaine par mois. L'une des particularités de Sciamachy est qu'il permet d'observer le même volume d'atmosphère d'abord au limbe puis au nadir.
Sciamachy utilise à la fois la technique d'absorption différentielle et la technique d'occultation pour étudier la composition de l'atmosphère terrestre. Les objectifs de surveillance du cycle du carbone ne sont pas compatibles avec la méthode d'occultation ou d'émission au limbe dont la couverture est limitée à la stratosphère. En utilisant le mode nadir, les algorithmes d'inversion permettent d'estimer des contenus intégrés en colonne pour un grand nombre d'espèces parmi lesquelles figure le CO_2.

La précision annoncée est de 1% cependant l'instrument Sciamachy présente plusieurs inconvénients pour la mesure de concentration :

- Faible résolution spatiale en particulier pour les canaux des grandes longueurs d'onde qui sont utilisés pour les mesures de CO_2, CH_4 et N_2O. La faible résolution réduit considérablement la fraction de mesures en ciel clair (contamination nuageuse). De plus, sur les continents la variation du relief dans le champ de vue ajoute un bruit significatif sur la mesure (variation de la pression dans le champ de vue) lorsqu'on veut atteindre une précision de 1%.
- Seulement quelques mesures sur l'océan : dans le proche et moyen infrarouge, l'océan est noir excepté dans la direction spéculaire ou « glint » (cône de réflexion de la lumière solaire). Dans le mode nadir, les mesures de Sciamachy sont réalisées perpendiculairement à la trace. Dans cette configuration la probabilité de viser un cône de « glitter » est faible et reste localisée dans la zone tropicale.
- Résolution spectrale insuffisante pour identifier les raies individuelles.
- Diffusion de la lumière par les nuages et les aérosols. Les photons rétro-diffusés par les cirrus et les aérosols ont parcouru un trajet incomplet dans l'atmosphère entraînant une sous-estimation de la concentration de CO_2 de plusieurs pourcent. De plus la localisation de telles couches diffusantes dépend des régions et ceci pourrait entrainer non une erreur statistique sur les mesures mais un biais.

En conséquence l'objectif d'atteindre une précision de 1% ne peut être réalisable que dans certaines conditions très spécifiques. En pratique, plus de deux ans après le lancement de Sciamachy, les résultats quant au CO_2 ne sont pas satisfaisants.

La mission OCO

La mission OCO (Orbiting Carbon Observatory) [Crisp-02] a été sélectionnée en juillet 2002 dans le cadre du programme NASA ESSP (Earth System Science Pathfinder Project) avec un vol programmé à la fin de la décennie. L'instrument est dédié à la mesure de rapport de mélange moyen en CO_2 dans une colonne par la technique d'absorption différentielle. La précision visée est de 1 ppm sur des

moyennes mensuelles au dessus d'une région de 1000×1000 km. L'instrument fera des mesures à très haute résolution spectrale vers 1.6 et 2 µm où figurent des bandes d'absorption de CO_2 et de H_2O, et à 0.76 µm pour une bande de O_2 (Fig. 2.8). La bande d'oxygène est utilisée pour corriger des incertitudes sur la pression de surface et sur la diffusion atmosphérique par les aérosols et les cirrus.

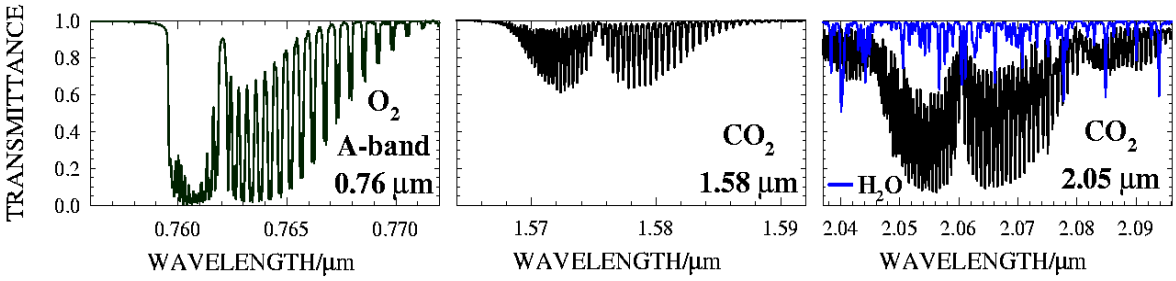


Figure 2.8 : Bandes spectrales observées par l'instrument OCO.

La géométrie de visée de OCO est très innovante avec trois modes opératoires distincts « nadir », « glint » et « target ». Dans ces trois différents modes, l'instrument vise vers le bas, suit la direction spéculaire (au-dessus des océans) ou peut viser des cibles spécifiques (calibration et étalonnage de l'instrument) respectivement. Dans le mode « nadir » la trace de l'instrument est unidimensionnelle et donc peut difficilement croiser un site de validation au sol. Mais la capacité de pointage rend possible la visée d'un site d'étalonnage presque quotidiennement si les conditions météorologiques le permettent. La validation depuis le sol peut être effectuées à l'aide d'un photomètre solaire.

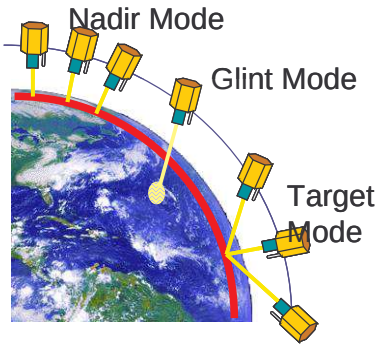


Figure 2.9 : Présentation des trois géométries de visée de l'instrument OCO : le mode « nadir » pour des mesures sur les continents, le mode « glint » au-dessus des océans et le mode « target » pour garder une cible donnée dans le champ de vue pour une validation à partir du sol.

Chacun des spectromètres d OCO a un champ de vue de 10 km de largeur au nadir, divisé en 10 échantillons larges de 1 km. L'acquisition des mesures spectrales est effectuée à un taux de 4.5 Hz pendant que le satellite évolue le long de sa trajectoire à une vitesse de 6.75 $km.s^{-1}$, ce qui induit une résolution de 1.5 km parallèlement à la trace. Cette technique d'échantillonnage permet environ 740 mesures par degré de latitude le long de la trace orbitale. La taille de l'empreinte peut varier en mode « glint » et « target », mais ne dépasse pas 10 km^2 pour les angles de visée les plus grands (60°). L'approche d'échantillonnage de OCO est optimisée pour permettre un maximum de mesures, même pour les scènes présentant des nuages parcellaires.

OCO sera sans doute le premier instrument passif conçu spécifiquement pour des mesures de Dioxyde de Carbone. Il reste que l'efficacité de l'instrument n'a pas été démontrée par des mesures aéroportées et que certaines incertitudes sont difficiles à évaluer notamment celles dues aux aérosols et aux cirrus.

Ceci a pour conséquence de diminuer le rapport de mélange moyen de CO_2 dans la colonne comme pour les mesures de Sciamachy. La figure 2.10 montre le résultat d'une analyse d'erreur en considérant successivement : un seul canal CO_2, l'ajout d'un canal O_2 et l'utilisation des trois canaux possibles. L'utilisation d'un seul canal CO_2 montre une erreur inacceptable due à la pression de surface et à la diffusion atmosphérique. L'addition du canal O_2 réduit considérablement l'erreur due à la pression et aux cirrus mais pas l'erreur due aux aérosols. En effet les propriétés optiques des aérosols différent en fonction de la longueur d'onde. L'utilisation d'un troisième canal ajoute une contrainte quant à la signature spectrale des aérosols.

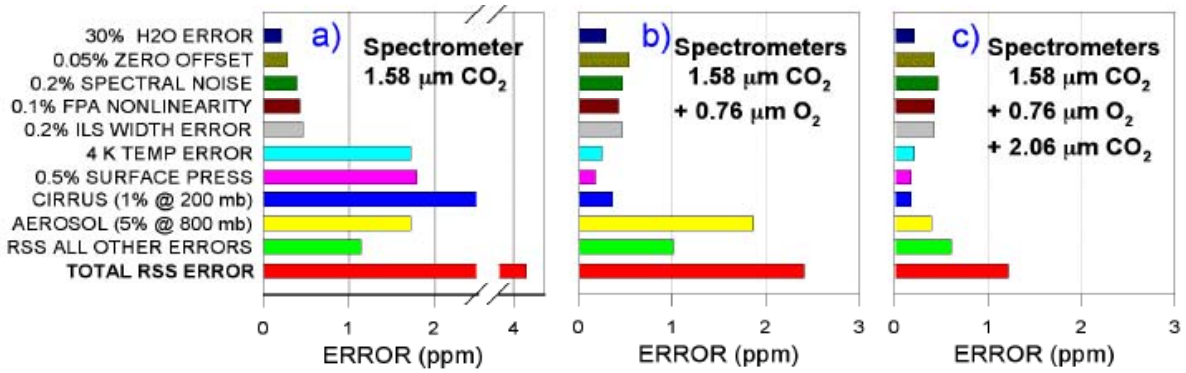


Figure 2.10: Résultats d'une analyse d'erreur théorique pour l'instrument OCO. L'étude indique qu'une précision de 1 ppm (i.e 0.3%) est atteignable en utilisant les trois bandes d'absorption.

5. APPORT SCIENTIFIQUE D'UNE MESURE DE CO_2 ATMOSPHERIQUE PAR LIDAR DIAL

Le sondage de l'atmosphère avec un instrument actif repose sur le même principe que l'absorption différentielle passive, à la différence près que la source de rayonnement est désormais artificielle, un laser, et non plus naturelle. Plusieurs instruments actifs sont répertoriés leur différence principale provenant de la source laser utilisée : spectromètre laser (source laser continue), Lidar PRN (source laser continue modulée en amplitude), Lidar pulsé (source laser pulsée). Dans cette partie, nous analysons le potentiel des mesures par un Lidar pulsé, instrument qui paraît le plus prometteur, par rapport aux mesures passives. Le principe de l'instrument sera détaillé dans les chapitres suivants.

5.1 Potentiel et originalité d'une mesure DIAL

5.1.1 Profils verticaux

Théoriquement, une mesure DIAL est susceptible de délivrer un profil vertical du rapport de mélange en CO_2 en utilisant le signal laser rétrodiffusé par les particules et les molécules de l'atmosphère. Cependant pour répondre aux objectifs scientifiques sur la mesure du rapport de mélange en CO_2 il sera nécessaire (voir Chap V) de diminuer la résolution verticale de la mesure au profit d'une meilleure précision. Cependant des mesures résolues dans la CLA et dans la troposphère libre restent possibles et réalisables pour un système sol ou aéroporté. Ce système sera définit dans le Chapitre VI.
Pour un système spatial, l'exploitation du faible signal rétrodiffusé par les particules de l'atmosphère semble irréalisable techniquement (puissance de la source laser, détecteur…) à moyen terme. Il reste l'exploitation de l'écho de sol, suffisant pour effectuer des mesures intégrées, contraintes par une fonction de poids favorisant la couche limite atmosphérique.
Par ailleurs l'exploitation du signal rétrodiffusé par les nuages denses peut tout de même permettre une résolution partielle de l'atmosphère, typiquement CLA et troposphère libre.

5.1.2 Mesures jour et nuit

Un net avantage d'un système de télédétection actif est la possibilité d'effectuer des mesures jour et nuit. Pour un système sol, c'est la possibilité d'étudier les processus naturels, sources et puits, et les échanges pendant tout le cycle diurne. Un système aéroporté, quant à lui, peut permettre d'accéder à l'hétérogénéité spatiale des processus de respiration et de photosynthèse à l'échelle locale et régionale.
Pour un système spatial, la variabilité du cycle diurne moyennée dans toute la colonne d'air risque d'être comprise dans la barre d'incertitude sur la mesure du rapport de mélange moyen en CO_2. En conséquence, lorsque les mesures de jour sont possibles, les mesures de nuit ne sont pas essentielles. Il reste que l'échantillonnage est tout de même 2 à 3 fois supérieur à celui d'un instrument de télédétection passif.

5.1.3 Hautes et moyennes latitudes

L'avantage du Lidar est de ne pas être limité par l'angle d'incidence du rayonnement solaire à la surface de la terre. Des mesures peuvent ainsi être effectuées aux hautes latitudes, lorsque le soleil est trop bas pour permettre des mesures par absorption différentielle passive, et aux moyennes latitudes durant l'hiver, pour des raisons similaires

5.1.4 Sensibilité à la diffusion atmosphérique

Un Lidar permet de différencier le signal rétrodiffusé par l'atmosphère (aérosols, nuages épais ou fins de moyenne ou de haute altitude) et celui restitué par l'écho de sol. La diffusion d'une partie du rayonnement solaire par l'atmosphère est une grande source d'incertitude et de biais pour les mesures passives.

5.1.5 Sondage fin

Le lidar sonde une colonne d'air de faible largeur. Des mesures sont ainsi exploitables lorsque la couverture nuageuse est partielle notamment dans les tropiques.

5.1.6 Autres possibilités

Un Lidar peut restituer des mesures de concentration de différents gaz pourvu que le gaz en question possède des raies d'absorption dans la bande spectrale d'accordabilité du laser utilisé. Nous verrons par exemple que la bande spectrale à 2 µm peut être utilisée pour mesurer le rapport de mélange en CO_2 mais aussi en vapeur d'eau. Quant à la bande à 1,6 µm, des raies d'absorption de CO ou de CH_4 sont aussi exploitables. Ainsi c'est différentes parties du cycle du carbone qui peuvent être analysées : photosynthèse et influence des conditions météorologiques (fronts, humidité de l'air..) par l'étude simultanée de CO_2 et de H_2O, processus de respiration des sols en étudiant les variabilités du CH_4 et du CO_2, étude des sources anthropiques par une mesure comparée de CO et de CO_2…
Par ailleurs le Lidar présenté dans cette thèse a la particularité de pouvoir effectuer des mesures de vitesse radiale (dans la direction du faisceau laser) en parallèle avec des mesures de concentration. Ainsi l'aspect dynamique des échanges est accessible.

5.2 Contraintes visées pour une mesure spatiale par Lidar DIAL

Le besoin de précision exprimé au § I-4, 1 ppm, pour une résolution spatiale de 1000 km et une mesure mensuelle, peut être affiné dans le cadre d'une mesure par lidar DIAL.
La résolution spatiale est imposée par la résolution des modèles de transports et des observations météorologiques qui les contraignent. Cette résolution est susceptible de s'affiner à environ 50 km dans les dix prochaines années.
Par ailleurs, à l'échelle d'un mois, les variations synoptiques sont susceptibles d'entraîner un changement de la provenance des masses d'air et donc une variabilité significative des rapports de mélange en CO_2. Cette information doit pouvoir être restituée.

De plus pour comprendre le lien entre les échanges et les écosystèmes (type de végétation, courant océanique et anomalies de climat) il est nécessaire d'augmenter la résolution spatiale en latitude sans diminuer la précision. Une boîte de 500x1000 km semble un bon compromis.

En considérant une vingtaine de passages du satellite au dessus de la même boîte de 1000x1000 km (couverture nuageuse prise en compte), un seuil de la précision d'une mesure DIAL pour un seul passage est évalué à 4 ppm pour une mesure intégrée avec une résolution spatiale de 50 km. Par ailleurs, des mesures aéroportées, (voir Chap II), montrent que la variabilité à l'échelle synoptique (temporelle et spatiale) n'excède pas 1 ppm. Pour résoudre de tels gradients, la précision visée pour une mesure DIAL doit être de 1 ppm pour une mesure intégrée sur une échelle de 50 km [FACTS-05].

Les mesures DIAL doivent, de plus, éviter d'être biaisée à l'échelle régionale. En pratique les flux de surface sont déterminés à partir des gradients horizontaux de rapport de mélange en CO_2. Un biais variable à l'échelle régionale, supérieur à 0,1 ppm, est susceptible d'entraîner des erreurs aussi importantes que les flux de surface que l'on veut mesurer. Un biais global n'a, par contre, peu d'importance pour l'estimation de ces flux.

Pour effectuer une mesure DIAL des données additionnelles seront nécessaires. Tout d'abord la variable à mesurer est le rapport de mélange en air sec (nécessité de connaître le profil en vapeur d'eau). De plus si les mesures sont effectuées avec une fonction de poids favorisant les basses couches atmosphériques (§ I-4.1) pour une meilleure sensibilité aux flux de surface, la fonction de poids utilisée devra être calculée avec la même précision que les mesures (pression de surface et moindre sensibilité spectroscopique à la température).

Les principales caractéristiques visées d'une mesure DIAL par satellite sont rassemblées dans le tableau 1.2 [Flamant-05].

Caractéristiques de la mesure spatiale DIAL du rapport de mélange en CO_2	
Précision	1 ppm avec un seuil de 2-3 ppm
Biais	Pas de contrainte sur un biais global Biais régional : <0.1 ppm
Echantillonnage spatial	50 km
Résolution spatiale tir à tir	< 1 km
Mode de tir du lidar	Nadir
Données géophysiques additionnelles	**Précision**
Vapeur d'eau	< 1 g/cm^{-2}
Pression de surface	< 1 hPa

Tableau 1.2 : Principales spécifications pour une mission spatiale de mesure du rapport de mélange en CO_2 atmosphérique par lidar DIAL pour la restitution des flux de surface.

Références

Chedin A., S. Serrar, N. A. Scott, C. Crevoisier, R. Armante, "First global measurement of mid-tropospheric CO_2 from NOAA polar satellites: Tropical zone", J. Geophys. Res., 4581-, 2003.

Chevillard, A., ''Etude à haute resolution du CO_2 atmosphérique en Europe et en Sibérie'', Thèse, Université Paris 6, 2001.

Ciais P., P.P. Tans, J.W.C. White, M. Trolier, R.J. Francey, et al., "Partionning of ocean and land uptake of CO_2 as inferred by ^{13}C measurements from the NOAA Climate Monitoring and Diagnostics Laboratory Global Air Sampling Network", J. Geophys. Res., 100, 5051-5070, 1995

Conway T. J., P.P. Tans, L.S. Waterman, and K.W. Thoning, Evidence for interanual variability of the carbon cycle from the National Oceanic and Atmospheric Administration Climate Monitoring and Diagnostics Laboratory Global Air-Sampling Network", J. Geophys. Res., 99 (D11), 22,831-22,855, 1994.

Crevoisier C., "Etude de la distribution du CO_2 atmosphérique à partir des observations infrarouges à haute résolution spectrale de l'instrument AQUA/AIRS'', Thèse, Université Paris VII, 2004a.

Crevoisier C., S. Heillette, A. Chédin, S. Serrar, R. Armante, N. A. Scott, ''Midtropospheric CO_2 concentration retrieval from AIRS observations in the tropics'', Geophys. Res. Lett., in press, 2004.

Crisp D., R. M. Atlas, F. M. Bréon, L. R. Brown, J. P. Burrows et al., "The Orbiting carbon Observatory (OCO) mission, Adv. Space Research., in press, 2004

Engelen R. J., E. Anderson, F. Chevallier, A. Hollingsworth, M. Matricardi, a; P. McNally, J. N. Thépaut, P. D. Watts, "Estimating atmospheric CO_2 from advanced infrared satellite radiances within an operational 4D-var data assimilation system: Methodology and first results, J. Geophys. Res. 2004.

Flamant P. H., C. Loth, D. Bruneau, A. Dabas, F. M. Bréon, P. Brunet, A. Quesney, P. Desmet, T. Pain, A. Chédin, F. Gibert, "FACTS: Future Atmospheric Carbon dioxide Testing from Space", ESA study, Final report, (2005)

IPCC, *Climate Change 2001: The Scientific Basis. Contributionof Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental panel on Climate Change (IPCC),* Cambridge University Press, New york, 2001.

Keeling C. D., T. P. Whorf, M. Wahlen and J. Van der plicht, "Interannual extremes in the rise of atmospheric carbone dioxide since 1980", *Nature*, 375, 666-670, 1995.

Lambert G., P. Monfray, B. Ardouin, G. Bonsang, A. Gaudry, V. Kazan, and G. Polian, "Year to year changes in atmospheric CO_2", *Tellus*, 47B, 53-55, 1995.

Matsueda H., H. Inoue, "Measurements of atmospheric CO_2 and CH_4 using a commercial airliner from 1993 to 1994, Atmos. Environ., 30, 1647-1655, 1996.

Matsueda H. H. Inoue, M. Ishii, “Aircraft observation of carbon dioxide at 8-13 km altitude over the western Pacific from 1993 to 1999, Tellus, Ser. B, 54, 1-21, 2002.

Pielke R.A., “Mesoscale Meteorological Modeling”, Academic Press, 1984.

Ramonet M., “Variabilité du CO_2 atmosphérique en régions australes: comparaison modèle – mesures’’, Thèse, Université Paris 7, 1994.

Rayner P.J. and D.M. O’Brien, “The utility of remotely sensed CO_2 concentration data in surface source inversions”, Geohys. Res. Letters, 28 (1), 175-178, 2001.

Stull R.B., “An introduction to boundary layer meteorology”, Kluwer Academic Publishers (Reidel), 1988.

CHAPITRE II

L'évolution du CO_2 atmosphérique à la méso – échelle

Représentativité d'une mesure locale et modélisation

Le chapitre permet de poser le cadre spatio – temporelle de l'évolution du rapport de mélange en CO_2 dans la troposphère. Dans un premier temps on s'intéressera aux processus dynamiques et biologiques régissant la variabilité du rapport de mélange en CO_2. Puis on s'intéressera à la représentativité spatiale d'une mesure eulérienne comme celle qui sera effectuée par le lidar DIAL dans les prochains chapitres.

Enfin, dans le but de comprendre les processus naturels photosynthèse, respiration et mélange à l'origine de la variabilité du CO_2 atmosphérique dans la couche limite atmosphérique, un modèle permettant la restitution des flux de surface à l'échelle locale a été réalisé.

Plan

1. CYCLE DIURNE ET VARIATIONS SYNOPTIQUES……..….39
1.1 La couche limite atmosphérique……..……39
1.1.1 Structure temporelle……..……..39
1.1.2 Structure horizontale……..…..…40
1.1.3 Structure verticale……41
1.2 Représentativité temporelle : cycle diurne du CO_2, advection, front……...43
1.2.1 Les processus naturels ……..…43
1.2.2 Description du cycle diurne biologique du CO_2 atmosphérique……..45
1.2.3 Description d'un cycle perturbé ……47
1.3 Représentativité horizontale : puits – sources, état de l'art……49
1.3.1 Représentativité spatiale d'une observation du CO_2 : mesures aéroportées……49
1.3.2 CO_2 atmosphérique et région parisienne……....51
1.4 Représentativité verticale : CLA - Troposphère libre, état de l'art……..…53

2. MODELISATION DU CYCLE DIURNE NATUREL DU CO_2 ET RESTITUTION DES FLUX DE SURFACE A LA MESO-ECHELLE……...55
2.1 Présentation du modèle……55
2.1.1 Evolution du CO_2 dans la CLA en fonction du temps……..…55
2.1.2 Rapport de mélange moyen en CO_2 dans la CLA……..……..56
2.1.3 Restitution des flux de surface de CO_2……..……..57
2.1.4 Modélisation de l'évolution du rapport de mélange en CO_2 en fonction du temps……..60
2.2 Instruments de mesure……..…61
2.2.1 Mesures in-situ de CO_2 et de CO au LSCE……..…61
2.2.2 Mesures de flux de CO_2 en surface à l'INRA……..……62
2.2.3 Radiosondages de Trappes……..63
2.2.4 Pyranomètre……..63
2.2.5 Minilidar……..…63
2.3 Résultats et discussions……...65
2.3.1 Végétation en région parisienne……65
2.3.2 Restitution des flux de surface en CO_2 ……..66
2.3.3 Comparaison avec les flux de surface mesurés à l'INRA……..…68
2.3.4 Vérification des hypothèses : flux solaire et photosynthèse……..72
2.3.5 Modélisation du cycle diurne du CO_2 atmosphérique mesuré en surface……74

Références……...77

1. CYCLE DIURNE ET VARIATIONS SYNOPTIQUES

1.1 La couche limite atmosphérique

La couche limite atmosphérique (CLA) constitue l'interface entre la surface et la troposphère libre. Elle est le siège de la plupart des sources et des puits des polluants atmosphériques et notamment du CO_2. Son extension verticale va de la surface à une altitude d'environ 1 km et dépend directement des paramètres météorologiques (température, pression, humidité, vent insolation..) mais aussi de la topographie et du type d'environnement (océan, continental rural ou urbain).

1.1.1 Structure temporelle

La CLA suit, tout d'abord, un cycle diurne qui va directement agir sur la concentration du co2 atmosphérique. On définit plusieurs parties de la CLA en fonction de l'heure et de l'altitude (Fig. 2.1) :

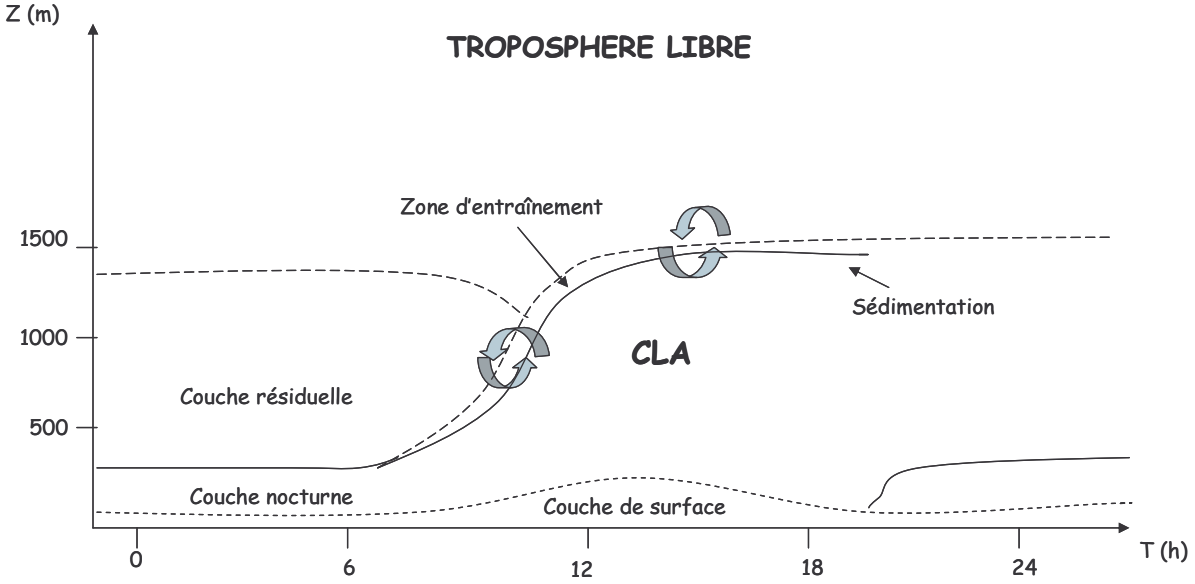


Figure 2.1 : Evolution temporelle de la couche limite atmosphérique

- La couche de surface : présente tout au long du cycle et en contact direct avec le sol, son épaisseur est faible (environ 10 % de la hauteur moyenne de la CLA)
- La couche mélangée : sous l'action du chauffage de la surface, des mouvements convectifs se développent (thermiques) et la hauteur de couche augmente provoquant une dilution des composés gazeux et des aérosols. Les sources convectives peuvent être de deux sortes : thermiques dues à l'élévation du sol de « bulles » d'air chaudes ou courants verticaux générés par un refroidissement au sommet de la CLA (Fig. 1). Les deux peuvent apparaître simultanément. Des stratocumulus peuvent assurer des mouvements convectifs même pendant la nuit par le biais du deuxième procédé.

- La zone d'entraînement : relativement peu épaisse (quelques dizaines à quelques centaines de mètres), elle constitue une zone d'échanges entre les différents domaines : couche convective – couche résiduelle, CLA - troposphère libre
- La couche résiduelle : en fin de journée et après disparition des thermiques, les aérosols contenus dans la couche mélangée vont soit sédimenter, soit rester piégés dans la couche résiduelle. En absence d'advection et de courants convectifs nocturnes (possible lors d'une advection d'air froid) les constituants gazeux sont les mêmes que ceux de la couche mélangée en fin de journée.
- La couche nocturne : la majeure partie des aérosols vont cependant sédimenter après le coucher du soleil et constituer la couche nocturne. Cette couche est caractérisée par un air stable avec peu de turbulence (générée essentiellement par le vent en surface). Les composés gazeux émis pendant la nuit se dispersent lentement verticalement. La hauteur de la couche nocturne est souvent distinguée par un « jet » de vent à son sommet (« nocturnal jet »), qui est souvent de direction différente du vent en surface (celui-ci est très lié à la topographie).

1.1.2 Structure horizontale

A l'échelle synoptique, la hauteur de la CLA présente des hétérogénéités spatiales suivant les conditions anti-cycloniques (propice à la pollution) et de dépression (Fig. 2.2).

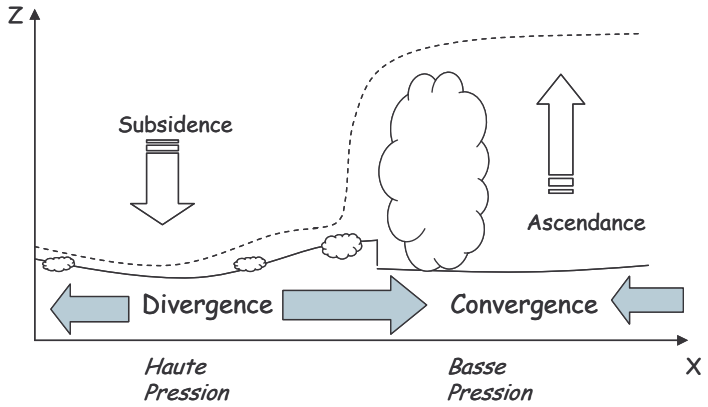


Figure 2.2: Variation spatiale de la hauteur de la CLA suivant les conditions synoptiques. La ligne pleine illustre l'épaisseur de la CLA. La ligne pointillée montre la hauteur maximale d'air sous l'influence de la surface.

En condition anticyclonique, l'épaisseur de la CLA ne change pas beaucoup sous l'effet du forçage thermique de la surface (proximité des lignes pleine et pointillée) et on observe un cycle diurne bien défini (Fig. 2.1). La CLA a des propriétés propres bien définies, notamment en terme de concentration gazeuse des différentes couches la constituant.
Dans les zones de basse pression, les courants ascendants des systèmes orageux entraînent l'air de la CLA vers les hautes altitudes. On s'attend alors à obtenir des concentrations CO_2 – CLA et CO_2 – Troposphère libre pratiquement identiques. Des mesures effectuées au sol avant et après le passage

d'un front montrent des variations conséquente de la concentration en CO_2 et en H_2O [Hurwitz, 04]]. La hauteur de la CLA est prise comme étant la base des systèmes nuageux mais reste difficile à définir dans ce cas.
A l'interface basse/haute pression la CLA a souvent une hauteur maximale et des nuages cumuliformes assurent un mélange entre l'air de la troposphère libre et celui de la CLA.

1.1.3 Structure verticale

Une notion importante pour la compréhension de la structure et de la variabilité des constituants gazeux de la basse atmosphère est la notion de stabilité et/ou d'instabilité verticale. En effet, en dehors de la topographie, du type de terrain (terre, mer, forêt..), les échanges les plus intenses se feront sur la verticale dans la CLA.
Pour étudier la stratification verticale de l'atmosphère, liée à la thermodynamique, on utilise une variable appelée température potentielle, notée θ et d'unité le Kelvin, telle que :

$$\theta(z) = T(z).\left(\frac{P_0}{P(z)}\right)^{R/C_p} \tag{2.1}$$

avec P_0 la pression de référence surfacique (1 bar), C_p la capacité calorifique de l'air. Cette température potentielle correspond à la température qu'aurait une parcelle d'air si on l'amenait adiabatiquement de sa pression P(z) à la pression P_0. On définit de plus la température potentielle virtuelle θ_v comme la température potentielle prenant en compte les effets d'humidité, telle que :

$$\theta_v(z) = \theta(z)(1 + 0{,}61q) \tag{2.2}$$

avec q l'humidité spécifique (g/kg)

Evolution de la température potentielle lors du cycle diurne de la CLA

En supposant que des radiosondages (notés RS) puissent être effectués à différents moments de la journée, ils donneraient l'évolution de la température potentielle représentée sur la figure 2.3. Les acronymes réfèrent aux termes en anglais :

SBL ou NBL: *Stable Boundary Layer ou Nocturnal Boundary Layer*, la couche limite nocturne

RL*: Residual Layer*, la couche résiduelle

FA : *Free Atmosphère*, la troposphère libre

ML ou CBL: *Mixed Layer ou Convective Boundary Layer*, la couche mélangée ou la couche limite convective

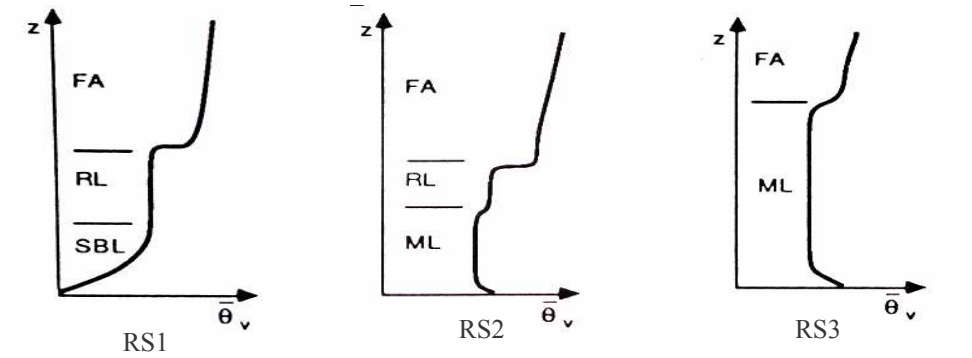


Figure 2.3 : Evolution diurne de profils de température potentielle virtuelle θ_v à des moments caractéristiques de l'évolution de la CLA. [Stull-88].

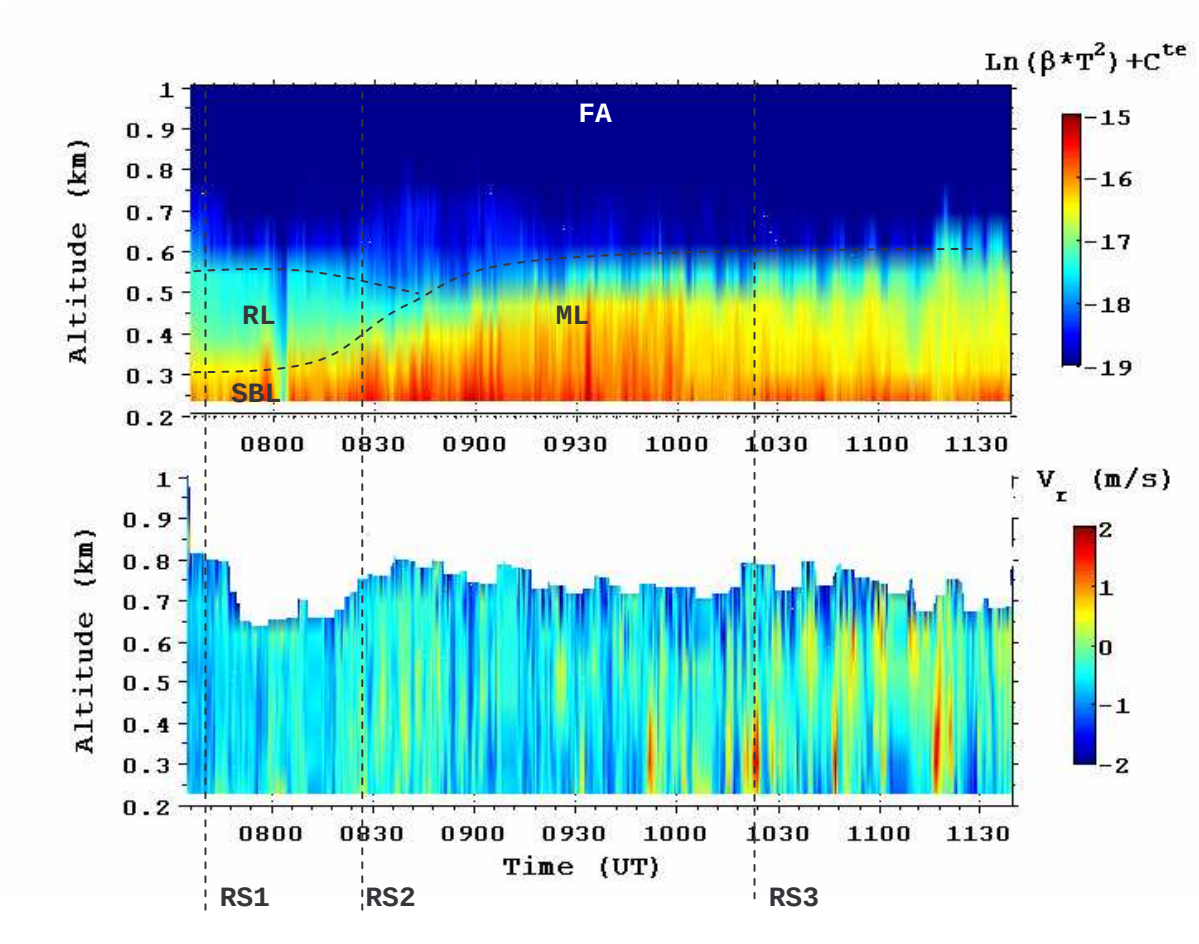


Figure 2.4 : Evolution du coefficient de rétrodiffusion, de l'intensité des vitesses verticales au cours de la journée et correspondance avec les profils de température potentielle donnés par des radiosondages (RS) de la figure 2.3.Mesures du 15/10/03.

Les mesures Lidar effectuées par LIDIA permettent d'accéder à la structure atmosphérique corrélée avec l'évolution dans le temps des vitesses verticales (Fig. 2.4).
Pendant la nuit (RS1), θ_v augmente dans la couche de surface ou couche nocturne : on a en effet une inversion de température (la température augmente en altitude). La couche est stable. Dans la couche

résiduelle, θ_v est constant, on a une couche neutre. Puis au dessus dans la troposphère libre, on observe un gradient vertical positif, typique de l'atmosphère à plus grande échelle et quasiment constant (de l'ordre de 6,5 K/km). La variation de ce gradient en altitude est représentative d'une advection d'une masse d'air plus chaude ou plus froide à l'échelle synoptique.
Dans la matinée (RS2), le soleil commence à chauffer le sol et on obtient un gradient de θ_v négatif en surface : la couche est instable et toute parcelle va s'élever en altitude par le phénomène de flottabilité. L'augmentation de l'ensoleillement au cours du temps entraîne une élévation progressive de la couche mélangée. Par des thermiques de plus en plus fortes la couche mélangée « perce » la couche résiduelle par l'envoi de bulles d'air dans la couche supérieure (« overshoot »). Un gradient positif à l'interface ML – RL caractérise la zone d'entraînement et de mélange entre les différentes couches.
En période convective (RS3), l'atmosphère est globalement instable. Les thermiques sont bien organisées et on a un régime stationnaire dans lequel toute parcelle d'air à la surface va s'élever jusqu'à la troposphère libre. La concentration des constituants de la CLA, gaz et particules est homogène. Dans la soirée, l'intensité solaire diminuant, les thermiques diminuent aussi d'intensité et on peut observer une diminution globale de la hauteur de la CLA.
La connaissance de profil de température potentielle est suffisante pour connaître l'évolution et identifier les différentes parties de la CLA. Ces profils sont le plus souvent corrélés avec des profils de vapeur d'eau et de concentrations de CO_2 (et des polluants) et permettront de prévoir les zones de même concentration et de mélange entre les différentes couches [Laubach-02, Sun-98, Lloyd-01, Styles, 02].

1.2 Représentativité temporelle : cycle diurne du CO_2, advection, front

Le cycle diurne du CO_2 dans la couche limite atmosphérique est au premier ordre la résultante de :

- processus naturels biologiques et thermodynamiques :

  photosynthèse, respiration, cycle diurne de la couche limite, advection, saisons et conditions météorologiques
- processus anthropogéniques :

  trafic routier, émissions industrielles, chauffage

1.2.1 Les processus naturels :

Dans la partie précédente on a vu les impacts thermodynamiques et météorologiques sur le cycle diurne de la CLA et ses conséquences sur la stratification de l'atmosphère en différentes couches. Ces processus sont à l'origine d'effets de dilution, de concentration, de dispersion et d'intrusion d'air plus ou moins chargé en CO_2 dans la CLA.
Les processus biologiques, quant à eux, assurent les échanges de carbone entre l'atmosphère, la végétation et les océans.

La photosynthèse

La chaîne de la vie repose sur la photosynthèse. En 1880, Lavoisier montra que les gaz impliqués dans l'évolution des plantes étaient le dioxyde de carbone et l'oxygène. Globalement, la réaction de photosynthèse s'écrit :

$$CO_2 + H_2O + \text{lumière} \longrightarrow (CH_2O) + O_2$$

gaz carbonique de l'air — eau absorbée par les racines — énergie — glucides — oxygène

L'oxygène libéré provient entièrement de l'eau et le gaz carbonique fournit tout le carbone et l'oxygène de la matière formée (CH_2O) qui est le maillon élémentaire d'une molécule de glucose $C_6H_{12}O_6$. L'énergie nécessaire à cette synthèse est fournie par la lumière du soleil. La photosynthèse se déroule dans les feuilles qui contiennent un pigment vert, la chlorophylle.
Plusieurs facteurs ont une influence sur la photosynthèse [Saugier-96] , dont :

- l'intensité lumineuse : plus il y a de lumière, plus la chlorophylle en profite. Sous un couvert nuageux, la photosynthèse sera moins élevée qu'en plein soleil;
- la surface foliaire exposée à la lumière : chez les feuillus, les feuilles du bas sont souvent plus grandes et plus minces que les feuilles du haut pour compenser le manque de lumière. Chez les conifères, les feuilles sont très petites pour mieux résister au gel, mais elles sont par contre très nombreuses;
- la disponibilité en eau dans le sol. La plante doit transpirer pour absorber le gaz carbonique. Si l'eau se fait rare, la plante réduit sa transpiration et ralentit sa photosynthèse.
- la température : la photosynthèse est optimale entre 20 et 35 °C. Elle s'arrête sous 0 °C en raison du ralentissement physiologique de la plante qui entraîne, entre autres, la chute des feuilles et une réduction de l'absorption de l'eau;
- la concentration en gaz carbonique dans l'air : une atmosphère riche en CO_2 favorise la photosynthèse;

La respiration

La respiration est la réaction contraire de la photosynthèse. Elle consomme de l'oxygène (oxydation des sucres) et libère du gaz carbonique et de l'eau :

$$(CH_2O) + O_2 \longrightarrow CO_2 + H_2O + \text{énergie}$$

glucides — oxygène — gaz carbonique rejeté dans l'air — eau

Tous les êtres vivants (plantes, animaux ou micro-organismes) respirent. La respiration permet, tant aux autotrophes qu'aux hétérotrophes, d'obtenir de l'énergie à partir des glucides. Cette énergie est nécessaire pour qu'ils puissent grandir, bouger et assurer toutes leurs fonctions vitales.
Voici quelques facteurs qui influencent la respiration chez les végétaux :

- la température: la respiration est réduite au minimum lorsque la température descend sous 0 °C et elle est maximale à des températures se situant entre 45 et 50 °C;
- le stade de développement de la plante : chez les arbres, la respiration augmente pendant la floraison;
- le type de plante : les plantes ligneuses respirent moins que les plantes herbacées.

Les plantes respirent le jour et la nuit. On distingue la respiration de croissance, qui dépend de la photosynthèse et la respiration d'entretien qui augmente avec la taille de la plante et avec la température. Par ailleurs, la respiration des plantes ne représente qu'une partie de la respiration totale d'un écosystème. Une autre partie, de même ordre de grandeur, provient de la respiration des animaux, et principalement des décomposeurs de la matière organique du sol.

1.2.2 Description du cycle diurne biologique du CO_2 atmosphérique

La figure 2.5 présente des mesures in – situ de CO_2 atmosphérique, effectuées au LSCE à 10 m de haut au dessus du sol pour la journée du 29/07/04 représentative d'un cycle standard naturel (i.e non perturbé par des émissions anthropiques ou par la météorologie). En parallèle sont représentés : le flux solaire visible mesuré avec un pyranomètre solaire au LMD et le coefficient de rétrodiffusion à 532 nm donné par le Minilidar. Le cycle se décompose en plusieurs parties (Fig. 2.5):

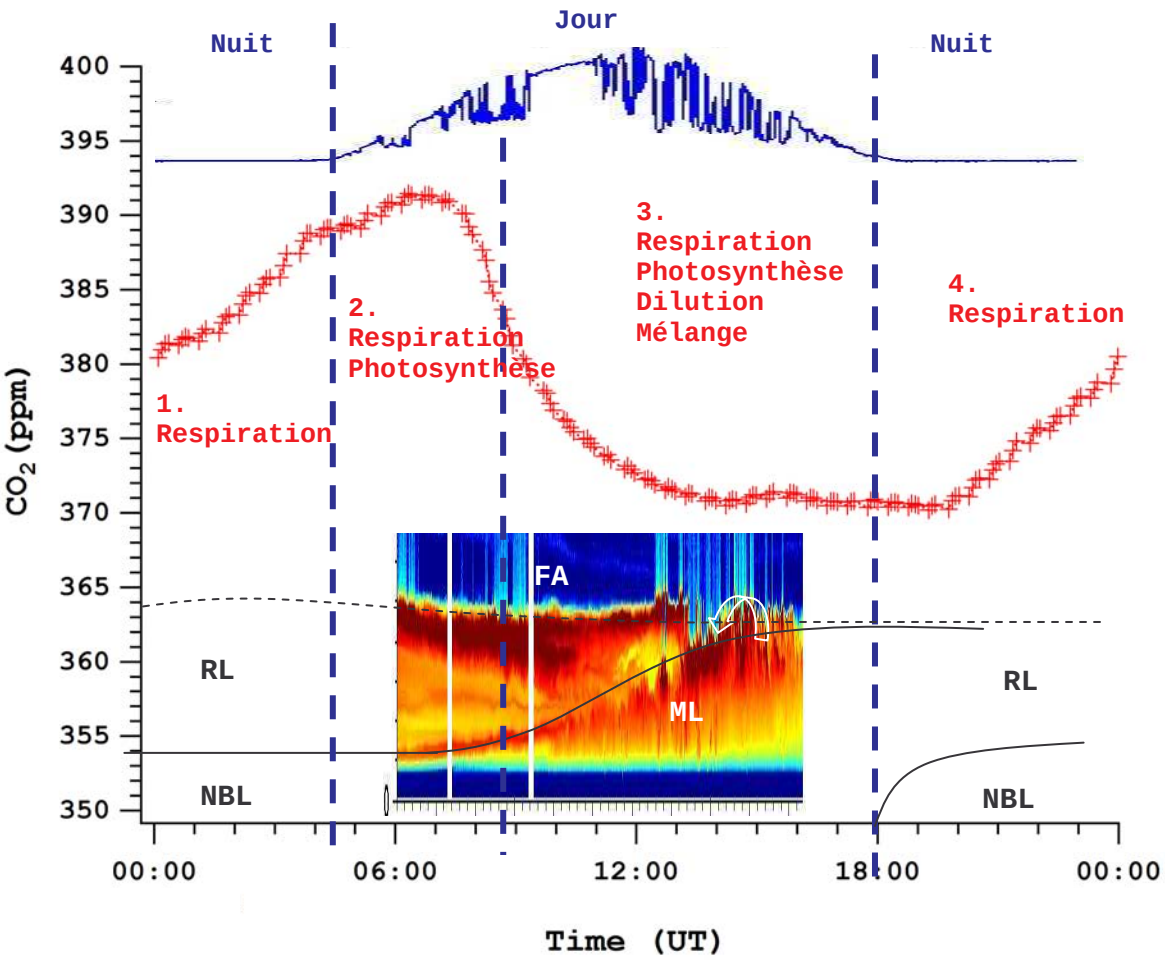


Figure 2.5 : Cycle diurne du CO_2 dans la CLA. Mesures in-situ (LSCE) effectuées à ~ 10 m (29/07/04), flux solaire visible et coefficient de rétrodiffusion (Minilidar) correspondants à cette journée, schéma des différentes parties de la CLA.

1-4. La nuit :

la respiration est le seul processus naturel en action dans cette période temporelle. Elle se traduit par un apport quasiment constant de CO_2 dans la couche nocturne avec une faible variabilité due à la température. Comme vu précédemment, à cause de la stratification verticale de la CLA, le CO_2 émis en surface se disperse très lentement verticalement. Expérimentalement, tout se passe comme si on remplissait un volume avec un débit constant de CO_2 comme le montre la croissance linéaire de la concentration du CO_2 atmosphérique mesuré au sol pendant cette période.

2. Le matin :

La couche nocturne n'est pas encore montée et l'intensité solaire augmente peu à peu d'intensité. Les deux processus biologiques sont en action, photosynthèse et respiration dans une couche d'égale épaisseur au cours du temps. En fin de cette période, on observe le maximum du taux de décroissance de la concentration du CO_2 atmosphérique.

3. Journée :

La diminution progressive du taux de décroissance du CO_2 atmosphérique marque le début de la montée de la couche mélangée. Le prélèvement des molécules de CO_2 se fait dans une couche d'air d'épaisseur grandissante et l'air des basses couches de l'atmosphère se mélange peu à peu avec l'air au dessus, couche résiduelle et troposphère libre. En fin d'après midi, la concentration de CO_2 est homogène verticalement dans la CLA et est pratiquement égale à la concentration de CO_2 dans la troposphère libre

1.2.3 Description d'un cycle perturbé

Perturbations naturelles

Les perturbations naturelles sont le plus souvent liées à l'advection de masse d'air avec des propriétés bien définies. Par exemple le passage au dessus d'une forêt et donc d'un puit de CO_2 peut faire varier brusquement la concentration de CO_2 mesurée au sol si le vent est amené à changer de sens au cours de la journée. La présence de lac, de mer ou de montagnes entraîne des modifications sensibles des concentrations mesurées en surface au cours du temps par le jeu de transports liés aux brises terre – mer ou plaine – montagne [Sun-98].

D'autre part, les conditions météorologiques peuvent provoquer une variation brutale de la concentration du CO_2 dans la couche limite atmosphérique comparée à l'évolution des processus biologiques. Le passage d'un front dépressionnaire provoque souvent une baisse ou une augmentation conséquente de la concentration de CO_2 mesurée en surface, due à une intrusion d'air en provenance de la troposphère libre dans les basses couches de l'atmosphère [Hurwitz-04]. La figure 2.6 montre par exemple le passage d'un front orageux qui se traduit par une légère baisse des concentrations en CO_2 et en CO, vite compensée par les émissions anthropiques en soirée.

Perturbation anthropique

Suivant d'où provient la masse d'air, région urbaine ou rurale, la concentration du CO_2 atmosphérique peut varier de plusieurs dizaines de ppm [Idso-02, Braud-04]. Les émissions anthropiques, industries ou chauffage, entraînent des variations majeures de la concentration en CO_2 pendant l'hiver.

Cette variabilité est aussi le fruit de brises de terre conformément au gradient thermique ville/campagne. Ce gradient montre ses plus fortes valeurs la nuit et en hiver : alors que la ville reste chaude (chauffage urbain, matériaux stockant la chaleur), la campagne alentour se refroidit rapidement [Menut-97].

Une autre variabilité est due au trafic routier. L'indice de trafic en Ile de France est par exemple maximal entre 8-10 h le matin et 18-20 h le soir [Sytadin-00]. Ces deux plages horaires n'ont pas le même effet sur le cycle diurne du CO_2. En effet le matin les émissions anthropiques de CO_2 s'effectuent dans la couche nocturne de faible épaisseur. Le soir, les polluants sont émis dans la couche mélangée ; la CLA a alors une hauteur maximale. Les mesures lidar montrent la variabilité de la hauteur de la CLA : à 9-10 h on se trouve en effet dans la couche nocturne. On observe alors un pic de concentration très marqué le matin et beaucoup moins marqué le soir comme le montre en évidence le cycle diurne du CO_2 de la figure 2.6. Un bon indice pour repérer le dioxyde de carbone issu du trafic

routier est de regarder en parallèle la concentration de CO en surface : la figure 2.6 montre ainsi un pic très important le matin et de moindre intensité le soir.

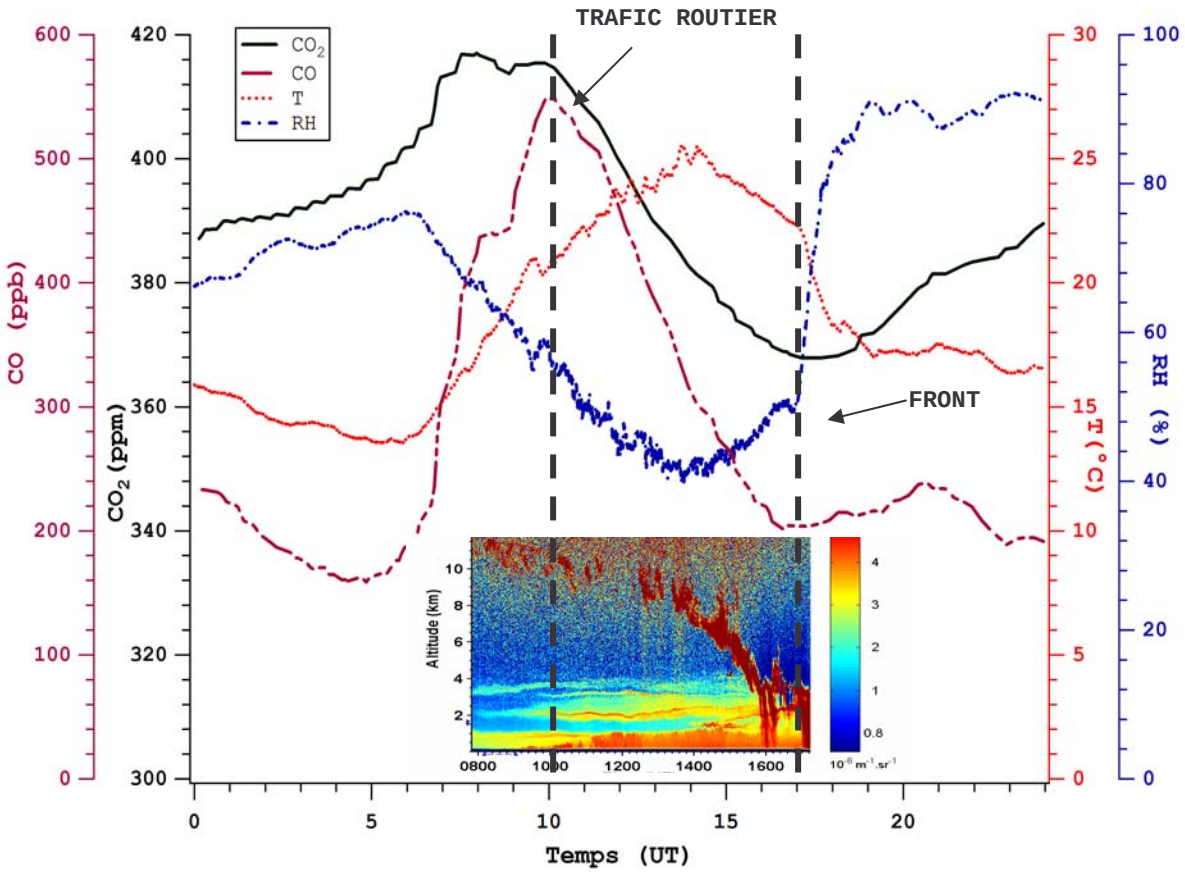


Figure 2.6: Perturbation du cycle diurne du CO_2 par les émissions anthropiques et le passage d'un front (02/09/04). Mesures in-situ de CO_2, de CO (LSCE), de température et d'humidité relative (RH) en surface (LMD) et mesures de coefficient de rétrodiffusion (Minilidar)

Le transport routier apparaît comme le secteur prépondérant dans les émissions de monoxyde de carbone, d'oxydes d'azote et de particules primaires, avec des contributions respectives de 52,2% (NOx), 76,9% (CO), et 36,2% (PM10). Pour les émissions de dioxyde de carbone (CO_2), c'est le secteur du chauffage résidentiel, des entreprises et des commerces qui prédomine avec une contribution de près de 40%, les transports en général intervenant en deuxième position à hauteur de 32% [source AIRPARIF 2000]. Le CO sera donc un bon traceur des émissions anthropiques de CO_2 lorsque la part du trafic routier dans le total des émissions sera importante c'est-à-dire plutôt au printemps et en été.

1.3 Représentativité horizontale : puits – sources, état de l'art

La question de la variabilité du rapport de mélange en CO_2 à des échelles inférieures à 50 km est importante pour évaluer la représentativité des mesures lidar. En effet le faisceau laser sonde une colonne d'air dont le diamètre ne fait au plus que quelques dizaines de mètres. Il n'y a peu de données pour répondre à cette question de représentativité car des mesures au sol avec un réseau dense ou des mesures aéroportées à basse altitude sont nécessaires.

1.3.1 Représentativité spatiale d'une observation du CO_2 : mesures aéroportées

La figure 2.7 présente des mesures aéroportées de dioxyde de carbone. Ces mesures ont été réalisées dans la partie supérieure de la couche limite atmosphérique, lors d'une traversée de la France d'Ouest en Est.

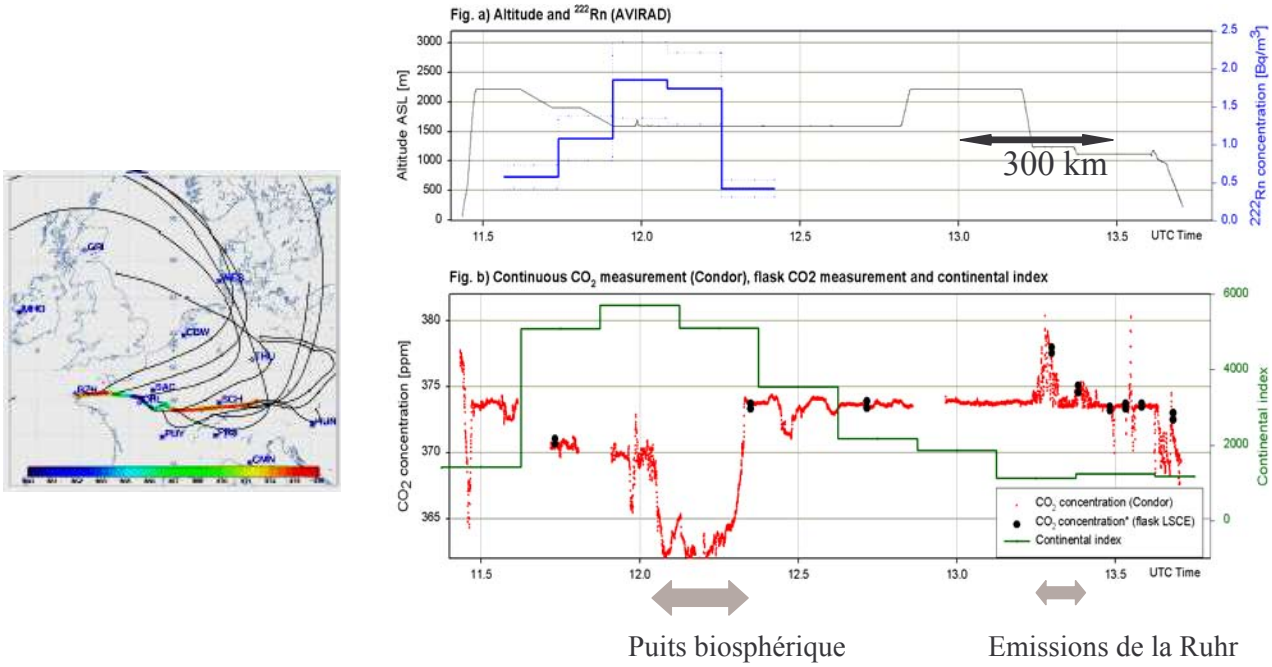
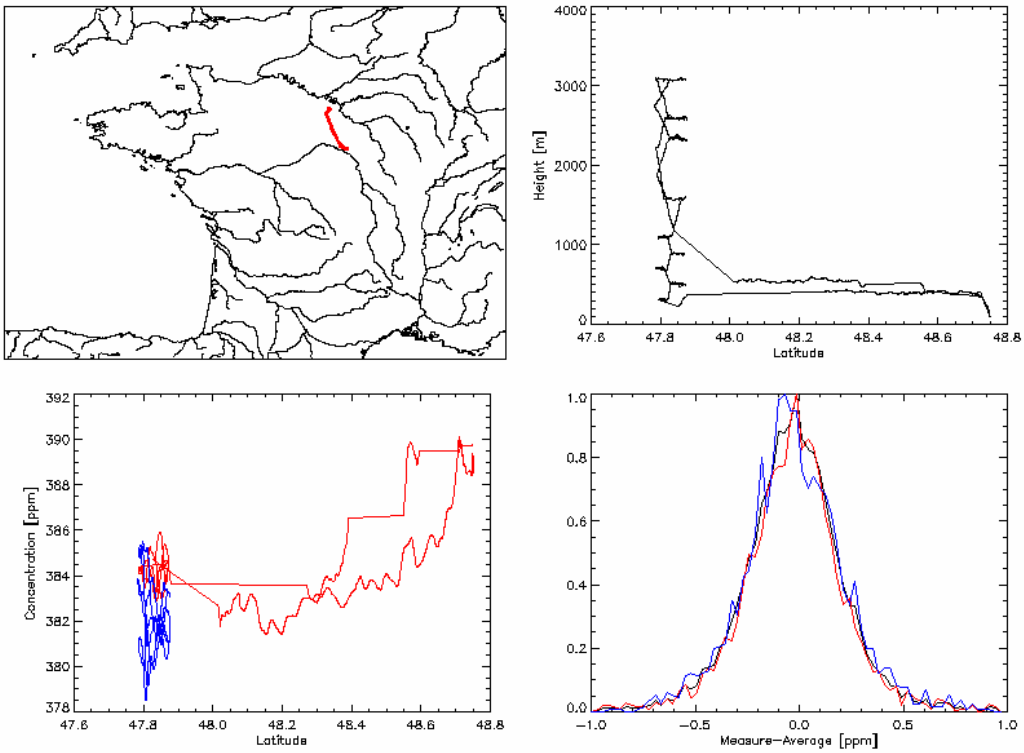


Figure 2.7 : Mesures aéroportées de rapport de mélange en CO_2 lors d'un plan de vol traversant la France d'Ouest en Est à une altitude d'environ 1500 m [ORE-RAMCES].

Les mesures avion semblent montrer des gradients à l'échelle synoptique (~ 50 km) : des puits aux alentours de la basse Normandie (~ 10 ppm), des sources dues aux émissions anthropogéniques dans la vallée de la Rhur (~ 6 ppm).
Grâce à l'équipe RAMCES du LSCE on peut estimer une variabilité des mesures lidar à moyenne échelle (i.e ~ 50 km) en analysant les résultats provenant de mesures aéroportées effectuées en continu à différentes altitudes (Fig. 2.8). L'avion léger a décollé de l'aérodrome de Toussus Le Noble au Sud-Ouest de Paris en direction de la forêt d'Orléans ou du Puy de Dôme situé dans le centre de la France. Les vols étaient effectués à basse altitude dans la couche limite et à moyenne altitude dans la troposphère libre.

(a)



(b)

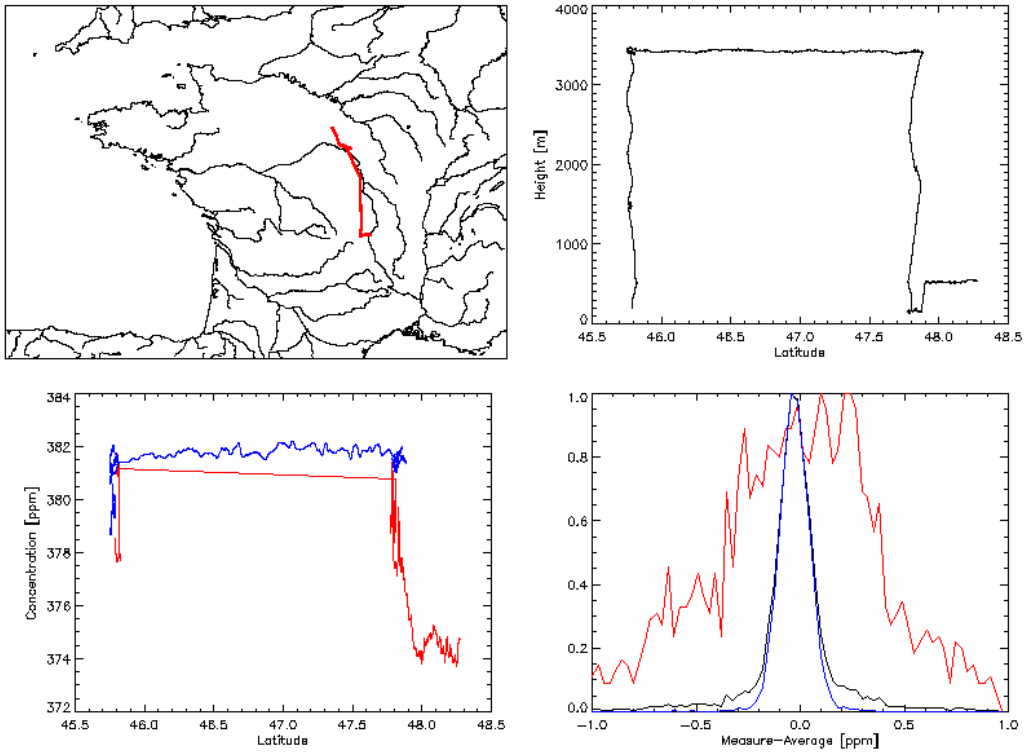


Figure 2.8 : Analyse des mesures aéroportées effectuées à l'occasion de deux vols, l'un plutôt dans la couche limite atmosphérique (a) vers Orléans et l'autre dans la troposphère libre (b) en direction du Puy de Dome. Pour chaque vol : les figures du dessus montrent le parcours et l'altitude de l'avion, la figure en bas à gauche montre le rapport de mélange en CO_2 en dessous de 1000 m (rouge) et au

dessus de 2000 m (bleu), la figure en bas à droite montre un histogramme de la variabilité du rapport de mélange en CO_2 [ORE-RAMCES].

La fréquence d'échantillonnage de l'instrument est de 1 Hz. Ceci correspond à environ un échantillonnage spatial de 40 m compte tenu de la vitesse de l'avion. On effectue alors une moyenne glissante sur les mesures dans une boîte de ± 1 km. Les résultats apparaissent sur les figures en bas à gauche (Fig. 2.8a et b). Pour distinguer les mesures effectuées dans la couche limite et dans la troposphère libre, les mesures effectuées dessous 1000 m sont en rouge et celles au-dessus de 2000 m en bleu.
A moyenne échelle (i.e 100 km) la variabilité est très petite dans la troposphère libre (inférieure à 0.5 ppm) mais peut être de plusieurs ppm dans la couche limite comme nous l'avons déjà vu précédemment (Fig. 2.7).
En faisant la différence entre les mesures effectuées tous les 40 m et les résultats donnés par une moyenne glissante, on obtient la variabilité à petite échelle (i.e < 1 km). Les figures en bas à droite (Fig. 2.8a et b) montrent que les variations sont de 0.1-0.2 ppm dans la troposphère libre ce qui proche du bruit instrumental (0.1 ppm) et de 0.3-0.4 ppm dans la couche limite atmosphérique.

1.3.2 CO_2 atmosphérique et région parisienne

Ainsi, pour des mesures lidar effectuées à partir du sol, le rapport de mélange en CO_2 dans la troposphère libre peut être considéré comme une constante atmosphérique hors conditions météorologiques particulières (passage d'un front). Il n'en est pas de même pour des mesures dans la couche limite où on peut observer des variations de plusieurs ppm, celles-ci étant soumises à l'advection. Le lidar étant fixe par rapport au sol, la variabilité spatiale des rapports de mélange en CO_2 aura pour conséquence une variabilité temporelle qui dépendra de la vitesse du vent horizontal.

Les mesures lidar et les mesures in – situ étant effectuées dans la région parisienne, le rapport de mélange en CO_2 sera fortement influencé d'une part, par les émissions de la ville et de l'agglomération de Paris comme on a pu le voir dans la partie précédente, mais aussi par les forêts situées à proximité (Fig. 2.9). La figure 2.9 présente un cadastre des émissions pour une semaine de novembre dans la région parisienne. On remarque que le site du LMD est plus proche de l'agglomération parisienne et donc sera plus sensible aux émissions anthropogéniques comparé au site du LSCE.

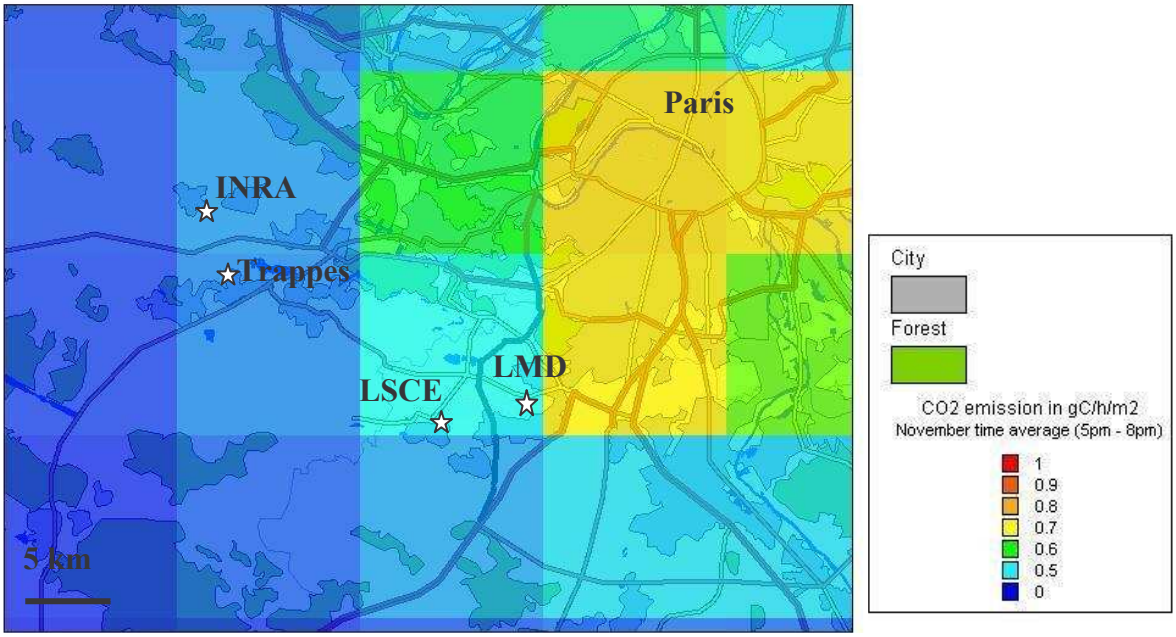


Figure 2.9: Carte du Sud – Ouest de la région parisienne. La carte est colorée suivant les émissions de CO_2 [gC/h/m^2] répertoriées par PARIS-CITYDELTA pour le mois de Novembre, 17 – 20 h (UT). Des étoiles montrent les différents sites de mesure : INRA, mesures de flux de CO_2 en surface au dessus de cultures, Trappes, radiosondages, LSCE, mesures de concentration de CO_2 et de CO au niveau du sol et LMD, mesures DIAL de CO_2.

1.4. Représentativité verticale : CLA - Troposphère libre, état de l'art

L'évolution du CO_2 dans la troposphère libre est la somme de deux contributions : la croissance annuelle globale due aux émissions anthropiques et une faible variabilité saisonnière (Fig. 2.10).

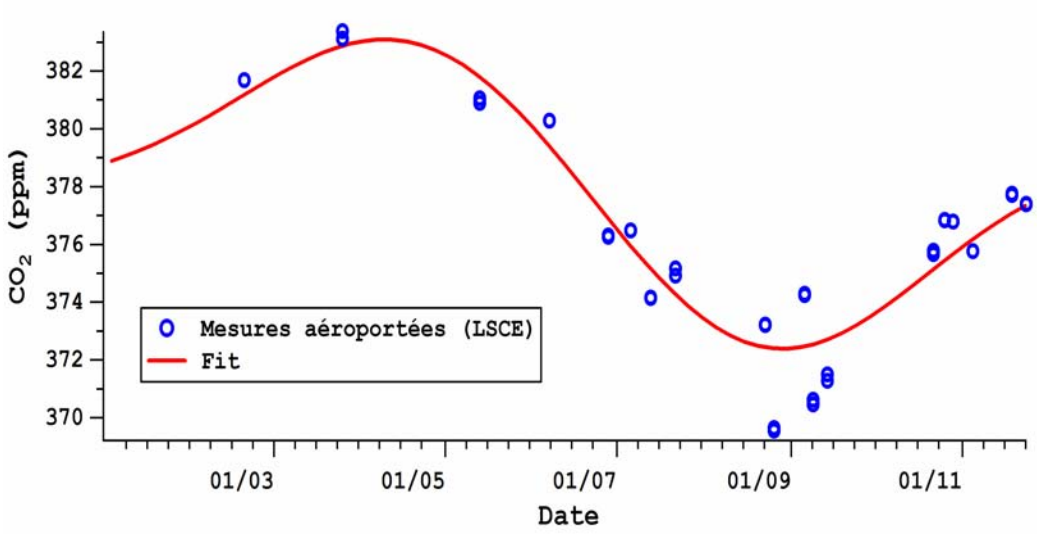


Figure 2.10: Evolution du CO_2 atmosphérique dans la troposphère libre pour l'année 2004: mesures aéroportées (LSCE) effectuées à une altitude d'environ 3000 m au Nord de la ville d'Orléans [ORE-RAMCES].

Pour des mesures résolues verticalement se pose la question de la représentativité verticale de la mesure. Cette représentativité est fortement liée à la dynamique atmosphérique, à savoir la hauteur de la couche limite atmosphérique et la stratification de l'atmosphère mais aussi à la saison et à l'advection. Ainsi, suivant la saison et la provenance de la masse d'air, il y aura plus ou moins de différence entre les rapports de mélange dans la couche limite et dans la troposphère libre (Fig. 2.11)
La figure 2.11 montre deux points importants. Tout d'abord, les gradients sont beaucoup plus importants dans la couche limite atmosphérique que dans la troposphère libre. Ceci est compréhensible vu que la couche limite est directement sensible aux puits et aux sources de CO_2 de surface. De plus un gradient vertical peut être observé lorsque la couche limite est soumise à une forte source de CO_2, ici ce sont les émissions anthropiques de la région parisienne qui sont impliquées. Un tel gradient suppose un mélange à l'interface couche limite et troposphère libre, cette dernière servant de réservoir tampon et plutôt de puits pour le cas ci-dessous.

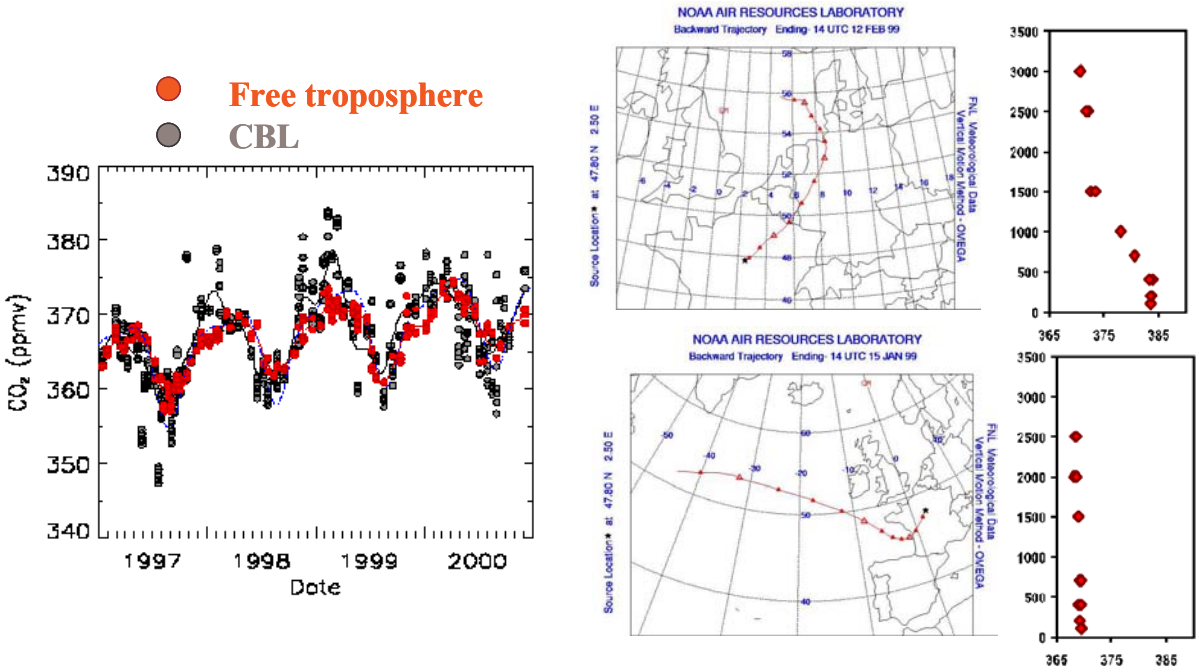


Figure 2.11 : Profil et évolution du rapport de mélange en CO_2 dans la couche limite atmosphérique et dans la troposphère libre pour des masses d'air provenant respectivement du Nord-Est (au-dessus) et du Sud-Ouest dans la région parisienne [ORE-RAMCES].

2. MODELISATION DU CYCLE DIURNE NATUREL DU CO_2 ET RESTITUTION DES FLUX DE SURFACE A L' ECHELLE REGIONALE

2.1 Présentation du modèle

2.1.1 Evolution du CO_2 dans la CLA en fonction du temps

La connaissance des flux de surface en CO_2 dus aux échanges atmosphère – végétation est nécessaire pour déterminer l'évolution temporelle de la concentration. Le CO_2 émis ou absorbé en surface subis l'évolution du cycle diurne de la CLA. Le rapport de mélange moyen en CO_2 dans la CLA est déterminé par l'équation suivante [Loyd-01, Gerbig-03] :

$$\rho h \frac{d\langle C\rangle}{dt} = R - P + \left(C_+ - \langle C\rangle\right)\left(\rho \frac{dh}{dt} - W_+\right) + A \qquad (2.1)$$

$W_+ = \rho_h . w_+$

ρ : densité molaire moyenne de l'air dans la CLA (mol.m^{-3})

h : hauteur de la CLA (m)

$\langle C\rangle$: fraction molaire moyenne de CO_2 dans la CLA

R : flux de surface de CO_2 du à la respiration (mol.m^{-2}.s^{-1})

P : flux de surface de CO_2 du à la photosynthèse (mol.m^{-2}.s^{-1})

C_+ : fraction molaire de CO_2 dans la troposphère libre

ρ_h : densité molaire moyenne de l'air dans la troposphère libre (mol.m^{-3})

w_+ : vitesse verticale moyenne (m.s^{-1})

$M = \left(C_+ - \langle C\rangle\right)\left(\rho \frac{dh}{dt} - W_+\right)$: flux molaire par unité de surface à l'interface CLA – Troposphère libre (mol.m^{-2}.s^{-1}). On appellera ce terme « terme de mélange »

A : flux molaire par unité de surface du à l'advection horizontale (mol.m^{-2}.s^{-1})

Les flux de surface dus aux processus de respiration et de photosynthèse sont directement reliés à l'inhomogénéité végétale à l'échelle régionale : cultures, prairie, forêt…

Le terme d'advection ne sera pas considéré dans un premier temps. Les émissions anthropiques, qui perturbent fréquemment le cycle diurne naturel du CO_2, seront corrigées par l'exploitation des mesures du rapport de mélange en CO.

Le terme w_+ qui représente la subsidence est en général négligeable devant le terme de vitesse de la montée de la CLA, dh/dt. Cependant ce terme dépend des conditions météorologiques à moyenne échelle et devra être conservé à l'approche d'un front.

Le travail de modélisation s'effectuera donc dans un premier temps avec l'équation simplifiée:

$$\rho h \frac{d\langle C \rangle}{dt} = R - P + \left(C_+ - \langle C \rangle\right)\rho \frac{dh}{dt} \tag{2.2}$$

Chaque paramètre de cette équation varie dans le temps, cependant, durant certaines périodes de la journée, quelques paramètres sont constants voire nuls. La densité molaire moyenne est presque constante toute la journée (typiquement, $\rho = (42 \pm 1)$ mol.m^{-3}).

2.1.2 Rapport de mélange moyen en CO_2 dans la CLA

Les mesures de rapport de mélange en CO_2 disponibles au LSCE dans un premier temps sont des mesures in – situ effectuées à environ 10 m au dessus du sol. Or, des observations épisodiques de profils verticaux montrent qu'il existe généralement un fort gradient vertical en CO_2 notamment la nuit. Pour tenir compte de ce gradient, on peut remarquer que les profils verticaux en température potentielle et en rapport de mélange de H_2O et de CO_2 sont presque parfaitement anti-corrélés à tout moment de la journée [Sun-98, Lloyd-01, Dolman-05].

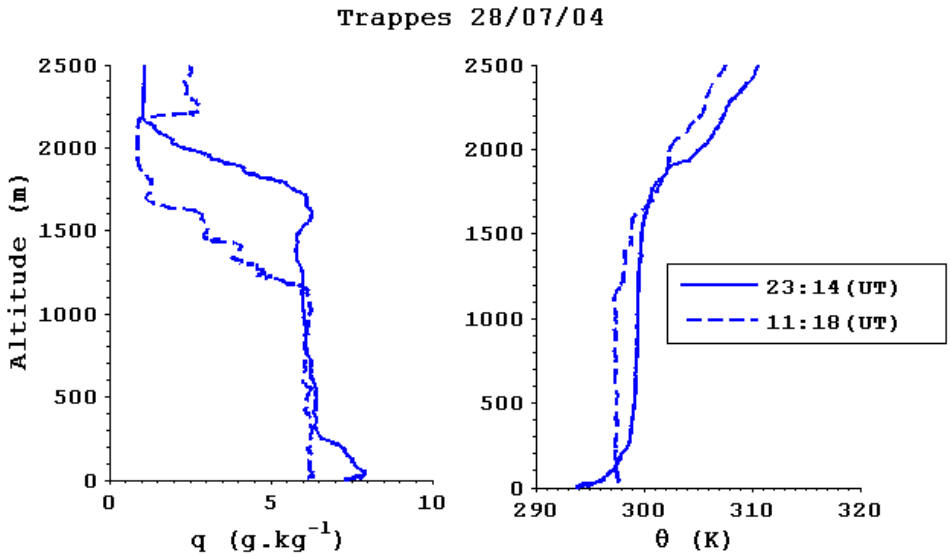


Fig. 2.12 Profil vertical d'humidité spécifique (à gauche) et de température potentielle (à droite) pendant la nuit et la journée le 28/07/04.

La figure 2.12 présente les profils verticaux de rapport de mélange en vapeur d'eau comparé avec des profils de température potentielle. Les courbes sont tracées vers midi et minuit en heure locale. On remarque la bonne anti-corrélation entre l'humidité spécifique et la température potentielle. Pendant la nuit, une couche nocturne comme définie dans la figure 2.3 apparaît entre 0 et 250 m d'altitude environ ayant des propriétés bien définies en matière de concentration de gaz (ici l'humidité spécifique y est plus élevée). Une couche supérieure (250 – 1800 m), caractérisée par une humidité spécifique

constante et une très faible variation de la température potentielle correspond à la couche résiduelle. En fin de matinée, humidité spécifique et température potentielle sont constantes sur toute la hauteur de la CLA. Ceci caractérise les propriétés de la couche mélangée pendant toute la montée de la CLA.

2.1.3 Restitution des flux de surface en CO_2

En analysant les différentes parties du cycle diurne du CO_2, on peut déterminer une méthode pour restituer les flux de surface dus à la photosynthèse et la respiration à partir des mesures de rapport de mélange en CO_2 effectuées en surface au LSCE.

a) Respiration

La nuit, le terme de photosynthèse est nul. On considèrera de plus une hauteur de couche nocturne constante pendant toute la nuit. Il existe une légère variabilité spatiale à l'échelle régionale et temporelle due à la température que l'on considèrera du deuxième ordre.
On notera h_{noc} la hauteur de la couche nocturne. L'équation (2.3) devient :

$$\rho h_{noc} \frac{d\langle C \rangle}{dt} = R \tag{2.4}$$

ρ est la densité molaire moyenne de l'air dans la couche. Elle est déterminée par l'équation d'état des gaz parfait $\rho = P / RT$ et des profils de température et de pression (radiosondage).

La hauteur de la couche nocturne est déterminée à l'aide des radiosondages du matin et du soir. A partir des mesures du rapport de mélange en CO_2 mesuré en surface au LSCE, on détermine dans un premier temps le rapport de mélange moyen en CO_2 dans la couche nocturne $\langle C \rangle$.

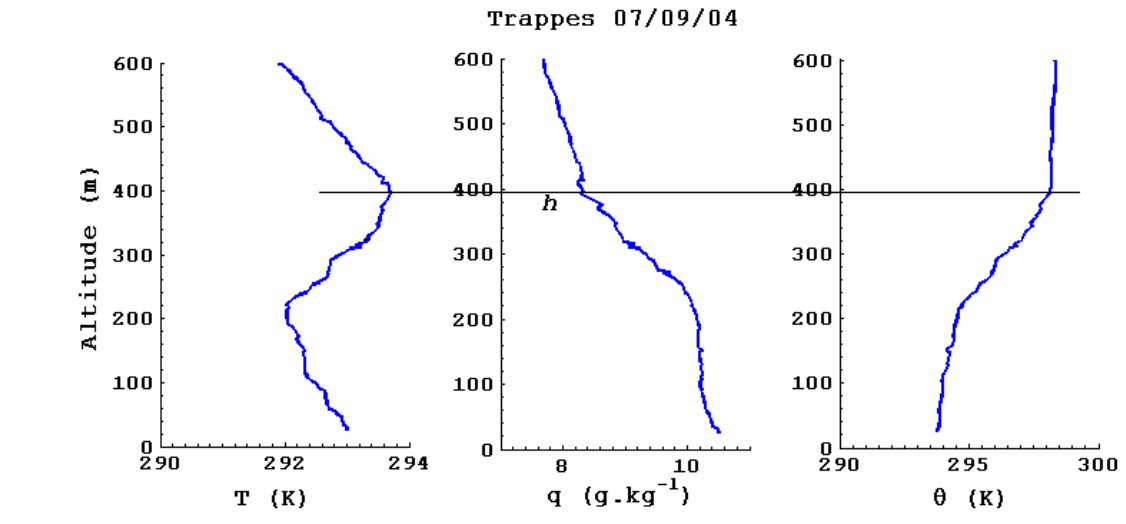


Figure 2.13 : Radiosondage de Trappes le 07/09/04 à 23 :18 (UT) : profils en température, humidité spécifique, température potentielle et identification du sommet de la couche nocturne.

La figure 2.13 présente des profils de température, humidité spécifique et température potentielle de la nuit du 07/09/04 donnés par un radiosondage effectués à Trappes.
La ligne horizontale du bas indique cette hauteur qui est approximativement de 400 m. Cette hauteur n'est pas toujours très bien définie. En pratique on prendra le maximum de la dérivée $d\theta / dz$ pour déterminer la hauteur moyenne de cette couche nocturne. La détermination de la hauteur de la couche nocturne est parfois délicate avec la seule donnée du profil vertical en température potentielle. C'est pourquoi il est intéressant de comparer le profil en température potentielle aux profils en température et en humidité spécifique. Ces deux grandeurs caractérisent également la stratification de la couche et donc la hauteur de la couche nocturne (Fig. 2.13). On notera cette hauteur h . Cette hauteur de couche correspond aussi à la hauteur à partir de laquelle le profil en température potentielle devient vertical, ce qui marque le début d'une couche homogène en concentration. Jusqu'à la prochaine rupture de pente, cette couche sera identifiée comme étant la couche résiduelle (Fig. 2.1, 2.3 et 2.12).

Le profil vertical en CO_2 est alors modélisé simplement à partir du profil en température potentielle obtenu à partir des radiosondages de Trappes :

$$C(z) = C_{\min} + K(\theta_{\max} - \theta(z)) \tag{2.5}$$

où $C_{\min} = C(h_{\max})$ est le rapport de mélange en CO_2 dans la couche résiduelle.
$\theta_{\max} = \theta(h_{\max})$ est la température potentielle au niveau de $h_{\max}$

K est un facteur de conversion donné par :

$$K = (C_{\max} - C_{\min}) / (\theta_{\max} - \theta_{\min}) \tag{2.6}$$

$C_{\max}$ sera pris comme le rapport de mélange en CO_2 mesuré en surface au LSCE. Il varie dans le temps, donc K aussi.
$\theta_{\min}$ est la température potentielle au niveau du sol calculée à partir du radiosondage de Trappes

A partir des équations 2.5 et 2.6 on détermine alors un profil vertical de rapport de mélange en CO_2 au cours du temps. Le rapport de mélange moyen en CO_2 dans la couche est donné par:

$$\langle C(t) \rangle = \frac{1}{h_{\max}} \int_0^{h_{\max}} C(z,t)dz \tag{2.7}$$

Le flux de CO_2 en surface du au processus de respiration est donné en calculant la dérivé $d\langle C \rangle / dt$. On supposera par la suite que la respiration varie peu dans la journée. On négligera notamment la variation de la respiration en fonction de la température dans la journée.

Les périodes nocturnes ont lieu le matin et le soir. On déterminera les flux de surface en CO_2 du à la respiration pour ces deux périodes en tenant compte du changement de hauteur de la couche nocturne.

b) Respiration et Photosynthèse

Lorsque le soleil se lève, la photosynthèse intervient. La hauteur de la CLA va varier également, mais la couche ne monte pas immédiatement après le lever du soleil (voir Fig. 2.5). Donc, avant la montée de la couche limite, il existe une période d'environ 3 heures pendant laquelle les échanges en surface restent confinés dans la couche nocturne:

$$\rho h_{noc} \frac{d\langle C \rangle}{dt} = R - P \tag{2.8}$$

Ayant préalablement calculé le terme de respiration, on en déduit celui de photosynthèse:

$$P = R - \rho h_{noc} \frac{d\langle C \rangle}{dt} \tag{2.9}$$

Nous avons supposé un lien très fort entre la photosynthèse et le flux solaire. En réalité, la photosynthèse est dite active dans la gamme de longueurs d'ondes comprise entre 400 et 700 nm. On s'intéressera donc au flux solaire visible noté conventionnellement PAR (Photosynthetically Active Radiation) mesuré par un pyranomètre. On émet l'hypothèse d'une relation linéaire entre ces deux grandeurs :

$$P = \alpha.PAR \tag{2.10}$$

Avec les données de flux solaire visible pendant la période sur laquelle on a calculé P, on en déduit α. Connaissant le flux solaire visible toute la journée, on détermine alors le flux de surface en CO_2 généré par la photosynthèse pendant toute la durée du jour.

c) Respiration photosynthèse et mélange

Pendant le reste de la journée, les trois processus respiration, photosynthèse et mélange ont lieu en même temps (Fig 2.14). On peut alors évaluer le terme de mélange M :

$$M = \left(C_+ - \langle C \rangle\right)\left(\rho \frac{dh}{dt} - W_+\right) \tag{2.11}$$

C_+, le rapport de mélange en CO_2 dans la couche supérieure est déterminé en prenant le rapport de mélange moyen en CO_2 dans la couche mélangée du jour précédent (en fin d'après midi) lorsqu'il y a contact avec la couche résiduelle. Puis lorsque la couche mélangée est en contact avec la troposphère libre, on prend alors la valeur du rapport de mélange dans la troposphère libre donnée par la figure 2.10.

Pendant toute la durée de la couche mélangée on considèrera que le rapport de mélange en CO_2 est homogène verticalement conformément au profil de température potentielle (Fig. 2.12)

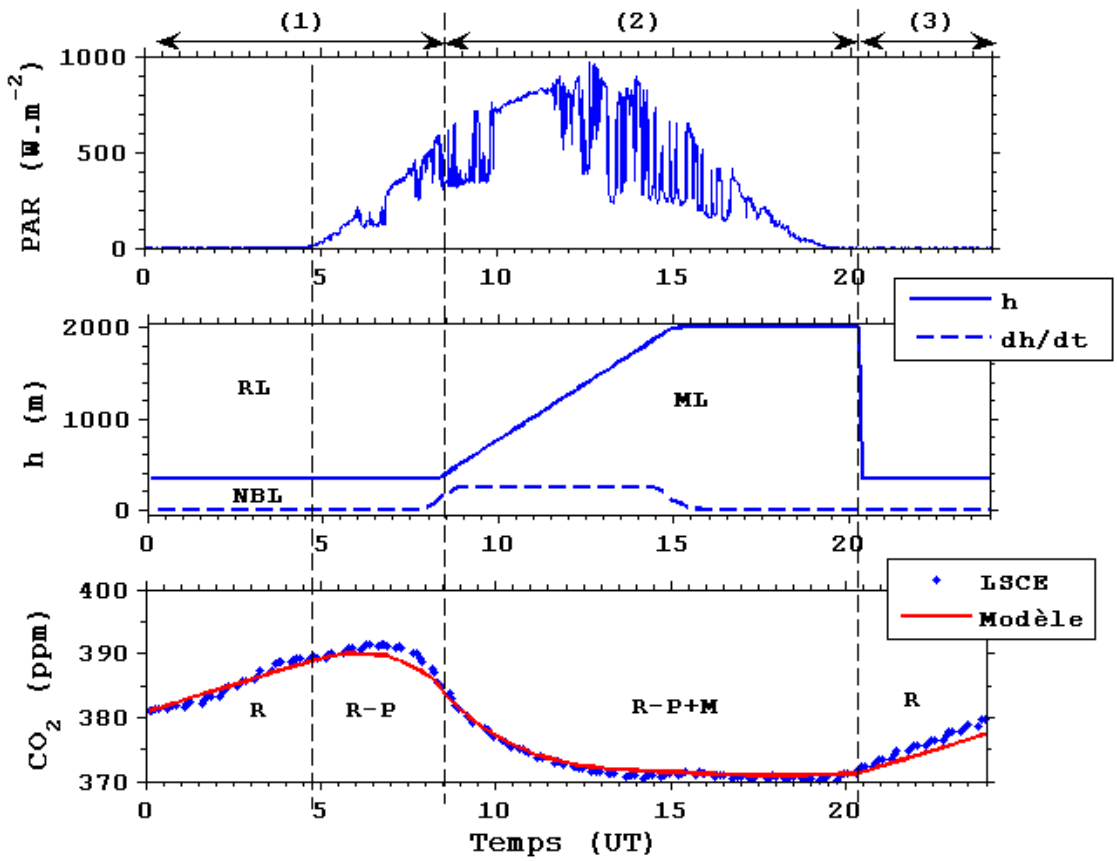


Fig. 2.14 Evolution dans le temps du flux visible (PAR), de la hauteur de la CLA et de sa dérivée en fonction du temps et du rapport de mélange en CO_2, le 30 Juillet 2004. Superposition des cycles mesurés et simulés du rapport de mélange en CO_2 en surface.

2.1.4 Modélisation de l'évolution du rapport de mélange en CO_2 en fonction du temps

A partir de l'équation 2.1 et des flux *R*, *P* et *M* déterminés précédemment, on restitue un rapport de mélange moyen en CO_2 dans la CLA dont l'évolution de la hauteur est représentée sur la figure 2.14. Par un simple coefficient de proportionnalité qui dépend du profil de température potentiel, on peut alors restituer un rapport de mélange du CO_2 en surface :

$$C(z=0,t) = C(0,0) + \chi \left[\int_0^t \frac{R(t') - P(t')}{\rho(t')h(t')} dt' + \int_0^t \frac{\left(C_+ - \langle C(t') \rangle\right) \frac{dh}{dt'}}{h(t')} dt' \right] \tag{2.12}$$

où $\chi = (\theta_{max} - \theta_{min}) / (\theta_{max} - \langle\theta\rangle)$ et $\langle\theta\rangle = \frac{1}{h_{max}} \int_0^{h_{max}} \theta(z,t) dz$

$\langle\theta\rangle$ prend des valeurs correspondantes aux profils de température potentielle obtenus le matin, à midi et le soir valables respectivement pour toute la durée des périodes temporelles (1), (2) et (3) indiquées sur la figure 2.14.

2.2 Instruments de mesure

2.2.1 Mesures in-situ de CO_2 et de CO au LSCE

Les rapports de mélange de CO_2 utilisés pour le modèle et pour la validation des mesures DIAL ont été réalisées par l'équipe RAMCES, « Réseau atmosphérique de mesure des composés à effet de serre », au laboratoire IPSL/LSCE. Les mesures consistent en une analyse par chromatographie d'échantillons d'air prélevés à une dizaine de mètres de hauteur. Les gaz mesurés sont le CO_2, CH_4, N_2O et SF_6. La précision sur une mesure de CO_2 est de 0,5 ppm et les mesures sont effectuées toutes les 5 minutes [Pépin-01].

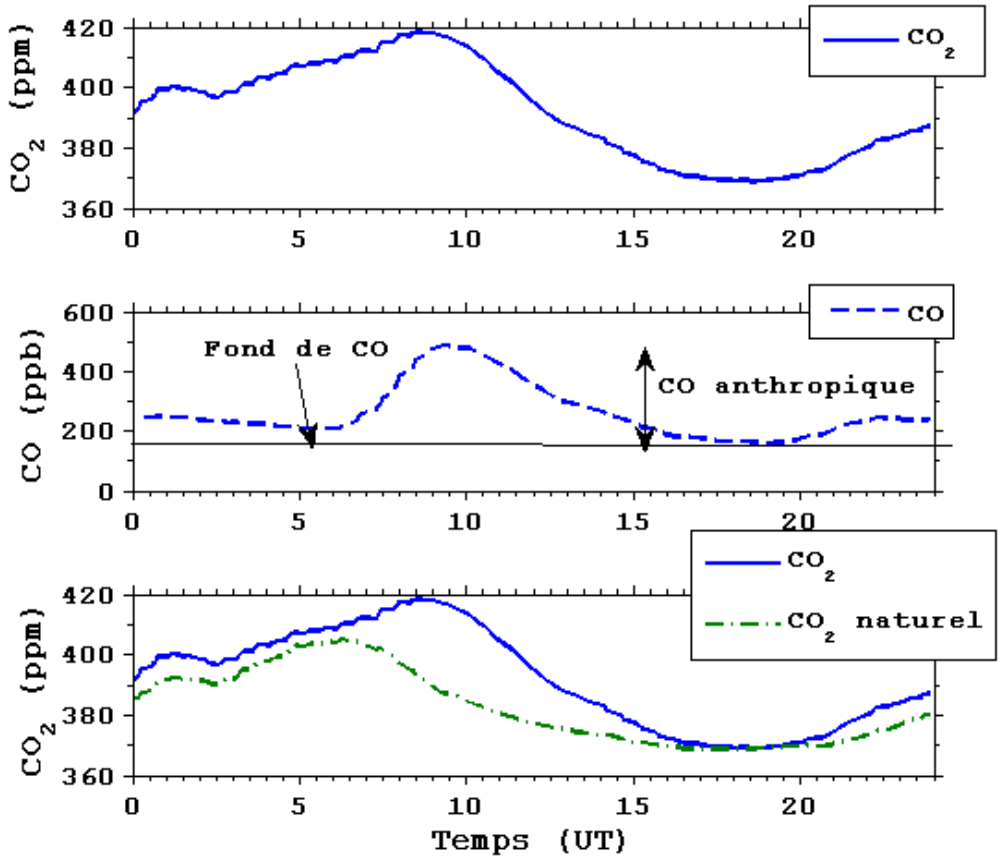


Figure 2.15 : Rapport de mélange en CO_2 et en CO pour la journée du 1/09/04 et restitution du cycle diurne naturel du CO_2.

Le modèle décrit précédemment repose sur l'exploitation des cycles diurnes du CO_2 naturel. Pour éliminer la composante anthropique, on utilise un traceur qui d'une part est émis en même temps que le CO_2 lors de la combustion d'énergies fossiles et d'autre part de faible variabilité naturelle : le monoxyde de carbone. Le CO est un produit de combustion dont le taux d'émission dépend des caractéristiques et du processus de combustion. Les émissions de CO_2 anthropiques dans la région parisienne sont majoritairement dues au trafic routier. Les études de Braud et al. ont montré que à une émission de ~ 11 ppb de CO anthropique correspond en moyenne une émission de 1 ppm de CO_2 anthropique pour l'agglomération parisienne [Braud-03]. Ce rapport de conversion a une certaine

variabilité (de 3 à 15 ppb pour 1 ppm) qui dépend de la proximité du site de mesure avec les sources et le panache de pollution. A partir des mesures de CO effectuées au LSCE, on soustrait le fond de CO considéré comme constant à l'échelle d'une journée pour obtenir le rapport de mélange en CO reflet des combustions d'énergie fossile. On utilise alors le rapport de conversion précédent pour déterminer le rapport de mélange en CO_2 anthropique et obtenir ainsi un cycle naturel résultant des processus biologiques et dynamiques. La figure 2.15 donne une idée de l'importance de la correction effectuée lorsque le cycle diurne du CO_2 est vraiment perturbé par les émissions anthropiques.

2.2.2 Mesures de flux de CO_2 en surface à l'INRA

Les mesures de flux de surface de CO_2 ont été réalisées à l'INRA-Grignon dans l'unité mixte de recherche INRA/INAPG « Environnement et Grandes Cultures ». Les mesures étaient effectuées au dessus d'un champ par la méthode des corrélations [Saugier-96]. Pendant la journée, la végétation appauvrit l'air en gaz carbonique au voisinage des feuilles et l'air chaud en surface qui monte est donc lui aussi appauvri, alors que l'air plus froid qui descend est en moyenne plus riche en dioxyde de carbone. La vitesse verticale du vent est donc corrélée aux fluctuations de teneur de l'air en gaz carbonique. Le produit de ces deux variables fournit directement le flux net de gaz carbonique échangé entre la végétation et l'atmosphère. Cette méthode réalise une intégration des échanges de gaz carbonique sur une surface de l'ordre de l'hectare. Elle ne permet pas de séparer les contributions de la photosynthèse et de la respiration. Cette méthode est couramment utilisée pour effectuer des mesures de flux notamment au dessus des forêts : réseau CARBOEUROFLUX [Aubinet-05].
En ce qui concerne les mesures de l'année 2004, elles ont été réalisées au dessus d'un champ d'orge qui devait être actif jusque début juin puis a progressivement séché. La récolte s'est faite fin juin laissant de la paille en surface. Ainsi de mi-juin à fin septembre, les échanges de CO_2 étaient plutôt caractéristique de la respiration de la chaume.

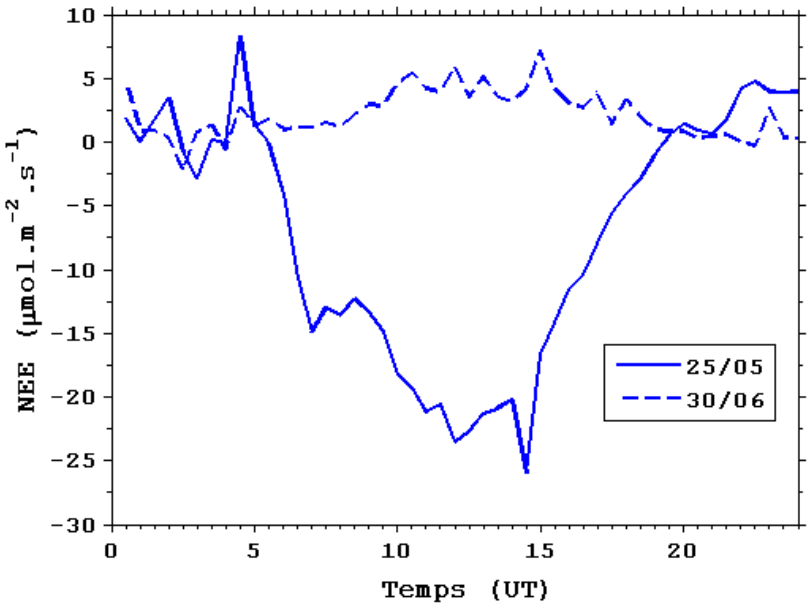


Figure 2.16 : Flux globaux en surface du CO_2 (NEE : net ecosystem exchange), mesurés pendant la journée au dessus d'un champ d'orge lorsque que la végétation est active (25/05) et lorsque il ne reste plus que la chaume (30/06).

2.2.3 Radiosondages de Trappes

Une radiosonde est un instrument composite prenant la forme d'une station automatique miniaturisée où sont contenus des capteurs de mesure des grandeurs météorologiques, pression, température, humidité relative… emportée en altitude par un ballon. La présence d'un émetteur radioélectrique dans la radiosonde permet de transmettre à la station d'observation les valeurs des mesures obtenues tandis que le suivi de la trajectoire du ballon détermine la vitesse et la direction du vent horizontal. Les mesures effectuées par radiosondages permettent d'obtenir des profils verticaux avec une certaine représentativité spatiale (déplacement de la radiosonde avec le vent). Les radiosondages de Trappes sont effectués deux fois par jour, vers 12h00 et 24h00 (UT).

2.2.4 Pyranomètre

Le pyranomètre mesure le flux radiatif solaire global : le rayonnement direct provenant du soleil et le rayonnement diffus provenant de l'atmosphère. C'est un radiomètre hémisphérique sensible au rayonnement solaire dans un domaine spectral de 0,3 à 4 µm soit à 99 % de l'énergie émise par le soleil. Les mesures sont effectuées sur le toit du bâtiment du LMD par le SIRTA, « Site instrumental de recherche par télédétection atmosphérique ».

2.2.5 Minilidar

Le « Minilidar » est un Lidar de rétrodiffusion élastique classique tout en étant compact et transportable. Il a été développé dans l'équipe LIMAG dans le cadre de la thèse de J. Cuesta (Tableau 2.1).

Laser	Nd :YAG 30mJ/20 Hz Div = 2,5 mrad
Télescope	Cassegrain, D = 20 cm, Champ de vue = 3mrad
Détection directe	532 nm (⊥,//), 1064 nm
Acquisition	A/D: 8 bit, 50 Ms/s
Résolution verticale	15 m
Résolution temporelle	30 s (300 tirs moyennés)

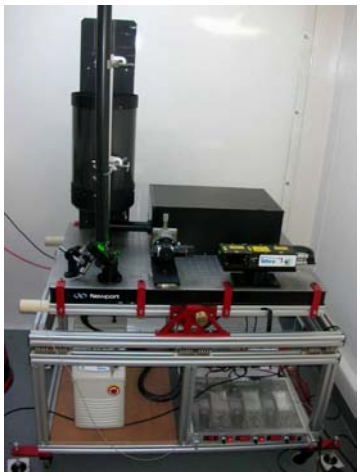


Tableau 2.1: Caractéristiques techniques du Minilidar

Le signal Lidar est fonction de la longueur d'onde laser, ici de 532 nm, de la concentration et de la taille des diffuseurs. Il permet de restituer la structure de l'atmosphère en couches d'aérosols, nuages

et molécules (voir Fig. 2.5 et 2.6). Il va permettre l'identification des différentes couches atmosphériques (couche mélangée et couche résiduelle) et de restituer la hauteur de la couche de mélange au cours du temps.

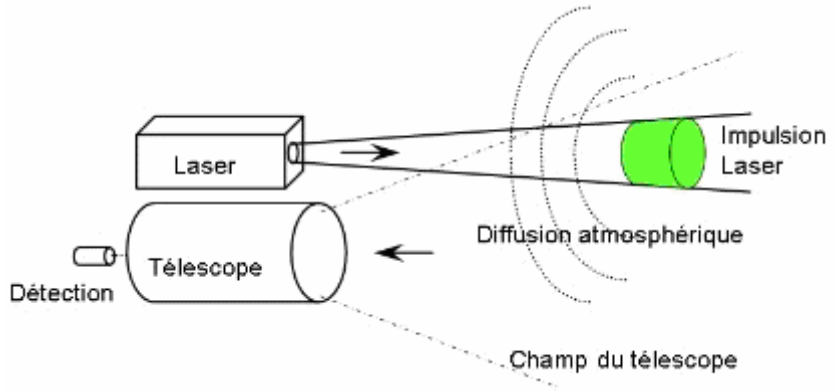


Figure 2.17 : Principe et configuration du Minilidar

Cependant, la configuration bi-axe du Minilidar (axes disjoints du laser et du télescope) ne permet pas de restituer le signal rétrodiffusé à basse altitude. En effet le recouvrement entre le champ de vue du télescope et le faisceau laser n'est total qu'à environ 200 m de l'instrument. On ne peut donc identifier la couche nocturne.

Les mesures Lidar seront donc utilisées en complémentarité avec les radiosondages pour déterminer la hauteur des différentes couches atmosphériques pendant tout le cycle diurne du CO_2.

Les mesures Lidar permettent aussi d'identifier la variabilité météorologique : passage d'un front, masse d'air sèche ou humide, couverture nuageuse, Stratus, Cumulus, nuages d'altitude diminuant l'ensoleillement, circulation d'air particulière entre la CLA et la troposphère libre (front, couplage Cumulus et Alto-Stratus)…(Fig. 2.18)

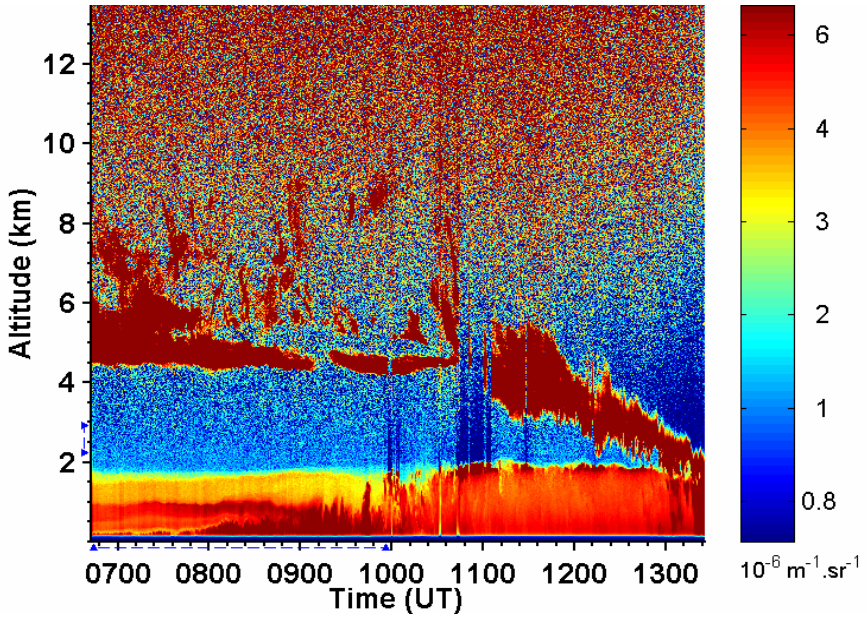


Figure 2.18 : Situation météorologique particulière du 26/05/04 et mise en évidence par les mesures du coefficient de rétrodiffusion effectuées avec le Minilidar du passage d'un front.

2.3 Résultats et discussions

2.3.1 Végétation en région parisienne

En Ile de France, le territoire agricole représente 54 % et les zones urbanisées 31 %. La surface boisée en Ile de France représente, quant à elle, environ 23 % du territoire. Elle est constituée en majorité de chênes sessiles et pédonculés (57 %). Le frêne commun occupe la seconde place (11 %) suivi du châtaignier et du pin sylvestre (5 %) (Fig. 2.19).

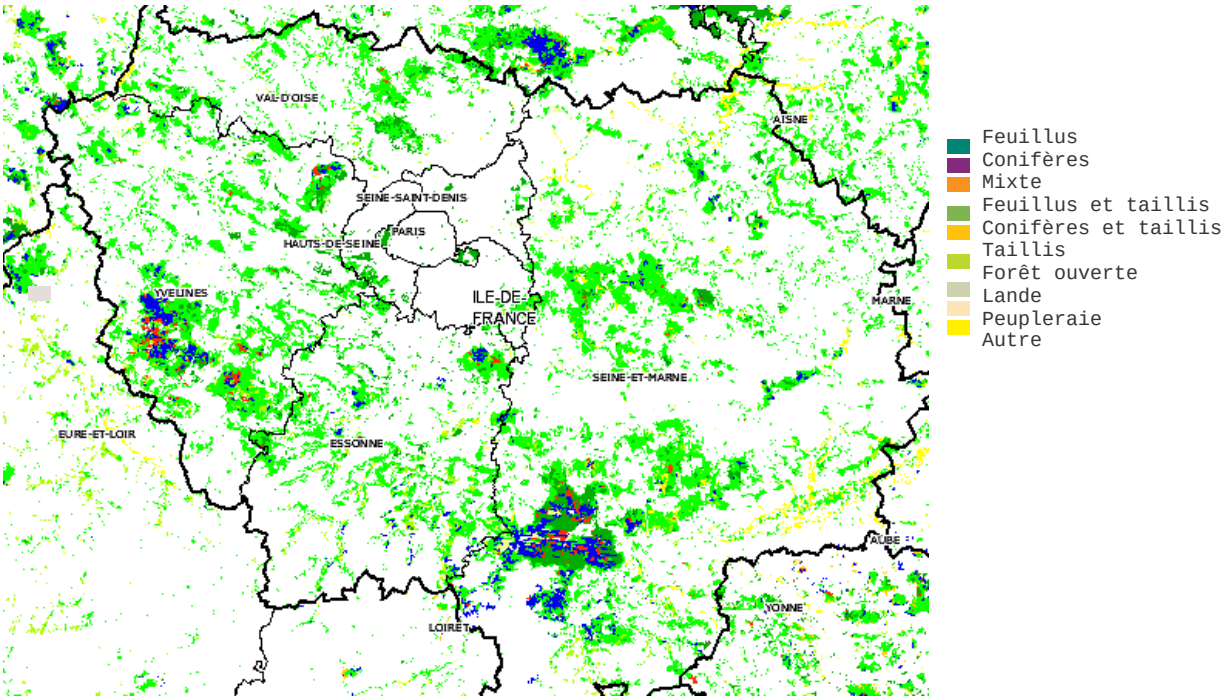


Figure 2.19 : Caractéristiques des forêts de la région parisienne [IFN-04]

Le pays des Yvelines et de Fontainebleau comptabilise 46 % des forêts franciliennes dont les fleurons des anciennes forêts royales, telles les immenses forêts domaniales de Fontainebleau et de Rambouillet, mais aussi celles de Versailles et Marly qui font partie de la première ceinture verte de la capitale. Globalement les forêts y occupent plus de 33 % du territoire.

Sur le territoire de l'Ile de France, les exploitations agricoles sont très majoritairement spécialisées en grandes cultures. Les céréales occupent une place prépondérante : 66 % du territoire agricole contre 12% pour les oléagineux [RGA-00]. La redistribution de la production entre les 3 principales céréales blé, orge, maïs, affirme l'hégémonie du blé, qui représente en 2000, 72 % de la surface en céréales. Pour le blé, les semis d'effectuent fin automne, début hiver et la récolte en juillet ou août suivant les conditions climatiques. La période active des cultures en Ile de France (développement de la plante et photosynthèse) s'étale donc du printemps jusqu'à mi juin. Après les moissons c'est plutôt la respiration de surface de types chaume qui domine.

La réaction de la photosynthèse des céréales de type blé – orge et des forêts en Ile de France sont similaires et obéissent au modèle des plantes dites en C_3, qui caractérise la façon dont est fixé le dioxyde de carbone par les plantes [Saugier-96].

2.3.2 Restitution des flux de surface en CO_2

Les flux de surface restitués à partir du modèle précédent (§ II-2.1) sont présentés sur la figure 2.20. Les valeurs des flux dus à la respiration *R* sont déterminées à partir de l'équation 2.4 pendant les phases nocturnes du matin et du soir. Pendant la journée on prend une valeur intermédiaire. Le terme de puits *P* dû à la photosynthèse est restitué à partir des équations 2.9 et 2.10. Quant au terme de mélange *M* (Eq. 2.11), il est directement évalué à partir des fluctuations de la hauteur de couche et des rapports de mélange à l'intérieur et à l'extérieur de la couche mélangée.
Tout d'abord il est important de noter le comportement particulier des termes de photosynthèse et de mélange qui agissent plutôt comme des puits de CO_2 dans la CLA.
Le terme de mélange a une évolution symétrique dans l'année. Il est proportionnel à la vitesse de montée de la CLA. Cet aspect dynamique de la CLA est plus marqué lorsque le chauffage de la terre est plus intense et plus long, c'est-à-dire au milieu de l'année pendant les mois de juin et juillet.
Ce terme agit parfois comme un terme source notamment lorsque le rapport de mélange en CO_2 dans la troposphère libre est supérieur à celui de la CLA : c'est le cas en avril – mai car le rapport de mélange dans la troposphère libre est alors maximal à cette période de l'année (Fig. 2.10)

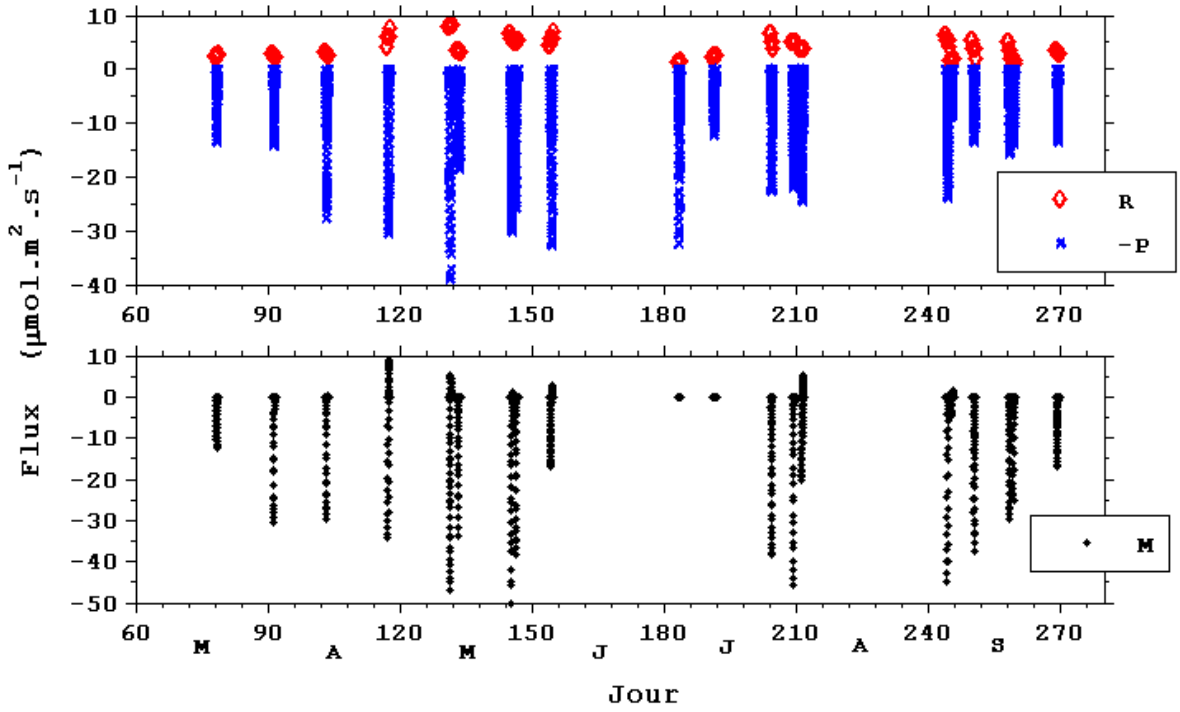


Figure 2.20 : Flux de surface en CO_2 restitués par le modèle à partir des rapports de mélange mesurés au LSCE, des mesures Lidar , du pyranomètre et des radiosondages. *R* : flux dus à la respiration déterminés pendant les phases nocturnes matin et soir *; -P* : flux dû à la photosynthèse ; *M* : terme de mélange.

Le terme de photosynthèse paraît suivre un cycle dissymétrique avec un pic d'intensité au mois de mai. Il suit en fait la croissance de la végétation. Cette croissance de la végétation est très importante en avril et en mai et l'activité de la photosynthèse y est alors maximale. Cette évolution a déjà été montrée avec des mesures de flux réalisées au dessus des forêts [Granier-00].

Les détails des différents flux sont représentés sur la figure 2.21 pour deux journées le 25/05 et le 26/09. On constate une diminution des termes puits conformément à la différence d'intensité solaire entre les mois de mai et septembre et au stade différent de développement des plantes. L'intensité du terme de mélange est maximale lors de la montée brutale de la CLA qui se fait parfois en moins d'une heure. Dans un premier temps la photosynthèse assure une décroissance du rapport de mélange en CO2 qui s'accentue lorsque le rayonnement solaire augmente. Puis, dans un deuxième temps, lorsque la CLA commence à monter, c'est le terme de mélange qui contribue principalement à la décroissance brutale du rapport de mélange en CO_2 dans la couche mélangée.

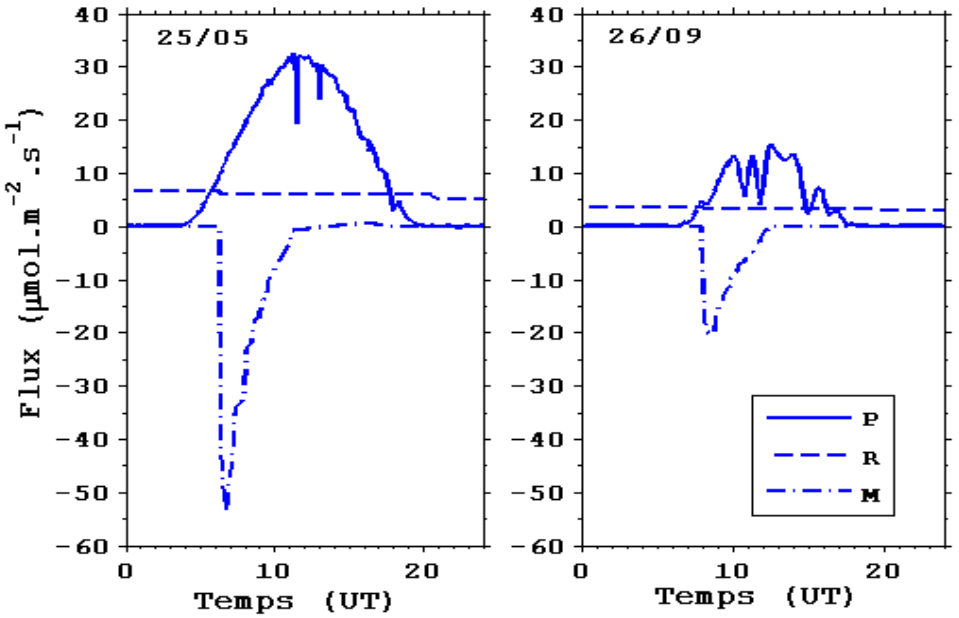


Figure 2.21 : Flux de surface en CO_2 restitués par le modèle à partir des rapports de mélange mesurés au LSCE pour deux journées en mai et septembre de l'année 2004.

2.3.3 Comparaison avec les flux de surface mesurés à l'INRA

Les mesures de flux de surface effectuées à l'INRA ne sont disponibles qu'à partir du 25/05/2004. Elles montrent globalement le cycle végétal des cultures telles l'orge et le blé : une maturité fin mai puis une décroissance de l'activité de la photosynthèse à mesure que l'épi sèche (Fig. 2.22). Après les moissons, début juillet, les échanges à la surface sont caractéristiques de ceux d'un champ type chaume.

Les flux restitués à partir des mesures de rapport de mélange effectués au LSCE sont globalement en accord avec les mesures de l'INRA. Cependant elles semblent aussi logiquement influencés par les forêts environnantes.

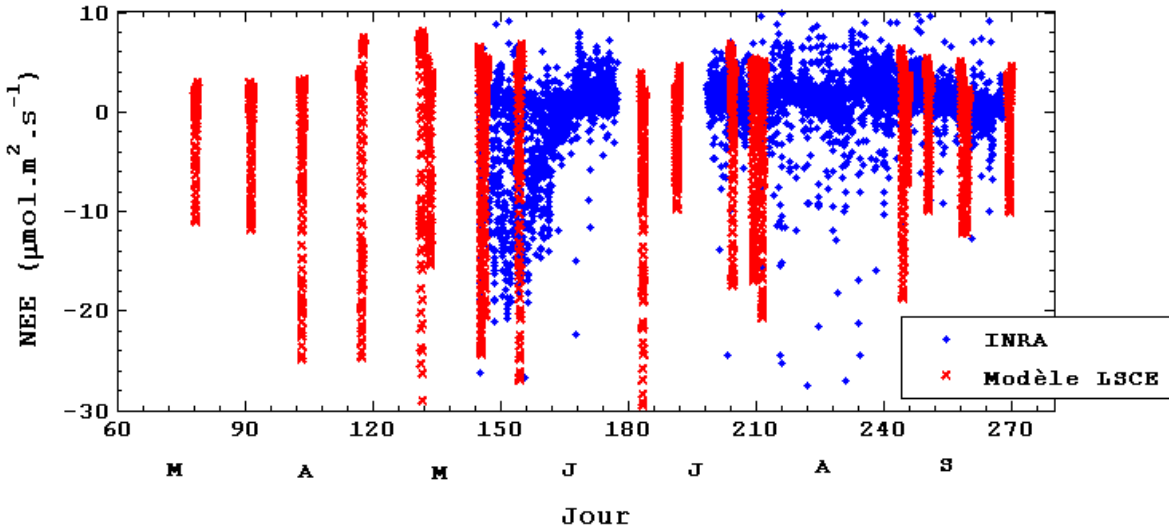


Figure 2.22 : Comparaison des flux de surface mesurés à l'INRA et restitué par le modèle à partir des mesures de rapport de mélange effectuées au LSCE

Certains cycles des échanges de CO_2 en surface restitués avec les mesures du LSCE sont de faible amplitude. Ils correspondent à des situations météorologiques perturbées et à une couverture nuageuse importante. C'est le cas pour les journées du 13/05, 10/07 et du 2/09.

Les valeurs de flux au milieu de la journée sont légèrement inférieures à celles obtenues au dessus d'un champ : on obtient en effet des valeurs minimales allant jusqu'à -30 µmol.m^{-2}.s^{-1} déjà mesurées expérimentalement au dessus des forêts [Granier-00, Schmitgen-05]. Les valeurs minimales mesurées au dessus d'un champ sont d'environ -25 µmol.m^{-2}.s^{-1}.

La différence entre champs et forêts est plus perceptible quant aux valeurs de flux mesurées pendant la nuit. La figure 2.23 nous montre que les valeurs de flux restituées par le modèle sont en moyenne égales à 5 µmol.m^{-2}.s^{-1} alors que les mesures effectuées à l'INRA présentent des flux inférieurs à 2 µmol.m^{-2}.s^{-1}. Les flux en surface des forêts dus à la respiration prennent des valeurs comprises entre 5 et 15 µmol.m^{-2}.s^{-1} [Granier-00, Schmitgen-05]. En considérant les rétrotrajectoires de la masse d'air sondée au LSCE on peut estimer le temps passé au dessus des forêts et au dessus des champs. La figure 2.23 montre l'exemple de la journée du 7 septembre 2004. Le pourcentage de temps passé au dessus de la forêt sur les 5 dernières heures est de 24 %. On considère que le reste de la trajectoire passe sur un sol dont les échanges en surface sont similaires à ceux mesurés à l'INRA. A cette époque de l'année les échanges sont faibles et le flux essentiellement dû à la respiration est de 1 µmol.m^{-2}.s^{-1}.

D'après la littérature, le flux dû à la respiration des forêts est compris entre 5 et 10 µmol.m^{-2}.s^{-1}. On obtient alors un flux restitué avec les rapports de mélange mesurés au LSCE qui doit être compris entre 2 et 3 µmol.m^{-2}.s^{-1}. La figure 2.24 montre que l'on obtient le bon ordre de grandeur pour cette époque de l'année.

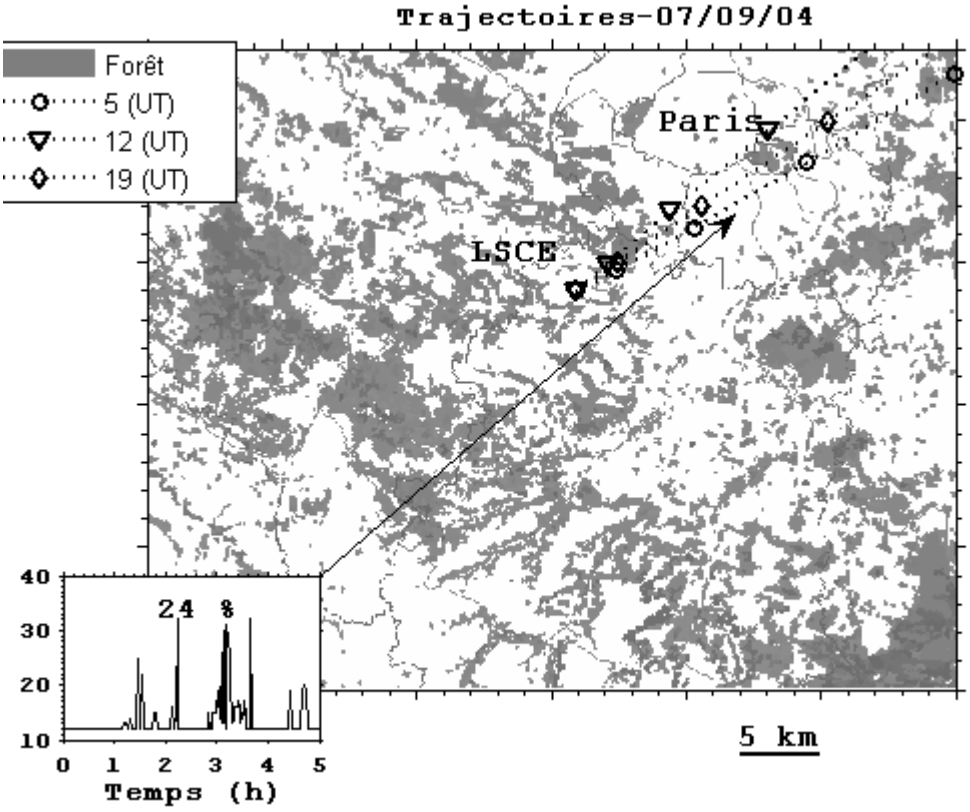


Figure 2.23 : Rétrotrajectoire de la masse d'air (altitude 50 m) sondée au LSCE à différents moments de la journée. On a représenté le signal provenant du passage au dessus de la forêt en unités arbitraires. Le pourcentage de temps passé au dessus de la forêt est de 24 % sur les 5 dernières heures.

Comme vu sur la figure 2.24, les valeurs de la respiration restituées par le modèle sont supérieures à celles mesurées au dessus d'un champ. On peut remarquer aussi qu'elles semblent suivrent la décroissance observée sur les mesures de flux de surface à l'INRA pendant la nuit durant le mois de septembre. On peut comparer les évolutions des flux de respiration et du rapport de mélange en vapeur d'eau de l'air en surface à l'INRA. L'évolution de la température de l'air en surface est pratiquement identique pour toutes les journées de septembre, comprise entre 10 et 20°C. Pendant tout le mois de septembre 2004, il n'a pas plu entraînant un assèchement de la masse d'air. Cet assèchement semble corrélé avec la baisse du flux du à la respiration observée en septembre. On peut observer ce phénomène aussi au mois de mai dans une moindre mesure (Fig. 2.25). La décroissance des flux semble aussi être observée avec les flux restitués à partir du modèle. Début juin, une semaine de pluie (augmentation du rapport de mélange en vapeur d'eau visible sur la figure 2.24) entraîne une augmentation de la respiration dans les jours suivants.

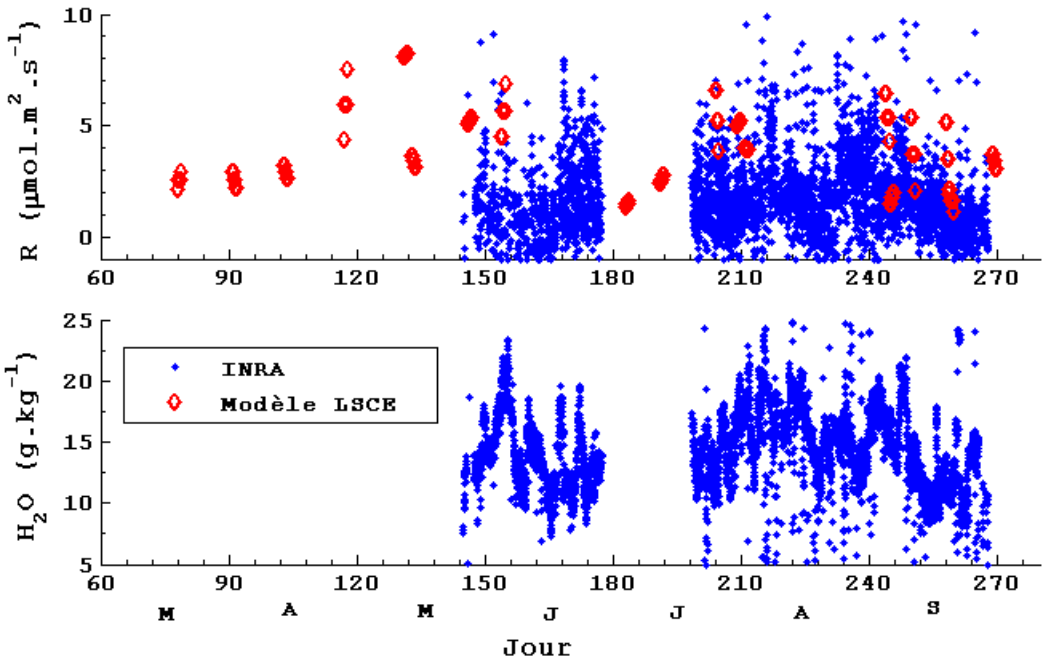


Figure 2.24 : Comparaison des flux de surface pendant la nuit mesurés à l'INRA et modélisés à partir des mesures de rapport de mélange en CO_2 du LSCE. Les valeurs restituées avec les mesures de rapport de mélange effectuées au LSCE sont données pour le matin et le soir. Une valeur moyenne correspond à la valeur considérée pendant la journée.

Ce phénomène est caractéristique du comportement des plantes [Saugier-96]. L'essentiel des échanges de gaz entre la feuille et l'air se fait à travers les stomates (ouverture en forme de bouche située dans l'épiderme des feuilles), dont l'ouverture est régulée pour que les pertes d'eau des feuilles n'excèdent pas ce que la plante peut absorber par ses racines. En période de sècheresse, les stomates se ferment entraînant une baisse des échanges gazeux avec l'atmosphère.

L'erreur sur une restitution du flux du à la respiration des plantes pendant la nuit est directement reliée à l'erreur sur la détermination de la hauteur de la couche nocturne par le radiosondage (Eq. 2.4). Cette hauteur ne peut être restituée avec une précision meilleure que ~ 10 % en moyenne.

La figure 2.25 présente quelques cycles des flux de surface restitués par le modèle au moment où la végétation à l'INRA est active. Les flux restitués et mesurés correspondent bien et restituent des valeurs comparables quant à la photosynthèse. Pour la journée du 25/05, la croissance du flux du à la photosynthèse restitué par le modèle est identique à celle observée sur les mesures de l'INRA. Dans la deuxième partie de la journée on observe une baisse de la photosynthèse non visible sur le cycle modélisé. Les différences de flux correspondent sans doute à des rayonnements solaires incidents différents. Cette différence peut être due à une couverture nuageuse non uniforme. La figure 2.26 montre l'apparition de Cirrus dans la deuxième partie de la journée. Cette couverture nuageuse s'intensifiera pendant la journée du 26/05 à l'arrivée d'un front (Fig. 2.18). Il pleuvra d'ailleurs dans l'après midi du 26/05. Ceci explique l'amplitude plus faible du cycle des flux de surface modélisé pour la journée du 26/05 conformément à la baisse du flux solaire.

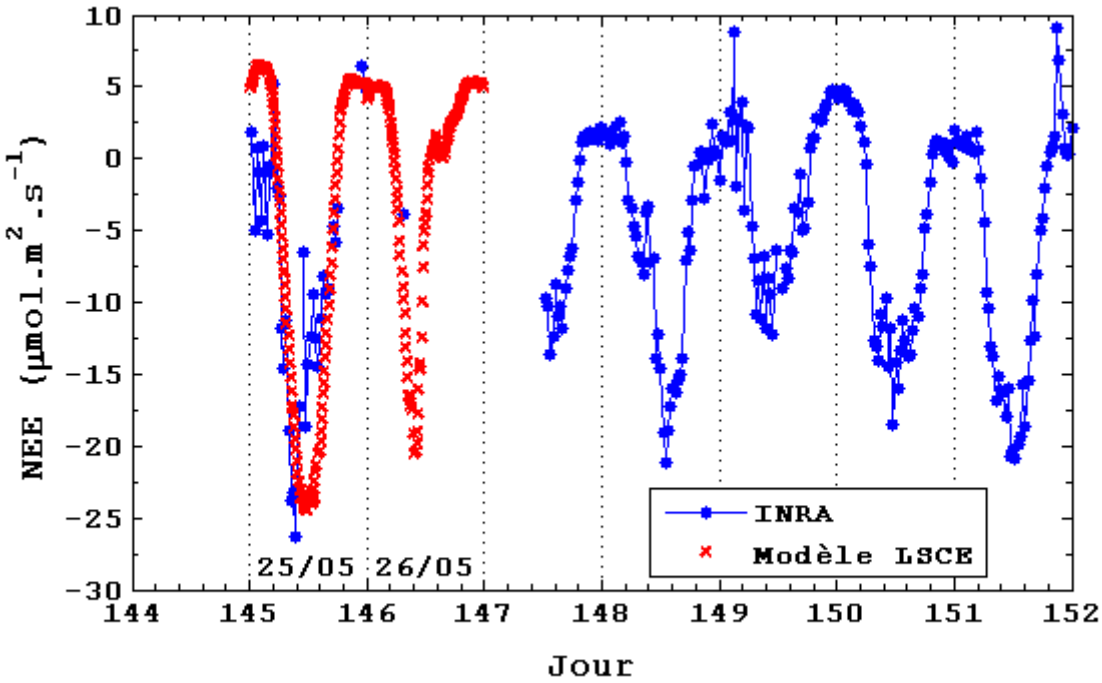


Figure 2.25 : Comparaison des flux de surface mesuré à l'INRA et modélisé à partir des mesures de rapport de mélange en CO_2 au LSCE.

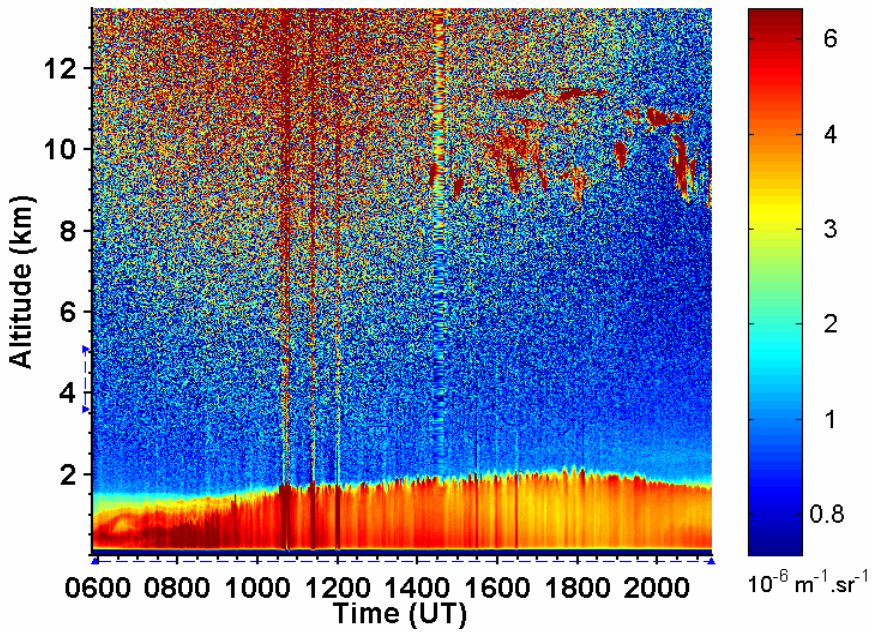


Figure 2.26 : Coefficient de rétrodiffusion restitué par le Minilidar pendant la journée du 25/05

2.3.4 Vérification des hypothèses : flux solaire et photosynthèse

Pour restituer la photosynthèse pendant toute la journée on a tout d'abord déterminé le coefficient α, facteur de proportionnalité entre le flux solaire visible et le flux de CO_2 en surface du à la photosynthèse (§ II.2.1.3.b).
La figure 2.27 présente les évolutions de la photosynthèse en fonction du flux solaire pour les deux journées déjà étudiées (Fig. 2.21) : le 25 mai et le 26 septembre 2004.
On a tracé aussi le flux en surface de la photosynthèse mesuré à l'INRA. En fait les mesures de flux à l'INRA sont représentatives d'un bilan $R - P$. On a donc enlevé le terme de respiration obtenu dans la fin du mois de juin lorsque les moissons ont été effectuées (respiration du sol sans culture) en supposant une même variabilité pour la journée du 25/05.
Les points de mesure de l'INRA suivent bien une droite quelque soit le flux solaire. Notamment on n'observe pas de saturation pour les flux solaires élevés (> 700 $W.m^{-2}$).

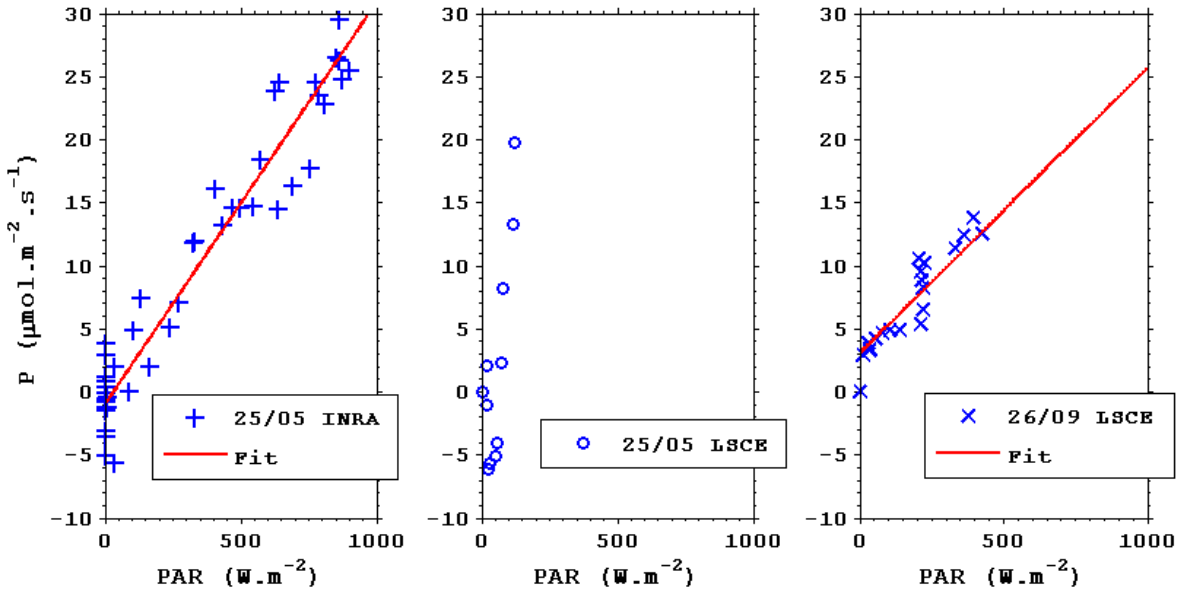


Figure 2.27 : Evolution des flux de surface de la photosynthèse en fonction du flux solaire visible (PAR).

A partir des mesures de rapport de mélange en CO_2 et des mesures du pyranomètre, les flux dus à la photosynthèse restitués par l'équation 2.9 montrent aussi cette évolution linéaire pour le cas du 26 septembre (Fig. 2.27). Cependant, les mesures de flux solaire sont limitées à ~ 400 $W.m^{-2}$. En effet, pour des valeurs supérieures du flux solaire la CLA commence à monter : on ne peut restituer la variation de la photosynthèse en fonction du flux solaire.

Pour le cas du 25/05 on ne peut restituer cette évolution linéaire. Ceci est du à une mauvaise restitution du cycle naturel du rapport de mélange en CO_2. En pratique il est souvent difficile d'exploiter la partie matinale du cycle diurne avec l'équation 2.9 à cause des émissions anthropiques (voir Fig. 2.29). Connaissant le terme de mélange M indépendamment, on détermine alors, par itérations successives, un coefficient de proportionnalité α qui permet de confondre au mieux les mesures du rapport de

mélange en CO_2 mesurés au LSCE en surface et un cycle diurne modélisé en surface à partir des flux *R*, *P* et *M*.

La figure 2.27 justifie en partie l'hypothèse prise d'un coefficient de proportionnalité valable pour toute la journée (Fig. 2.27). L'hypothèse est justifiée quant aux mesures de flux effectuées au dessus d'un champ. Cependant, les flux restitués par le modèle sont représentatifs des échanges au dessus des champs mais aussi des forêts.
Des mesures de flux réalisées au dessus des forêts ont montré une évolution linéaire de la croissance de la photosynthèse en fonction du flux solaire jusqu'à des valeurs de 800 $W.m^{-2}$ [Granier-00]. Pour tous les cas traités, le flux solaire dans la journée reste inférieur à 1000 $W.m^{-2}$. On peut donc en déduire que la source d'erreur apportée par une saturation éventuelle de la photosynthèse avec le flux solaire reste négligeable.

La figure 2.28 présente le facteur de proportionnalité entre la photosynthèse et le flux solaire en fonction des jours de l'année. Globalement, on observe un maximum dans la période de forte activité de la photosynthèse c'est-à-dire fin avril – début mai. Une stagnation est observée à partir du mois de juin, puis une légère décroissance en septembre.

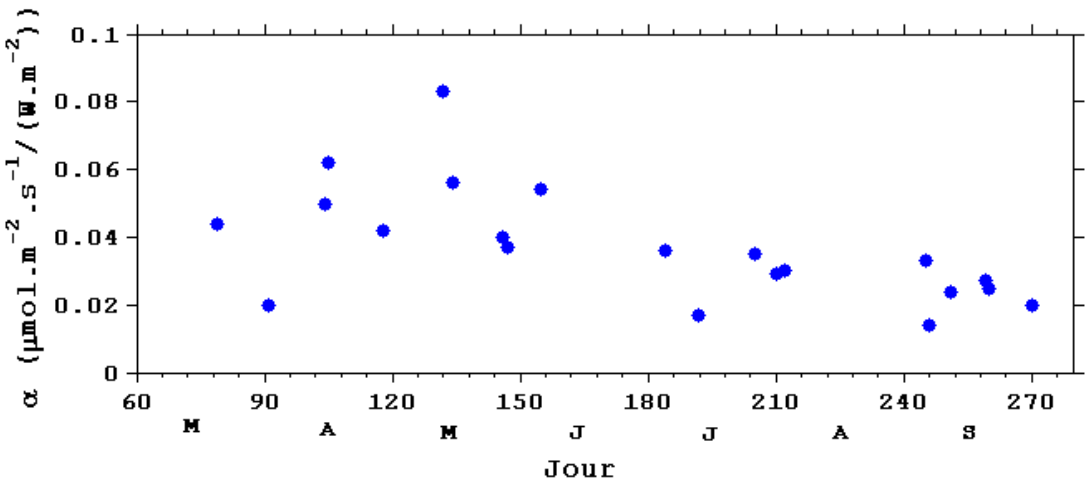


Figure 2.28 : Evolution du facteur de proportionnalité entre la photosynthèse et le flux solaire visible au cours de l'année 2004.

L'erreur sur la détermination de ce facteur α est majoritairement due à l'erreur sur le flux du à la respiration déterminé le matin. On doit donc considérer là aussi une erreur d'environ 10 %. Cette erreur n'explique pas toute l'étendue des fluctuations observées sur la figure 2.28. Des paramètres météorologiques interviennent sur l'efficacité de la photosynthèse qui peuvent aussi expliquer la variabilité observée, comme le stress hydrique des plantes lors de périodes de sècheresse, la température…

2.3.5 Modélisation du cycle diurne du CO_2 atmosphérique mesuré en surface

A partir des équations 2.4, 2.9 et 2.10, du profil de rapport de mélange en CO_2 correspondant au profil de température potentielle, et des flux de surface déterminés précédemment *R*, *P* et *M*, on peut déterminer un cycle diurne du rapport de mélange en CO_2 à la surface (Eq. 2.12). Ce cycle est comparé pour deux journées typiques sur la figure 2.29.
Le cas du 25/05 correspond à un cycle typique de grande amplitude (forte activité de la photosynthèse et montée rapide de la CLA). Le cycle est difficile à restituer car la correction du CO_2 anthropique par les mesures de CO (11 ppb de CO -> 1 ppm de CO_2 anthropique) est manifestement trop grossière et mal adaptée. Il en résulte une impossibilité de restituer le coefficient α déjà soulignée précédemment (§ II-2.3.4). On réalise alors, en faisant varier α, une approximation du cycle diurne du CO_2 mesuré au LSCE par itération successive.

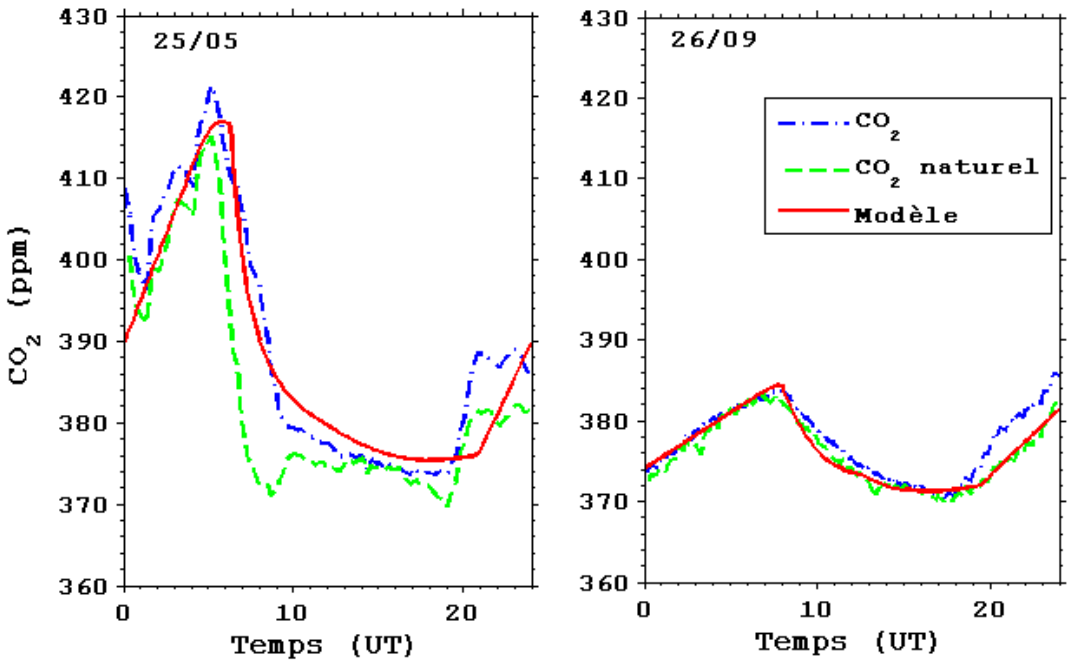


Figure 2.29 : Modélisation du cycle diurne du rapport de mélange en CO_2 en surface (-)et comparaison avec le cycle diurne du rapport de mélange en CO_2 mesuré au LSCE (-.) et avec le cycle diurne naturel du CO_2 restitué à partir des mesures de CO (--), en mai et septembre.

Pour le cas du 26/09, la situation est moins complexe car la correction apportée du CO_2 anthropique est très faible. On obtient alors le coefficient α, directement par une régression linéaire représentée sur la figure 2.27. En utilisant l'équation 2.12, on restitue alors le cycle diurne modélisé du CO_2 en surface. Modèle et rapport de mélange en CO_2 naturel correspondent presque parfaitement.
En général, le cycle modélisé restitue correctement l'évolution du CO_2 naturel (Fig. 2.30). La différence entre cycle diurne modélisé et cycle diurne expérimental est la plupart du temps inférieure à quelques ppm.

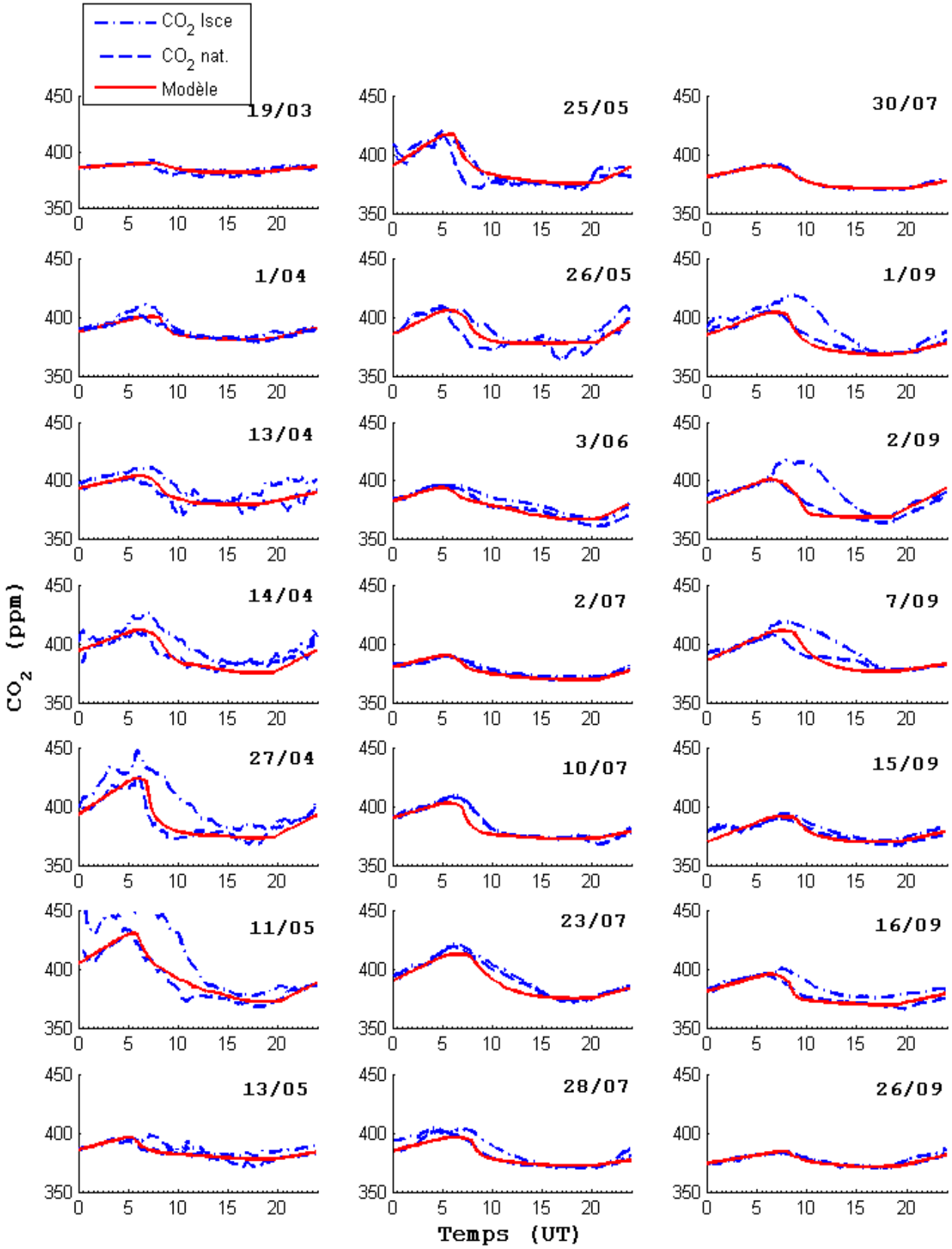


Figure 2.30 : Rapport de mélange en CO_2 mesurés en surface au LSCE, rapport de mélange en CO_2 naturel calculé à l'aide des mesures simultanées de CO et rapport de mélange en CO_2

Les changements de pente, (par exemple le début de décroissance du rapport de mélange le matin) correspondent avec ceux observés sur le cycle naturel calculé à partir des mesures de CO et de CO_2. L'accord des cycles modélisés avec les cycles diurnes du CO_2 naturel peuvent être remarquables même dans les cas de forte pollution (journées du 27/04 et du 11/05).
Quelques cycles sont mal restitués, notamment en septembre, peut être à cause d'une estimation grossière de l'évolution temporelle de la montée de la CLA ou une mauvaise correction du CO_2 anthropique.
Les faibles amplitudes de cycle dans la période de forte activité de la photosynthèse du 13/05, 3/06 et du 2/07 correspondent à des journées perturbées par des fortes couvertures nuageuses.
La journée du 3 juin est typique d'une bonne restitution de l'évolution du cycle diurne dans le sens où la décroissance du rapport de mélange en CO_2 dans la journée, anormalement faible dans cette période de l'année (voir les cas du 25 et du 26 mai) est bien restituée. Le modèle permet d'identifier le processus physique à l'origine de cette évolution. Cette faible pente est principalement due à une montée très lente de la CLA pendant cette journée.

En conclusion, la modélisation effectuée a permis de vérifier la compréhension des processus physiques et biologiques à l'origine de l'évolution du rapport de mélange du CO_2 atmosphérique dans toute la couche limite. La restitution des flux de photosynthèse et de respiration en surface à partir des mesures de rapport de mélange effectuées au LSCE a montré la double influence à l'échelle régionale des forêts et des champs sur une mesure eulérienne du rapport de mélange en CO_2 comme celle qui sera réalisée par le lidar DIAL LIDIA dans la suite de l'étude.
De plus la restitution des flux de surface avec un bon ordre de grandeur justifie à posteriori la pertinence du modèle et des hypothèses prises notamment sur le profil vertical du rapport de mélange en CO_2 dans les différentes couches atmosphériques. Cette étude sera mise à profit pour effectuer des mesures DIAL résolues de rapport de mélange dans la couche nocturne et la couche résiduelle.

Références :

Aubinet M., P. Berbigier, Ch. Bernhofer, A. Cescatti, C. Feigenwinter, A. Granier, Th Grunwald, K. Havrankova, B. Heinesch, B. Longdoz, B. Marcolla, L. Montagnani, P. Sedlak, „Comparing CO_2 storage and advection conditions at night at different carboeuroflux sites“, Boundary-Layer Meteorol., 116, 63-94, 2005.

Braud H., P. Bousquet, M. Ramonet, « CO/CO_2 ratio in urban atmosphere: example of the agglomeration of Paris, France”, Notes of IPSL Instrumental Activities, 42, 2004

Dolman A. J. (Han), R. Ronda, F. Miglietta, P. Ciais, “Regional measurement and modelling of carbon balances”, The Carbon Balance of Forest Biomes, edited by H. Griffiths and P. G. Jarvis, 2005

Gerbig C., J. C. Lin, S. C. Wofsy, B. C. Daube, A. E. Andrews, B. B. Stephens, P. S. Bakwin, and C. A. Grainger, “Toward constraining regional-scale fluxes of CO_2 with atmospheric observations over a continent: 2. Analysis of COBRA data using a receptor-oriented framework”, J. Geophys. Res., 108, ACH 6-1 – 6-22, 2003

Hurwitz M. D., D. M. Ricciuto, P.S. Bakwin, K. J. Davis, W. Wang, C. Yi and M. P. Butler, “Transport of Carbon Dioxide in Presence of Storm Systems over a Northern Wisconsin Forest”, J. Atmos. Sciences, 61, 607- 618, 2004.

Idso Sherwood B., D. Idso Craig, C. Robert, Jr. Balling, “Seasonal and diurnal variations of near-surface atmospheric CO_2 concentration within a residential sector of the urban CO_2 dome of Phoenix, AZ. USA”, Atmos. Env., 36, 2002.

IFN : Inventaire Forestier National

Laubach J. and H. Fritsch, “Convective boundary layer budgets derived from aircraft data”, Agricultural and Forest meteorology, 111, 237-263, 2002

Lloyd J., R.J. francey, D. Mollicone, M.R. Raupach, A. Sogachev, A. Arneth, J.N. Byers, F.M. Kelliher, C. Rebmann, R. Valentini, S. Chin Wong, G. Bauer and E. Detlef Schulze, “Vertical profiles, boundary layer budgets, and regional flux estimates for CO_2 and its $^{13}C/^{12}C$ ratio and for water vapour above a forest/bog mosaic in central Siberia”, Global Biogeochemical Cycles, 15, 267-284, 2001.

Menut L., “Etude expérimentale et théorique de la couche limite atmosphérique en agglomération parisienne », Thèse, 1997

Pépin L., M. Schmidt, M. Ramonet, D. E. J. Worhty, P. Ciais, “A new gas chromatographic experiment to analyze greenhouse gases in flask samples and in ambient air in the region of saclay”, IPSL/N.A.I, 2001

RGA: Recensement Général de l'Agriculture

Saugier B., "Végétation et Atmosphère",Dominos, Ed. Flammarion.

Styles J. M., J. Lloyd, D. Zolotoukhine, K. A. Lawton, N. Tchebakova, R. J. Francey, A. Arneth, D. Salamakho, O. Kolle and E.-D. Schulze, "Estimates of regional surface carbon dioxide exchange and carbon and oxygen isotope discrimination during photosynthesis from concentration profiles in the atmospheric boundary layer", Tellus B, 54, 768-, 2002.

Sun J., R. Desjardins, L. Mahrt and I. MacPherson, "Transport of carbon dioxide, water vapour, and ozone by turbulence and local circulations", J. Geophys. Res., 103, 25,873-25,885, 1998

Stull R.B., "An introduction to boundary layer meteorology", Kluwer Academic Publishers (Reidel), 1988.

CHAPITRE III

La mesure DIAL

Lidar par Absorption Différentielle

Ce chapitre a pour but de détailler le principe de la mesure DIAL.
Les premiers paragraphes abordent des rappels sur le principe de la mesure et l'intéraction laser – atmosphère. La mesure DIAL y est abordée pour les deux styles de détection, directe et hétérodyne, optimisée pour des mesures sol, aéroportées et spatiales dans le but d'ouvrir sur l'expérience mais aussi sur les simulations des performances des systèmes de mesure futurs.

Plan

1. PRINCIPE DE LA MESURE…….81

2. INTERACTION LASER – ATMOSPHERE…….82
2.1 Diffusion……..83
2.2 Absorption……....86

3. DES EQUATIONS LIDAR A LA MESURE DE CONCENTRATION……...…88
3.1 L'équation lidar……88
3.2 La mesure DIAL……..90

4. MODES DE DETECTION……94
4.1 Détection directe……..94
4.2 Détection hétérodyne……...94

5. RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT……....96
5.1 Bruit……96
5.2 Détection directe……97
5.3 Détection hétérodyne……..97

6. STATISTIQUE DU SIGNAL – ERREUR SUR UNE MESURE DE PUISSANCE……99
6.1 Puissance optique intégrée sur la surface du détecteur et dans une porte de mesure……..99
6.2 Détection directe……...…99
6.3 Détection hétérodyne……102

7. ERREUR STATISTIQUE SUR UNE MESURE DIAL ET OPTIMISATION……..….104
7.1 Erreur sur une mesure DIAL……..104
7.2 Optimisation de l'épaisseur optique…….…....106

8. SPECTROSCOPIE……...111
8.1 Paramètres spectroscopiques……111
8.2 Sélection du niveau d'énergie fondamental……...…113
8.3 Spectres et données spectroscopiques pour le lidar LIDIA et les futures mesures DIAL aéroportées ou spatiales dans la bande à 2 µm……115

9. ERREURS SYSTEMATIQUES……..118
9.1 Sensibilité d'une mesure DIAL à des paramètres extérieurs : T, P, H_2O……..118
9.2 Sensibilité vis-à-vis de la vapeur d'eau……118
9.3 Sensibilité vis à vis de la pression de surface……119
9.4 Sensibilité vis-à-vis de la température……...120
9.5 Autres erreurs systématiques……122
9.6 Conclusion……123

Références……124

ARTICLE: "A complementary study of DIAL optimization in direct and heterodyne detections", Didier Bruneau, Fabien Gibert, Pierre H. Flamant and J. Pelon, soumis à Applied Optics, 2005, en révision

1. PRINCIPE DE LA MESURE

A l'instant initial, une impulsion électromagnétique de longueur d'onde λ_L (m) (fréquence $\nu_L = c/\lambda_L$), et de durée τ_L est émise par un laser via un jeu d'optiques. L'impulsion se propage alors dans le milieu à sonder : l'atmosphère. Au cours de cette propagation, des cibles diffusent l'onde (Fig. 3.1).

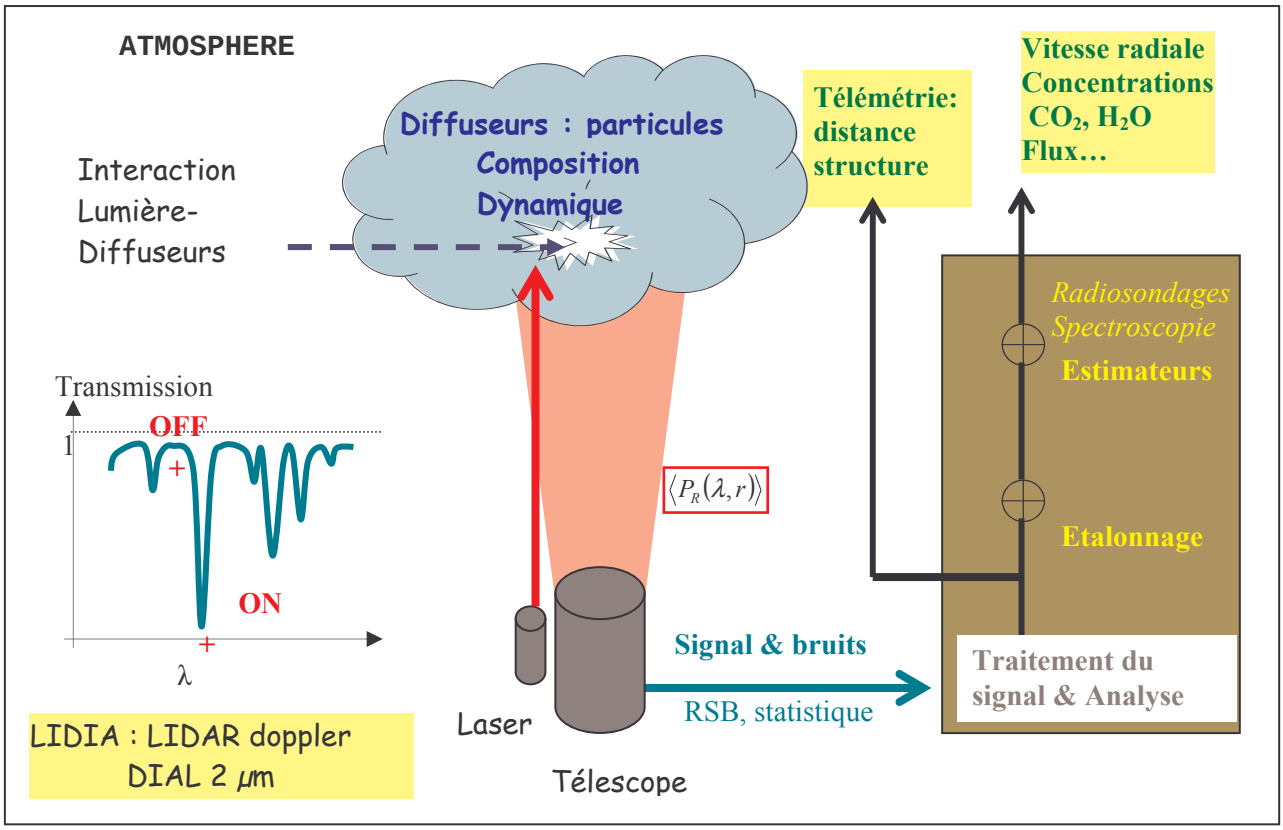


Figure 3.1 : Principe de la mesure par lidar. Exemple du lidar Doppler DIAL LIDIA (« LIdar pour le mesure du DIoxyde de carbone Atmosphérique »)

Une partie de l'onde diffusée se propage en sens inverse de l'onde incidente vers la source émettrice. On parle alors de rétrodiffusion. La rétrodiffusion est accompagnée d'un décalage en fréquence $\Delta\upsilon_D$ par effet Doppler, proportionnel à la vitesse radiale V_r de la cible :

$$\Delta\upsilon_D = -\frac{2V_r}{\lambda} \tag{3.1}$$

A titre d'exemple, pour un système lidar fonctionnant à 2 µm (LIDIA), une vitesse radiale de 1 m.s^{-1} produit un décalage en fréquence de $\Delta\upsilon_D = -1\,\text{MHz}$.

La mesure de la concentration du CO_2 atmosphérique par absorption différentielle requiert l'émission de deux longueurs d'onde λ_{ON} et λ_{OFF} proches spectralement et temporellement pour que les propriétés de l'atmosphère ne diffèrent que de l'absorption de la molécule sondée. La première est centrée sur une raie d'absorption du CO_2 (émission « ON-line »), la deuxième est choisie en dehors de toute raie d'absorption (émission « OFF-line ») (Fig. 3.1). La concentration atmosphérique peut être alors déduite de l'analyse différentielle des puissances rétrodiffusées aux deux longueurs d'onde en fonction de la distance de propagation.

2. INTERACTION LASER – ATMOSPHERE

Les cibles sont en fait tout « objet » capable de perturber la propagation de l'onde émise, soit qu'elles la diffusent, soit qu'elles l'absorbent. Leur nature dépend de la longueur d'onde de l'onde incidente. Ce sont principalement toutes les particules aérosols, d'origine naturelle ou produites par l'activité humaine, ainsi que les hydrométéores (gouttes d'eau, cristaux de glace…), et enfin, pour les lidars fonctionnant sur des « petites » longueurs d'onde (inférieures au micron), les molécules constituant l'atmosphère elle-même (oxygène O_2, dioxyde de carbone CO_2, eau H_2O…). La figure 3.2 présente les constituants de l'atmosphère à différentes altitudes.

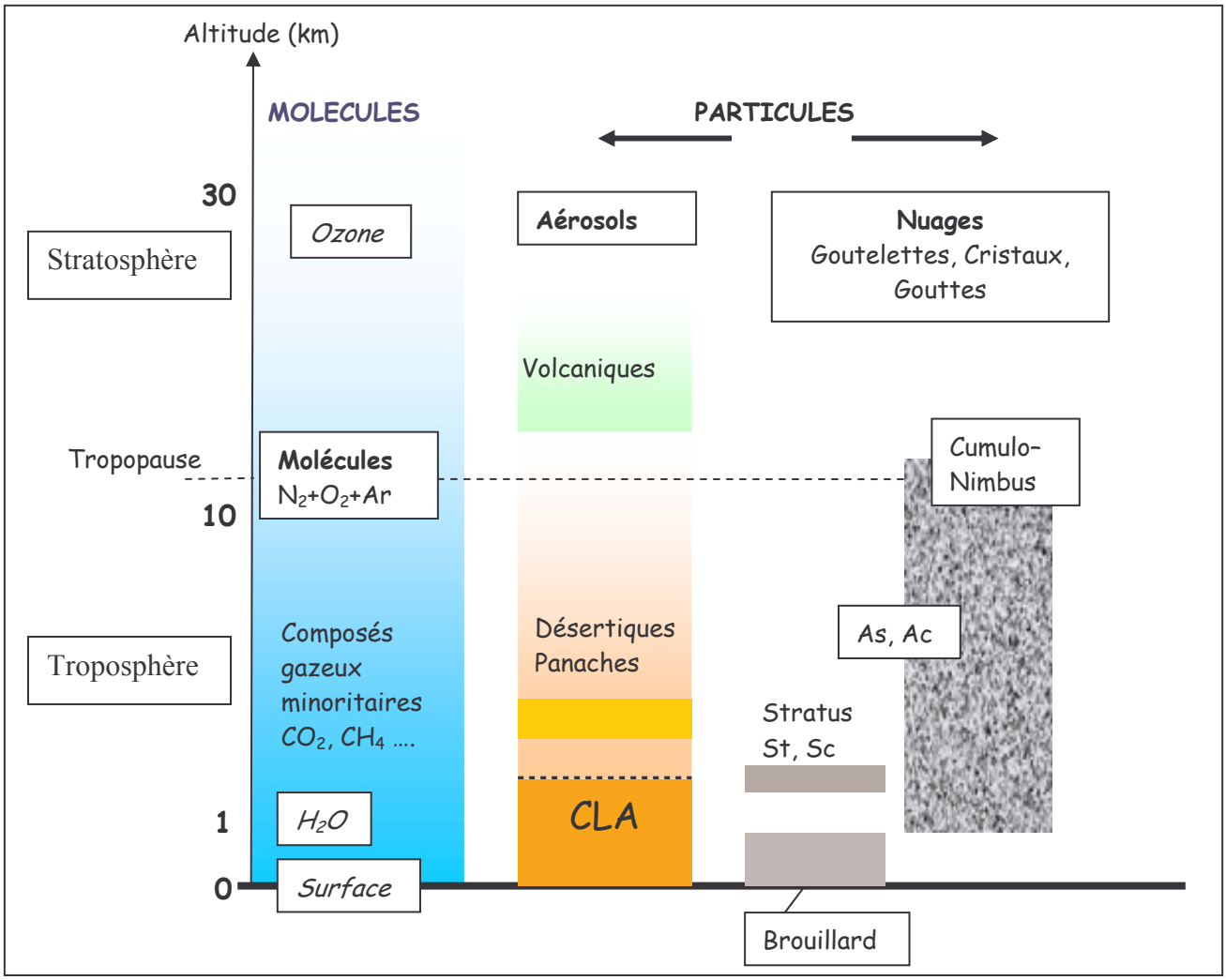


Figure 3.2 : Composition de l'atmosphère et constituants susceptibles d'interagir avec l'impulsion laser en fonction de l'altitude : molécules, aérosols et nuages.

L'atténuation du signal au cours de la propagation de l'impulsion laser dans l'atmosphère, peut être définie par le coefficient d'atténuation ou d'extinction, noté α_i [m^{-1}], somme du coefficient de diffusion $\alpha_{\beta,i}$ et du coefficient d'absorption $\alpha_{a,i}$ à la longueur d'onde *i*:

$$\alpha_i(R) = \alpha_{\beta,i}(R) + \alpha_{a,i}(R) \tag{3.2}$$

la transmission atmosphérique, mesurée entre le lidar et une tranche d'atmosphère située à une distance R est alors donnée en fonction du coefficient d'extinction et de cette manière, dépend également de la longueur d'onde du lidar :

$$T_{at,i}(R) = \exp\left(-\int_0^R \alpha_i(r)dr \right) \tag{3.3}$$

2.1 Diffusion

Le rayonnement lumineux est diffusé par tout « objet », particules ou molécules, dont la taille (caractéristique) est du même ordre de grandeur ou d'un ordre de grandeur supérieur à la longueur d'onde incidente. La diffusion de la lumière s'effectue dans toute les directions suivant une « indicatrice de diffusion ». Dans le cadre de notre étude, nous considérons uniquement les processus de diffusion élastique : diffusion Rayleigh et diffusion de Mie.

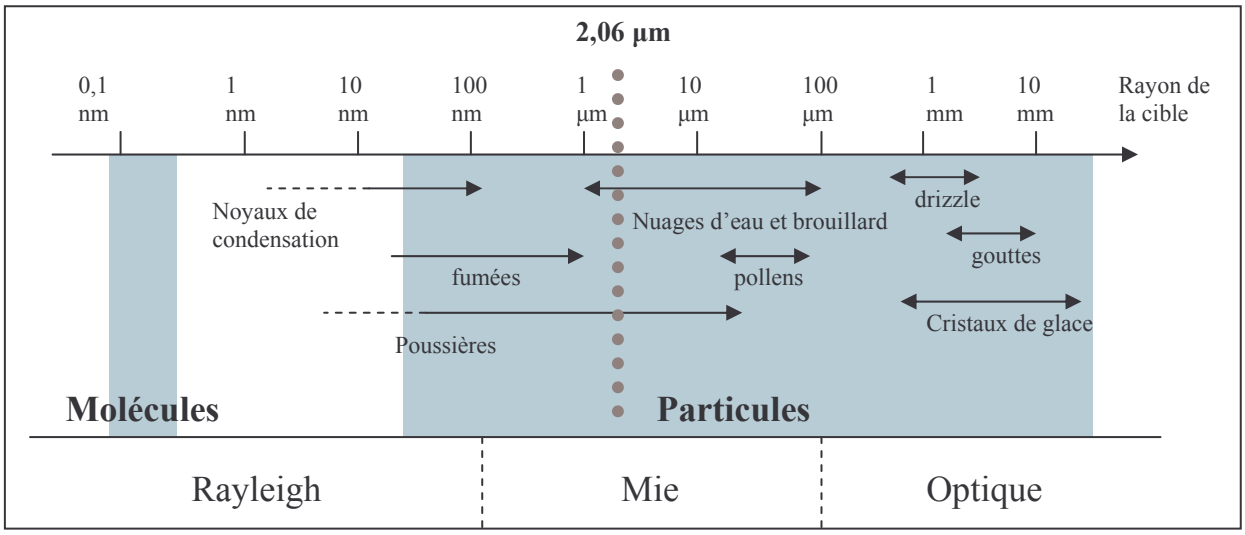


Figure 3.3 : Représentation de la taille de particules communes [Measures-84] et régime de diffusion correspondant : Rayleigh, Mie et Optique (avec dans l'ordre croissant de la taille de la particule Fresnel, Fraunhoffer et Optique géométrique)

Les molécules de gaz constituants de l'atmosphère ont des tailles (quelques Angströms) très faibles devant les longueurs d'ondes utilisées (de l'ordre du micron). La diffusion de l'onde électromagnétique laser par les molécules de gaz est donc décrite par la théorie de diffusion de Rayleigh. La caractéristique essentielle est une dépendance spectrale du processus en λ^{-4} (le signal moléculaire diffusé à 2 microns est 256 fois inférieur à celui de 0.5 micron).

Les aérosols ont une taille comparable avec la longueur d'onde des lasers utilisés de 1 à plusieurs dizaines de µm. Dans l'hypothèse de particules sphériques, le processus de diffusion qu'elles engendrent peut être décrit par la théorie de Mie [Mie-08]. La dépendance spectrale du rayonnement

diffusé varie en $\lambda^{-\Lambda}$ où $1,2 < \Lambda < 2,5$ est fonction de la taille des particules [Schotland-74]. Les particules sont décrites par leur indice de réfraction complexe *n* prenant en compte l'absorption.
Soit $\beta_i(\theta)$ [m^{-1}.sr^{-1}], le coefficient de diffusion dans la direction θ et le coefficient d'extinction total α_i peuvent s'exprimer avec la théorie de Rayleigh – Mie pour des particules sphériques moléculaires ou particulaires [Measures-84, Rayleigh-71, Mie-08]:

$$\beta_i(\theta) = \int_{esp.diffus.} \pi r^2 Q_\theta(r,\theta) N(r) dr \,, \tag{3.4}$$

$$\alpha_i = \int_{esp.diffus.} \pi r^2 Q_{ext}(r) N(r) dr \tag{3.5}$$

où la somme est effectuée sur toutes les espèces diffusantes

$Q_\theta(r,\theta) = \frac{1}{\pi r^2} \frac{d\tilde{\sigma}_\beta(r,\theta)}{d\Omega}$ est l'efficacité de diffusion de Mie dans la direction θ

$\frac{d\tilde{\sigma}_\beta(r,\theta)}{d\Omega}$ la section efficace différentielle de diffusion

$N(r)dr$ représente la densité de particules ayant un rayon compris entre r et $r + dr$

$Q_{ext}(r) = \frac{\tilde{\sigma}_{ext}}{\pi r^2}$ est l'efficacité totale d'extinction de Mie prenant en compte la diffusion et l'absorption des particules

Le signal utile pour des mesures lidar correspond à la fraction de l'onde incidente rétrodiffusée. La puissance optique détectée est alors fonction du coefficient de rétrodiffusion $\beta_i(\pi, R)$ défini selon l'équation 3.4.

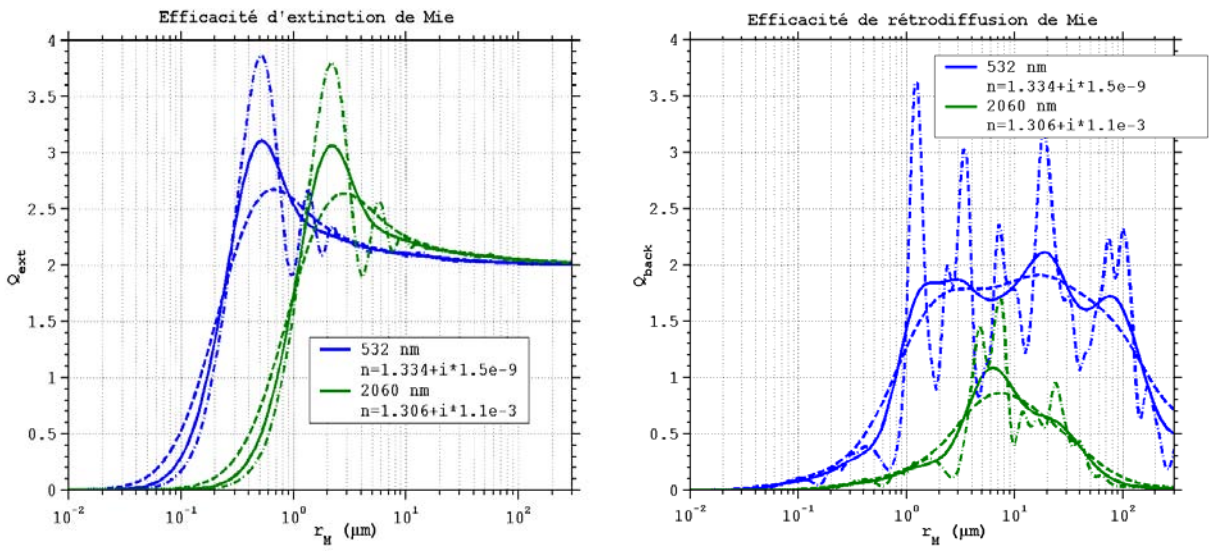


Figure 3.4 : Efficacités de diffusion totale Q_{ext} et de rétrodiffusion Q_π pour la longueur d'onde d'un laser Nd :YAG doublé en fréquence à 532 nm, couramment utilisé pour un lidar nuages – aérosols (cas du Minilidar) et pour la longueur d'onde d'un laser Tm, Ho : YLF à 2060 nm (cas de LIDIA) pour

plusieurs dispersions en taille et pour l'eau (plus la dispersion gaussienne en taille est grande plus la courbe est lissée).

La figure 3.4 présente les résultats donnés par la théorie de Mie pour les efficacités de diffusion totale Q_{ext} et de rétrodiffusion Q_{π} pour la longueur d'onde d'un laser Nd :YAG doublé en fréquence à 532 nm, couramment utilisé pour un lidar nuages – aérosols et pour la longueur d'onde d'un laser Tm, Ho : YLF à 2060 nm (cas de LIDIA) pour plusieurs dispersions en rayon des particules (plus la dispersion gaussienne en taille est grande plus la courbe est lissée).Excepté pour les grosses particules (~ 10 µm), où l'efficacité de rétrodiffusion est similaire à 0,5 et à 2 µm, le signal rétrodiffusé sera plus faible à 2 µm, notamment pour les petites particules.
Le coefficient de rétrodiffusion atmosphérique, qui sera par la suite noté simplement β est la somme de deux contributions particulaire $\beta_{p,i}$ et moléculaire $\beta_{m,i}$:

$$\beta_i(R) = \beta_{m,i}(R) + \beta_{p,i}(R) \tag{3.6}$$

Le coefficient de rétrodiffusion moléculaire à la longueur d'onde λ peut être estimé, en fonction de l'altitude, à partir de la relation suivante :

$$\beta_m(\lambda, R) = 1{,}0.10^{-7}\left[\frac{\lambda(\mu m)}{\lambda_0}\right]^{-4}.\exp\left(-\frac{R}{R_{mol}}\right)\mathrm{m}^{-1}.\mathrm{sr}^{-1} \tag{3.7}$$

avec λ_0=10,6 µm et R_{mol} = 8000 m.

La figure 3.5 présente le coefficient de rétrodiffusion simulé à 2 µm en utilisant le modèle atmosphérique de l'ESA (voir Chap. VI). Le premier kilomètre représente la couche limite atmosphérique (CLA). A 2 µm, le coefficient de rétrodiffusion décroît très rapidement au dessus de la couche limite jusqu'à atteindre une très faible valeur, celle du coefficient de rétrodiffusion moléculaire (à ~ 3 km). En fin notons que dans le cas d'une détection hétérodyne, le signal moléculaire n'est pas utilisable car sa largeur spectrale est beaucoup plus grande que la bande passante de la détection.

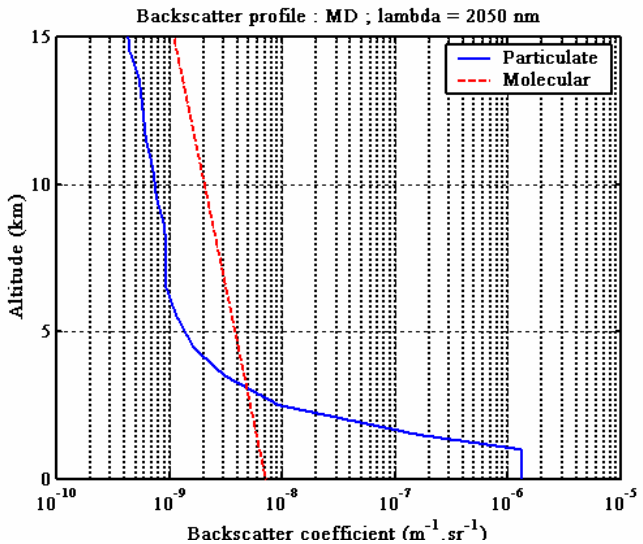


Figure 3.5 : Coefficient de rétrodiffusion à 2050 nm particulaire et moléculaire simulé en utilisant le modèle atmosphérique de l'ESA.

2.2 Absorption

L'absorption du rayonnement incident se fait à l'échelle moléculaire. Une molécule absorbe un photon lorsque celui-ci lui permet de passer d'un état d'énergie quantifié à un autre. Le coefficient d'absorption totale, noté $\alpha_{a,i}$ [m^{-1}], est lié à la section efficace de la raie d'absorption $\tilde{\sigma}_{a,i}$ [m^2] :

$$\alpha_{a,i} = \int_{esp.diffus.} \tilde{\sigma}_{a,i}(r) N(r) dr \tag{3.8}$$

Les raies d'absorption des molécules sont en fait les raies de transition de leur spectre d'énergie électronique (domaine du visible et de l'UV), de vibration - rotation (proche ou moyen infra - rouge) et de rotation (domaine des micro-ondes et de l'infra - rouge très lointain). Dans le cas du lidar LIDIA seuls les spectres de vibration - rotation sont à prendre en compte.
Les raies d'absorption sont élargies par collision entre les molécules et par effet Doppler. La figure 3.6 présente les raies d'absorption de différents gaz d'importance biologique et radiative (O_2, CO_2, H_2O, CH_4, N_2O) dans le domaine de longueur d'onde (0,5 – 100 µm).
Pour effectuer une mesure DIAL et caractériser les principaux protagonistes des processus intervenant dans le cycle du carbone (CO_2, CO, CH_4 et H_2O) on doit s'intéresser aux sources laser disponibles pour sonder les raies d'absorption intéressantes.
Les principales bandes d'absorption du CO_2 atmosphériques sont répertoriées dans la table 3.1 ci-dessous avec l'ordre de grandeur de leur section efficace :

λ (µm)	1,5-1,6	2,0-2,1	2,6-2,8	4,2-4,3	10	14-15
$\tilde{\sigma}$ (cm^2)	10^{-23}-10^{-22}	10^{-22}-10^{-21}	10^{-21}-10^{-20}	10^{-19}	10^{-23}-10^{-22}	10^{-19}

Table 3.1 : Principales bandes d'absorption du CO_2 atmosphérique et ordre de grandeur de la section efficaces des raies d'absorption.

Le choix de la bande d'absorption testée résulte dans un premier temps d'un compromis entre la non interférence des raies d'absorption avec celles d'autres gaz et la souplesse d'utilisation de la technologie laser nécessaire. On remarque notamment qu'à 10 µm, les raies d'absorption sont polluées par un nombre considérable de raies d'absorption (O_3) et qu'à 4,3 µm, la technologie laser utilisant certains gaz toxiques comme HCl et HBr sera difficile à mettre en application. Les lasers solides à partir des cristaux de Er : Glass (1,5-1,6 µm) ou Tm,Ho : YLF (2,0-2,1 µm) beaucoup simple d'utilisation permettent de toucher des raies de CO_2 de section efficace variable sur deux ordres de grandeur. La figure 3.6 montre aussi la possibilité de mesurer d'autres gaz en parallèle qui interviennent dans le cycle du carbone comme la vapeur d'eau (2,0-2,1 µm ou 1,4 µm) et le méthane (1,6 µm). Ces deux gaz interviennent de plus de manière principale dans le bilan radiatif de la terre. D'autres paramètres d'égale importance pour une mesure DIAL viendront affiner ce choix et seront détailler dans les sections suivantes

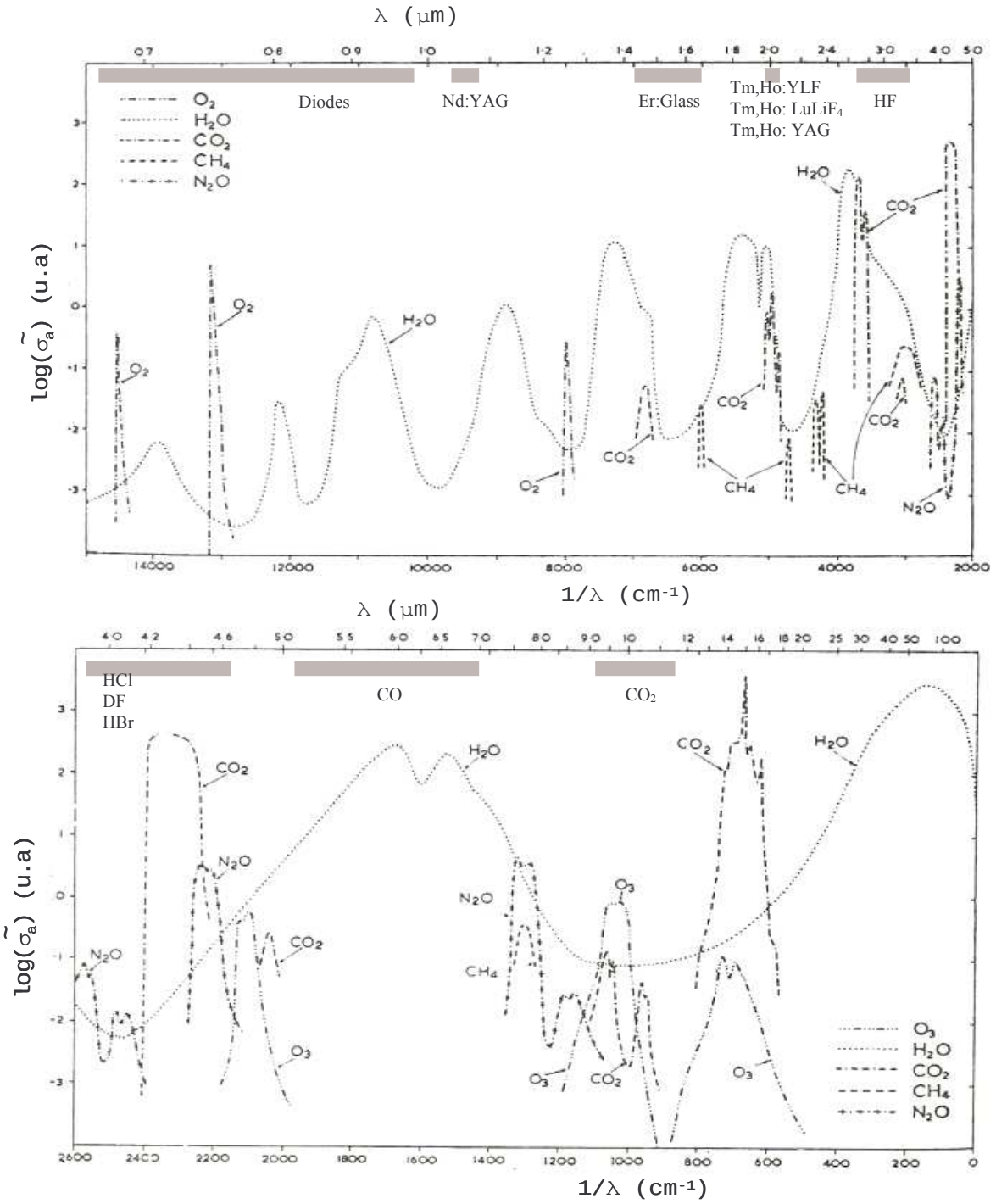


Figure 3.6: Spectres d'absorption dans l'infra rouge des différents gaz intervenant dans le cycle du carbone H_2O, CO_2 et CH_4 et d'autres gaz important pour le bilan radiatif de la terre. En parallèle sont portées les longueurs d'onde des principaux lasers en fonctionnement dans ce domaine spectral.

3. DES EQUATIONS LIDAR A LA MESURE DE CONCENTRATION

3.1 L'équation lidar

La mesure de la concentration du CO_2 atmosphérique par absorption différentielle requiert l'émission de deux longueurs d'onde λ_{ON} et λ_{OFF}. La première est centrée sur une raie d'absorption du CO_2 (émission « ON-line »), la deuxième est choisie en dehors de toute raie d'absorption (émission « OFF-line »).

Le nombre moyen de photons incident $N_{\delta R,i}$ sur le détecteur à la longueur d'onde i (OFF, ON), pendant le temps $\delta t = 2\delta R/c$ est donné par le produit de convolution entre le coefficient de rétrodiffusion β (m^{-1}) et une fonction G (sans dimension), elle-même le produit de convolution de la durée de l'impulsion avec le temps d'intégration :

$$N_{\delta R,i}(R) = \frac{\eta_0 E_i A}{h\nu}\left(G \otimes \frac{T_{at,i}^2(R)\beta(R)}{R^2} \right) \tag{3.9}$$

où $\otimes$ est le produit de convolution sur R

E_i est l'énergie émise à la longueur d'onde i

$h\nu$ est l'énergie d'un photon

η_0 est la transmission optique totale de l'instrument (la transmission des filtres inclus)

A est la surface collectrice du télescope $A = \pi\, Dtel^2/4$,

$T_{at,i}$ est la transmission atmosphérique pour un trajet simple pour chaque longueur d'onde

La largeur temporelle à mi-hauteur de la fonction G peut s'écrire approximativement :

$$\delta R_G = \frac{c}{2}\sqrt{\delta t_P^2 + \delta t_R^2} \tag{3.10}$$

où δt_P est la largeur temporelle de l'impulsion et δt_R est le temps d'intégration à la réception. En supposant une durée d'impulsion courte telle que $\delta R_G << R$, on peut effectuer certaines simplifications de l'équation 3.9.

En dehors de toute absorption (typiquement le signal OFF-line), le produit de convolution (Eq. 3.9) peut s'écrire :

$$G \otimes \frac{T_{at}^2(R)\beta(R)}{R^2} \approx \frac{T_{at}^2(R)}{R^2} \int_{R-\delta R_G/2}^{R+\delta R_G/2} \beta(R')\exp(-2\alpha(R'))dR'$$

où R est la distance moyenne de la porte de mesure considérée ($R >> \delta R_G$).

En supposant un coefficient de rétrodiffusion homogène dans la couche d'épaisseur δR_G et un rapport β/α constant, on obtient :

$$G \otimes \frac{T_{at}^2(R)\beta(R)}{R^2} \approx \frac{T_{at}^2(R)}{R^2}\frac{\beta(R)}{2\alpha(R)}(1-\exp(-2\alpha(R)\delta R_G))$$

Dans des conditions d'air clair on a habituellement $\alpha\delta R_G << 1$ d'où :

$$G \otimes \frac{T_{at}^2(R)\beta(R)}{R^2} \approx \frac{T_{at}^2(R)}{R^2}\beta(R)\delta R_G$$

et le nombre moyen de photons incident sur le détecteur devient :

$$N_{\delta R,i}(R) = \frac{\eta_0 E_i A}{h\nu}\frac{T_{at}^2(R)}{R^2}\beta(R)\delta R_G \tag{3.11}$$

A partir de l'équation 3.11, la puissance optique moyenne, dans une porte de mesure δR_G, du signal rétrodiffusé par une tranche d'atmosphère de profondeur δR, peut être exprimée de la manière suivante :

$$P_i(R) = \eta_0 \beta_i(R)\frac{Ac}{2R^2}E_i \exp\left[-2\left(\tau_i(0,R)+\tau_i^0(0,R)\right)\right] \tag{3.12}$$

où $\tau_i(R)$ est l'épaisseur optique intégrée due à l'absorption du constituent de l'atmosphère i,

$$\tau_i(0,R) = \int_0^R n(r)\tilde{\sigma}_i(r)dr \tag{3.13}$$

où $\sigma_i(R)$ est la section efficace de la raie d'absorption i

n(r) est la densité du gaz mesuré

$\tau^0_i(R)$ est l'épaisseur optique correspondante à l'extinction et l'absorption à la longueur d'onde i mais en excluant l'absorption du gaz mesuré

$$\tau_i^0(0,R) = \int_0^R \alpha_{\beta,i}(r)+\alpha_{a,i}(r)dr \tag{3.14}$$

dans toute l'étude on utilisera une forme réduite de l'équation (3.12) :

$$P_i(R) = K_i(R)E_i \exp[-2\tau_i(0,R)] \tag{3.15}$$

où $K_i(R) = \eta_0\beta_i(R)\frac{Ac}{2R^2}\exp\left[-2\tau_i^0(0,R)\right]$ (3.16)

Suivant la catégorie de cibles, cible distribuée diffusante (i.e aérosols), cible dure (i.e bâtiments, végétation ou nuages denses) plusieurs configurations sont possibles : mesures intégrées ou résolues à partir d'un système lidar au sol, embarqué sur avion ou sur satellite (Fig. 3.7a-b)

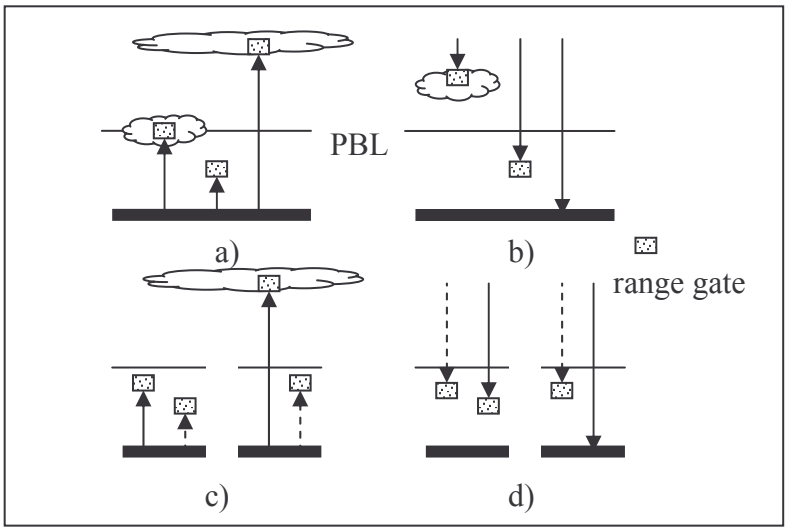


Figure 3.7 : Différentes configurations possibles pour des mesures DIAL effectuées à partir du sol a) et c) ou pour un instrument aéroporté ou embarqué sur satellite b) et d). a) et b) représentent des cas de mesures intégrées et c) et d) des cas de mesures résolues (les flèches en traits pleins sont pour une porte de mesure située à l'altitude *R* et les flèches en pointillés pour une porte de mesure située à l'altitude *R-δR*.

3.2 La mesure DIAL

3.2.1 Epaisseur optique, fonction de poids et rapport de mélange

En utilisant l'équation (3.15), on s'intéresse au rapport :

$$\frac{P_{ON}(R)}{P_{OFF}(R)} = \frac{K_{ON}(R)}{K_{OFF}(R)} \frac{E_{ON}}{E_{OFF}} \exp\left[-2\left(\tau_{ON}(0,R) - \tau_{OFF}(0,R)\right)\right] \tag{3.17}$$

Dans l'hypothèse où λ_{ON} et λ_{OFF} sont supposés suffisamment proches l'une de l'autre, les termes de rétrodiffusion, d'extinction aux deux longueurs d'onde sont égaux en première approximation. En supposant de plus un gain identique (amplification et détection) pour les deux longueurs d'onde, on obtient alors $K_{ON} = K_{OFF} = K$ et :

$$\tau(0,R) = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{P_{OFF}(R)E_{ON}}{P_{ON}(R)E_{OFF}}\right) \tag{3.18}$$

où $\tau = \tau_{ON} - \tau_{OFF}$ est l'épaisseur optique différentielle intégrée entre l'instrument et une couche atmosphérique d'épaisseur δR située à la distance R du lidar, et due uniquement à l'absorption du constituant de l'atmosphère étudié.
En utilisant les données spectroscopiques et l'équation (3.13) l'épaisseur optique τ s'écrit aussi:

$$\tau(0,R) = \int_0^R \rho_{CO_2}(r) n_a(r) (\tilde{\sigma}_{ON}(r) - \tilde{\sigma}_{OFF}(r)) dr \tag{3.19}$$

où $\rho_{CO_2}(R)$ est le rapport de mélange en CO_2, où $\tilde{\sigma}_{ON}$ et $\tilde{\sigma}_{OFF}$ sont les sections efficaces d'absorption aux deux longueurs d'onde et n_a la concentration moléculaire en air sec :

$$n_a(R) = \frac{p(R)}{kT(R)} \frac{1}{1+\rho_W(R)} \tag{3.20}$$

avec p et T la pression et la température, ρ_W le rapport de mélange en vapeur d'eau et k la constante de Boltzmann.

En combinant les rapports des puissances rétrodiffusées données par l'équation (3.15) pour des distances $R - \delta R$ et R, le traitement de signal lidar donne accès à une mesure de l'épaisseur optique différentielle locale $\delta\tau(R-\delta R, R) = \delta\tau_{on}(R-\delta R, R) - \delta\tau_{off}(R-\delta R, R)$ entre deux distances (ou altitudes) $R - \delta R$ et R (Fig. 3.8 et Fig. 3.7c-d) :

$$\delta\tau(R-\delta R, R) = \frac{1}{2} \ln\left[\frac{P_{ON}(R-\delta R) P_{OFF}(R)}{P_{ON}(R) P_{OFF}(R-\delta R)}\right] \tag{3.21}$$

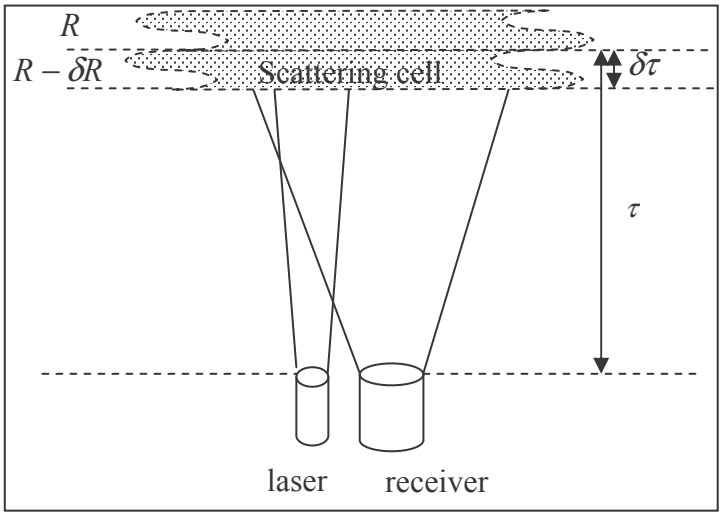


Figure 3.8 : Notations pour des mesures DIAL

Cette épaisseur optique est liée à la concentration en CO_2 par :

$$\delta\tau(R-\delta R,R)=\int_{R-\delta R}^{R}\rho_{CO_2}(r)n_a(r)(\tilde{\sigma}_{ON}(r)-\tilde{\sigma}_{OFF}(r))dr \tag{3.22}$$

On obtient finalement un rapport de mélange moyen dans une tranche d'air comprise entre les distances $R-\delta R$ et R :

$$\overline{\rho}_{CO_2}(R-\delta R,R)=\frac{\delta\tau(R-\delta R,R)}{\int_{R-\delta R}^{R}WF(r)dr} \tag{3.23}$$

où

$$WF(r)=n_a(r)(\tilde{\sigma}_{ON}(r)-\tilde{\sigma}_{OFF}(r)) \tag{3.24}$$

est la fonction de poids calculée entre $R-\delta R$ et R.

Connaissant les paramètres atmosphériques et les caractéristiques spectroscopiques de la raie d'absorption la méthode de mesure DIAL ne demande pas d'autres calibrations supplémentaires (par exemple une mesure absolue du coefficient de rétrodiffusion..) dans la mesure où on utilise le rapport entre les puissances rétrodiffusées aux deux longueurs d'onde ON et OFF.

3.2.2 Mesures résolues

Des mesures DIAL résolues spatialement utilisent le signal rétrodiffusé d'une impulsion laser courte (δt_P typiquement de 10-100 ns) par les aérosols et les molécules de l'atmosphère. La distance R du volume diffusant est obtenue à partir du délai entre l'émission et la réception de l'impulsion ($t-t_0$) selon $R=c/2(t-t_0)$.

Le signal reçu est analysé dans des portes de durée δt_R et d'étendue $\delta R = c/2\,\delta t_R$. Cette résolution spatiale est supposée suffisamment petite pour considérer une fonction de poids constante entre les distances $R-\delta R/2$ et $R+\delta R/2$.

A partir de mesure d'épaisseur optique locale (LOT), $\tau(R-\delta R/2, R+\delta R/2)$, on déduit un profil du rapport de mélange sur le trajet du faisceau laser:

$$\overline{\rho}_{CO_2}(R-\delta R/2,R+\delta R/2)\approx\frac{\delta\tau(R-\delta R/2,R+\delta R/2)}{WF(R)\delta R} \tag{3.25}$$

Théoriquement une telle mesure peut atteindre une résolution bien inférieure au km. Cependant en pratique, la réduction de l'erreur statistique nécessite d'intégrer sur plusieurs portes de mesure.

3.2.3 Mesures intégrées

Une mesure intégrée entre l'instrument et une cible diffusante comme le sol ou les nuages peut être obtenue en considérant l'épaisseur optique totale (TOT) donnée par l'équation 3.18. La méthode conduit à une mesure du rapport de mélange en CO_2 moyenné sur toute la colonne de mesure de l'instrument à la cible en utilisant la fonction de poids donnée par l'équation (3.24) :

$$\overline{\rho}_{CO_2}(0,R) = \frac{\tau(0,R)}{\int_0^R WF(r)dr} \tag{3.26}$$

En pratique une telle mesure est plus facile à réaliser avec une bonne précision car la cible utilisée (nuage, sol, cible quelconque) permet d'obtenir un fort rapport signal sur bruit comme nous le verrons par la suite.

4. MODES DE DETECTION

4.1 Détection directe

La puissance optique sur le détecteur est la puissance du signal rétrodiffusé (Eq. 3.12) et peut s'écrire:
$P_{opt}(t) \propto |E(t)|^2$
où $E(t)$ est le champ électromagnétique du signal rétrodiffusé
Le courant en détection directe prend alors la forme (Tab. 3.2) :

$$i_D(t) = \frac{\eta e}{h\nu} P(t) \tag{3.27}$$

où η est l'efficacité quantique du détecteur, e la charge de l'électron, h la constante de Planck, ν la fréquence centrale de l'impulsion.

Detection Directe	P	$i_D \propto P$
Détection Hétérodyne	P P_{OL}	$i_H \propto \sqrt{P_{OL} P}\, e^{i(2\pi\nu_H t+\varphi)}$

Table 3.2 : Principe de la détection directe et hétérodyne et courant délivré par le détecteur correspondant.

4.2 Détection hétérodyne

C'est la détection utilisée dans le lidar LIDIA. La détection hétérodyne repose sur le mélange optique de l'onde rétrodiffusée avec celle issue d'un oscillateur local (OL) continu sur un détecteur quadratique. La fréquence de l'OL est décalée de quelques dizaines de MHz par rapport à la fréquence centrale de l'impulsion laser émise dans l'atmosphère.
Considérons la superposition de deux ondes (supposées dans le même état de polarisation au niveau du détecteur) définies par leurs champs électromagnétiques E et E_{OL}. La puissance optique totale incidente sur le détecteur s'écrit :

$$P_{opt}(t) \propto \langle E(t) + E_{OL}(t) \rangle \langle E^*(t) + E^*_{OL}(t) \rangle$$

Le courant hétérodyne délivré par le détecteur s'écrit :

$$i_H(t) = \frac{\eta e}{h\nu} P_{opt}(t)$$

où η est l'efficacité quantique du détecteur, e la charge de l'électron, h la constante de Planck, ν la fréquence centrale de l'impulsion.
On obtient alors (Tab. 3.2):

$$i_H(t) = \frac{\eta e}{h\nu}[P(t) + P_{OL} + 2\sqrt{\gamma_H(t)P(t)P_{OL}}\cos(2\pi\nu_H t + \phi)] \tag{3.28}$$

où $P(t) = E(t).E^*(t)$ et $P_{OL} = E_{OL}.E^*_{OL}$ sont respectivement les puissances des rayonnements rétrodiffusé et OL définies en notation complexe

γ_H le rendement hétérodyne rendant compte de la qualité du mélange,

$\nu_H = \nu - \nu_{OL}$ la fréquence de battement du signal hétérodyne, différence de fréquence entre le signal rétrodiffusé et l'oscillateur local (~ 25 MHz dans notre cas),

$\phi = \phi_R - \phi_{OL}$ la différence de phase entre les deux ondes.

Après filtrage de la composante continue, le courant hétérodyne en sortie du détecteur s'écrit :

$$i_H(t) = 2\frac{\eta e}{h\nu}\sqrt{\gamma_H(t)P(t)P_{OL}}\cos(2\pi\nu_H t + \phi)$$

La puissance optique moyenne du signal rétrodiffusé dans une porte de mesure est restitué par la moyenne du carré du signal dans cette porte de mesure où le rendement hétérodyne est supposé constant:

$$i_H^2(t) = 2\frac{\eta e}{h\nu}\gamma_H P(t)P_{OL} \tag{3.29}$$

Remarquons que le signal hétérodyne peut être amplifié en jouant sur la puissance de l'OL même si en pratique il existe une limitation à une telle amplification [Oh-96]. De plus ce signal dépend fortement du rendement hétérodyne.
L'optimisation du rendement hétérodyne, pour un lidar en configuration monostatique, conduit comme le montrent R.G. Frehlich et M.J. Kavaya dans l'approximation du modèle de faisceaux gaussiens, à l'optimisation en taille des faisceaux pulsés et OL par rapport à la pupille du télescope [Frehlich-91]. Dans le cas d'une pupille gaussienne du télescope, Zhao exprime un optimum pour l'adaptation en taille des waists des faisceaux [Zhao-90] :

$$\omega_L = \omega_{OL} = 0.8 r_{tel}$$

où ω_L et ω_{OL} sont les waists (demi-largeur en $1/e^2$ des profils d'intensité) des faisceaux laser émis et OL respectivement et r_{tel} le rayon de la pupille du télescope.

Pour un tel optimum le rendement hétérodyne maximum est égal à 4/9 = 0.44 pour une transmission de l'énergie à travers le télescope de 2/3.

5. RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT

Le rapport signal à bruit en variance, CNR, « Carrier to Noise Ratio », peut s'écrire comme suit :

$$CNR = \frac{\langle i^2(t) \rangle}{\sum_p \langle i_{Bp}^2(t) \rangle} \tag{3.30}$$

où i est le courant du signal proprement dit somme du courant généré par le signal atmosphérique et du courant résultant de différents bruits et i_{Bp} est le courant généré par le bruit *p*.

5.1 Bruit

Le bruit de détection provient de plusieurs sources distinctes non corrélées.
Le bruit de grenaille associé aux puissances optiques résulte de la nature statistique du processus de génération des photo-électrons au niveau du détecteur. Il est appelé bruit quantique ou bruit Schottky ou encore « shot noise » en anglais et obéit à la loi de Poisson :

$$\langle i_{Bg}^2(t) \rangle = 2eB\left(\frac{\eta e}{h\nu}\right)\langle P_{opt}(t) \rangle F$$

où B correspond à la bande passante de détection et F est le facteur de bruit.

Le bruit radiométrique ou bruit de fond de ciel correspond au signal généré par la luminance atmosphérique dû au rayonnement solaire diffusé par les constituants de l'atmosphère ou de la surface terrestre. Ce bruit suit aussi une loi de Poisson et s'exprime par :

$$\langle i_{Bfc}^2(t) \rangle = 2eB\left(\frac{\eta e}{h\nu}\right)\langle P_{fc}(t) \rangle F$$

Le bruit thermique ou bruit de Johnson est dû aux fluctuations du signal électronique produit par l'agitation thermique des porteurs de charges dans le détecteur. Il est fonction de la température :

$$\langle i_{Bth}^2(t) \rangle = \frac{4kT}{R_C} B$$

où T est la température, R_C la résistance de charge du détecteur.

Un photodétecteur est caractérisé par son NEP, « Noise Equivalent Power », ($W.Hz^{-1/2}$). En absence de tout flux lumineux, il délivre un courant minimum qui fluctue autour de sa valeur moyenne appelé courant d'obscurité.

$$\left\langle i_{Bobs}^2(t)\right\rangle = 2eB\frac{e}{2}\left(\frac{\eta NEP}{h\upsilon}\right)^2$$

5.2 Détection directe

Pour un seul tir et une seule porte de mesure, le bruit à considérer est la somme des différentes sources considérées ci-dessus :

$$\left\langle i_B^2(t)\right\rangle = 2eB\left[\left(\frac{\eta e}{h\nu}\right)\left\langle P_D(t)\right\rangle + \left(\frac{\eta e}{h\nu}\right)\left\langle P_{fc}(t)\right\rangle + \frac{e}{2F}\left(\frac{\eta NEP}{h\upsilon}\right)^2\right]F \tag{3.31}$$

En négligeant le bruit de Johnson par rapport aux autres sources de bruit et en introduisant le facteur de bruit :

$$\left\langle i_B^2(t)\right\rangle = F\left(\frac{e}{\delta t_R}\right)^2 \left(N + N_B\right)$$

où $N = \dfrac{\eta\left\langle P_D(t)\right\rangle}{2h\nu B}$ est le nombre de photoélectrons du signal rétrodiffusé dans la porte de mesure $\delta t_R = 1/2B$

$N_B = \left[\dfrac{\left\langle P_{fc}(t)\right\rangle}{\eta h\nu} + \dfrac{1}{2F}\left(\dfrac{NEP}{h\upsilon}\right)^2\right]\delta t_R$ est un nombre de photoélectrons généralisé prenant en compte les photons issus du fond de ciel et le courant d'obscurité

En travaillant toujours avec un nombre de photoélectrons on obtient :

$$\left\langle i_D^2(t)\right\rangle = \left(\frac{eN}{\delta t_R}\right)^2$$

il vient la formule donnant le CNR en détection directe :

$$CNR = \frac{\left\langle i_D^2(t)\right\rangle}{\left\langle i_B^2(t)\right\rangle} = \frac{1}{F}\frac{N}{\left(1 + N_B/N\right)} \tag{3.32}$$

Remarquons que l'on ne tient pas compte ici du bruit d'une amplification du signal en sortie du détecteur. Il faudrait alors rajouter cette source de bruit qui peut être dominante en pratique.

5.3 Détection hétérodyne

En détection hétérodyne on doit tenir compte des mêmes sources de bruit que précédemment. Cependant le bruit de grenaille de l'oscillateur local vient se rajouter à celui du signal rétrodiffusé :

$$\left\langle i_B^2(t)\right\rangle = 2eB_H\left[\left(\frac{\eta e}{h\nu}\right)\left(\left\langle P_H(t)\right\rangle + \left\langle P_{fc}(t)\right\rangle + P_{OL}\right) + \frac{e}{2F}\left(\frac{\eta NEP}{h\upsilon}\right)^2\right]F \tag{3.33}$$

Dans un fonctionnement optimal, la puissance de l'OL est choisie suffisamment forte pour que le bruit de grenaille de l'OL soit prépondérant par rapport aux autres sources de bruit [Van Vliet-67, Hunt- 88, Oh-96]. On obtient alors :

$$\left\langle i_B^2(t)\right\rangle \approx 2eB_H F\left(\frac{\eta e}{h\nu}\right)P_{OL} \tag{3.34}$$

A cause du mélange optique entre l'oscillateur local et le signal rétrodiffusé, dans une porte de largeur δt_R on observe plusieurs tavelures temporelles de largeur δt_C correspondante à la largeur fréquentielle de l'impulsion émise. La bande passante B_H est supposée égale à la bande passante de l'impulsion émise.
Le CNR est alors donné par :

$$CNR = \frac{\left\langle i_H^2(t)\right\rangle}{\left\langle i_B^2(t)\right\rangle} = \frac{\gamma_H \eta \left\langle P_R(t)\right\rangle}{h\nu B_H F} = \frac{\gamma_H \eta \left\langle P_R(t)\right\rangle}{h\nu F}\delta t_C$$

En considérant un nombre M_t de tavelures temporelles dans la porte de mesure :

$$CNR = \frac{\left\langle i_H^2(t)\right\rangle}{\left\langle i_B^2(t)\right\rangle} = \frac{1}{F}\frac{N}{M_t} \tag{3.35}$$

avec $N = \dfrac{\gamma_H \eta \left\langle P_R(t)\right\rangle}{h\nu}\delta t_R$ le nombre de photoélectrons hétérodyne dans une porte de mesure

6. STATISTIQUE DU SIGNAL – ERREUR SUR UNE MESURE DE PUISSANCE

6.1 Puissance optique intégrée sur la surface du détecteur et dans une porte de mesure

Considérons un point du détecteur. L'onde arrivant en ce point résulte de l'addition d'un très grand nombre d'ondes rétrodiffusées de manière incohérente. Le champ électrique en un point du détecteur peut être représenté dans le plan complexe par une somme de variable complexe aléatoire. L'effet constaté sur le détecteur est la présence de taches lumineuses (appelées tavelures spatiales) dont la taille dépend de la cohérence de l'onde.
Par ailleurs, le théorème de la limite centrale nous dit alors que la densité de probabilité associée au champ électrique en un point du détecteur est une loi gaussienne. La puissance optique, proportionnelle au module au carré du champ, obéit donc à une loi en exponentielle négative :

$$P\left(\frac{P_{opt}}{\overline{P_{opt}}}\right) = \exp\left(-\frac{P_{opt}}{\overline{P_{opt}}}\right) \tag{3.36}$$

Cette puissance optique fluctue de manière corrélée à l'intérieur d'une tavelure spatiale. Découpons la surface du détecteur en M_s tavelures spatiales autant qu'elle peut en contenir. Les puissances intégrées sur chacune des M_s surfaces varient de manières indépendantes statistiquement et leur somme est égale à la puissance intégrée sur le détecteur. La statistique résultante est celle correspondante à la convolution de M_s lois exponentielles négatives [Goodman-85].
On obtient la même loi statistique en considérant la puissance optique intégrée dans une porte temporelle de durée supérieure au temps de cohérence d'une impulsion lumineuse. On observe alors un nombre M_t de tavelures temporelles dans la porte de mesure.
La puissance optique intégrée obéit à la fonction de densité de probabilité dite de gamma :

$$P\left(\frac{P_{opt}}{\overline{P_{opt}}}\right) = \frac{M^M}{\Gamma(M)}\left(\frac{P_{opt}}{\overline{P_{opt}}}\right)^{M-1} \exp\left(-M\frac{P_{opt}}{\overline{P_{opt}}}\right) \tag{3.37}$$

M est le degré de liberté (ou nombre de speckle) qui peut être défini pour un signal atmosphérique par : $M = M_t M_s$.

6.2 Détection directe

En détection directe, la puissance optique reçue est convertie en un flux de photoélectrons qui est ensuite numérisé par comptage de photons ou conversion analogique numérique.
On a proportionnalité entre le courant $i_D(t)$ et la puissance optique rétrodiffusée intégrée sur la surface du détecteur.
La statistique à considérer est donc celle décrite précédemment:

$$P\left(\frac{i_D}{\overline{i_D}}\right)=\frac{M^M}{\Gamma(M)}\left(\frac{i_D}{\overline{i_D}}\right)^{M-1}\exp\left(-M\frac{i_D}{\overline{i_D}}\right) \tag{3.38}$$

La loi de probabilité du courant direct est une loi normale qui tend vers une loi gaussienne de plus en plus étroite autour de sa valeur moyenne lorsque M augmente. Pour M=1 on a une loi en exponentielle négative [Goodman-75, Goodman-85, Dabas-93].
La fonction de densité de probabilité pour obtenir K photoélectrons (p-e) dans une porte de mesure de durée δt_R est calculée à partir de l'équation précédente en utilisant la formule de Mandel par [Goodman-85] :

$$P(K)=\frac{\Gamma(K+M)}{\Gamma(K+1)\Gamma(M)}\left(1+\frac{M}{\overline{K}}\right)^{-K}\left(1+\frac{\overline{K}}{M}\right)^{-M}$$

où $\overline{K}$ est le nombre moyen de p-e dans la porte de mesure.
M est le degré de liberté (ou nombre de speckle) qui peut être défini pour un signal atmosphérique par : $M = M_t M_s$
Avec dans l'approximation d'un signal gaussien et d'une porte d'analyse carrée [Salamitou-94]:

$$M_t=\sqrt{1+\left(\frac{\delta t_R}{\tau_c}\right)^2} \text{ est le nombre de tavelures temporelles} \tag{3.39}$$

τ_c est le temps de cohérence de l'impulsion
$\delta t_R = 2\delta R / c$ la durée de la porte temporelle

$$M_s=\left(1+\frac{\pi A d\theta^2}{4\lambda^2}\right) \text{ est le nombre de tavelures spatiales} \tag{3.40}$$

A est la surface collectrice du télescope
$d\theta$ l'angle sous lequel est vu la source diffusante (angle total de divergence du laser).
λ la longueur d'onde

Remarquons que dans le cas d'un écho en provenance d'une cible dure (sol ou nuage dense) le nombre de tavelures temporelles M_t est égal à 1.
En détection directe, M est normalement très grand. Par exemple, à 2 µm, avec une porte de 75 m, un temps de cohérence (pris approximativement égal à la durée de l'impulsion) de 150 ns, un télescope de diamètre 100 mm et une divergence de 1 mrad on obtient $M \approx 3\ 10^3$.
La PDF en détection directe a un écart type donné par :

$$\sigma(\overline{K})=\sqrt{\overline{K}\left(1+\frac{\overline{K}}{M}\right)}$$

Dans le cas où le nombre moyen de p-e est grand ce qui est généralement le cas pour une estimation précise de la puissance du signal, la PDF est proche d'une loi normale.
En introduisant N et N_B le nombre de p-e en détection directe issus respectivement du signal rétrodiffusé et du bruit, l'écart type sur une mesure du nombre de p-e , N est donné par :

$$\sigma(N) = \sqrt{(N + N_B)F + \frac{N^2}{M}} \tag{3.41}$$

On en déduit l'erreur relative sur une mesure de la puissance en détection directe:

$$\frac{\sigma(P)}{P} = SNR^{-1} = \sqrt{\frac{N/M + [1 + N_B/N]F}{N}} \tag{3.42}$$

N_B est le nombre généralisé de p-e issus du bruit défini précédemment. Le nombre de degrés de liberté sur une mesure du bruit est considéré comme étant infini (large bande spectrale).
SNR est le « Signal to Noise Ratio » couramment utilisé en détection directe.
La figure 3.9 montre l'évolution de l'erreur relative sur une mesure de la puissance en détection directe, pour un seul tir, en fonction du nombre de photons signal N pour différentes valeurs de M et deux niveaux de bruit $N_B = 0$ (« shot noise limit ») et $N_B = 10000$.

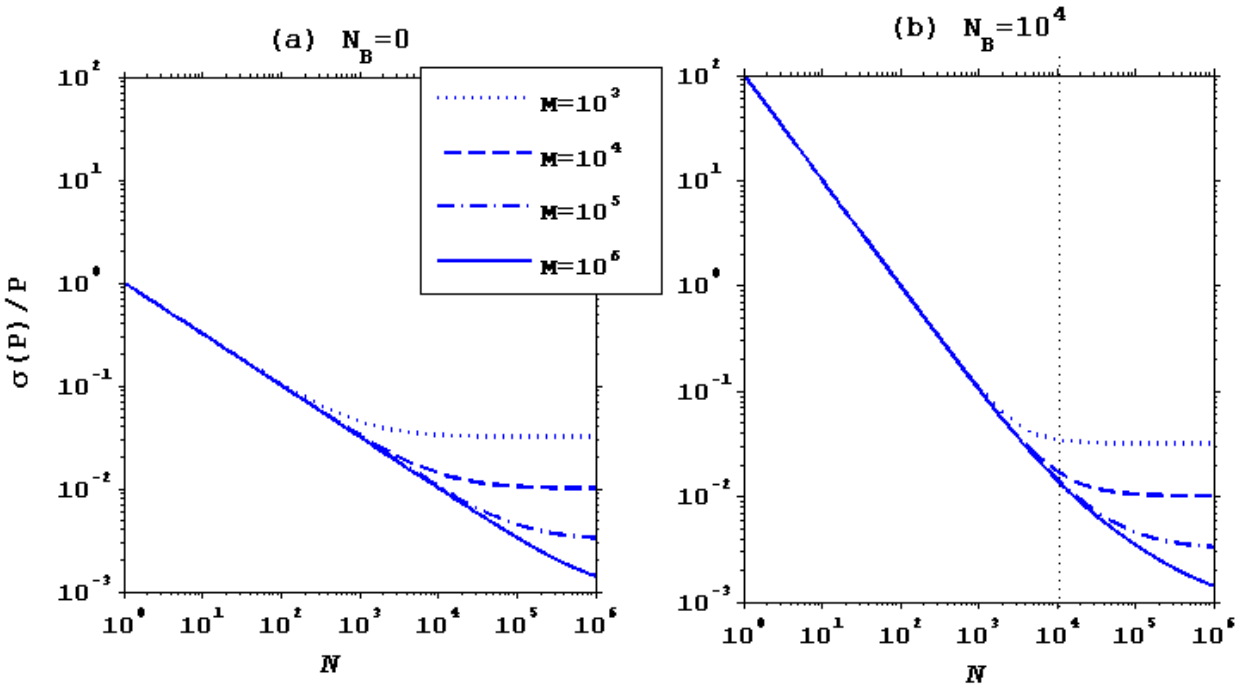


Figure 3.9: Erreur relative sur une mesure de la puissance en détection directe, pour un seul tir, en fonction du nombre de photonélectrons signal N pour différentes valeurs du nombre de degrés de liberté (ou speckles) M et deux niveaux de bruit (a) $N_B = 0$ (« shot noise limit ») et (b) $N_B = 10000$, F = 1.

L'erreur sur la puissance décroît quand N augmente avec une pente de -1/2 en échelle log-log. Une saturation apparaît pour les grandes valeurs de N lorsque le nombre de p-e par degré de liberté est supérieur à 1. L'erreur relative peut être facilement inférieure à 1 % pour N_B faible et M grand.
M augmente avec la divergence du laser. Cependant le champ de vue du télescope (lié à la divergence du laser) augmente la puissance du fond de ciel et donc N_B. Un compromis est donc à trouver.
En détection directe la décroissance de l'erreur est fonction du rapport $N_{B_ON/OFF} / N_{ON/OFF}$ qui doit être minimal. Les meilleurs résultats sont obtenus pour la limite du « shot-noise ». Le nombre d'échantillons indépendants est en pratique suffisant pour ne pas être un facteur déterminant dans la décroissance de l'erreur.

6.3 Détection hétérodyne

En détection hétérodyne, la moyenne du carré du courant hétérodyne i_H^2 à l'instant t est donnée par le mélange des ondelettes du signal rétrodiffusé avec l'OL intégré sur la surface du détecteur :

$$i_H^2 \propto \left| \int_D E(r) E_{OL}(r) dr \right|^2$$

Le champ électrique $E(r)$ suit comme vu précédemment une loi de probabilité gaussienne. Toute combinaison linéaire de variables gaussiennes est aussi une variable gaussienne. i_H^2 est donc le module au carré d'une variable gaussienne et suit par conséquent une loi en exponentielle négative :

$$P\left(\frac{i_H^2}{\overline{i_H^2}}\right) = \exp\left(-\frac{i_H^2}{\overline{i_H^2}}\right) \tag{3.43}$$

Cette statistique ne dépend pas du nombre de tavelure spatiale. Pourtant ce nombre de tavelure intervient directement dans la valeur de i_H^2 par le biais du rendement hétérodyne. Cependant la statistique est dite défavorable car le nombre de degrés de liberté se réduit à celui issu des tavelures temporelles. Le nombre de tavelures temporelles est donné par la formule 3.39.
Il est important de noter que le temps de cohérence du signal est toujours inférieur au temps de cohérence de l'impulsion. Il diminue en effet plus la turbulence de vitesse est forte ce qui par conséquent augmente le nombre de tavelures temporelles dans une porte de mesure [Yura-83].
En introduisant N le nombre de p-e en détection hétérodyne issus du signal rétrodiffusé et en considérant le bruit de grenaille de l'oscillateur local comme prépondérant, l'écart type sur une mesure du nombre de p-e hétérodyne, N est donné par [Rye-97]:

$$\frac{\sigma(P)}{P} = SNR^{-1} = \frac{1}{\sqrt{M}}\left(1 + \frac{1}{CNR}\right) = \frac{1}{\sqrt{M}}\left(1 + \frac{M_t}{N}\right) \tag{3.44}$$

où M_t est le nombre de temps de cohérence dans la porte de mesure et N est ici le nombre moyen de photoélectrons hétérodynes reçus dans la porte de mesure.

Comme la durée de la porte de mesure est souvent du même ordre de grandeur que le temps de cohérence de l'impulsion, M_t est souvent faible (< 10). Par exemple dans le cas de LIDIA : porte de 150 m, temps de cohérence ~ 230 ns, M_t est de l'ordre de 4-5.
Pour une cible dure le comportement attendu est celui d'une statistique en exponentielle négative ($M_t = 1$) quelque soit la durée de la porte de mesure [Dabas-94].

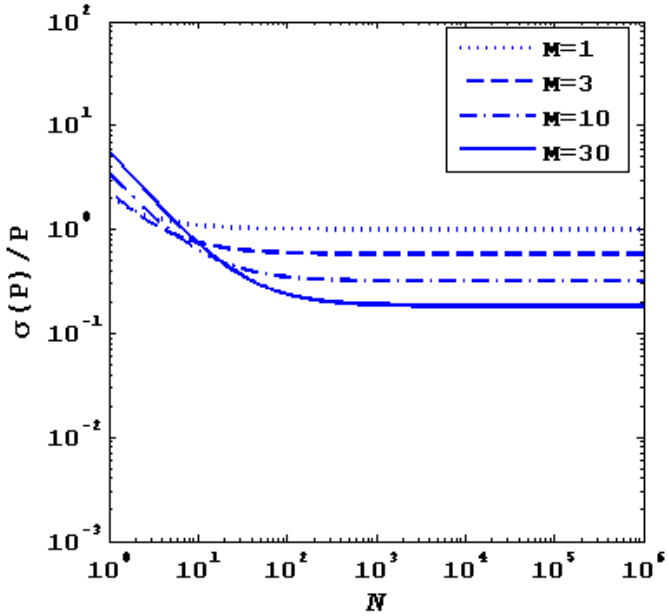


Figure 3.10: Erreur relative en détection hétérodyne en fonction du nombre de photons collectés pour une efficacité du détecteur de 0.7 et un rendement hétérodyne de 0.2 pour différentes valeurs de M_t.

Pour les faibles nombres de photons collectés, *N,* l'erreur relative sur une mesure de la puissance décroît quand *N* croît avec une pente de -1 en échelle log – log et rapidement sature lorsque l'intensité du signal augmente. Ainsi en détection hétérodyne un CNR proche de l'unité est suffisant, la décroissance de l'erreur dépend par suite d'un grand nombre d'échantillons indépendants.

7. ERREUR STATISTIQUE SUR UNE MESURE DIAL ET OPTIMISATION

L'erreur statistique sur une mesure DIAL est directement reliée aux erreurs sur les mesures de puissance aux deux longueurs d'onde ON et OFF (§ III-6) et provient des fluctuations du signal rétrodiffusé dans le temps et dans l'espace (tavelures spatiales et temporelles).
L'optimisation d'une mesure DIAL passe dans un premier temps par le choix d'une raie d'absorption du CO_2 non polluée par les raies d'absorption d'autres espèces comme la vapeur d'eau (§ III-2). Cette raie doit maintenant être sélectionnée dans le but de minimiser l'erreur statistique sur la mesure de concentration et sera aussi choisie en fonction de la sensibilité de ses caractéristiques à la température comme nous allons le voir dans ce paragraphe.

7.1 Erreur sur une mesure DIAL

L'erreur statistique d'une mesure de l'épaisseur optique différentielle τ (ou du rapport de mélange ρ d'après les équations 3.25, 3.26) peut être exprimée pour une observation (ou mesure) effectuée avec un nombre M_p de paire de tirs ON – OFF [Pelon-85] :

$$\frac{\sigma(\tau)}{\tau} = \frac{1}{2\tau}\left[\sum_{i,j}\frac{\sigma^2\left(\langle P_{i,j}\rangle\right)}{\langle P_{i,j}\rangle^2} + 2\sum_{\substack{i\neq k\\ j\neq l}}(-1)^{i+j}(-1)^{k+l}.\rho\left(\langle P_{ij}\rangle,\langle P_{kl}\rangle\right).\frac{\sigma\left(\langle P_{ij}\rangle\right)}{\langle P_{ij}\rangle}.\frac{\sigma\left(\langle P_{kl}\rangle\right)}{\langle P_{kl}\rangle}\right]^{1/2} \tag{3.45}$$

où $\langle P_{i,j}\rangle$ est la moyenne de la puissance rétrodiffusée sur les M_p paire de tirs dans une porte de mesure et $\sigma\left(\langle P_{i,j}\rangle\right)$ l'écart type sur la mesure de puissance pour $i,j=1,2$ et $\lambda_1=\lambda_{ON}, \lambda_2=\lambda_{OFF}$, $R_1 = R-\delta R, R_2 = R$
$\rho\left(\langle P_{ij}\rangle,\langle P_{kl}\rangle\right)$ désigne le coefficient de corrélation entre $\langle P_{ij}\rangle$ et $\langle P_{kl}\rangle$ et s'écrit :

$$\rho\left(\langle P_{ij}\rangle,\langle P_{kl}\rangle\right) = \frac{\mathrm{cov}\left(\langle P_{ij}\rangle,\langle P_{kl}\rangle\right)}{\sigma\langle P_{ij}\rangle\sigma\langle P_{kl}\rangle} \tag{3.46}$$

L'écart type sur une mesure de puissance effectuée avec un nombre de tirs M_p dans une porte de mesure s'écrit d'une manière générale :

$$\sigma^2\left(\langle P\rangle\right) = \frac{\sum_{p=1}^{M_p}\sigma^2\left(P_p\right) + 2\sum_{p=1}^{M_p-1}\sum_{q>p}^{M_p}\rho\left(P_p,P_q\right)\sigma\left(P_p\right)\sigma\left(P_q\right)}{M_p^{\ 2}} \tag{3.47}$$

où $\langle P\rangle$ est la moyenne de la puissance rétrodiffusée sur les M_p dans une porte de mesure, $\sigma\left(P_p\right)$ est l'écart type sur le signal rétrodiffusé pour un tir, $\rho\left(P_p,P_q\right)$ le coefficient de corrélation entre les puissances rétrodiffusées pour les tirs p,q.

En supposant une mesure d'épaisseur optique intégrée on obtient une forme simplifiée de l'équation 3.45 :

$$\frac{\sigma(\tau)}{\tau} = \frac{1}{2\tau}\sqrt{\frac{\sigma^2\left(\langle P_{OFF}\rangle\right)}{\left(\langle P_{OFF}\rangle\right)^2} + \frac{\sigma^2\left(\langle P_{ON}\rangle\right)}{\left(\langle P_{ON}\rangle\right)^2} - 2\rho\left(\langle P_{ON}\rangle,\langle P_{OFF}\rangle\right)\frac{\sigma\left(\langle P_{ON}\rangle\right)\sigma\left(\langle P_{OFF}\rangle\right)}{\langle P_{ON}\rangle\langle P_{OFF}\rangle}} \tag{3.48}$$

Dans le cas où les signaux sont corrélés, on doit tenir compte d'une réduction de l'erreur DIAL d'après la formule 3.48 [Menyuk-81]. Cependant, l'équation 3.47 nous montre que dans ce cas l'erreur statistique sur une mesure de puissance est plus élevée et ne décroît plus en $\sqrt{M_p}$ comme dans le cas d'une décorrélation complète des signaux rétrodiffusés.

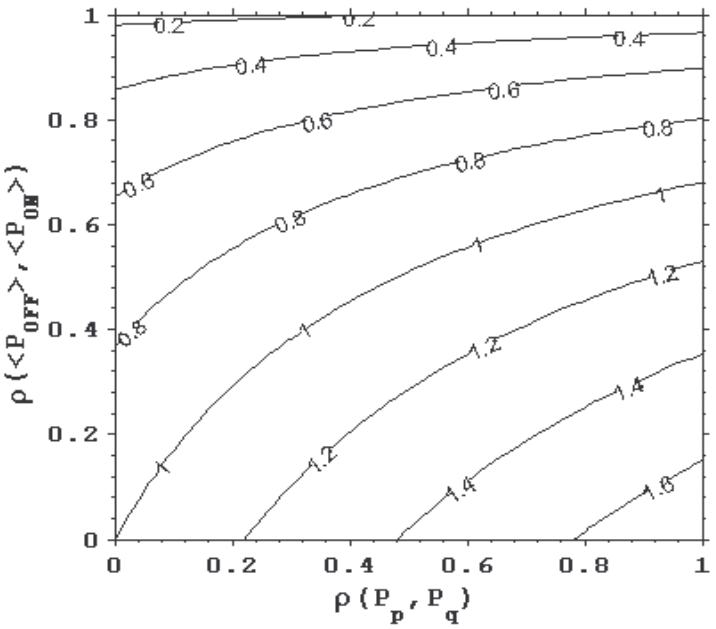


Figure 3.12 : Erreur statistique relative sur une mesure de l'épaisseur optique $\sigma(\tau)/\tau$ en fonction de la corrélation des signaux tirs à tirs $\rho(P_p, P_q)$ et de la corrélation entre les puissances ON et OFF $\rho\left(\langle P_{ON}\rangle,\langle P_{OFF}\rangle\right)$. La valeur de référence $\sigma(\tau)/\tau = 1$ est prise pour des coefficients de corrélation nul ($\rho\left(\langle P_{ON}\rangle,\langle P_{OFF}\rangle\right)$=0 et $\rho(P_p, P_q)$=0).

La figure 3.12 présente les résultats d'une analyse des effets d'une corrélation des signaux rétrodiffusés. Une telle corrélation entraîne une augmentation de l'erreur sur une mesure de puissance déjà soulignée précédemment (Eq. 3.47) et une diminution de l'erreur sur une mesure d'épaisseur optique (en considérant $\rho(P_p, P_q)$=0 dans l'équation 3.47) d'après l'équation 3.48. Pour une corrélation totale des signaux, l'erreur ne s'annule pas mais baisse de 80% par rapport à la valeur obtenue avec des signaux complètement décorrélés.

7.2 Optimisation de l'épaisseur optique

Cette optimisation va guider le choix des raies d'absorption pour effectuer une mesure DIAL en fonction de leur section efficace. Pour une raie d'absorption donnée et de très forte section efficace, cette optimisation consiste en un décalage éventuel par rapport au centre de raie.
Si on considère l'épaisseur optique pour une mesure DIAL intégrée (Eq. 3.17) et en supposant que l'erreur sur l'énergie de l'impulsion émise est négligeable ou parfaitement connue, l'erreur relative sur une mesure de l'épaisseur optique intégrée est donnée d'après la formule 3.48 par :

$$\frac{\sigma(\tau)}{\tau} = \frac{1}{2\tau}\left[\left(\frac{\sigma(\langle P_{ON}\rangle)}{\langle P_{ON}\rangle}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(\langle P_{OFF}\rangle)}{\langle P_{OFF}\rangle}\right)^2\right]^{1/2} \tag{3.49}$$

De même une mesure de l'épaisseur optique locale $\delta\tau$ est donnée par :

$$\frac{\sigma(\delta\tau)}{\delta\tau} = \frac{1}{2\delta\tau}\left[\left(\frac{\sigma(\langle P_{ON}\rangle)}{\langle P_{ON}\rangle}(R-\delta R)\right)^2 + \left(\frac{\sigma(P_{OFF})}{P_{OFF}}(R-\delta R)\right)^2 + \left(\frac{\sigma(P_{ON})}{P_{ON}}(R)\right)^2 + \left(\frac{\sigma(P_{OFF})}{P_{OFF}}(R)\right)^2\right]^{1/2} \tag{3.50}$$

Ceci suppose une décorrélation complète entre les signaux rétrodiffusés aux longueurs d'onde ON et OFF.
De plus si on considère le rapport des énergies émises $\alpha = \frac{E_{ON}}{E_{OFF}}$, les nombres de photoélectrons détectés aux longueurs d'onde ON et OFF sont donnés par :

$$N_{OFF} = \frac{N_T}{1+\alpha} \tag{3.51}$$

$$N_{ON} = \frac{\alpha N_T}{1+\alpha} e^{-2\tau} \tag{3.52}$$

où N_T représente le nombre total de photoélectrons (ON et OFF) détectés en absence d'absorption (N_T est proportionnel au nombre total de photoélectrons émis via l'équation lidar). Les détails des calculs sont fournis dans [Bruneau-05].

7.2.1 Détection directe

L'évaluation de la précision d'une mesure de la puissance rétrodiffusée en détection directe est donnée par l'équation 3.42. En utilisant les équations 3.49-3.52 et en considérant un facteur de bruit égal à 1, on obtient :

$$\frac{\sigma(\tau)}{\tau} = \frac{1}{2\tau N_T^{1/2}} \left[\begin{array}{l} \left(1 + (1+\alpha)\frac{N_{B_OFF}}{N_T}\right)(1+\alpha) \\ + \left(1 + \frac{(1+\alpha)}{\alpha}\frac{N_{B_ON}}{N_T}\exp(2\tau)\right)\left(\frac{1+\alpha}{\alpha}\right)\exp(2\tau) + 2\frac{N_T}{M} \end{array} \right]^{1/2} \tag{3.53}$$

La meilleure précision sur une mesure de l'épaisseur optique est obtenue lorsque les signaux ON et OFF sont détectés dans la limite du « shot-noise » (Fig. 3.9). Pour cette limite ($N_{B_ON} = N_{B_OFF} = 0$, M infini) l'équation 3.53 devient :

$$\left[\frac{\sigma(\tau)}{\tau}\right]_{SNL} = \frac{1}{2\tau N_T^{1/2}} \left[(1+\alpha)(1+\exp(2\tau)/\alpha)\right]^{1/2} \tag{3.54}$$

En minimisant cette expression par rapport à α et τ on trouve des résultats déjà présentés [Megie-80, Remsberg-78] : $\tau_0 = 1.28$ (solution de l'équation $\tau = 1 + \exp(-\tau)$) et $\alpha_0 = 3.60$ ($\alpha_0 = \exp(\tau_0)$). Pour un système DIAL plus réaliste fonctionnant en détection directe, des conditions optimales sont obtenues lorsque la quantité $F(N_T, M, \tau, \alpha) = \left(\left[\frac{\sigma(\tau)}{\tau}\right]^2 - \left[\frac{\sigma(\tau)}{\tau}\right]^2_{SNL}\right) \Big/ \left[\frac{\sigma(\tau)}{\tau}\right]^2_{SNL}$ est minimale par rapport à l'énergie émise, c'est-à-dire par rapport au paramètre N_T. En utilisant les équations 3.53 et 3.54 on obtient :

$$F = \frac{1+\alpha}{\alpha} \frac{\frac{N_{B_OFF}}{N_T}\alpha^2 + \frac{N_{B_ON}}{N_T}\exp(4\tau) + 2\frac{N_T}{M}\left(\frac{\alpha}{1+\alpha}\right)^2}{\alpha + \exp(2\tau)} \tag{3.55}$$

En minimisant F par rapport à N_T on obtient la condition :

$$\left[\frac{N_T}{M}\right]_{opt} = \frac{1}{2}\left(\frac{1+\alpha}{\alpha}\right)^2 \left(\frac{N_{B_OFF}}{N_T}\alpha^2 + \frac{N_{B_ON}}{N_T}\exp(4\tau)\right) \tag{3.56}$$

En remplaçant N_T / M dans l'équation 3.53, on peut optimiser l'épaisseur optique et le rapport ON/OFF des énergies émises pour obtenir le minimum d'erreur pour une énergie émise totale. Cet optimum dépends du niveau de bruit et plus précisément des rapports N_{B_OFF} / N_{OFF} et N_{B_ON} / N_{ON}. La figure 3.13 montre les résultats pour le cas limite du shot-noise $N_{B_ON/OFF} / N_{ON/OFF}$ = 0 et le cas d'un niveau de bruit tel que $N_{B_ON/OFF} / N_{ON/OFF}$ = 0,2. Quand le niveau de bruit augmente, l'optimum en épaisseur optique décroît de 1.28 à 0.75 et le rapport des énergies émises de 3.6 à 2.7 tandis que l'erreur sur une mesure d'épaisseur optique augmente rapidement.

En détection directe une optimisation des mesures est réalisée lorsqu'on se rapproche de la limite du shot-noise, d'une épaisseur optique proche de 1 et d'un rapport des énergies de 3.

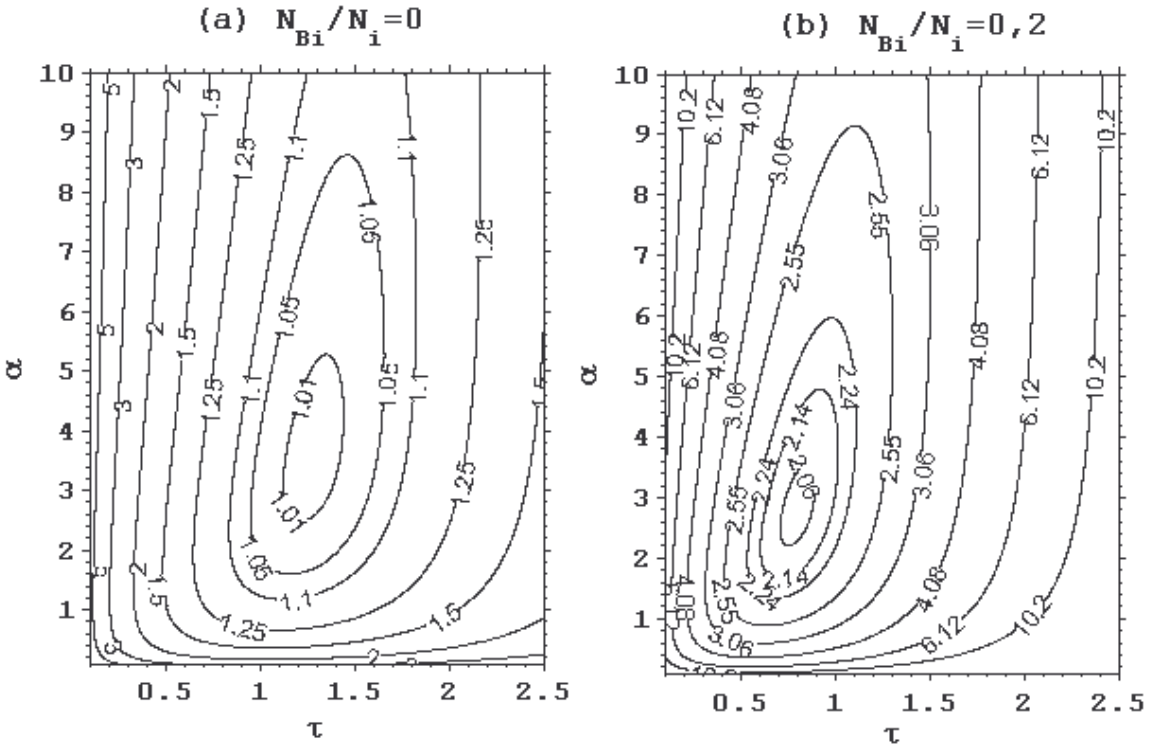


Figure 3.13 : Optimum pour l'épaisseur optique intégrée et pour le rapport des énergies émises en détection directe pour différents niveaux de bruit : (a) Shot Noise : $N_{B_ON/OFF} / N_{ON/OFF} = 0$, (b) $N_{B_ON/OFF} / N_{ON/OFF} = 0{,}2$.

7.2.2 Détection hétérodyne

L'optimisation est ici recherchée en utilisant l'estimateur Squarer pour la puissance (Eq. 3.44). En utilisant l'équation 3.49 on peut écrire:

$$\frac{\sigma(\tau)}{\tau} = \frac{1}{2\tau\sqrt{M_t}}\left[\left(1+\frac{M_t}{N_T}(1+\alpha)\right)^2 + \left(1+\frac{M_t}{N_T}\left(\frac{1+\alpha}{\alpha}\right)\exp(2\tau)\right)^2\right]^{1/2} \tag{3.57}$$

En minimisant cette expression par rapport à M_t, on obtient le nombre optimal de degré de liberté (ou d'échantillons indépendant) pour une énergie émise donnée, soit un N_T donné :

$$\frac{N_T}{M_t} = \frac{1+\alpha}{\alpha}\left(\frac{\alpha^2+\exp(4\tau)}{2}\right)^{1/2} \tag{3.58}$$

On obtient alors les conditions pour les CNRs :

$$\frac{N_{OFF}}{M_t} = CNR_{OFF} = \frac{a}{\alpha} \tag{3.59}$$

et $\dfrac{N_{ON}}{M_t} = CNR_{ON} = \dfrac{a}{\exp(2\tau)}$ (3.60)

avec $a = \left(\dfrac{\alpha^2 + \exp(4\tau)}{2}\right)^{1/2}$

En utilisant les équations 3.57-3.60, l'erreur relative sur une mesure de l'épaisseur optique s'écrit :

$$\frac{\sigma(\tau)}{\tau} = \frac{1}{2\tau N_T^{1/2}}\left[\left(\frac{1+\alpha}{\alpha}\right)a\right]^{1/2}\left[\left(1+\frac{\alpha}{a}\right)^2 + \left(1+\frac{\exp(2\tau)}{a}\right)^2\right]^{1/2} \quad (3.61)$$

Un optimum est recherché sur l'épaisseur optique et sur le rapport des énergies émises (Fig. 3.14). Les résultats sont pratiquement similaires à ceux obtenus en détection directe, c'est-à-dire ici, des conditions optimales pour une épaisseur optique de 1.23 et un rapport des énergies de 4.3.

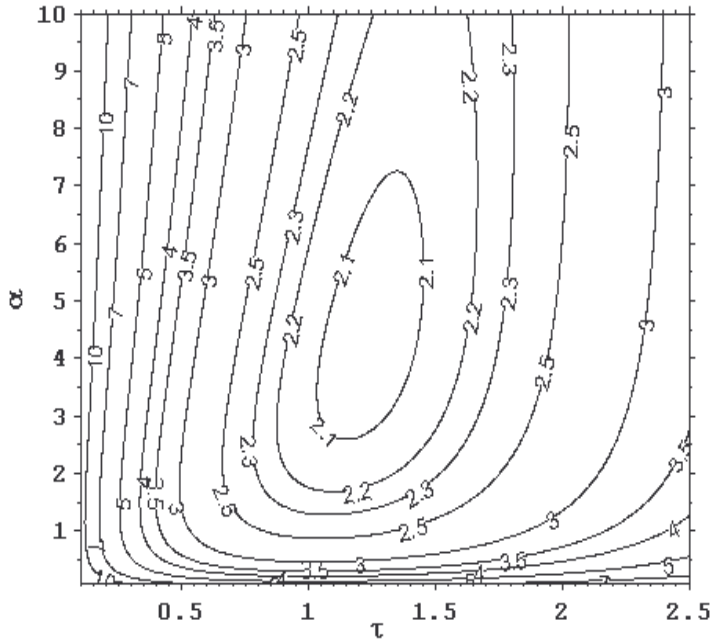


Figure 3.14: Optimum pour l'épaisseur optique intégrée et pour le rapport des énergies émises en détection hétérodyne.

Les équations 3.59 et 3.60 donnent aussi des conditions optimales à respecter sur les CNRs : $CNR_{ON} = 0.75$ et $CNR_{OFF} = 2.06$.

7.2.3 Mesures DIAL résolues en détection directe et hétérodyne

Dans le cas des mesures DIAL résolues les résultats obtenus sont proches de ceux obtenus précédemment en détection directe et hétérodyne. Une optimisation est alors recherchée sur l'épaisseur optique locale $\delta\tau$. Les résultats sont paramétrés par le rapport des signaux rétrodiffusés pour la longueur d'onde OFF pour deux portes de mesures $k = K_{OFF}(R)/K_{OFF}(R-\delta R)$ et par le

rapport $\delta\tau/\tau$. Les deux modes de détection directe et hétérodyne montrent que les conditions optimales obtenues pour des mesures intégrées varient seulement dans le cas où le rapport $\delta\tau/\tau$ est plus grand que 0.1. Dans ce cas les conditions optimales peuvent changer significativement : $\alpha \approx 1-4$ et $\tau \approx 0{,}5-2$.

7.2.4 Conclusion

Les résultats en détection directe et en détection hétérodyne détaillés dans l'article [Bruneau-05] sont rassemblés dans le tableau 3.3.
En conclusion, l'optimum pour l'épaisseur optique autour de la valeur de 1 n'est pas très critique et autorise par là même des variations assez larges des paramètres α et τ quelque soit le mode de détection considéré. Cette condition a quand même des implications pour les sections efficaces des raies d'absorption choisies qui doivent être au minimum égales à 10^{-22} cm^2 pour effectuer des mesures dans la couche limite atmosphérique. Des raies plus fortes peuvent être utilisées en se décalant par rapport au centre de la raie. De telles raies peuvent être trouvées dans les bandes d'absorption à 2 µm, 2,7 µm ou 4,3 µm.
Pour des mesures dans la couche limite atmosphérique à partir du sol, cas de nos mesures expérimentales les sections efficaces des raies dans la bande à 2 µm (de section efficace 10^{-21} cm^2) sont particulièrement bien adaptées car elles permettent d'obtenir une épaisseur optique optimale de 1 environ à 1 km de distance de l'instrument.

Conditions	**Détection Directe**			**Détection Hétérodyne**
Bruit	**SNL**	**Faible**	**Fort**	**Local oscillator shot noise limited**
$N_{B_ON}/N_T = N_{B_OFF}/N_T$	0	0.01	0.2	
N_{B_ON}/N_{ON}	0	0.2	2.74	N.A.
N_{B_OFF}/N_{OFF}	0	0.08	1.14	N.A.
$(N_T/M)_{opt}$	0	1.34	22.1	10.90
$(N_{ON}/M)_{opt}$	0	0.89	9.3	0.75
$(N_{OFF}/M)_{opt}$	0	0.27	3.9	2.6
τ_{opt}	1.28	1.11	0.8	1.23
α_{opt}	3.6	3.2	2.7	4.28
$(\sigma(\tau)/\tau)_{opt}/(\sigma(\tau)/\tau)_0$	1	1.11	2.04	2.06

Tableau 3.3: Conditions optimales et erreur relative sur l'épaisseur optique pour des mesures DIAL intégrées en détection directe et en détection hétérodyne [Bruneau-05]

8. SPECTROSCOPIE

Le choix d'une raie d'absorption bien adaptée est une part fondamentale de la mesure de la concentration du CO_2 atmosphérique par la technique DIAL. En plus de la considération de la force de la raie pour une épaisseur optique optimisée suivant le cas de mesure (sol, aéroportée, spatiale, dans la CLA, la troposphère libre…) d'autres paramètres spectroscopiques sont à considérer : insensibilité de la section efficace de la raie par rapport à la température, non interférence avec des raies d'absorption d'autres espèces comme H_2O et coïncidence avec la bande d'accordabilité de notre laser.

8.1 Paramètres spectroscopiques

Le spectre d'absorption IR de gaz tels que le dioxyde de carbone ou la vapeur d'eau est constitué de raies correspondantes aux transitions d'énergie de rotation et de vibration des molécules d'un état excité E' à l'état fondamental E''. Le passage d'un niveau d'énergie à un autre se fait par absorption ou émission de photons d'énergie $h\nu_0$ où ν_0 est la fréquence centrale de la raie d'absorption. L'élargissement de la raie d'absorption résulte de deux processus majeurs suivant les conditions de pression et de température.

8.1.1 Profil de raie de Lorentz

Aux pressions élevées, l'élargissement est du aux collisions entre les molécules. Le profil de raie, dit Lorentzien, est valable pour les domaines spectraux considérés dans le proche IR avec une bonne approximation jusqu'à une altitude de 10 km. La section efficace d'absorption s'écrit:

$$\tilde{\sigma}_C = \frac{S}{\pi\gamma_C}\frac{1}{1+\left(\Delta\tilde{\nu}/\gamma_C\right)^2} \tag{3.53}$$

où S est la force de la raie, γ_C est la demi-largeur de la raie à mi-hauteur HWHM (Half Width at Half Maximum) et
$\Delta\tilde{\nu} = (\nu - \nu_0)/c$ est le décalage spectral par rapport à la fréquence centrale de la raie :
S et γ_C s'expriment de la forme suivante :

$$S = S_0\left(\frac{T_0}{T}\right)^j \exp\left(-\frac{E''hc}{k}\left(\frac{1}{T}-\frac{1}{T_0}\right)\right) \tag{3.54}$$

j caractérise la variation de la fonction de partition en fonction de la température. Pour le CO_2 la valeur $j = 1$, pour la vapeur d'eau $j = 3/2$.

$$\gamma_C = \gamma_{C_0}\frac{p}{p_0}\left(\frac{T_0}{T}\right)^t \tag{3.55}$$

où l'indice 0 représente les conditions normales de température et de pression $T_0 = 296\ K$ et $P_0 = 1013\ hPa$. Remarquons que la largeur dépend plus de la pression que de la température. En effet la pression suit une loi décroissante en exponentielle alors que cette loi est linéaire pour la température:

$$P(z) = P_0 \exp(-z / h_P) \qquad \text{avec } h_P = 7.8km$$
$$T(z) = T_0 + g_T z \qquad \text{avec } g_T = -6.5K.km^{-1}$$

Pour des mesures DIAL effectuées à partir du sol, cas de nos mesures, le profil Lorentzien sera suffisant pour obtenir toutes les caractéristiques spectrales des raies d'absorption utilisées.

8.1.2 Profil de raie Gaussien

A faible pression, l'élargissement spectral des raies d'absorption résulte de l'agitation thermique des molécules et de l'effet Doppler caractérisé par le mouvement aléatoire des molécules dont la distribution de vitesse suit la loi de Maxwell-Boltzman. Le profil de la raie d'absorption est par conséquent un profil gaussien :

$$\tilde{\sigma}_D = \frac{S}{\gamma_D}\sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp\left(-\ln 2 \frac{\Delta\tilde{\nu}}{\gamma_D}\right) \tag{3.56}$$

avec $$\gamma_D(T) = \frac{\tilde{\nu}_0}{c}\sqrt{\frac{2\ln 2kT}{m}} \tag{3.57}$$

où $k = 0.695\ cm^{-1}.K^{-1}$ est la constante de Boltzman et m [g] la masse de la molécule.

8.1.3 Profil de raie de Voigt

Dans le cas général les deux processus d'élargissement collisionnel à basse altitude et Doppler à haute altitude existent conjointement. Le profil spectral de la section efficace appelé profil de Voigt est obtenu par convolution du profil Lorentzien et Doppler et s'exprime par :

$$\tilde{\sigma} = \frac{S}{\gamma_D}\sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} K(x, y) \tag{3.58}$$

avec la fonction d'erreur complexe $K(x,y) = \frac{y}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-u^2)}{y^2 + (x-u)^2} du$

$x = \sqrt{\ln 2}(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0)/\gamma_D$ et $y = \sqrt{\ln 2}\gamma_C / \gamma_D$

Un tel profil sera utilisé dans le cadre des simulations effectuées pour l'étude de la faisabilité de mesures DIAL à partir de l'espace (Chap. VI).
Pour les mesures, les bases de données GEISA ou HITRAN sont utilisées pour obtenir les caractéristiques spectroscopiques des raies d'absorption. Il est important de noter ici que la force de

raie n'est donnée qu'avec une précision comprise entre 2 et 5 %. Ceci peut représenter une source d'erreur systématique pour nos mesures.

8.2 Sélection du niveau d'énergie fondamental

L'énergie du niveau fondamental de la transition modifie la dépendance en température de la section efficace de la raie d'absorption. Pour analyser l'effet d'une variation de la température sur une mesure DIAL, considérons une expression simplifiée de la fonction de poids en altitude sans vapeur d'eau et section efficace OFF. D'après l'équation 3.23, $WF = n_T \tilde{\sigma}_{ON}$ avec n_T la concentration totale en molécule et $\tilde{\sigma}_{ON}$ la section efficace ON.

En utilisant l'équation 3.25 donnant le rapport de mélange moyen dans une colonne d'air:

$$\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dT} = -\frac{\int_z \frac{d\left(n_T \tilde{\sigma}_{ON}\right)}{dT} dr}{\int_z n_T \tilde{\sigma}_{ON} dr}$$

En considérant un profil de raie Lorentzien (élargissement de la raie d'absorption purement collisionnel), ce qui est une bonne approximation dans le domaine spectral considéré jusqu'à une altitude de 10 km et en utilisant aussi la loi des gaz parfait $\frac{n_T}{n_{T,0}} = \frac{pT_0}{p_0 T}$, on peut montrer que (§ III-9):

$$\frac{d\left(n_T \tilde{\sigma}_{ON}\right)}{dT} \propto \frac{E'' hc}{kT} - 2 - t\frac{\left(\Delta\tilde{\nu}/\gamma_C\right)^2 - 1}{\left(\Delta\tilde{\nu}/\gamma_C\right)^2 + 1} \tag{3.59}$$

Ainsi, pour une température et une largeur spectrale donnée, il existe un niveau d'énergie fondamental *E''* pour lequel la dérivée précédente s'annule. En utilisant le profil standard en température et en pression (RMA) et un profil de raie Lorentzien, on peut calculer un *E''* optimal pour différentes altitudes et décalages spectraux (Fig. 3.15). Remarquons qu'une valeur optimale pour *E''* pour effectuer des mesures dans la couche limite se situe autour de 250 cm^{-1}. Par ailleurs, plus le décalage par rapport au centre de la raie d'absorption est important plus le *E''* optimal est grand.

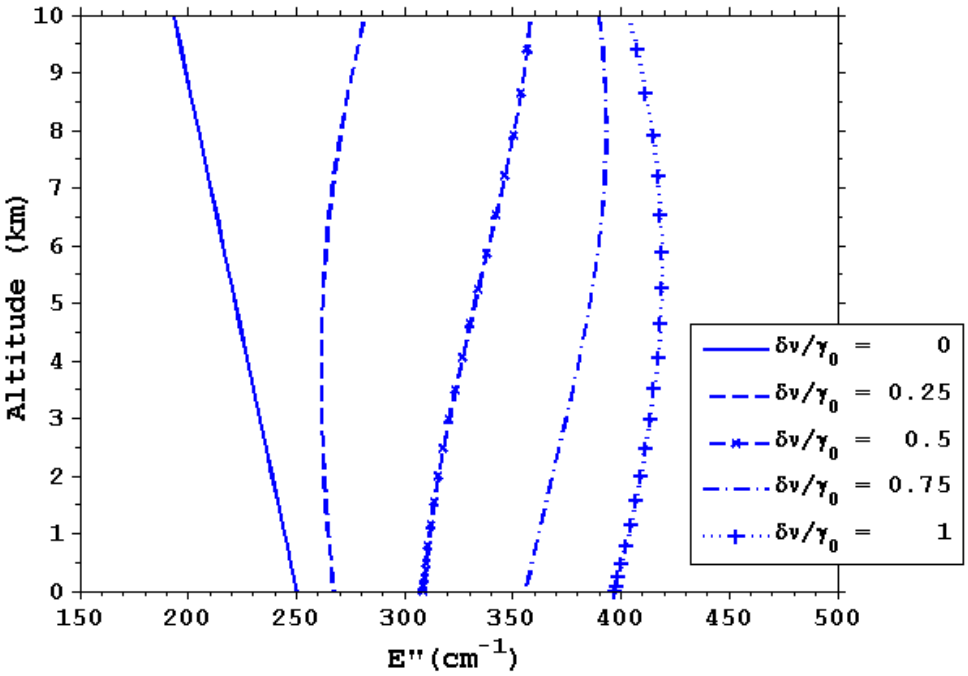


Figure 3.15: Energie optimale du niveau fondamental de la raie d'absorption *E''* pour une insensibilité du rapport de mélange vis-à-vis de la température en fonction de l'altitude et du décalage par rapport au centre de la raie d'absorption

8.3 Spectres et données spectroscopiques pour le lidar LIDIA et les futures mesures DIAL aéroportées ou spatiales dans la bande à 2 µm

Un critère important pour le choix d'une raie d'absorption est une non interférence avec les raies d'autres espèces. La vapeur d'eau est la seule espèce qui a des raies d'absorption de force significative dans la bande spectrale de 2 µm. En utilisant la banque de données HITRAN 2000 on peut représenter des spectres en transmission pour un seul passage vertical dans la basse troposphère (premier kilomètre) qui nous intéresse (Fig. 3.16 - 3.17).

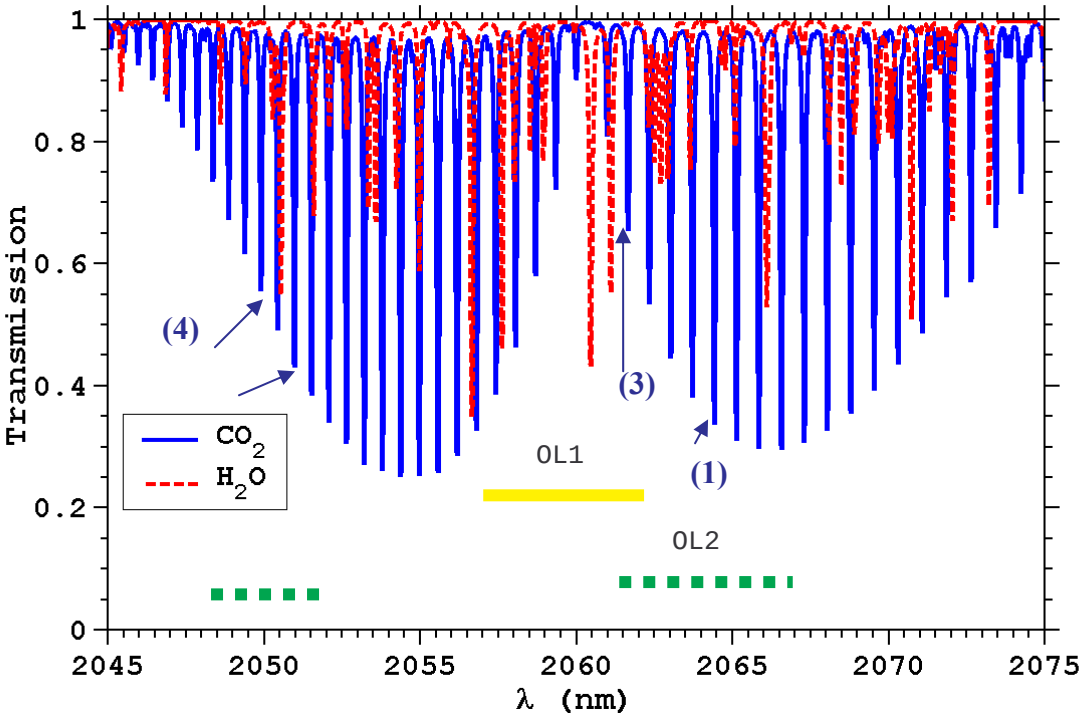


Figure 3.16 : Spectre en transmission des raies d'absorption du dioxyde de carbone et de la vapeur d'eau dans le domaine 2050 – 2070 nm pour 370 ppm de CO_2 et 15 $g.kg^{-1}$ de H_2O pour une colonne d'air de 0 à 1 km d'altitude et domaines d'accordabilité des lasers OL1 et OL2.

On peut remarquer que dans le domaine d'accordabilité de notre laser (OL1 et OL2) seule la raie à 2064.4 nm n'est pas polluée par les raies de vapeur d'eau. En fait les raies à 2063 et 2063.7 nm peuvent aussi convenir mais une correction considérant l'aile de la raie de vapeur d'eau sur les mesures sera nécessaire si on s'écarte du centre de la raie d'absorption du CO_2 (Fig. 3.17).

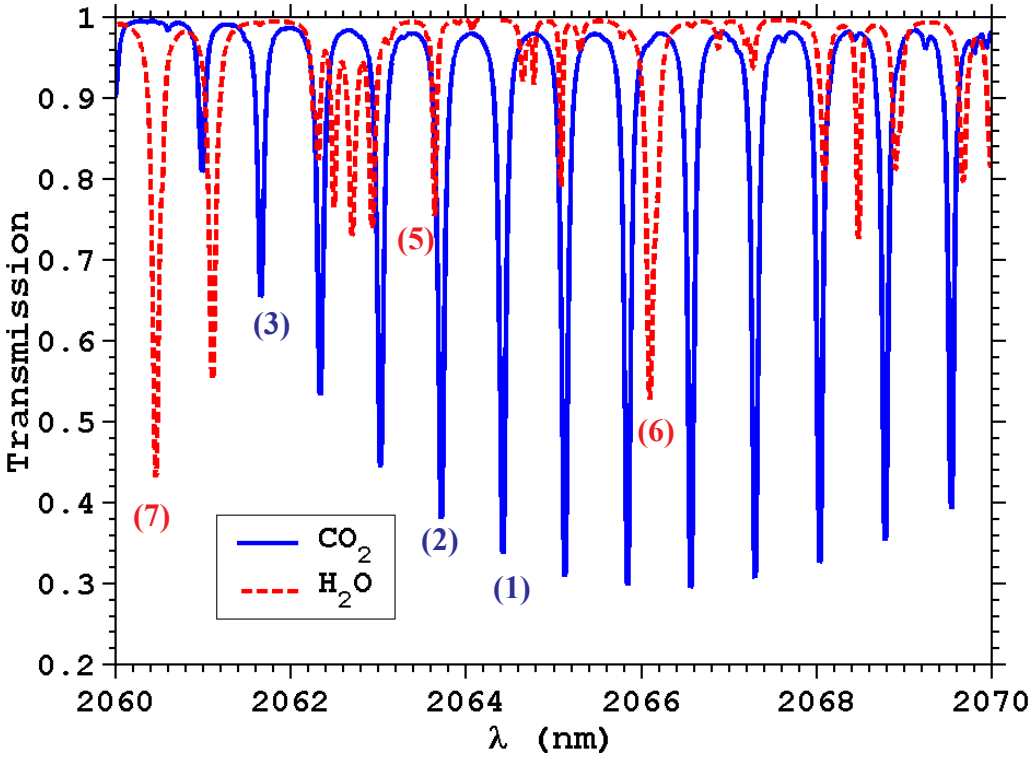


Figure 3.17 : Spectre en transmission des raies d'absorption du dioxyde de carbone et de la vapeur d'eau dans le domaine 2060 – 2070 nm pour 370 ppm de CO_2 et 15 g.kg^{-1} de H_2O pour une colonne d'air de 0 à 1 km d'altitude dans le domaine utilisé expérimentalement avec le lidar LIDIA.

Les raies d'absorption (1), (2) et (3) sont utilisées avec le lidar LIDIA pour effectuer des mesures de CO_2 atmosphérique dans la CLA et la troposphère libre (Chap. V). Cependant comme le montre avec évidence les données spectroscopiques rassemblées dans le tableau 3.4, les raies d'absorption utilisées sont loin d'être insensibles vis-à-vis des variations de température. Des raies d'absorption idéales seraient plutôt les raies (4) et (5) qui seront utilisées dans l'étude de mesures DIAL aéroportées ou spatiales (Chap. VI).

Dans le but d'une étude complète de la photosynthèse, des mesures DIAL de vapeur d'eau peuvent être réalisées en utilisant les raies d'absorption (7) et (8) qui sont en limite du domaine d'accordabilité de nos lasers.

Raie	Longueur d'onde λ_0 (nm)	Nombre d'onde υ_0 (cm^{-1})	Section efficace $\tilde{\sigma}_0$ (cm^2)	Force de raie S_0 (cm.molec^{-1}) at 296 K	Largeur de raie γ_{C0} (cm^{-1})	Coeff. t	Energie du niveau fondamental E'' (cm^{-1})
Raies CO_2							
(1) P12	2064,41	4843,991	1,08 10^{-21}	2,606 10^{-22}	0,077	0,69	60,871
(2) P10	2063,7	4845,63721	9,56 10^{-22}	2,372 10^{-22}	0,079	0,70	42,922
(3) P6	2062,3	4848,88037	6,232 10^{-22}	1,625 10^{-22}	0,083	0,73	16,389
(4) R30	2050,96	4875,749	8,14 10^{-22}	1,74 10^{-22}	0,068	0,78	362,788
Raies H_2O							
(5)	2063,6	4845,81104	4,46 10^{-24}	7,01 10^{-25}	0,050	0,64	1216,232
(6)	2066,1	4840,05176	9,90 10^{-23}	2,8 10^{-24}	0,090	0,64	446,511
(7)	2060,45	4853,299	1,36 10^{-23}	3,59 10^{-24}	0,084	0,64	212,156

Tableau 3.4 : Caractéristiques des raies d'absorption du CO_2 et de H_2O d'après les données spectroscopiques de la banque de données HITRAN [Rothman-98] et GEISA [Jacquinet-Husson-97].

9. ERREURS SYSTEMATIQUES

Selon l'équation 3.23, l'erreur sur une mesure du rapport de mélange est directement liée à l'erreur avec laquelle on restitue la fonction de poids. Cette fonction de poids dépend des profils en température, pression et humidité le long de la trace laser. La mesure lidar ne permet pas de restituer ces paramètres et il n'est pas toujours possible d'obtenir des mesures in-situ par radiosondages le jour des mesures. Les calculs d'erreur qui suivent sont effectués en considérant un profil de raie Lorentzien (élargissement de la raie d'absorption purement collisionnel), ce qui est une bonne approximation dans le domaine spectral considéré jusqu'à une altitude de 10 km.

9.1 Sensibilité d'une mesure DIAL à des paramètres extérieurs : T, P, H_2O

Considérons une forme simplifiée de la fonction de poids dans laquelle n'intervient pas la section efficace OFF :

$$WF = n_a \tilde{\sigma}$$

On obtient alors en utilisant l'équation (3.21) donnant n_a la concentration moléculaire en air sec et les équations (3.53-3.55) décrivant la dépendance de la section efficace en fonction de la température et de la pression pour une raie Lorentzienne :

$$WF(\rho_w, T, P) = n_0 \tilde{\sigma}_0 \frac{1}{1+\rho_w} \left(\frac{T_0}{T}\right)^{2-t} \exp\left[-\frac{E''hc}{k}\left(\frac{1}{T}-\frac{1}{T_0}\right)\right] \frac{1}{1+\left(\Delta\tilde{\nu}/\gamma_C(T,P)\right)^2} \tag{3.60}$$

On remarque que la dépendance vis-à-vis de la vapeur d'eau se trouve seulement dans le premier terme et que la dépendance en pression n'est à considérer que dans le cas où on s'écarte du centre de la raie d'absorption. La variabilité due à la température intervient quelquesoit le positionnement spectral. L'erreur relative apportée le rapport de mélange en CO_2 est donnée par l'équation 3.23 :

$$\frac{\delta\rho}{\rho} = -\frac{\delta(WF)}{WF} \tag{3.61}$$

9.2 Sensibilité vis-à-vis de la vapeur d'eau

D'après les équations précédentes (3.60, 3.61), l'erreur sur un profil en vapeur le long de la trace laser apporte un écart sur le rapport de mélange :

$$\frac{\delta\rho}{\rho} = -\frac{\rho_w}{1+\rho_w}\frac{\delta\rho_w}{\rho_w} \tag{3.62}$$

La figure 3.18 présente des évaluations d'un biais apporté sur une mesure du rapport de mélange en fonction d'un biais relatif de 10 et 100 % sur le rapport de mélange en vapeur d'eau. On constate que

l'erreur apportée est faible, même dans le cadre d'un biais de 10 %, puisque l'erreur apportée sur le rapport de mélange en CO_2 n'est que de ~ 0,1 %. Une surestimation de la quantité de vapeur d'eau dans l'atmosphère entraîne une sous-estimation du rapport de mélange en CO_2. Remarquons aussi que cette erreur est pratiquement localisée à des altitudes où le rapport de mélange en vapeur d'eau est conséquent c'est-à-dire dans la CLA.

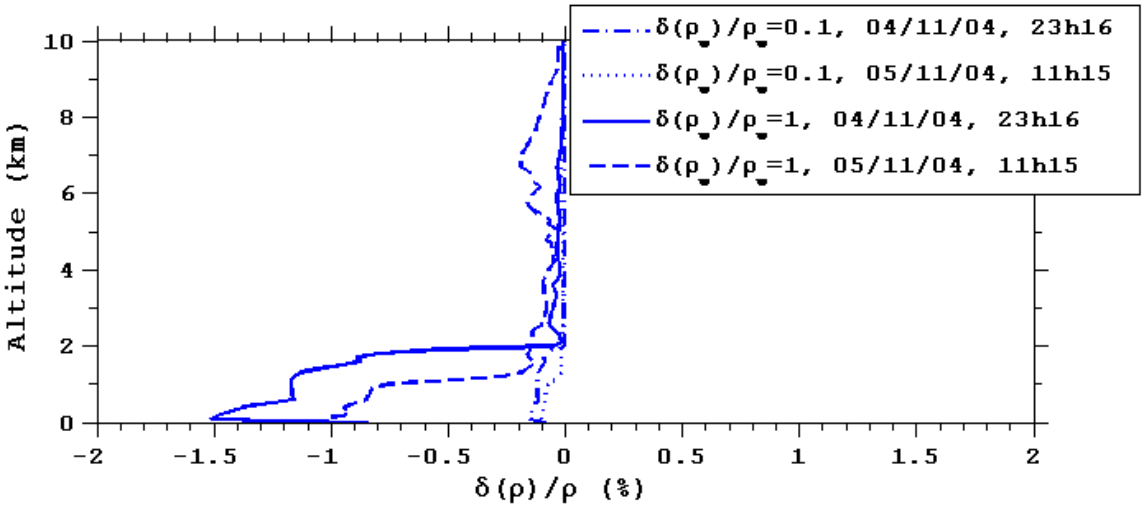


Figure 3.18: Biais apporté sur le rapport de mélange en CO_2 par un biais positif sur le rapport de mélange en vapeur d'eau de 10% et de 100% pour deux radiosondages, l'un pendant la nuit du 04/11/04, l'autre pendant la journée de mesure du 05/11/04.

9.3 Sensibilité vis à vis de la pression de surface

La sensibilité d'une mesure effectuée dans la basse troposphère vis-à-vis de la pression n'est à prendre en compte que lorsqu'on se décale par rapport au centre de la raie d'absorption. L'erreur pertinente à considérer ici est l'erreur sur la pression de surface. D'après les équations précédentes (3.60, 3.61), l'erreur sur la pression de surface apporte un écart sur le rapport de mélange :

$$\frac{\delta\rho}{\rho} = -2\frac{\left(\Delta\tilde{\nu}/\gamma_C\right)^2}{1+\left(\Delta\tilde{\nu}/\gamma_C\right)^2}\frac{\delta P_{surf}}{P_{surf}} \tag{3.63}$$

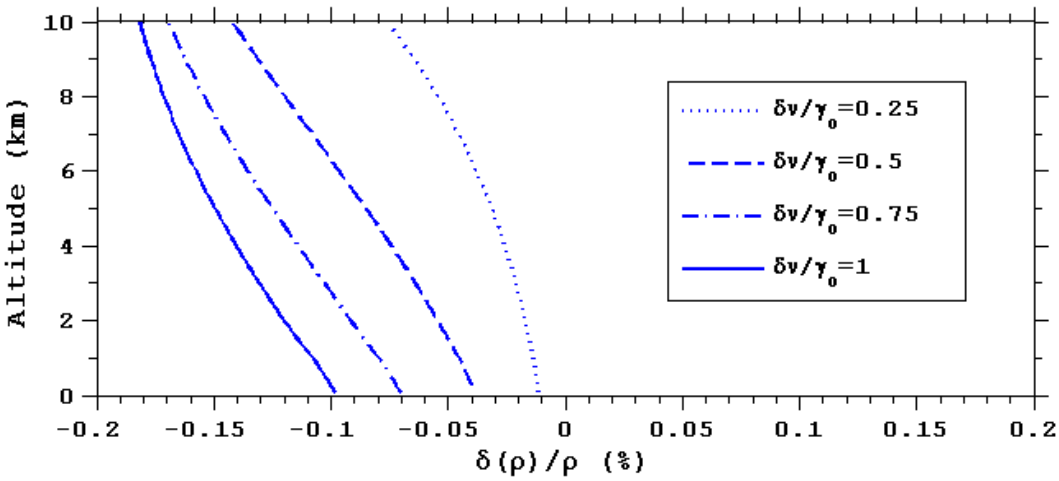


Figure 3.19 : Biais apporté sur le rapport de mélange en CO_2 par un biais positif sur la pression de surface de 1 hPa pour le radiosondage du 04/11/04 et pour la raie d'absorption P10.

Une surestimation de la pression de surface de 0,1 % (soit ~ 1 hPa) entraîne une sous-estimation du rapport de mélange en CO_2 de ~ 0.1 % si le décalage spectral par rapport au centre de la raie d'absorption est de l'ordre de 2 GHz (Fig. 3.19).

9.4 Sensibilité vis-à-vis de la température

D'après les équations précédentes (3.57, 3.58), l'erreur sur un profil en température le long de la trace laser apporte un écart sur le rapport de mélange :

$$\frac{\delta\rho}{\rho} = -\left[\frac{E''hc}{k} - 2 - t\frac{(\Delta\tilde{\nu}/\gamma_C)^2 - 1}{(\Delta\tilde{\nu}/\gamma_C)^2 + 1}\right]\frac{\delta T}{T} \tag{3.64}$$

Un optimum peut être déterminé sur l'énergie du niveau fondamental pour un décalage spectral donné (§ III-8) qui a été développé dans la partie précédente:

$$E'' = \frac{k}{hc}\left[2 + t\frac{(\Delta\tilde{\nu}/\gamma_C)^2 - 1}{(\Delta\tilde{\nu}/\gamma_C)^2 + 1}\right] \tag{3.65}$$

Plus généralement, on remarque deux contributions différentes à l'erreur apportée par la température: la première est liée à l'énergie du niveau fondamental de la transition spectrale, la seconde dépend du décalage spectral par rapport au centre de la raie d'absorption.

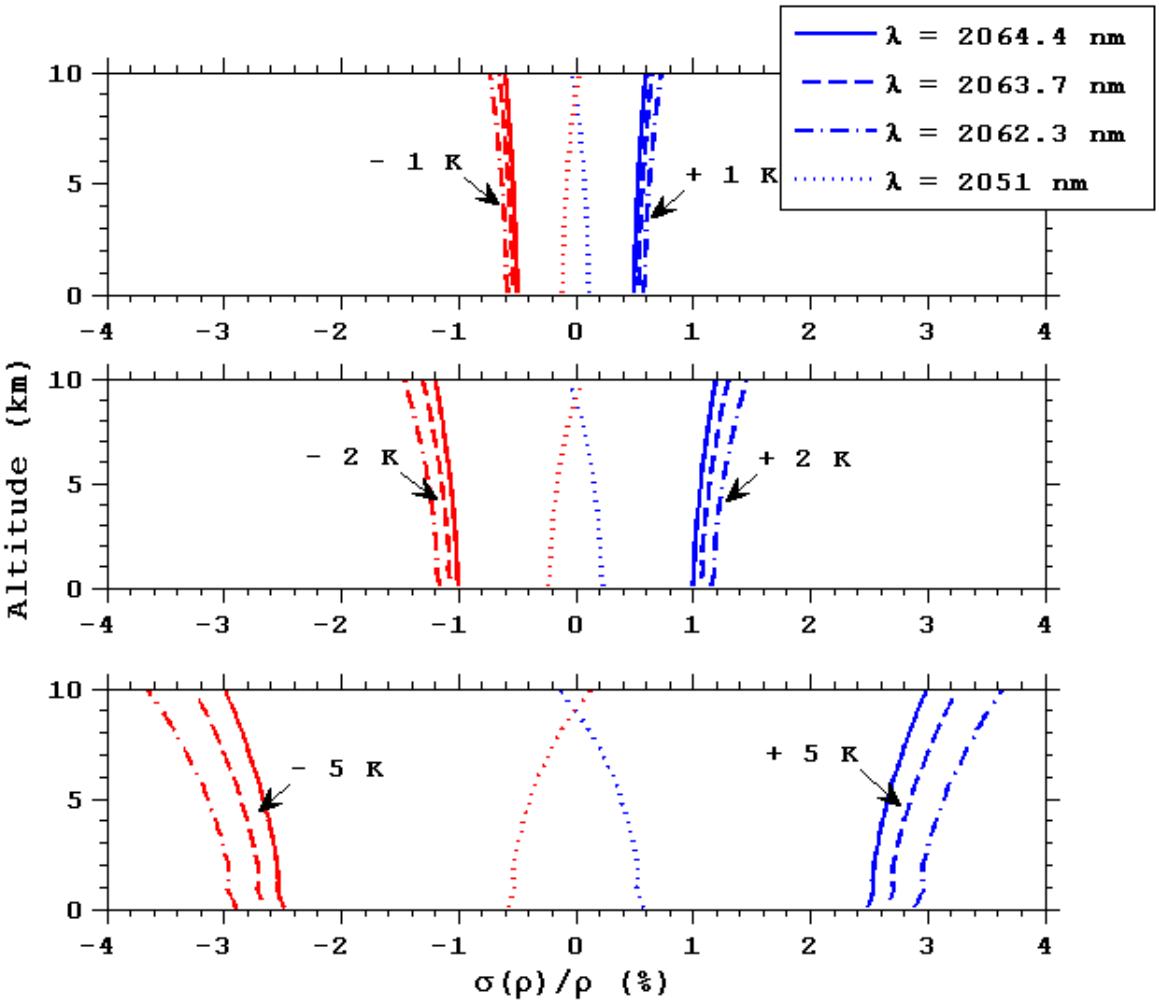


Figure 3.20 : Erreur sur le rapport de mélange en CO_2, pour différentes raies d'absorption, pour des erreurs sur la température de ± 1 K, ± 2 K, ± 5 K et un décalage spectral nul, calculée en utilisant le radiosondage du 04/11/04 à 23h16 (TU).

La figure 3.20 montre que l'erreur sur la température ne devra pas excéder ± 2 K si on veut obtenir une erreur relative sur le rapport de mélange en CO_2 inférieure à 1 %.

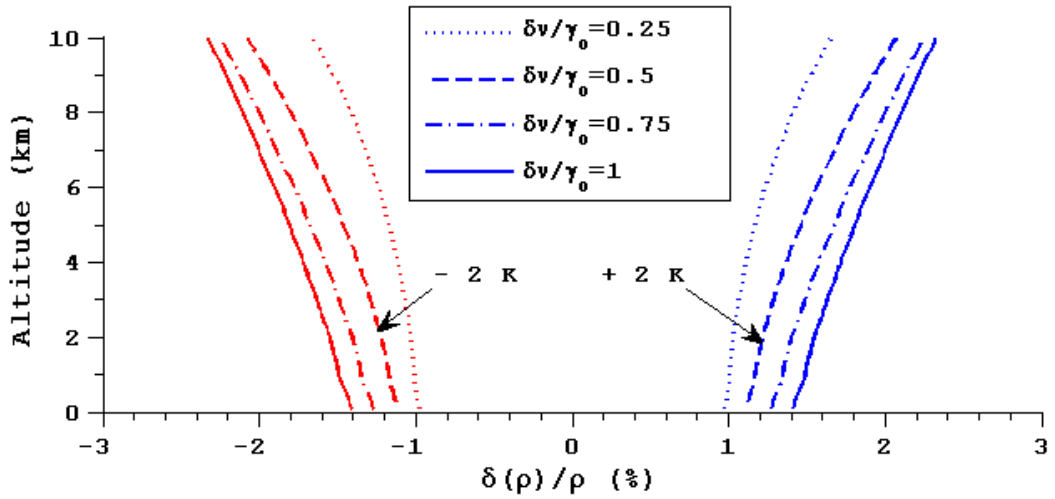


Figure 3.21 : Erreur sur le rapport de mélange en CO_2, pour la raie d'absorption P10, pour une erreur sur la température de ± 2 K, et des différents décalages spectraux, calculée en utilisant le radiosondage du 04/11/04 à 23h16 (TU).

Pour une telle erreur de ± 2 K, un décalage spectral entraîne une augmentation de l'erreur relative sur le rapport de mélange en CO_2 d'environ 0,1 % lorsque le décalage est de ~ 500 MHz dans les premiers kilomètres.

9.5 Autres erreurs systématiques

9.5.1 Rétrodiffusion et extinction résiduelle

L'équation 3.16 donnant l'épaisseur optique s'appuie sur la supposition que les termes de rétrodiffusion et d'extinction K_{ON} et K_{OFF} aux deux longueurs d'onde ON et OFF sont égaux en première approximation compte tenu du faible écart spectral entre λ_{ON} et λ_{OFF}. A 2 µm, domaine spectral du lidar LIDIA, le régime de diffusion est celui de Mie (Fig. 3.3). La dépendance du coefficient de rétrodiffusion β avec la longueur d'onde peut être donné par la loi $\lambda^{-\Lambda}$, avec $1{,}2 < \Lambda < 2{,}5$ selon la nature des aérosols, d'où au premier ordre en $\delta\lambda / \lambda$:

$$Ln\left(\frac{\beta_{ON}}{\beta_{OFF}}\right) \approx \Lambda \frac{\delta\lambda}{\lambda}$$

avec $\delta\lambda = \lambda_{OFF} - \lambda_{ON}$

Considérons un écart spectral de 1 nm, l'erreur apportée alors sur le rapport de mélange en CO_2 est inférieure à 0,1 % [Le Rille-02].

9.5.2 Largeur spectrale de la raie laser

La section efficace de la raie d'absorption qui intervient dans l'équation 3.23 donnant la fonction de poids *WF* n'est pas à proprement parlé la section efficace d'absorption de la raie moléculaire mais correspond plutôt à une section efficace effective, convolution du profil spectral de la raie laser avec le profil de la section efficace de la raie d'absorption. :

$$\tilde{\sigma}_i(p) = \int_{\nu} I_L(\nu)\sigma_i(\nu, p)d\nu \tag{3.66}$$

où $I_L(\nu)$ est la distribution spectrale de l'impulsion émise.

Dans la mesure où le rapport de la largeur laser sur la largeur de la raie d'absorption sondée reste inférieur à 0,2, la contribution aux erreurs systématiques de la largeur laser est inférieure à 0,2 % [Cahen-81].

9.5.3 Approximation DIAL sur la transmission atmosphérique

La transmission atmosphérique relative à l'absorption d'un gaz s'exprime comme le produit de la distribution spectrale de l'impulsion émise avec la transmission relative à chaque composante spectrale :

$$T_{at}(z) = \int_{\nu} I_L(\nu)\exp\left(-\int_{z} n(z)\tilde{\sigma}(\nu, z)dz\right)d\nu \tag{3.67}$$

Pour établir l'équation 3.12 on a supposé en première approximation :

$$T_{at} \approx \exp\left[-\int_{z} n(z)\left(\int_{\nu} I_L(\nu)\sigma(\nu, z)d\nu\right)dz\right] \tag{3.68}$$

Cette approximation est de plus en plus erronée dans le cas où la largeur spectrale de l'impulsion et la variabilité avec la fréquence de la section efficace augmentent.

9.6 Conclusion

En conclusion, l'erreur apportée par une mauvaise connaissance du profil en température le long de la trace du laser est l'erreur systématique prépondérante à considérer pour les mesures expérimentales réalisées à partir du sol, compte tenu des caractéristiques des raies d'absorption sondée avec le lidar LIDIA. Il n'en sera pas de même lorsque nous aborderons les mesures à partir de l'espace (voir Chap. VI)

Références

Cahen C. and G. Mégie, “A spectral limitation of the range resolved differential absorption lidar technique”, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 25, 151-157, (1981)

Churside J. H., H. T. Yura, “Speckles statistics of atmospherically backscattered laser light”, Appl. Opt., 22, (1983)

Dabas A. , “WIND. Télédétection du champ de vent à la méso échelle, par lidar CO_2 hétérodyne aéroporté : physique et traitement du signal”, Thèse, Université Paris VI, (1993)

Dabas A., P. H. Flamant, and P. Salamitou, “Characterization of pulsed coherent Doppler LIDAR with the speckle effect”, Appl. Opt., 33, 6524-6532, (1994)

Elouragini S.,”Etude des nuages par télédétection radar laser (LIDAR) », Thèse, Faculté des Sciences de Tunis, (1995).

Frehlich R. G. and M. J. Kavaya, “Coherent laser radar performance for general atmospheric refractive turbulence”, Appl. Opt., **30**, 5325-5352, (1991)

Goodman J. W. , “Statistical properties of laser speckle patterns”, In J. C. Dainty, Laser Speckle and related Phenomena, chap. 2, 9-73, Springer-Verlag, Berlin, (1975)

Goodman J. W. , “Statistical Optics”, Wiley-Interscience, New York, (1985)
Hunt J. M. , J. F. Holmes, and F. Amzajerdian, “Optimal local oscillator levels for coherent detection using photoconductors”, Appl. Opt., 27, 3135-3141, (1988)

Jacquinet-Husson N. et al, “The 1997 spectroscopic GEISA databank”, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 62, 205-254, (1999).

Measures R. M. , “Laser Remote Sensing – Fundamentals ans applications”, Wiley – Interscience, New York, (1984)

Menyuk N. and D. K. Killinger, “Temporal correlation measurements of pulsed dual CO_2 lidar returns”, Opt. Lett., 6, 301-303, (1981)

Mie. G, “Beiträge zur Optik trüber Medien Speziell Kolloidaler Metallösungen“, Ann. Phys. 25, 337-445, (1908)

Pelon J., “Distribution verticale de l’ozone dans la troposphere et la stratosphere: etude expérimentale par télédétection laser et application aux échanges troposphere-stratosphère”, PhD thesis, Université Paris VI, (1985)

Oh D. , P. Drobinski, P. Salamitou, P. H. Flamant, “Optimal local oscillator power for CMT photo-voltaic detector in heterodyne mode”, Inf. Phys. & Tech., **37**, 325-333, (1996).

Rayleigh L., “On the light from the sky, its polarization and color“, Philos. Mag., 41, 107-120 and 274-279, (1871)

Rothman L. S., C. P. Rinsland, A. Goldman, S. T. Massie, J.-M. Flaud, A. Perrin, V. Dana, J.-Y. Mandin, J. Schroeder, A. Mc Cann, R. R. Gamache, R. B. Wattson, K. Yoshino, K. Chance, K. Jucks, L. R. Brown, and P. Varanasi, “the HITRAN molecular spectroscopic database and HAWKS (HITRAN Atmospheric Workstation): 1996 edition”, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, **60**, 665-710, (1998)

Rye B. J. and R. M. Hardesty, “Detection techniques for validating Doppler estimates in heterodyne lidar”, Appl. Opt., 36, 1940-1951, (1997)

Van Vliet K. M. , “Noise limitations in solid state detectors”, Appl. Opt., 6, 1145-1169, (1967)

CHAPITRE IV

Le lidar Doppler DIAL LIDIA

Lidar pour la mesure du Dioxyde de carbone Atmosphérique

Ce chapitre présente les caractéristiques de l'instrument réalisé pour effectuer des mesures DIAL du rapport de mélange en CO_2 atmosphérique. Le lidar a été conçu à partir d'un lidar Doppler déjà existant [Bruneau-97, Bruneau-98, Bruneau-00, Delmonte-97, Le Rille-00]. Les principales modifications et caractéristiques de l'instrument sont présentées sur les figures 4.1 et 4.2 et rassemblées dans le tableau 4.1. Dans un premier temps on décrit les éléments principaux du banc d'optique monté au laboratoire : oscillateurs locaux ON et OFF, cavité laser pulsée, contrôle spectral et réception des signaux…. Le traitement du signal y est décrit dans le but d'introduire les résultats expérimentaux.

Plan

1. INJECTEURS ET OSCILLATEURS LOCAUX ……131
1.1 Description……131
1.2 Performances des différents cristaux……132
1.3 Accordabilité et filtrage spectral……133
1.4 Injecteur et oscillateur local……...134

2. LA SOURCE LASER PULSEE A 2 MICRONS……136
2.1 Description……136
2.2 Injection, système anti-retour et synchronisation……..137
2.3 Caractéristiques du laser pulsé à 2 microns……...139
2.4 Conclusion……143

3. CONTRÔLE SPECTRAL……144
3.1 Cuve photoacoustique……144
3.2 Stabilité fréquentielle du laser pulsé: fluctuations, dérive……146

4. RECEPTION ET ACQUISITION DES SIGNAUX……149
4.1 Détection des signaux utiles ……..149
4.2 Exploitation des signaux……150
4.3 Acquisition des signaux……151

5. TRAITEMENT DU SIGNAL……..152
5.1 Signal de référence……152
5.2 Signal atmosphérique……153
5.3 Estimateur Squarer……157
5.4 Estimateur de Levin……...…158
5.5 Mesure de vitesse radiale……..160
5.6 Mesure de coefficient de rétrodiffusion : $\beta_{ON/OFF} T^2_{at_ON/OFF}$ ……161
5.7 Mesure de l'épaisseur optique : τ ……162

Références……163

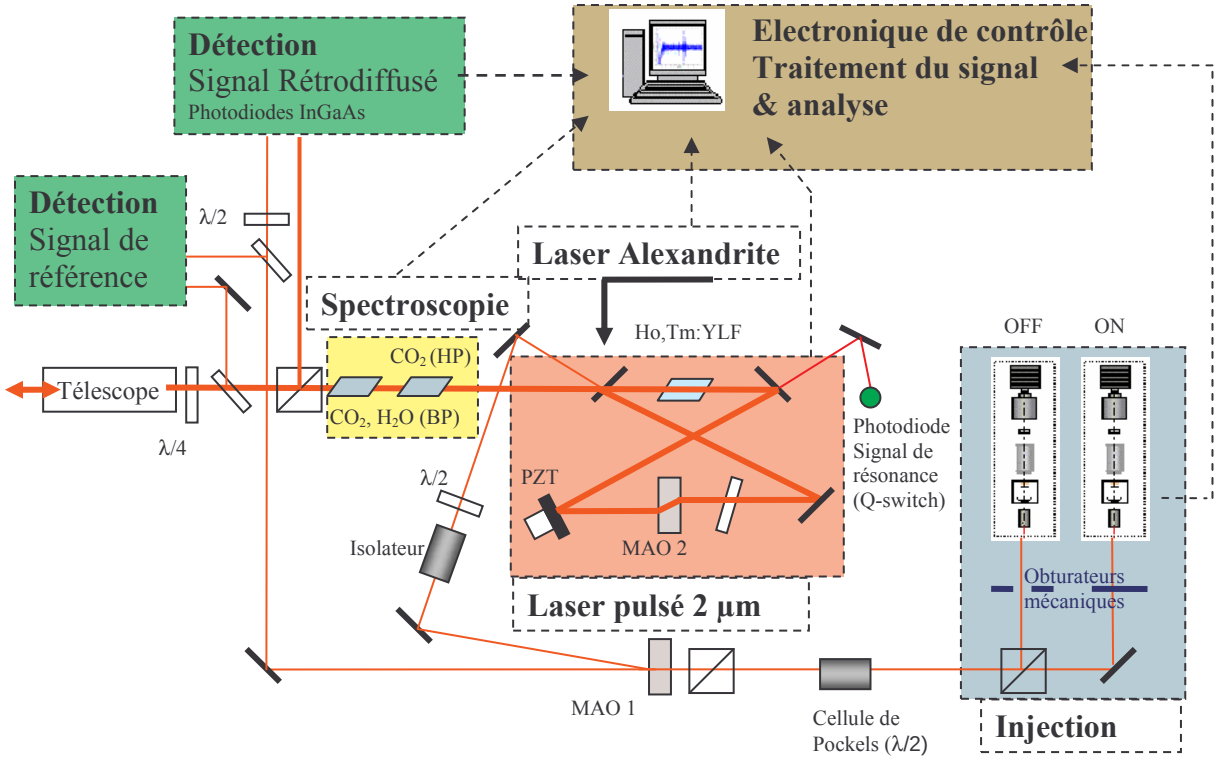


Figure 4.1 : Diagramme général du lidar Doppler DIAL LIDIA

Cristal	Tm, Ho : YLF
Domaine d'accordabilité	2050-2065 nm
Energie par impulsion	10 mJ
Fréquence de repetition des impulsions (paire ON-OFF)	5 Hz
Largeur temporelle de l'impulsion (HWHM)	230 ns
Largeur fréquentielle de l'impulsion (HWHM)	2.5 MHz
ON (cristal: Tm, Ho : YLF)	7 mW monomode transverse et longitudinal
OFF (crystal: Tm, Ho : $LuLiF_4$)	7 mW monomode transverse et longitudinal
Fréquence de battement heterodyne (MAO1)	25 MHz
Diamètre du télescope	100 mm
Détection équilibrée	Photodiodes InGaAs (η=70%)
Bande passante de la détection	50 MHz
Acquisition des signaux	8 bits/ 125 MHz

Tableau 4.1 : Caractéristiques du système expérimental.

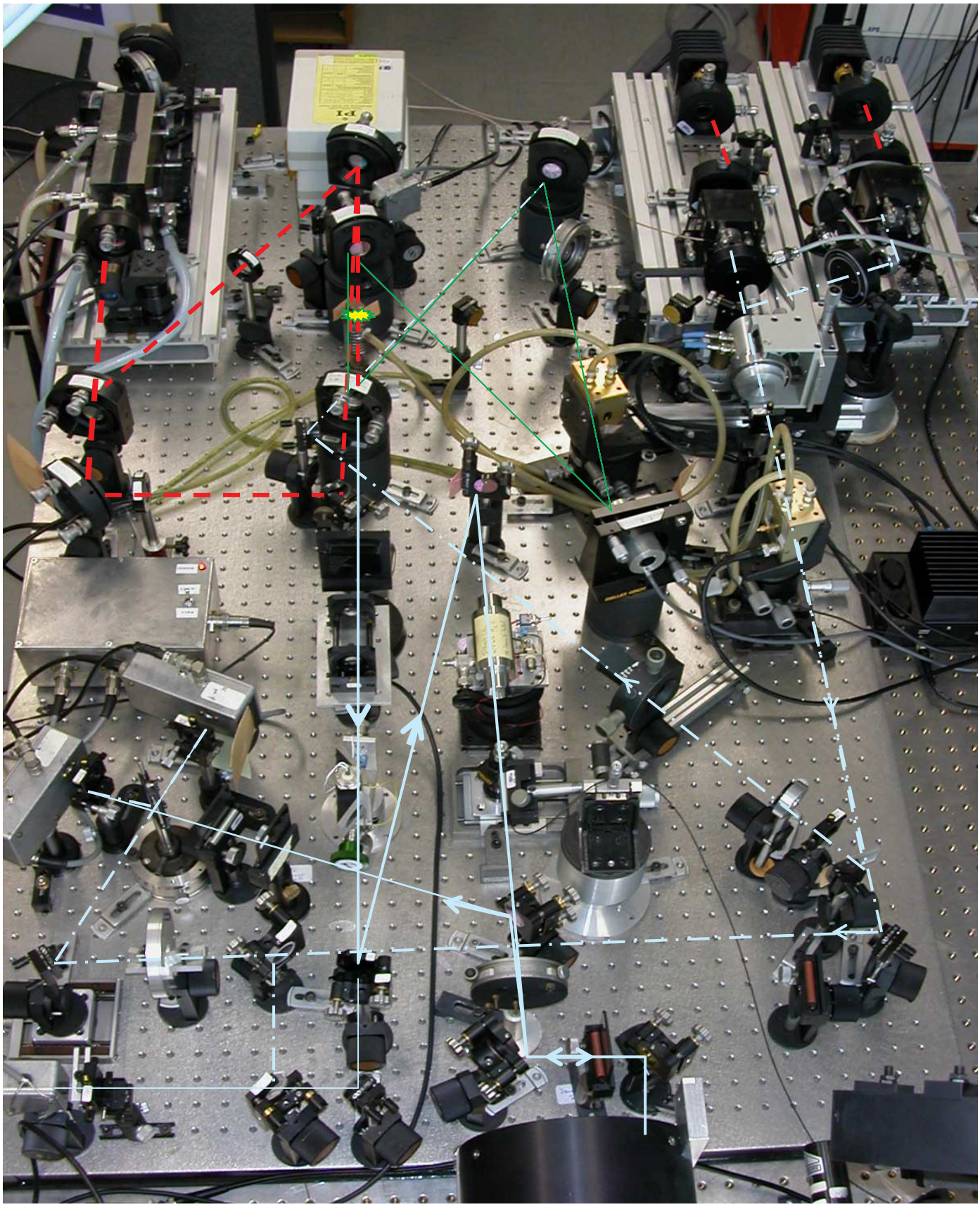


Figure 4.2 : Photographie du système expérimental

1. INJECTEURS ET OSCILLATEURS LOCAUX

1.1 Description

Les lasers continus sont constitués d'un ensemble de pompage et d'une cavité laser hémisphérique. Cette cavité laser est délimitée par la face externe du cristal et par la face concave d'un coupleur de sortie. Ces lasers sont dits « quasi-trois niveaux » et requièrent en conséquence un pompage relativement élevé pour être exploitables. Un schéma de l'ensemble est présenté sur la figure 4.3.

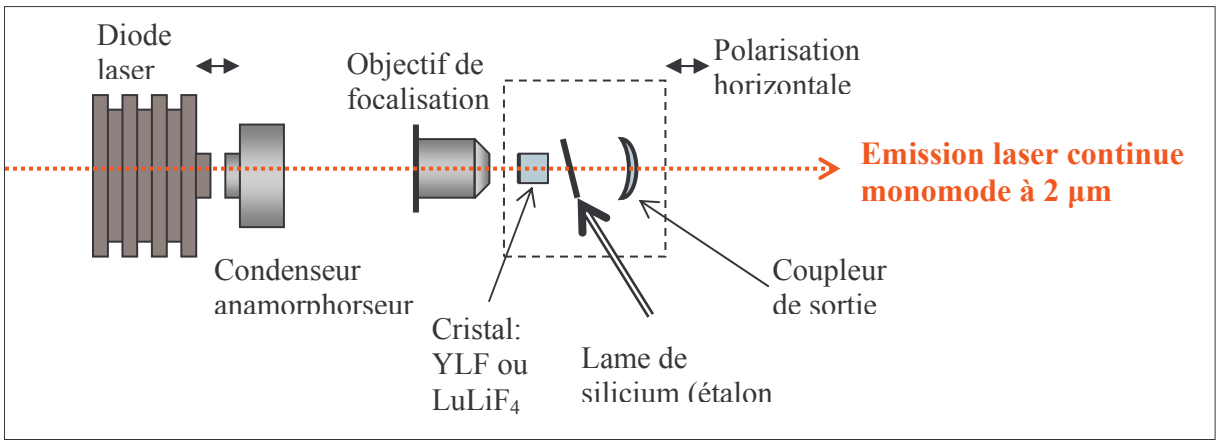


Figure 4.3 : Schéma de l'oscillateur continu. Il est constitué d'un cristal de Tm,Ho :YLF ou de Tm, Ho :$LuLiF_4$, pompé par diode laser AlGaAs à 780 nm. L'émission est monomode transverse et longitudinale et accordable dans la bande 2050-2060 nm.

Le pompage est effectué longitudinalement par une diode laser AlGaAs (type SDL 2352 H1) refroidie par effet Peltier. L'accord spectral de la diode se fait en température et sa puissance nominale est d'environ 500 mW à 780 nm pour une intensité de 800 mA. L'émission est multimode et possède une enveloppe spectrale de largeur à mi-hauteur d'environ 2 nm. Le faisceau est collimaté avec un objectif de 8 mm de focale appelé condenseur puis corrigé en astigmatisme au moyen d'une paire de prismes anamorphoseur. Il est ensuite focalisé sur le cristal par un objectif de 22.5 mm de focale. La répartition de l'intensité de pompage peut être représentée par un faisceau gaussien elliptique de waist 24 µm × 4 µm.

Le cristal est un cylindre de 3 mm de diamètre et de 2 mm de longueur, taillé avec l'axe optique perpendiculaire à la génératrice. Les cristaux d'YLF ($LiYF_4$) ou de $LuLiF_4$ sont dopés aux ions thulium (Tm^{3+}) et holmium (Ho^{3+}). La face externe est traitée HR de 2000 nm à 2100 nm et transmet 95 % de la puissance de pompage à 780 nm. La face interne (inclinée de 2°) est traitée anti-reflet de 2000 nm à 2100 nm afin d'éviter une sélection spectrale parasite. Le cristal est entouré d'indium et monté sur une pièce en cuivre. Un échangeur à effet Peltier pourrait permettre de mieux réguler la température du cristal bien que l'effet d'une élévation de température semble avoir peu d'effet sur le rendement (pour un cristal d'YLF) [p123 thèse Delmonte].

Le coupleur de sortie de transmission 1,75 % est monté dans un transducteur piézo-électrique (PZT) afin de pouvoir faire varier la longueur de la cavité sur plusieurs µm.
La diode est polarisée horizontalement. L'axe optique du cristal est orienté horizontalement de manière à présenter l'absorption maximale au faisceau de pompe. L'émission laser est polarisée parallèlement à l'axe optique.

1.2 Performances des différents cristaux

Pendant la thèse différents cristaux ont été testés (cristaux d'YLF et de LuLiF4 de différents dopages et longueurs) dans le but d'obtenir un meilleur rendement quantique. Les courbes de puissance pour deux lasers avec des cristaux YLF et $LuLiF_4$ et des étalons en silicium différents sont présentées sur la figure 4.4 et les caractéristiques des émissions laser sont rassemblées dans le tableau 4.2.

		Seuil (mW)	$P_{extraite}$ (mW)	P_{pompe} (mW)	η (%)
YLF	Sans étalon	60	28	650	6
	Etalon 1	60	14	650	2.6
LuLiF4	Sans étalon	70	23	380	8
	Etalon 2	90	4.3	380	1.6
	Etalon 1	90	7.2	380	2.4

Tableau 4.2 : Principaux résultats des extractions de puissance. La longueur d'onde de la diode de pompage est 780 nm pour le YLF et 781 nm pour le LuLiF4.

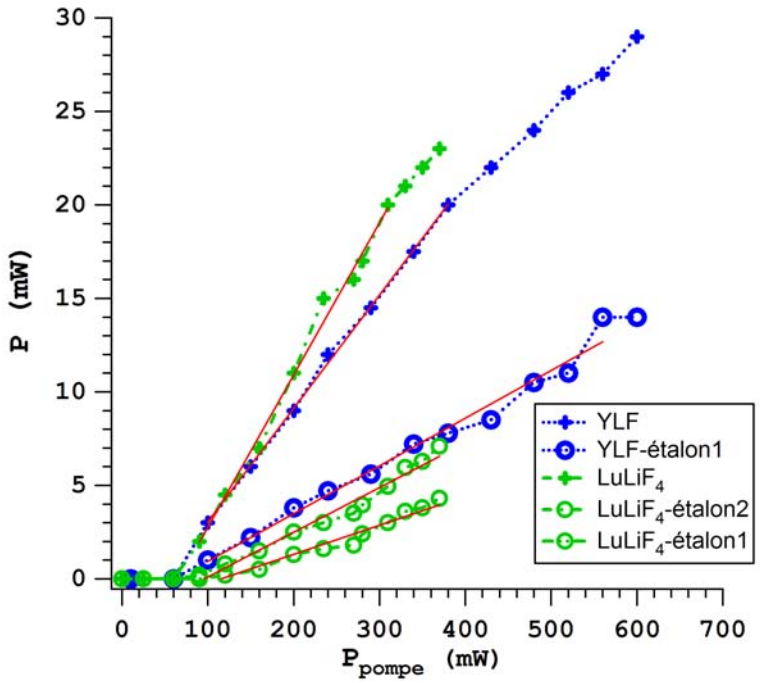


Figure 4.4 : Comparaison des résultats d'extraction de puissance, pompage par diode, cristal de YLF et de LuLiF4 et utilisation de différents étalons dans la cavité laser.

Le seuil d'émission laser est de l'ordre de 60-70 mW pour les deux lasers. Le rendement semble meilleur pour le cristal de LuLiF4 que pour le YLF. En absence d'éléments sélectifs dans la cavité laser le spectre d'émission est constitué de deux bandes centrées autour de 2050 et 2065 nm pour le YLF et autour de 2054 (faible) et 2067.5 nm (forte) pour le LuLiF4. la largeur des bandes est

d'environ 3 nm modulées avec une période d'environ 0 ,7 nm, correspondant aux interférences entre les faces du cristal de longueur 2 mm.

1.3 Accordabilité et filtrage spectral

L'objectif est d'accorder l'émission laser et de réduire sa largeur spectrale. Pour cela on insère dans la cavité laser un étalon de Fabry-Perot, constitué d'une lame de silicium d'environ 50 µm d'épaisseur.
Un tel étalon peut provoquer plus ou moins de perte dans la cavité laser suivant si sa bande passante est plus ou moins proche de la bande d'émission du laser. La figure 4.4 nous montre que l'utilisation de l'étalon 1 dans la cavité laser contenant un cristal de LuLiF4 entraîne une diminution plus forte de la puissance que lorsque qu'il est utilisé avec un cristal d'YLF.
L'intervalle spectral libre pour une telle lame de silicium (n = 3.45, $\Delta\lambda = \lambda^2/(2n\cos(\theta)))$ $\Delta\lambda$ est de l'ordre de 12 nm. Lorsque l'émission est centrée autour de 2065 nm, la faible transmission de l'étalon autour de 2050 nm ne permet pas une émission simultanée sur cette transition. Cependant une faible inclinaison de l'étalon peut faire basculer brusquement l'émission d'une bande à l'autre comme nous le montre la figure 4.5 (OL2 λ).
Une augmentation de l'inclinaison de l'étalon augmente globalement les pertes dans la cavité ce qui entraîne une baisse de puissance.

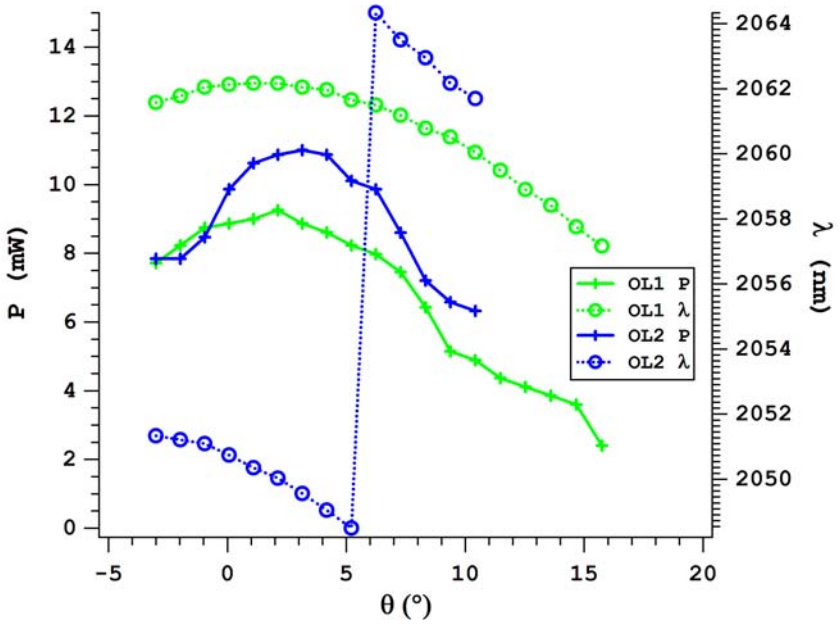


Figure 4.5 : Comparaison des extractions de puissance et de la longueur d'onde d'émission pour deux lasers continus comportant les mêmes cristaux d'YLF (longueur, dopage) et des étalons de silicium différents.

La longueur de la cavité est de l'ordre de 2,1 cm. L'intervalle spectral libre, écart entre deux modes longitudinaux, est d'environ 7 GHz ($\Delta\nu = c/2l$, l longueur de la cavité) soit 100 pm. L'émission monomode est obtenue par ajustement de la longueur de la cavité laser à l'aide du PZT de manière à faire coïncider un mode de la cavité avec le maximum de transmission de l'étalon.
En conclusion, les sources lasers continues ainsi constituées délivrent une puissance d'environ 9 à 14 mW (le facteur limitant en puissance est la puissance de la diode laser utilisée) monomode. Le domaine d'accordabilité dépend de l'étalon choisi et s'étale sur environ 4 nm

1.4 Injecteur et oscillateur local

Un lidar DIAL nécessite l'utilisation de deux lasers continus ON et OFF délivrant des émissions lasers bloquées respectivement sur et en dehors d'une raie d'absorption du gaz à mesurer.

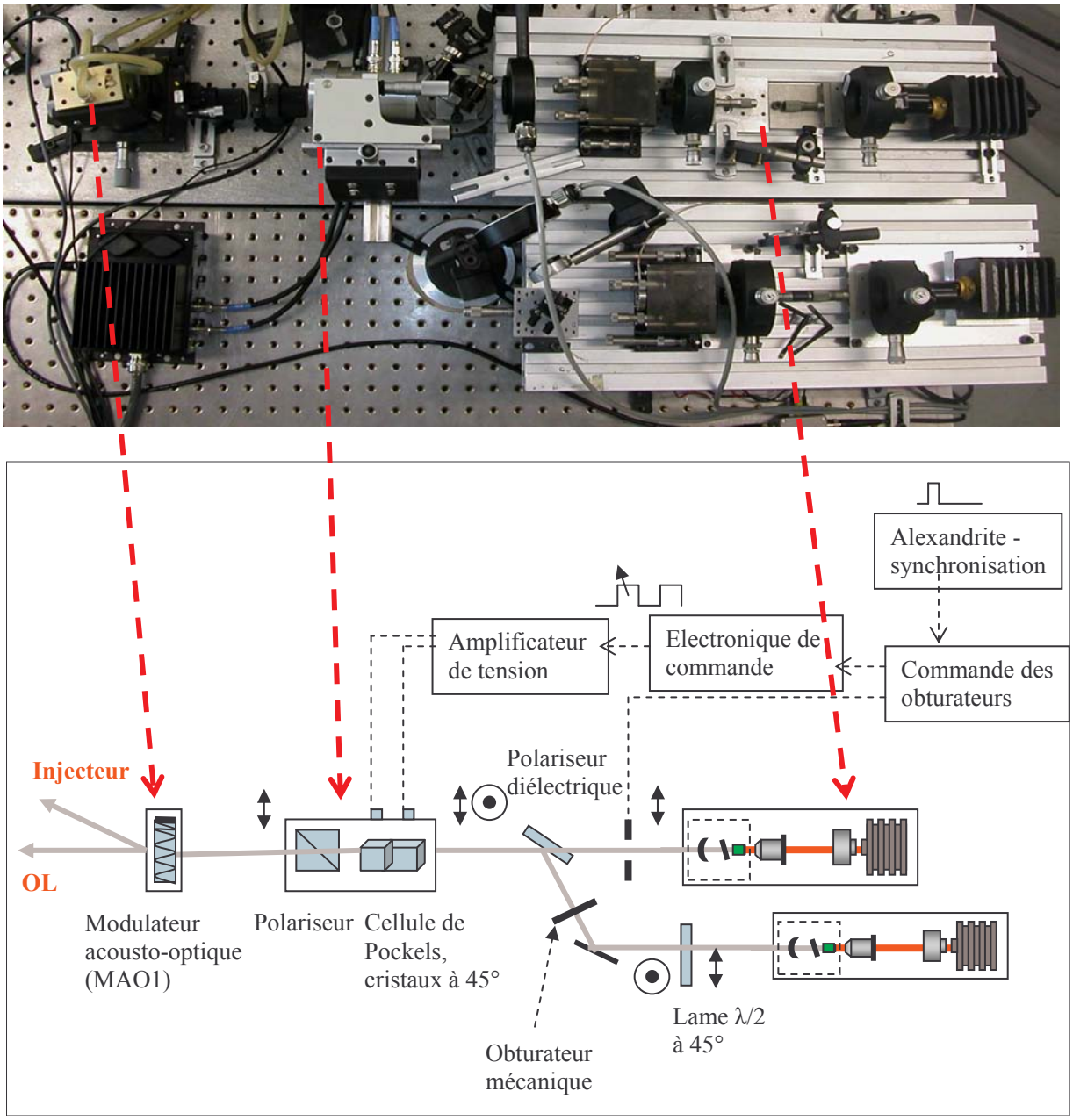


Figure 4.6 : Photographie et schéma du système ayant pour objectif l'émission alternée des lasers continus ON et OFF servant à la fois d'oscillateur local et d'injecteur.
L'alternance des émissions lasers s'effectue grâce à un système d'obturateurs mécaniques, de polariseur et d'un système électro-optique (Fig. 4.6). L'objectif du système est d'alterner l'émission de deux longueurs d'onde ON (absorbée) et OFF (non absorbée) sans perte de puissance tout en conservant la même polarisation.

La première étape est la recombinaison des faisceaux ON et OFF à l'aide d'un polariseur diélectrique à incidence de Brewster. On obtient en sortie des faisceaux ON et OFF avec des polarisations croisées.

Pour rétablir la même polarisation on utilise alors une cellule de Pockels à laquelle on applique une tension $V_{\lambda/2}$ alternativement. La cellule de Pockels est formée de deux cristaux de LTA de 20 mm de long, traités AR à 2100 nm et de transmission totale 90 %. La tension $V_{\lambda/2}$ pour ce type de cristaux est de 605 V à 2100 nm. Cette tension est établie finement grâce à une petite électronique de commande, synchronisée sur le signal commandant l'ouverture et la fermeture des obturateurs mécaniques et amplifiée dans un deuxième temps.

En sortie de la cellule de Pockels on obtient alors les émissions laser ON et OFF initiales avec une perte d'énergie d'environ 20 % et la même polarisation horizontale.

La commande des obturateurs se fait grâce à une bascule électronique synchronisée sur la commande du laser Alexandrite. Les schémas des circuits électroniques sont ajoutés en annexe (ANNEXE A).

Le faisceau laser passe ensuite au travers d'un modulateur acousto-optique (MAO1). Celui-ci est constitué d'un cristal de silice fondue (n=1.44) de 60 mm de long dont les faces sont taillées à l'angle de Brewster et sur lequel est appliqué un transducteur piézo-électrique. L'onde acoustique générée dans le cristal induit une modification périodique de l'indice de réfraction et par suite la constitution d'un réseau de diffraction de Bragg pour l'onde optique incidente. Il en résulte la création d'un faisceau diffracté (ordre 1) contenant environ 30 % de la puissance incidente et décalé en fréquence de 25 à 30 MHz par rapport au faisceau directement transmis (ordre 0). L'angle de diffraction entre les faisceaux vaut environ 5 à 8° (ceci dépend comme pour l'écart en fréquence et la puissance du faisceau diffracté de l'incidence et de la position du faisceau incident par rapport au cristal).

Le faisceau direct est dirigé ensuite sur le bloc de détection où il servira d'oscillateur local pour la détection hétérodyne. Le faisceau diffracté et décalé en fréquence est injecté dans la cavité laser pulsée déclenchée.

2. LA SOURCE LASER PULSEE A 2 MICRONS

2.1 Description

Le laser pulsé est constitué d'une cavité en anneau et d'un cristal YLF (Fig. 4.7).

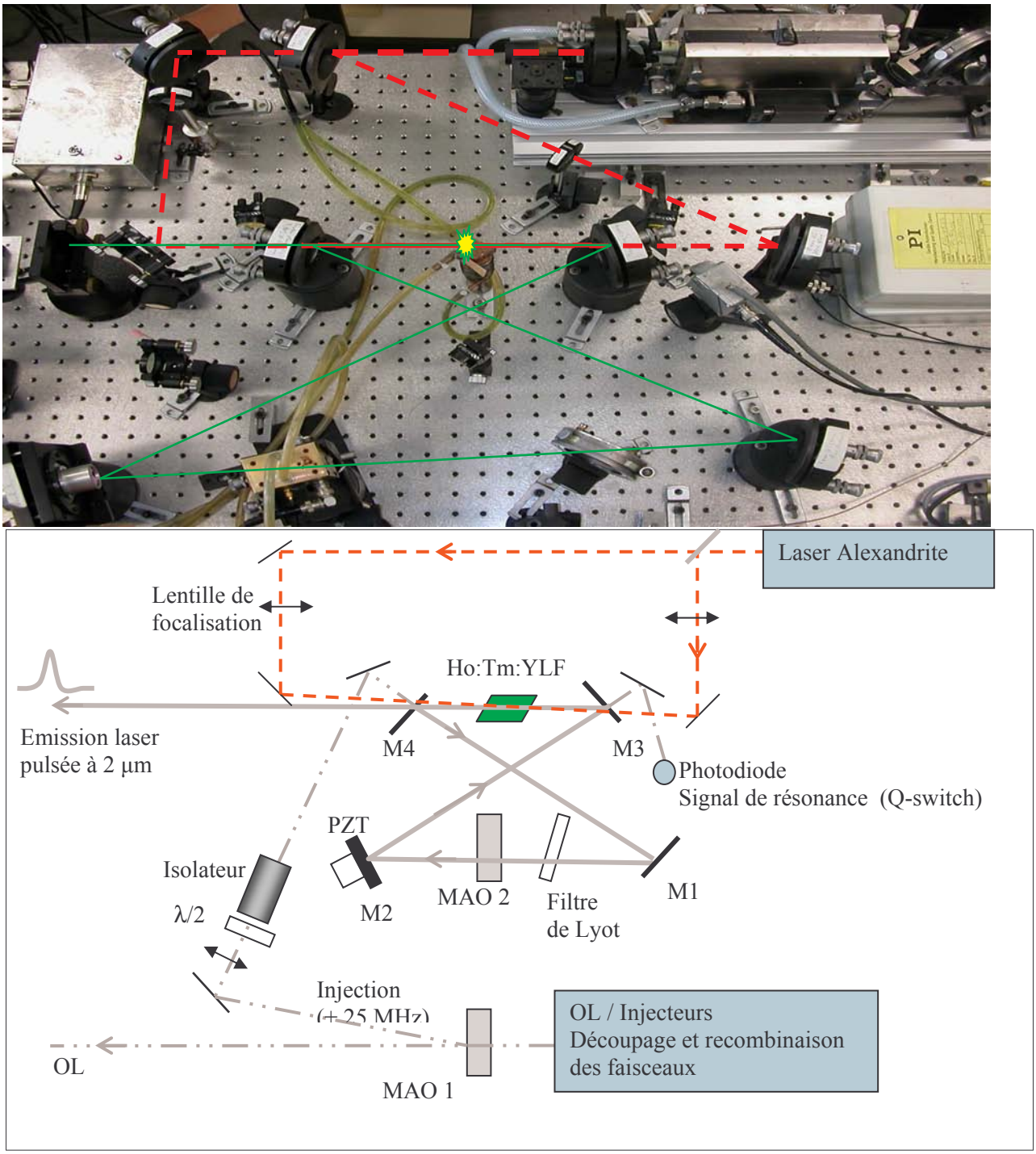


Figure 4.7 : Photographie et schéma : de la source laser pulsée à 2 µm, de l'injection et du système anti-retour.

La cavité en anneau symétrique de 1,3 m de longueur comprend deux miroirs concaves de rayon de courbure 400 mm (M1 et M2 – traités R_{max} à 2100 nm), un miroir plan (M3 traité R_{max} à 2100 nm) et un coupleur de sortie plan (M4 – transmission T= 90% entre 2000 et 2100 nm).
Le milieu amplificateur est un barreau de Tm,Ho :YLF de 4 mm de diamètre et 20 mm de longueur, placé au niveau d'un waist de la cavité en anneau. Il est monté dans un bloc de cuivre afin de contrôler et maintenir sa température proche de l'ambiante au moyen d'un circuit d'eau (~ 15°C). Les deux faces du cristal sont taillées à l'angle de Brewster et l'axe optique est dans le plan d'incidence des faces. Le calcul du waist du faisceau dans le cristal donne une valeur d'environ 500 µm.

Un filtre de Lyot formé d'une lame de Quartz (n_0=1.52, n_e=1.53 à 2100 nm) de 10 mm de largeur est insérée dans la cavité afin d'accorder grossièrement la bande spectrale d'émission du laser pulsé avec la longueur d'onde des injecteurs.

Un modulateur acousto-optique (MAO2), fonctionnant en régime de Bragg, est placé dans la cavité (sous incidence de Brewster) afin de permettre une émission laser déclenchée (« Q-switch ») [Clakson-92]. Dans un premier temps les pertes de la cavité sont maintenues à un niveau élevé pour empêcher l'émission laser. Une partie de l'énergie circulant dans la cavité est perdue par diffraction au travers du MAO2. Lorsque l'énergie stockée dans le milieu amplificateur devient suffisante, le modulateur est coupé et les pertes brutalement abaissées. Le fort gain obtenu permet l'émission d'une impulsion courte (quelques centaines de ns au lieu de plusieurs µs en mode relaxé) et de puissance crête élevée.

Le pompage est effectué longitudinalement par un laser Alexandrite [Walling-80, Delmonte-97, Le Rille-02]. Le laser Alexandrite fonctionne en régime relaxé à une fréquence de répétition de 10 Hz et délivre des impulsions de largeur à mi-hauteur 75 µs et d'énergie ~ 500 mJ. Le faisceau de l'Alexandrite traverse un système optique afocal de grossissement 2 et est ensuite divisé en deux faisceaux d'égale intensité avec une lame séparatrice pour permettre après focalisation sur le cristal YLF un pompage efficace de celui-ci par ses deux faces.

2.2 Injection, système anti-retour et synchronisation

Le faisceau d'injection issu d'un des lasers continus est focalisé (waist au niveau du cristal) puis passe par un système anti-retour constitué d'une lame λ/2 et d'un isolateur de Faraday. Un rotateur de Faraday est constitué d'un matériau (HoYAG) ayant des propriétés de biréfringence circulaire. L'angle de rotation (qui est ici de 45°) est proportionnel à l'épaisseur du matériau traversé. Deux polariseurs placés en entrée et en sortie du matériau orientés à 45° l'un de l'autre assure l'extinction de toute réflexion : impulsion relaxée ou déclenchée se propageant dans le sens inverse de l'injection (Fig. 4.7). Une telle réflexion peut perturber les oscillateurs continus et provoquer un battement hétérodyne parasite au niveau du bloc de détection.

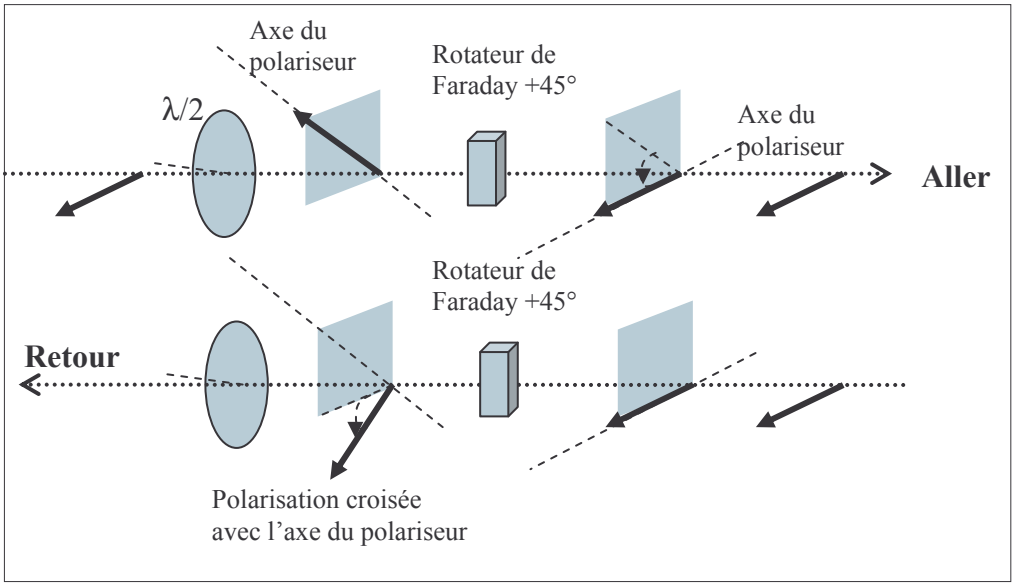


Figure 4.8 : Système anti-retour sur le trajet du faisceau d'injection

Le faisceau issu des lasers continus ON et OFF est ensuite injecté dans la cavité. Le mode longitudinal le plus proche spectralement de la fréquence de l'injection est amplifié et sature le gain avant que les autres modes aient atteint leur seuil. Pour se faire, la cavité du laser pulsé doit être accordé spectralement sur la fréquence d'injection (autrement plusieurs modes peuvent être amplifiés). Ceci est réalisé à l'aide d'un transducteur piézo-électrique placé sur le miroir M2 qui fait varier la longueur de la cavité à une vitesse de 3 nm/µs (soit un balayage fréquentiel de 0,66 MHz/ µs). La résonance de l'émission injectée avec un mode de la cavité est détectée à l'aide d'une photodiode InGaAs puis amplifiée. La résonance la plus proche du maximum de gain est sélectionnée pour déclencher le MAO2 et l'émission de la cavité.
Dans ces conditions, l'injection force l'émission déclenchée dans une seule direction avec un contraste élevé (>99%) en théorie. En pratique une plus ou moins grande partie de l'énergie est émise en sens inverse suivant le niveau de puissance de l'injection. Expérimentalement une puissance d'injection inférieure à 1 mW entraîne deux difficultés majeures : une partie non négligeable de l'énergie est émise en sens inverse qui n'est pas coupée entièrement par l'isolateur de Faraday et surtout il est beaucoup plus difficile d'obtenir une émission déclenchée (le signal de résonance est trop faible).

La synchronisation des différentes opérations précédentes est présentée en figure 4.9. L'instant initial est donné par l'impulsion de pompage du laser Alexandrite. Pour éliminer le problème de réflexion parasite sur les injecteurs, le fonctionnement du MAO1 est arrêté 0,8 µs après le déclenchement du MAO2. Ainsi le retour dans l'injecteur est supprimé lors du maximum d'intensité de l'impulsion déclenchée.

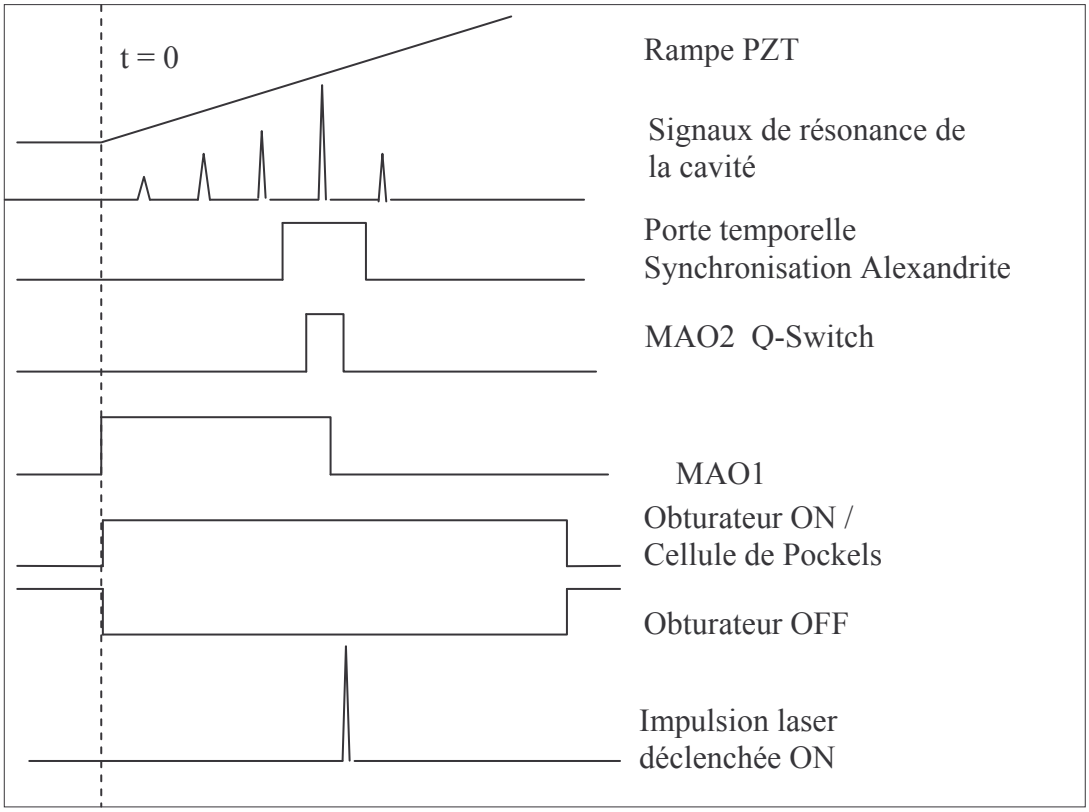


Figure 4.9 : chronogramme du laser pulsé du lidar DIAL LIDIA

2.3 Caractéristiques du laser pulsé 2 µm

L'extraction d'énergie de l'oscillateur déclenché et injecté est similaire à celle déjà présentée dans des travaux précédents [Delmonte-97]. Le seuil d'émission est de 300 mJ et la pente d'extraction est environ de 5 %. Une énergie maximale de 10 mJ est obtenue pour une puissance de pompe de 600 mJ. En fait ces caractéristiques dépendent beaucoup de la longueur d'onde centrale de l'impulsion émise.

L'émission laser est polarisée horizontalement et parallèlement à l'axe optique du barreau YLF. Les caractéristiques des impulsions émises ON et OFF sont obtenues à partir du signal de battement, mélange hétérodyne entre l'impulsion et l'oscillateur local aux deux longueurs d'onde (Fig. 4.10). Des niveaux de puissance différents des deux oscillateurs locaux expliquent des offsets en tension différents pour les signaux ON et OFF.

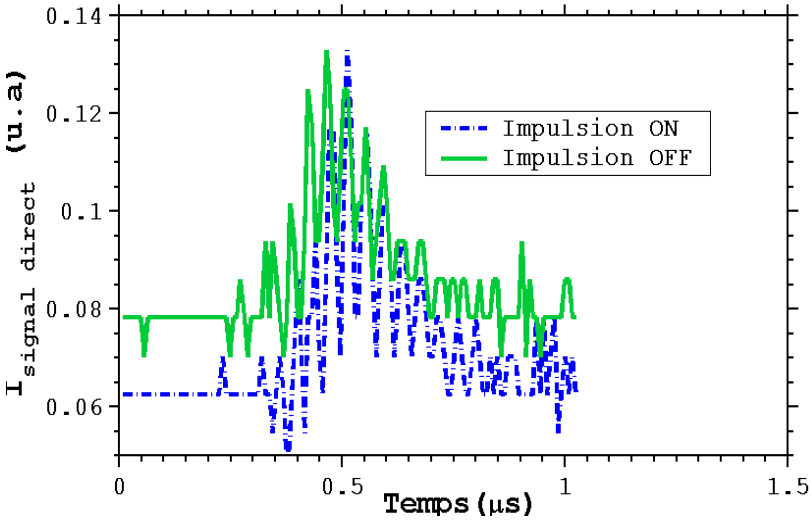


Figure 4.10 : Signal de battement entre une impulsion et l'oscillateur local pour les deux longueurs d'onde ON et OFF.

Les durées des impulsions laser, notées τ_{ON} et τ_{OFF} (largeurs totales à mi-hauteur), sont mesurées à partir des profils temporels précédents dont on a lissé les fluctuations (Fig. 4.11). L'écart entre le début de l'enregistrement (t=0 déclenchement du MAO2) et le début de l'impulsion (environ 0,6 µs après) correspond au temps de création de l'impulsion suite à la détection de la résonance. Le profil des impulsions est légèrement dissymétrique et présente un temps de descente plus lent que pour une impulsion purement gaussienne. Néanmoins si on effectue un fit gaussien en évitant cette descente lente on obtient un excellent résultat (Fig. 4.11).

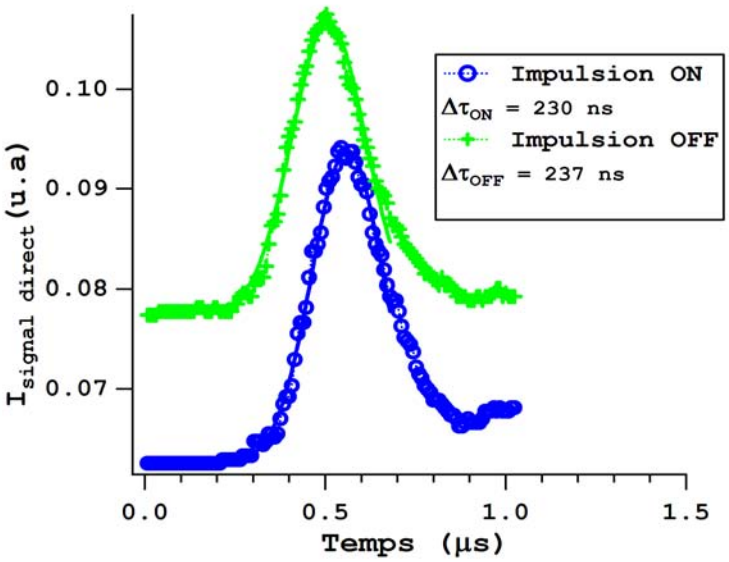


Figure 4.11 : Profil temporel des impulsions ON et OFF. L'origine des temps correspond à l'instant où le modulateur acousto-optique MAO2 est déclenché.

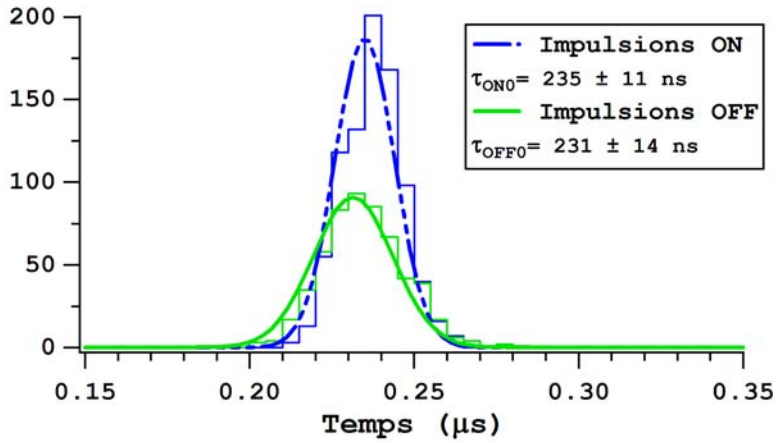


Figure 4.12 : Histogramme des durées d'impulsions ON et OFF pour respectivement 900 et 700 tirs consécutifs correspondant à un temps d'acquisition de 3 minutes.

Pour avoir une bonne idée de la largeur temporelle des impulsions émises, on effectue une statistique sur un grand nombre de tirs. La figure 4.12 montre une distribution gaussienne pour les durées d'impulsions ON et OFF. Ceci montre une relative stabilité du laser pulsé et injecté sur une durée de 3 minutes (on ne prend ici que les bons tirs pour effectuer cette statistique). On constate tout de même une légère variation de la durée moyenne des impulsions ON dans le temps (distribution dissymétrique). La durée moyenne des impulsions est respectivement de 235 ns et de 231 ns pour les longueurs d'onde ON et OFF avec des écarts types de 11 et 14 ns. Ces résultats sont obtenus en effectuant un fit gaussien sur les impulsions précédentes (Fig. 4.11) et en prenant la largeur à mi-hauteur.
La largeur spectrale, $\Delta\nu$ (largeur à mi-hauteur), de l'impulsion émise est obtenue à partir du spectre du signal de battement issu du mélange hétérodyne avec l'oscillateur local. (Fig. 4.13).

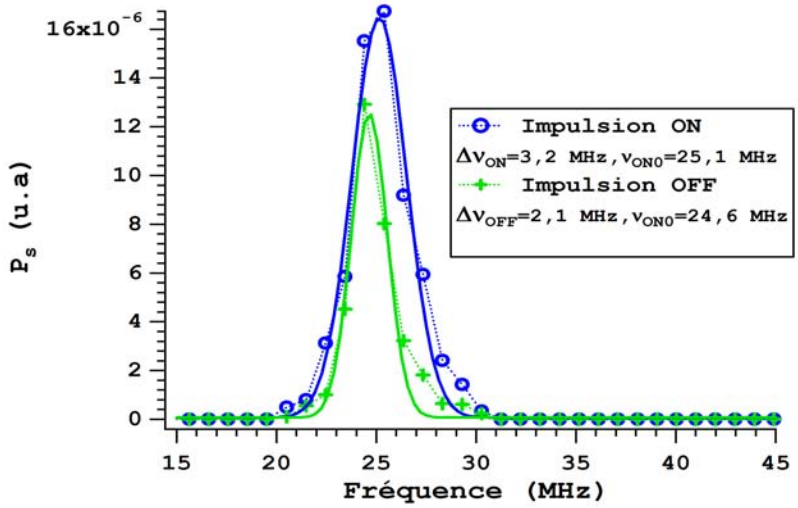


Figure 4.13 : Spectre de puissance des signaux de battement (Ps) pour les deux longueurs d'onde ON et OFF.

La puissance spectrale du battement hétérodyne est directement proportionnelle au rendement hétérodyne et à l'énergie par impulsion. L'énergie par impulsion est directement proportionnelle au maximum du profil temporel lissé (Fig. 4.11) : l'énergie de l'impulsion OFF est ainsi légèrement

inférieure à celle de l'impulsion ON ce qui explique une puissance spectrale ON supérieure à la puissance OFF.

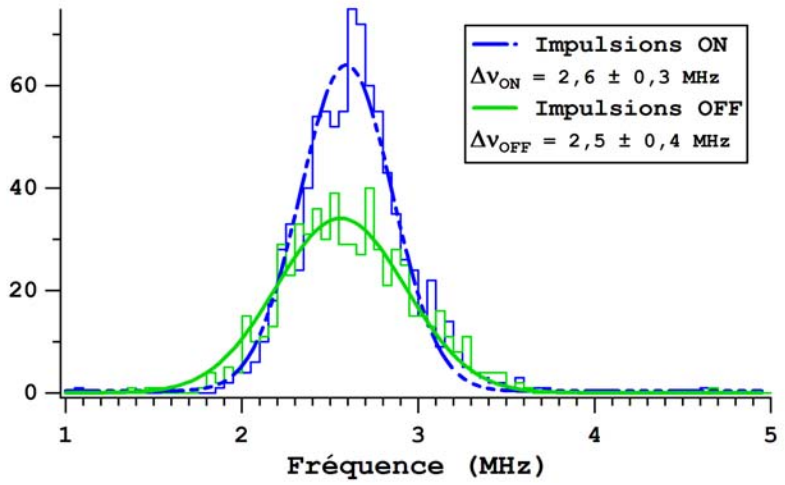


Figure 4.14 : Histogramme des largeurs spectrales des impulsions ON et OFF pour respectivement 900 et 700 tirs consécutifs correspondant à un temps d'acquisition de 3 minutes.

Une étude statistique est aussi menée pour déterminer la largeur spectrale moyenne des impulsions ON et OFF. La figure 4.14 montre une distribution gaussienne pour les largeurs spectrales ON et OFF. Ceci montre comme précédemment une certaine stabilité (il reste une dissymétrie de l'histogramme pour les largeurs des impulsions ON). Les largeurs spectrales moyennes des impulsions ON et OFF sont respectivement de 2,6 et 2,5 MHz pour les longueurs d'onde ON et OFF avec des écarts types de 0,6 et 0,5 MHz.
Ainsi le produit de la largeur temporelle moyenne par la largeur spectrale moyenne est donc égal à 0,60 et 0,58 pour les impulsions ON et OFF. Ces valeurs sont proches de la limite théorique pour une impulsion gaussienne (0,44).
L'analyse des spectres de battement permet de mesurer aussi tir à tir le fréquence du battement, notée ν_0, pour les émissions ON et OFF. La figure 4.15 montre que la fréquence moyenne de battement est relativement proche du décalage de fréquence introduit par le MAO1 : 24,5 et 24,8 MHz avec un écart type de 0,6 et 0,2 MHz pour respectivement les battements ON et OFF. Cependant ceci dépend fortement du trajet et de l'orientation du faisceau à travers le MAO1 (typiquement on observe des variations de la fréquence de battement allant de 22 à 29 MHz pour différentes journées de mesure). On remarque de plus que la distribution pour les fréquences de battement ON n'est pas vraiment gaussienne pour un temps d'acquisition assez long (3 minutes) nécessaire pour des mesures DIAL (moyenne nécessaire sur un grand nombre de tirs). Ceci montre une dérive au cours du temps de la fréquence de battement qui passe de ~ 24 MHz à ~ 25 MHz.

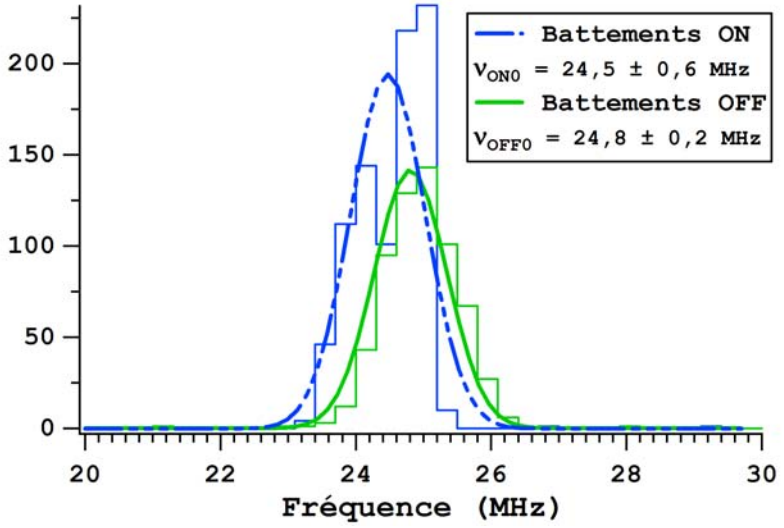


Figure 4.15 : Histogramme des fréquences de battement des impulsions ON et OFF pour respectivement 900 et 700 tirs consécutifs correspondant à un temps d'acquisition de 3 minutes.

2.4 Conclusion

Il est important de noter que par le battement hétérodyne on accède à deux informations capitales de l'impulsion émise pour chaque longueur d'onde ON et OFF : l'enveloppe du battement est proportionnelle à l'énergie de l'impulsion et la puissance spectrale du battement est proportionnelle au rendement hétérodyne et à l'énergie de l'impulsion. Ces informations seront nécessaires pour normaliser le signal atmosphérique par l'énergie et par le rendement hétérodyne pour chaque tir et chaque longueur d'onde.

De plus pour les mesures DIAL ou de vent il sera nécessaire de corriger d'une éventuelle dérive spectrale de la fréquence de battement des impulsions ON et OFF dans la mesure où les temps d'acquisition utilisés seront assez long (typiquement de 2 minutes).

Les caractéristiques spatiales, temporelles et spectrales de l'émission sont adaptées aux contraintes de la mesure de vent par Lidar Doppler comme l'a montré les différentes études précédentes [Delmonte-97, Le Rille-02]. Pour effectuer des mesures DIAL en parallèle on pourrait perdre sur les qualités spectrales du laser (cependant il faut garder une bonne précision en vitesse) tout en diminuant la largeur temporelle pour augmenter le nombre de tavelures temporelles (et donc d'échantillons indépendants) dans une porte de mesure. Ceci pourrait faire l'objet d'innovations techniques en insérant dans la cavité laser un modulateur de phase qui élargirait la bande spectrale par modulation périodique à haute fréquence.

3. CONTRÔLE SPECTRAL

Les performances d'une mesure DIAL reposent sur la connaissance précise des caractéristiques de la raie d'absorption utilisée. Le calage fin sur la raie d'absorption se fait en deux étapes successives.
Un réglage grossier est obtenu dans un premier temps en utilisant un spectromètre à réseau fonctionnant dans le proche infra rouge. Ce spectromètre est étalonné en utilisant le 3ème ordre de diffraction d'un laser He-Ne (soit une longueur d'onde de 1898,4 nm proche du domaine spectral utilisé). L'incertitude sur cet étalonnage est de 0,2 nm (l'erreur est majoritairement due à alignement du faisceau sur la fente d'entrée du spectromètre).
Une mesure de la longueur d'onde est effectuée en sortie de la cavité pulsée à l'aide d'une fibre optique. L'incertitude sur une mesure de la longueur d'onde est de 0,2 nm. Ainsi le spectromètre permet un calage grossier sur une raie d'absorption, l'écart spectral entre deux raies étant égal à ~ 1 nm, mais ne peut donner aucune information supplémentaire.
Pour un réglage fin on utilise alors des cuves photoacoustiques.

3.1 Cellule photoacoustique

Deux cuves sont remplies à des pressions différentes 200 mbar et 1000 mbar avec du CO_2 et de la vapeur d'eau (Fig. 4.16). La cuve à 200 mbar permet un réglage fin sur une raie d'absorption du CO_2 ou de H_2O. La cuve à 1000 mbar est utilisée pour un réglage fin en dehors des raies d'absorption. La pression partielle de H_2O doit être faible, ~25 mbar pour éviter une condensation.
Une onde acoustique est générée dans la cuve lorsque celle-ci est traversée par une impulsion laser dont la longueur d'onde est située sur une raie d'absorption du gaz étudié. L'absorption de l'impulsion laser crée une augmentation locale de la température. Le temps d'échauffement local étant beaucoup plus rapide que le temps de détente, une onde de pression se crée en conséquence [Rosencwaig, 76-Haisch, 02].
Pour récupérer le signal acoustique on utilise un microphone. Le signal électrique alors généré de fréquence ~ 20 kHz, proportionnel à la section efficace de la raie d'absorption (les caractéristiques dépendent de la température et de la pression de la cuve) est récupéré privé de sa composante continue.

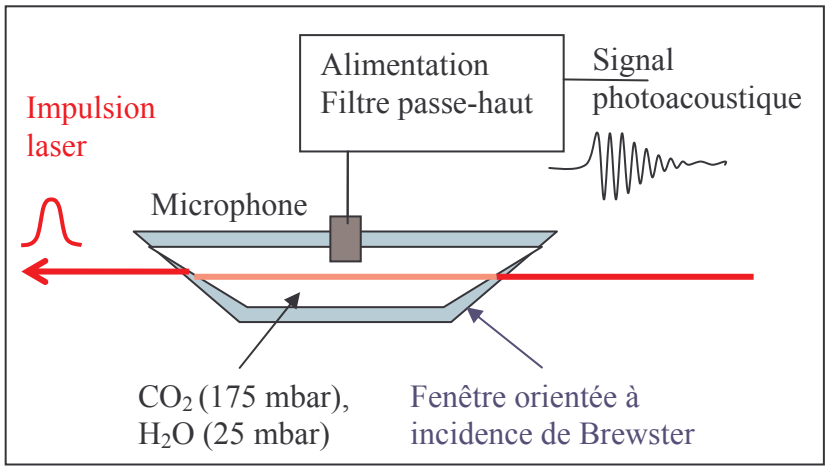


Figure 4.16 : Description d'une cuve photo-acoustique.

Pour effectuer un contrôle spectral pour chaque tir laser ON et OFF, il faut récupérer les signaux photoacoustiques des deux cuves. La carte d'acquisition n'ayant que deux voies, un circuit électronique est réalisé pour récupérer le signal des deux cuves retardé d'environ 50 µs (la vitesse de propagation est celle du son) par rapport à l'impulsion et au battement hétérodyne de référence. Le circuit électronique permet grâce à plusieurs interrupteurs commandés d'obtenir sur une même voie d'acquisition le battement hétérodyne de l'impulsion émise (référence), le signal photoacoustique de la cuve à 200 mbar et celui de la cuve à 1000 mbar (Annexe IV-B). La deuxième voie d'acquisition est utilisée uniquement pour la réception du signal atmosphérique.
En fait pour limiter la taille des fichiers de données, l'acquisition ne se fait que pendant une durée de 70 µs à partir du temps de déclenchement du MAO2. On ne récupère alors qu'une partie des signaux photoacoustiques comme le montre la figure 4.17.

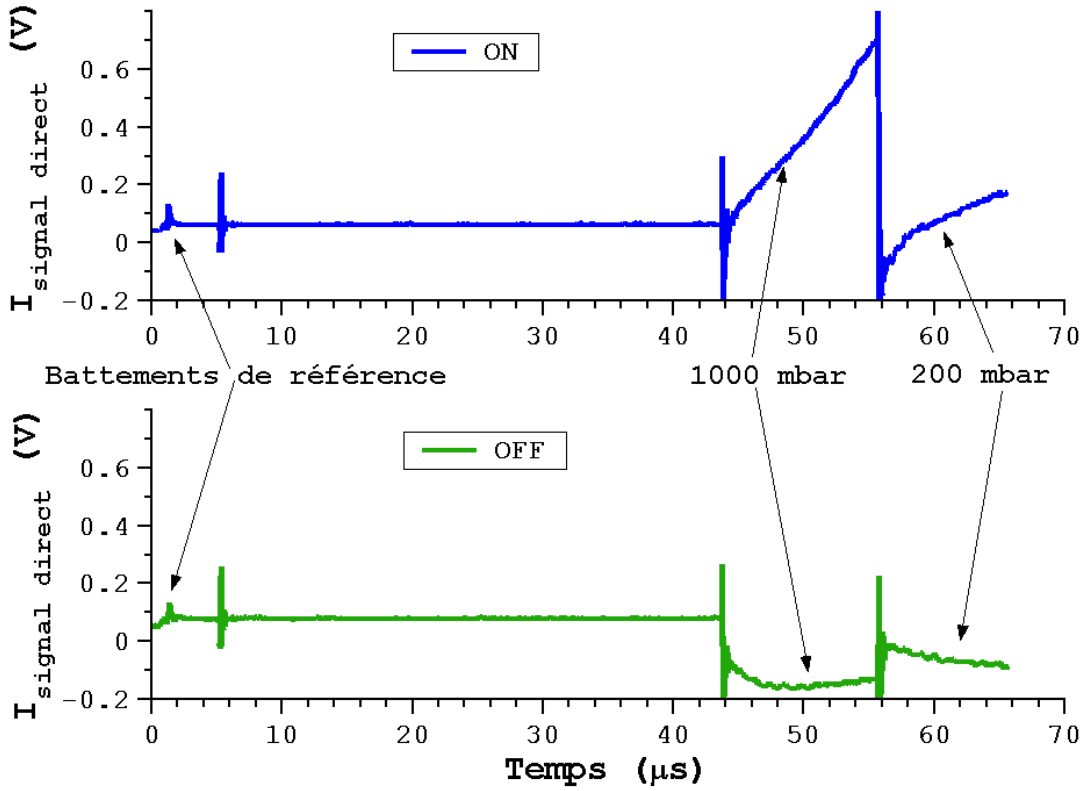


Figure 4.17 : Acquisition du signal de référence (battement hétérodyne entre l'impulsion émise et l'oscillateur local) et des signaux des cuves photoacoustiques sur la même voie pour les deux longueurs d'onde ON et OFF

Le signal de battement est observé dans la première microseconde d'acquisition. Le signal photoacoustique ne peut être quant à lui récupéré qu'à partir de ~50 µs (propagation de l'onde acoustique à la vitesse du son). Les différents pics correspondent aux différents interrupteurs commandés de la boîte électronique. Les raies d'absorption du CO_2 ont une section efficace suffisamment forte pour que les signaux ON et OFF soient très différents. Cette bonne dynamique du

signal va être utile pour visualiser les fluctuations et dérives fréquentielles du laser impulsionnel aux deux longueurs d'onde.

3.2 Stabilité fréquentielle du laser pulsé : fluctuations, dérive

Les fluctuations de la fréquence du laser pulsé du lidar LIDIA peuvent être mesurées en faisant l'acquisition des signaux des cuves pour un grand nombre de tirs lasers. Comme le signal enregistré en V est proportionnel à l'énergie de l'impulsion émise il faut effectuer une normalisation. L'énergie par impulsion est obtenue en effectuant une moyenne glissante sur le signal de référence et en en prenant le maximum (Fig. 9-10).
En prenant le signal délivré par la cuve à 1000 mbar et en considérant un profil de raie Lorentzien, le décalage en fréquence peut s'exprimer de la forme :

$$\Delta\nu = \gamma_C \left| \frac{S}{\pi\gamma_C \tilde{\sigma}_C(\nu)} - 1 \right|^{1/2} \tag{4.1}$$

On obtient ainsi directement une dérive en fréquence à partir des variations de la section efficace (directement proportionnelles aux variations de tension délivrée par la cuve photoacoustique) et connaissant le profil de la raie d'absorption à 1000 mbar. Ce profil est représenté, pour la raie P10, pour les deux pressions des cuves photoacoustiques (Fig. 4.18).

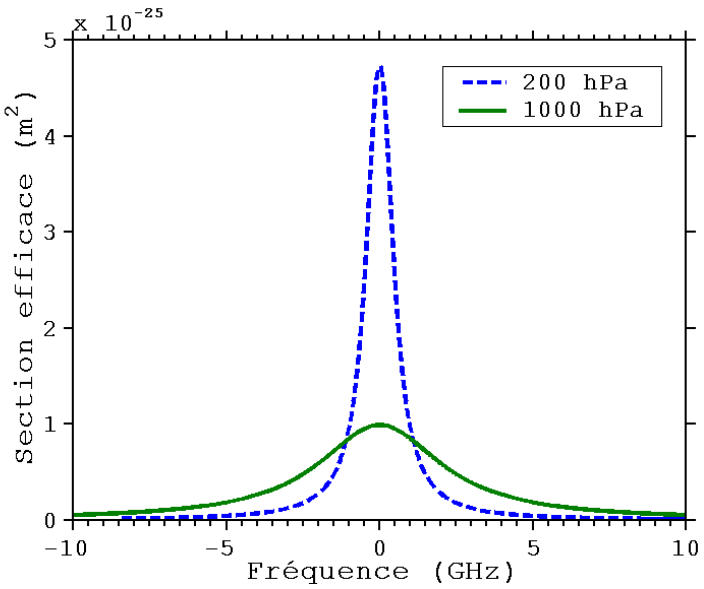


Figure 4.18 : Section efficace d'absorption de la raie du CO2 centrée à 2063.7 nm pour P=200 mbar et P=1000 mbar pressions dans les deux cuves photoacoustiques

Cependant le signal délivré par la cuve photoacoustique n'indique pas le sens de dérive en longueur d'onde (ceci est mis en évidence par la valeur absolue dans l'équation précédente).
On ne peut donc pas à priori corriger une absorption éventuelle d'une raie de vapeur d'eau positionnée sur un côté de la raie de CO_2 (voir la raie de H_2O proche de la raie de CO_2 P10 par exemple) à moins

d'avoir une cuve photoacoustique mixte CO_2-H_2O. Il faudrait alors aussi mesurer le signal de la cuve en étant placé au maximum de la raie de H_2O adjacente. Un exemple de dérive fréquentielle sur plusieurs heures de mesures est présenté sur la figure 4.19.

Le signal ON montre que l'émission laser est la plupart du temps décalée de 200 MHz par rapport au centre de la raie d'absorption visée (ici c'est la raie P10). En effet les points de mesure portés sur la figure 18 résultent d'une moyenne effectuée sur 300 tirs (en moyenne on est jamais au centre de la raie d'absorption). Sur une échelle temporelle d'une heure la dérive peut atteindre 700 MHz. Comparée à la largeur de la raie d'absorption du CO_2 (0,079 cm^{-1}, soit ~ 2 GHz HWHM à 1000 hPa pour la raie P10), une telle dérive demeure faible mais n'est pas négligeable pour une mesure précise de la concentration. La dérive fréquentielle de l'oscillateur pulsé entraîne une erreur relative sur la section efficace qui atteint 5 % pour 500 MHz de décalage par rapport au centre de raie.

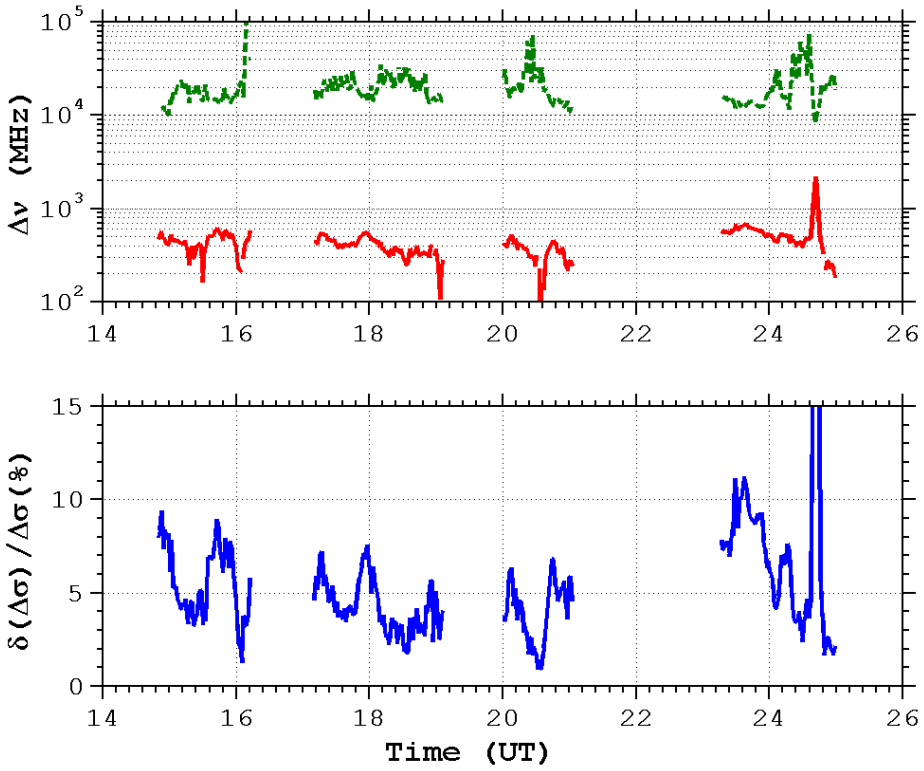


Figure 4.19 : (a) Ecart spectral par rapport au centre de la raie d'absorption P10 (signal ON : trait continu) et positionnement spectral par rapport à la raie d'absorption la plus proche (signal OFF : trait en pointillés). Mesures effectuées le 10/12/04.

(b) Erreur relative provoquée sur la section efficace de la raie P10 par les décalages fréquentiels des impulsions ON et OFF.

Une maîtrise de ces dérives de fréquence semble difficile car elles peuvent être dues à des fluctuations de température et par conséquent une légère variation de l'inclinaison de l'étalon en silicium à l'intérieur de la cavité linéaire des oscillateurs locaux. On ne peut corriger cette variation d'inclinaison que manuellement.

Les fluctuations de fréquence peuvent s'écrire théoriquement en utilisant un profil de raie Lorentzien :

$$\frac{d(\Delta\nu)}{d\tilde{\sigma}_C} = \frac{\pi\gamma_C}{2S\Delta\nu}\left[1+\left(\frac{\Delta\nu}{\gamma_C}\right)^2\right]^2 \tag{4.2}$$

Pour mesurer les fluctuations de fréquence du laser impulsionnel il vaut mieux se placer sur le flanc de la raie d'absorption où les variations de $\tilde{\sigma}_C$ sont maximales (ce qui revient à prendre le minimum de la fonction précédente) pour négliger les fluctuations dues au bruit électronique du signal. Le minimum de la fonction précédente est :

$$\Delta\nu = \gamma_C\left(\frac{\sqrt{2}-1}{2}\right)^{1/2} \approx \frac{\gamma_C}{2} \tag{4.3}$$

La figure 4.20 présente les fluctuations de la fréquence de l'émission laser du lidar LIDIA pour une série de 2500 tirs. Elles sont au maximum de l'ordre de 100 MHz avec un écart type de 30 MHz

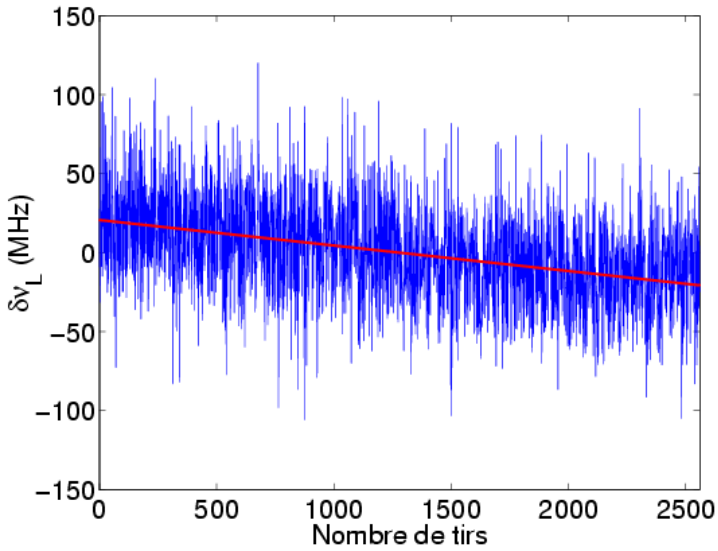


Figure 4.20 : Fluctuations en fréquence du positionnement spectral de l'émission laser sur la raie d'absorption du CO_2 pour les deux longueurs d'onde ON et OFF.

Ces fluctuations ne sont pas gênantes pour une mesure DIAL mais elles donnent une idée de la stabilité fréquentielle de l'oscillateur pulsé.

4. RECEPTION ET ACQUISITION DES SIGNAUX

4.1 Détection des signaux utiles

L'impulsion émise de la cavité pulsée passe, après collimation du faisceau, à travers les deux cellules photoacoustiques décrites dans la partie IV-3. L'impulsion, polarisée horizontalement, est envoyée dans l'atmosphère avec une polarisation circulaire après passage à travers une lame quart d'onde (Fig. 4.21). Une fraction des faisceaux, impulsion émise et oscillateur local, est mélangée optiquement au niveau d'un détecteur photovoltaïque, appelé détecteur de référence. Ce détecteur permet la mesure tir à tir de la fréquence de battement entre l'impulsion émise et l'oscillateur local, l'énergie de l'impulsion émise ainsi que la puissance de l'OL pour les deux longueurs d'onde ON et OFF.

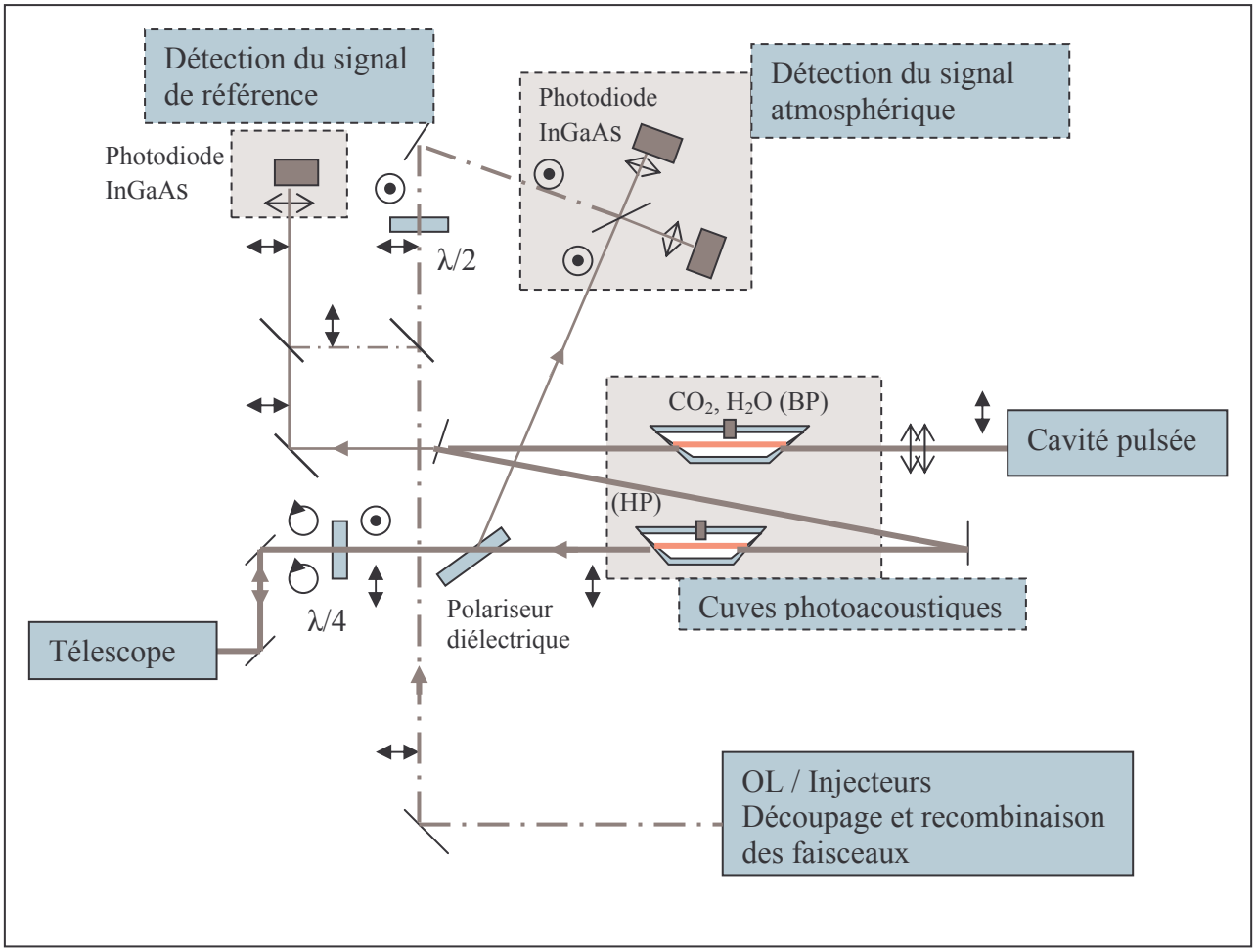


Figure 4.21 : Schéma du système de mesure des divers signaux utiles : détection du signal de référence, détection du signal atmosphérique et contrôle spectral

Le lidar LIDIA utilise un télescope de Brachyt de diamètre 100 mm. Il permet l'expansion du faisceau à l'émission de l'impulsion laser dans l'atmosphère et la réception du signal atmosphérique rétrodiffusé par les particules (configuration monostatique).

Le signal rétrodiffusé, se propageant dans le sens opposé, subit un changement de polarisation en traversant la lame quart d'onde: circulaire - verticale. La séparation des ondes émises et rétrodiffusées se fait à l'aide d'un polariseur diélectrique orienté à l'angle de Brewster.

Le mélange optique entre signal rétrodiffusé et oscillateur local est réalisé au niveau de deux détecteurs photovoltaïques, après séparation des faisceaux en deux parties d'égale intensité (lame séparatrice) et focalisation (lentilles de 25 mm de focale) dans le cadre d'une détection équilibrée. Les détecteurs sont des photodiodes InGaAs de 75 µm de diamètre possédant une efficacité quantique de 70% à 2060 nm.

4.2 Exploitation des signaux

Un amplificateur opérationnel, en montage non inverseur est connecté en sortie de chaque photodiode pour permettre une conversion du courant en tension et assurer une préamplification du signal (4.22).

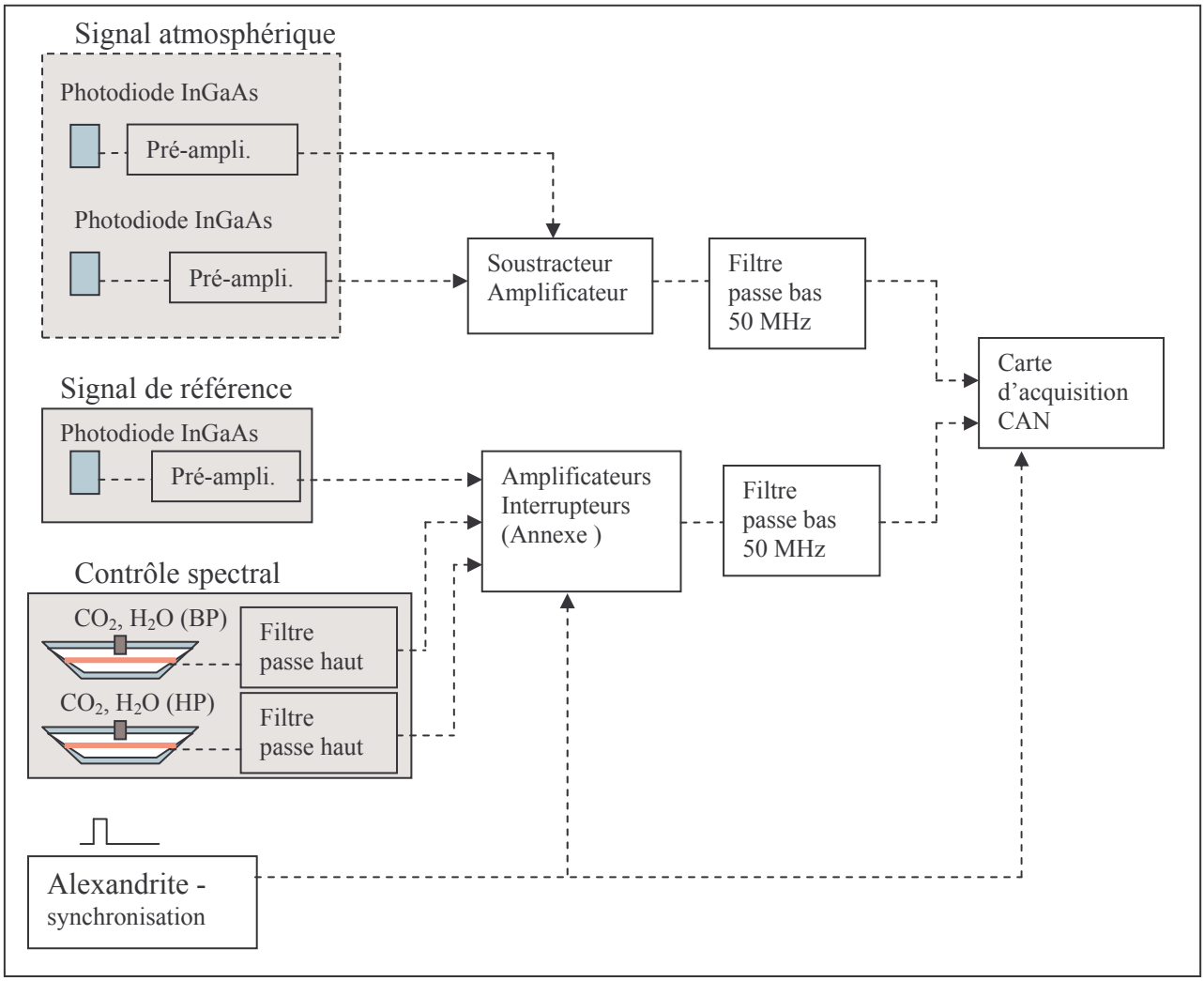


Figure 4.22 : Description de l'exploitation des différents signaux électriques : signal atmosphérique, signal de référence et signaux photoacoustiques.

Les signaux de battements issus des deux détecteurs (détection du signal atmosphérique) sont en opposition de phase du fait de l'utilisation de la lame séparatrice. Le soustracteur permet donc d'additionner les courants des deux battements hétérodynes tout en éliminant les composantes continues et fluctuantes des oscillateurs locaux (bruit d'amplitude de l'OL corrélé au niveau des détecteurs). La détection équilibrée permet aussi d'utiliser un niveau de puissance de l'oscillateur local plus élevé sur chaque détecteur. Le bruit de grenaille de l'OL, proportionnel à sa puissance, peut

être rendu prépondérant par rapport aux autres sources de bruit afin d'assurer un fonctionnement optimal de la détection hétérodyne.

Le signal préamplifié, de puissance trop faible pour être directement analysé, est à nouveau amplifié avec un amplificateur faible bruit puis filtré pour limiter sa bande passante à 50 MHz.
Les différents circuits (caractéristiques et valeurs des composants) d'exploitation des signaux des photodiodes et de préamplification ont été détaillés dans la thèse Olivier Le Rille [Le Rille-02]. La figure 4.22 rassemble les différentes étapes de l'exploitation des différents signaux électriques. Le détail des nouveaux éléments électroniques (par rapport au Lidar EMIL) sont mis en annexe (Annexe IV-A et B).

4.3 Acquisition des signaux

La carte d'acquisition utilisée (Gagescope CS2125) permet l'enregistrement simultané et la discrétisation en temps et en amplitude des signaux sur deux voies (Fig. 4.22). La fréquence d'échantillonnage est de 125 MHz (soit un intervalle de temps de 8 ns ou une distance élémentaire de 1,2 m), la bande passante de 50 MHz (critère de Shannon) et le codage sur 8 bits. Elle est équipée d'une mémoire de 256 Ko ce qui permet par exemple le stockage de 30 tirs consécutifs de 4352 échantillons temporels, correspondant à une durée d'acquisition de 35 µs et une propagation de 5 km de distance. En pratique pour effectuer des mesures DIAL, l'enregistrement simultané des signaux atmosphériques et des signaux photoacoustiques demande une durée d'enregistrement plus longue (environ 70 µs) (Fig. 4.17). Cette configuration n'est pas favorable pour l'enregistrement des données car elle réduit le nombre de tirs stockés en mémoire et la place prise par les données devient considérable (pour 5h de mesure on obtient environ 2 Go de données). Cependant cette configuration permet l'enregistrement du signal rétrodiffusé par les nuages de moyenne et de haute altitude (~ 6-10 km) nécessaire pour effectuer des mesures dans la troposphère libre.

5. TRAITEMENT DU SIGNAL

Le but du traitement du signal est la restitution des coefficients de rétrodiffusion pour les deux longueurs d'onde absorbée ON et non absorbée par le CO_2 simultanément avec la vitesse radiale du vent. Ces différentes variables sont calculées en effectuant une moyenne sur un grand nombre de tirs pour réduire l'erreur statistique: on obtient alors une observation.

5.1 Signal de référence

La séparation des tirs ON et OFF s'effectue grâce aux signaux délivrés par les cuves photoacoustiques qui sont suffisamment différents pour les deux longueurs d'onde (Fig. 4.17) dans des conditions normales de fonctionnement. La figure 4.23 présente les différentes opérations qui suivent.

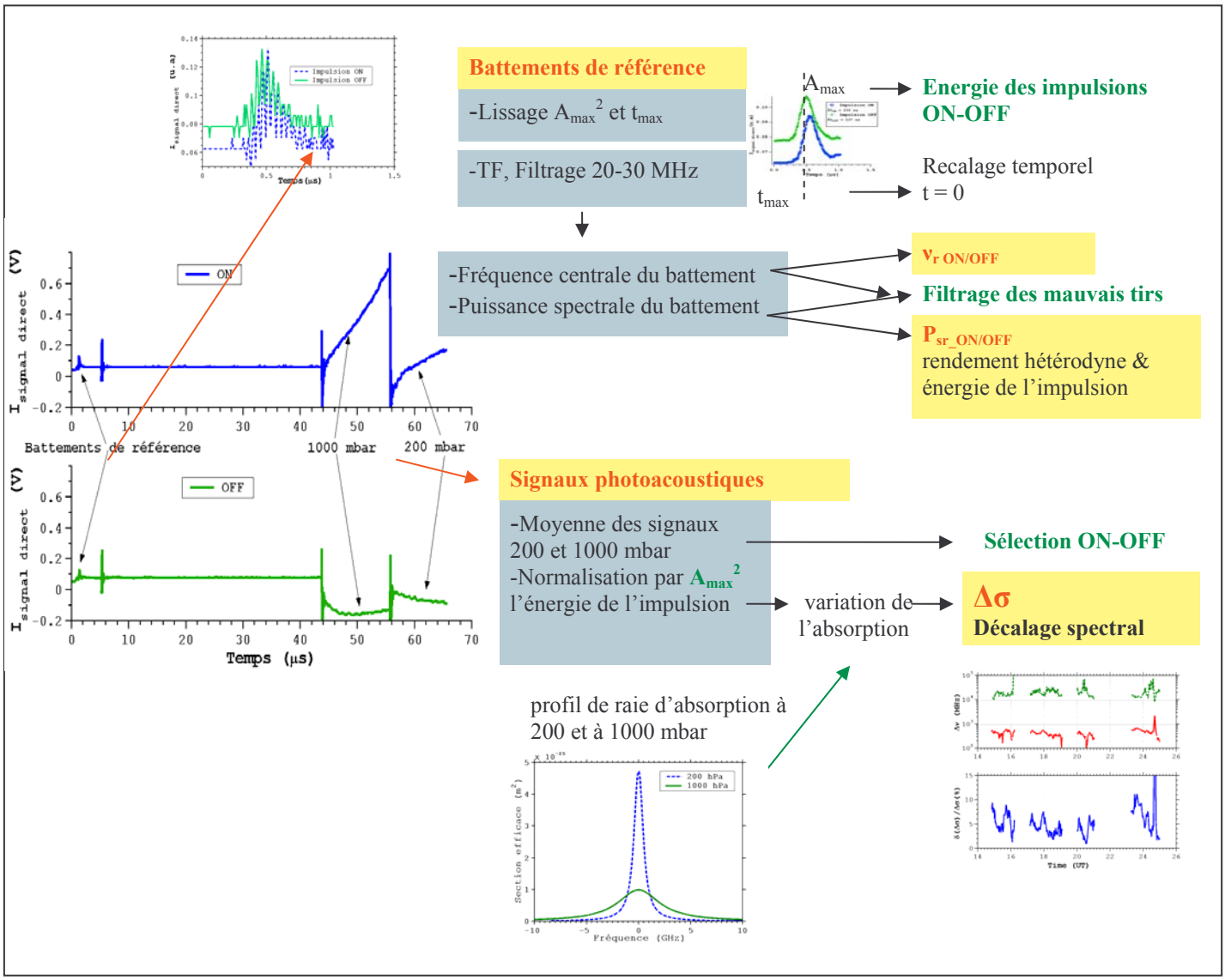


Figure 4.23: Exploitation des différents signaux réceptionnés sur la voie 1 de la carte d'acquisition : signal de référence et signaux des cuves photoacoustiques

Les battements hétérodynes de référence ON et OFF permettent d'accéder à plusieurs informations. Après lissage, l'amplitude de l'impulsion émise A_{max} donne l'énergie de l'impulsion émise et le temps

initial d'émission de l'impulsion dans l'atmosphère t_{max} permet un recalage de tous les signaux temporels tir à tir par rapport à cette référence.

L'analyse spectrale du signal est effectuée dans une porte temporelle d'environ 1 µs (durée de l'impulsion de 230 ns à mi hauteur). Après un filtrage numérique entre 20 et 30 MHz (fréquence du MAO1 de 25 MHz) on obtient deux informations fondamentales pour le traitement du signal atmosphérique :

- la puissance spectrale du battement hétérodyne pour chaque tir, directement proportionnelle au rendement hétérodyne et à l'énergie de l'impulsion émise aux niveaux des détecteurs $P_{sr_ON/OFF}$
- la fréquence centrale du battement pour chaque tir qui sert de référence pour un décalage doppler éventuel du signal atmosphérique $\nu_{r_ON/OFF}$

Ces deux informations sont utilisées pour supprimer les mauvais tirs présentant une grande différence spectrale ou énergétique. Seuls sont sélectionnés les signaux vérifiant les deux conditions :

$$\left|\nu_{r_ON/OFF} - \overline{\nu_{r_ON/OFF}}\right| < 1\text{MHz} \tag{4.4}$$

$$\left|1 - \frac{\left\langle P_{sr_ON/OFF}\right\rangle}{\overline{\left\langle P_{sr_ON/OFF}\right\rangle}}\right| < 0.25 \tag{4.5}$$

$\overline{\nu_{r_ON/OFF}}$ et $\overline{\left\langle P_{sr_ON/OFF}\right\rangle}$ sont respectivement la fréquence et la puissance des battements de référence moyennées sur tous les tirs ON et OFF correspondants à une observation.

L'énergie des impulsions émises, proportionnelle à A_{max}^2, est utilisée pour normaliser le signal des cellules photoacoustiques. Un profil de Voigt, calculé en utilisant les caractéristiques de la raie d'absorption considérée (banque de données GEISA ou HITRAN) et les caractéristiques des cuves (pression et température), permet de restituer un décalage spectral de l'impulsion émise par rapport au centre de raie.

5.2 Signal atmosphérique

Les signaux atmosphériques ON et OFF sont séparés grâce au signal photoacoustique enregistré pour chaque tir (Fig. 4.17). Les signaux sont alors découpés temporellement, suivant la résolution en distance choisie, puis subissent une convolution par une fonction de Hanning. La transformée de Fourier d'une telle fenêtre, comparée à une fenêtre rectangulaire, ne présente pas de lobes secondaires susceptibles d'introduire une erreur sur l'estimation de fréquence.

La valeur moyenne du signal mesurée dans une fenêtre totalement bruitée (en pratique on utilise la dernière fenêtre) est utilisée pour corriger d'une éventuelle composante continue du signal (puissance de l'OL non identique sur les deux voies de la détection équilibrée).
La largeur à mi-hauteur de la fonction de Hanning détermine la résolution spatiale de la mesure. Pour une largeur de 0,5 µs, soit 128 points d'échantillonnage, la résolution spatiale est d'environ 75 m (Fig. 4.24).

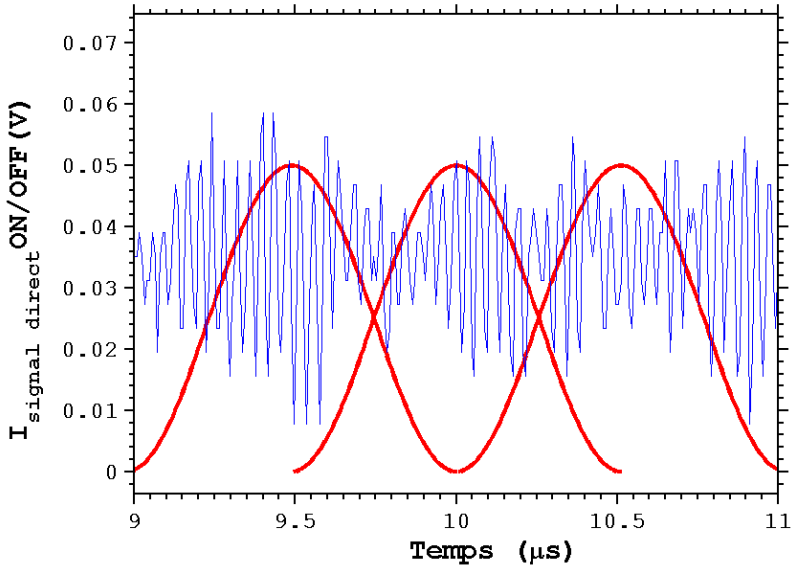


Figure 4.24: Fenêtrage d'une partie du signal atmosphérique OFF et convolution par une fonction de Hanning (échelle arbitraire). On observe aussi une composante continue qui doit être supprimée dans la suite du traitement. La résolution temporelle correspond à la largeur à mi-hauteur de la fonction de Hanning soit 0,5 µs ou 75 m en distance.

Pour effectuer une mesure DIAL hétérodyne précise, il est important d'avoir la meilleure résolution spatiale possible et d'augmenter le nombre d'échantillons indépendants. Ce nombre est limité par la taille de la porte temporelle qui doit être au minimum égale à la durée de l'impulsion soit 0,23 µs (autrement les échantillons ne sont plus indépendants).

Cependant, l'utilisation de la TF discrète échantillonne aussi les fréquences. La résolution spectrale étant inversement proportionnelle à la durée de la porte temporelle, pour une résolution spatiale de 75 m, la résolution fréquentielle n'est plus que de ~ 1 MHz (on verra par la suite que la mesure de la fréquence peut être en fait beaucoup plus précise en effectuant un fit de la puissance spectrale). Ici apparaît le compromis à trouver pour réaliser simultanément des mesures de concentration et de vitesse avec une précision suffisante.

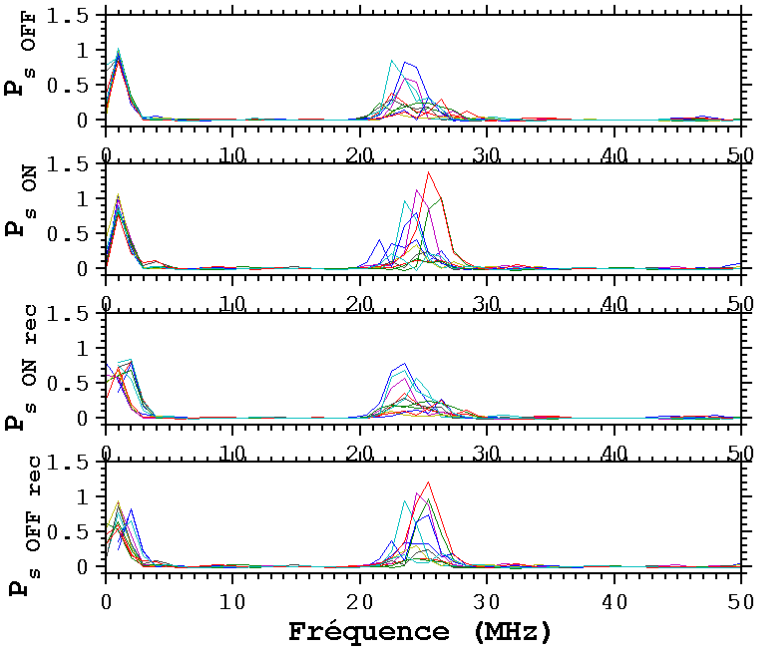


Figure 4.25: Puissances spectrales des signaux atmosphériques ON et OFF, pour une même porte temporelle de 0,5 µs après 3 µs de propagation atmosphérique et pour une dizaine de tirs, corrigées du bruit, avant ($P_{s_ON/OFF}$) et après (P_{s_ON/OFF_rec}) recalage spectral en utilisant la fréquence centrale du battement de référence ($\nu_{r_ON/OFF}$).

Les puissances spectrales des signaux atmosphériques sont calculées pour chaque tir et chaque fenêtre d'analyse. Elles sont normalisées par la puissance spectrale du battement de référence (énergie et rendement hétérodyne correspondant à l'impulsion émise).

Les signaux possèdent par ailleurs une composante de bruit qui provient essentiellement du bruit de grenaille de l'oscillateur local. Le bruit électronique, mesuré séparément, subit le même traitement que celui utilisé pour les signaux atmosphériques. La puissance spectrale moyenne du bruit $P_{s_B_ON/OFF}$ est soustraite du signal pour chaque tir et chaque fenêtre d'analyse. Les puissances spectrales $P_{s_ON/OFF}$ sont alors recalées spectralement en utilisant la fréquence centrale du battement de référence $\nu_{r_ON/OFF}$ (Fig. 4.26).

Les différentes opérations précédentes sont présentées sur la figure 4.26.
Pour effectuer une mesure de puissance deux estimateurs sont utilisés.

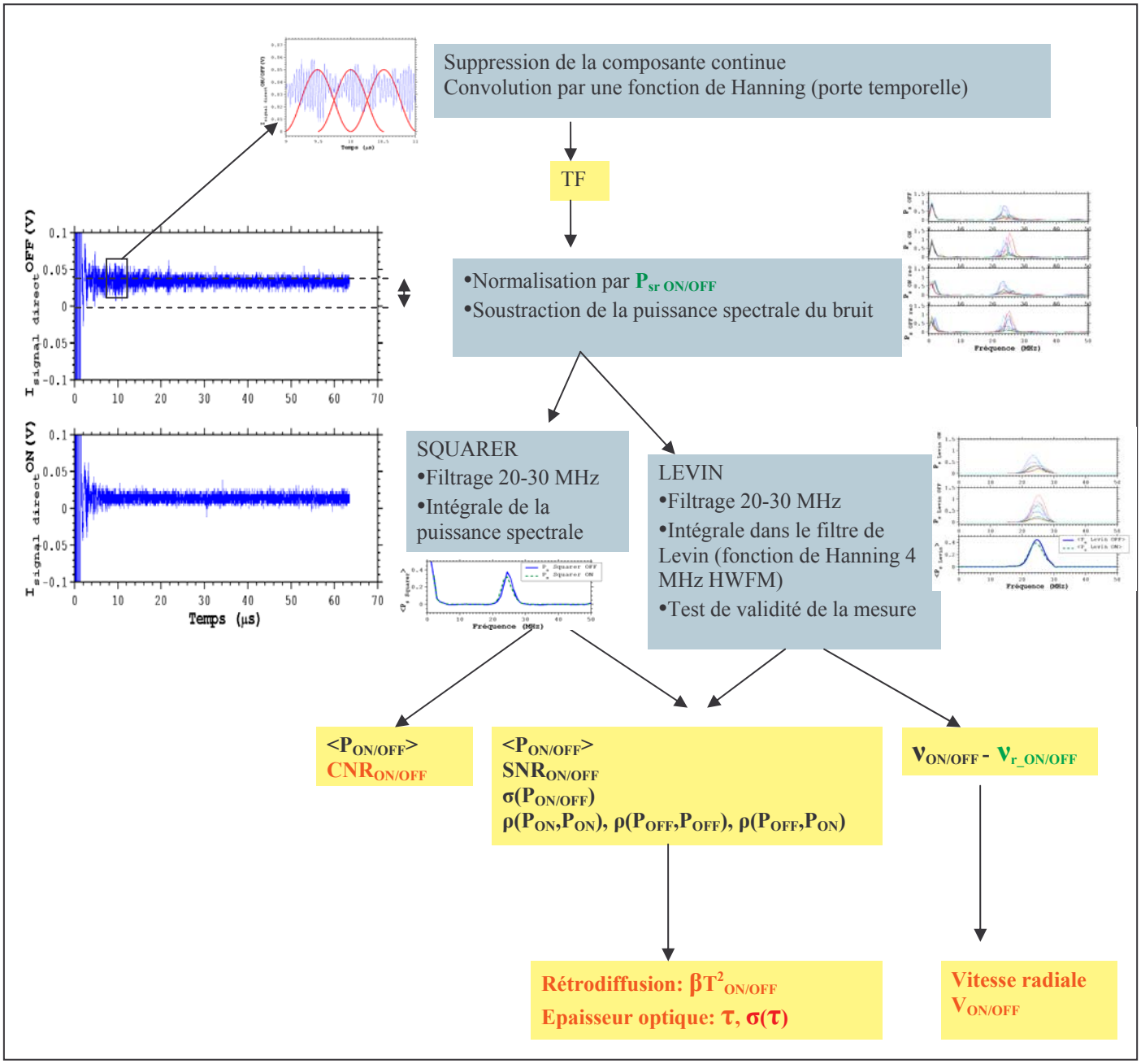


Figure 4.26 : Exploitation des différents signaux réceptionnés sur la voie 2 de la carte d'acquisition : signaux atmosphériques ON et OFF

5.3 Estimateur Squarer

Cet estimateur est choisi pour sa simplicité et sa robustesse. Il consiste à effectuer une moyenne de la puissance du signal dans une porte temporelle. En pratique on utilise un pseudo estimateur Squarer en effectuant un filtrage (20-30 MHz) puis en calculant l'intégrale de la puissance spectrale obtenue par le traitement précédent pour chaque tir et chaque fenêtre d'analyse. Une mesure de la puissance du signal atmosphérique est obtenue pour une porte d'analyse après avoir effectué une moyenne sur un grand nombre de tirs (Fig. 4.27).

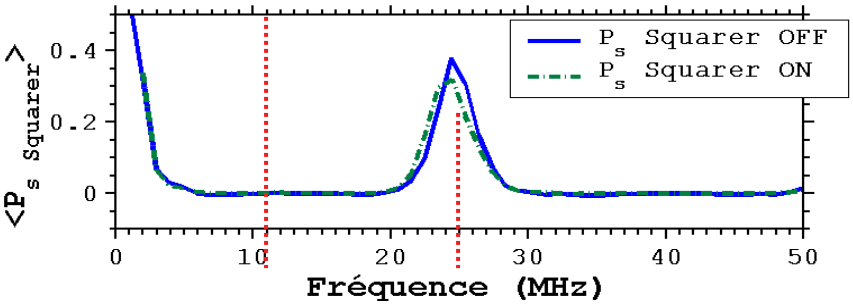


Figure 4.27 : Moyenne des puissances spectrales ON et OFF effectuée sur ~1000 tirs et filtrage (ν_{min}=20 MHz, ν_{max}=30 MHz), pour une porte temporelle de 0,5 µs après 3 µs de propagation atmosphérique.

On obtient alors directement une mesure du rapport signal sur bruit (CNR) pour chaque porte temporelle :

$$CNR = 10\log\left(\frac{\left\langle P_{squarer_ON/OFF}\right\rangle}{\left\langle P_{B_squarer_ON/OFF}\right\rangle}\right) \tag{4.6}$$

où $\left\langle P_{squarer_ON/OFF}\right\rangle = \int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} \left\langle P_{s_ON/OFF}(\nu)\right\rangle d\nu$ est la puissance moyenne du signal ON/OFF et

$\left\langle P_{B_squarer_ON/OFF}\right\rangle = \int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} \left\langle P_{s_B_ON/OFF}(\nu)\right\rangle d\nu$ est la puissance moyenne du bruit ON/OFF

La figure 4.28 présente un exemple de $CNR_{ON/OFF}$ en fonction de la distance de propagation du faisceau laser du lidar LIDIA dans l'atmosphère.

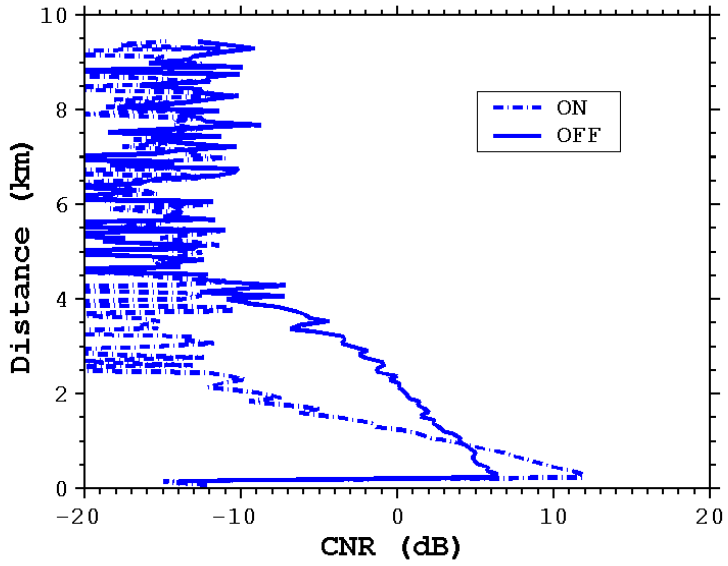


Figure 4.28 : Rapports signal sur bruit pour les deux longueurs d'onde ON et OFF en fonction de la distance (moyenne effectuée sur ~1000 tirs ON et OFF). Mesures horizontales effectuées le 10/12/04 (raie d'absorption P10)

5.4 Estimateur Levin

Du fait de la faible énergie émise par le lidar LIDIA, les rapports signal sur bruit sont généralement faibles après une certaine distance de propagation de l'impulsion laser dans l'atmosphère (en dessous de 0 dB) notamment pour la longueur d'onde absorbée (CNR couramment inférieur à -10 dB).

Les estimateurs par filtrage adaptatif du type Levin [Levin-65] sont alors plus souvent employés pour le traitement des signaux lidar car ils présentent de meilleures performances dans des conditions de faible CNR [Frehlich-94, Dabas-00]. L'utilisation d'un tel estimateur requiert la connaissance à priori de la largeur spectrale du signal rétrodiffusé pour une parfaite adaptation du filtre. L'avantage d'un tel estimateur est de permettre l'estimation de la puissance pour une mesure de concentration conjointement à l'estimation de fréquence pour une mesure de vitesse radiale.

L'estimateur de Levin opère une convolution du spectre du signal fenêtré et corrigé du bruit, avec un filtre de largeur adaptée à celle du signal atmosphérique qui est à priori connue. Pour le lidar LIDIA, la largeur spectrale de l'impulsion laser émise est en moyenne égale à 2,5 MHz pour les longueurs d'onde ON et OFF. Cependant la largeur spectrale du signal, après propagation dans l'atmosphère est élargie notamment sous l'effet de la turbulence de vitesse. Cet élargissement est de l'ordre du MHz pour un écart type en vitesse de l'ordre du m.s^{-1}. Le signal atmosphérique possède une largeur spectrale d'environ 3-4 MHz.
Le filtre utilisé ici pour l'estimateur de Levin est une fonction de Hanning notée $L(\nu)$ de largeur à mi-hauteur 4 MHz :

$$L(\nu) = \sin^2\left(\pi \frac{n_h \nu}{n_l F_e}\right) \tag{4.7}$$

où n_h est le nombre de points dans la porte temporelle (ici $n_h = 128$ pour une résolution spatiale de 75 m), F_e la fréquence d'échantillonnage (125 MHz), n_l le nombre de points discrétisant la fonction de Hanning.

La puissance spectrale du signal atmosphérique dans le filtre de Levin s'exprime de la manière suivante :

$$P_{s_Levin_ON/OFF}(\nu) = L(\nu) \otimes P_{s_ON/OFF}(\nu) \tag{4.8}$$

La puissance du signal atmosphérique est alors donnée par le calcul à un facteur près :

$$\left\langle P_{Levin_ON/OFF} \right\rangle = a_{l_ON/OFF} \times \max\left(L(\nu) \otimes P_{s_ON/OFF}(\nu)\right) \tag{4.9}$$

Le coefficient a_l est fonction du rapport entre la largeur spectrale du signal atmosphérique et celle du filtre de Levin ($a_{l_ON/OFF} \approx 1$).

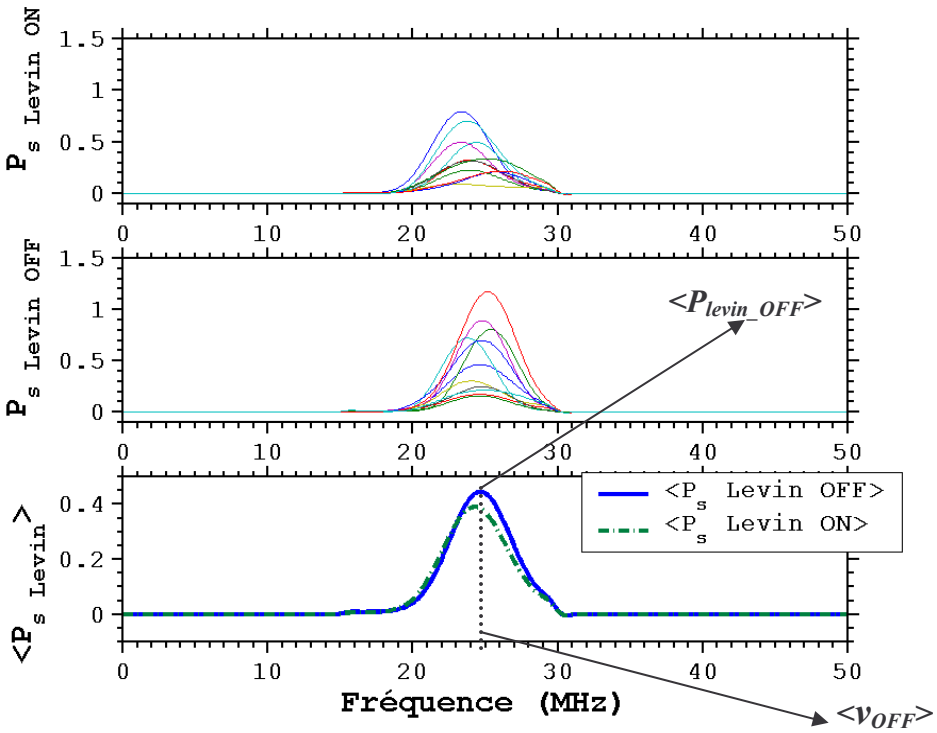


Figure 28 : Puissances spectrales des signaux atmosphériques ON et OFF dans le filtre de levin $P_{s_levin_ON/OFF}$, pour une même porte temporelle de 0,5 µs après 3 µs de propagation atmosphérique et pour une dizaine de tirs, corrigées du bruit, recalées spectralement et filtrées (ν_{min}=20 MHz, ν_{max}=30 MHz). Moyenne des puissances spectrales ON et OFF effectuée sur ~1000 tirs et mesure de la puissance et de la fréquence centrale du signal atmosphérique OFF.

La figure 4.28 présente les puissances spectrales des signaux atmosphériques ON/OFF dans le filtre de Levin et illustre l'estimation d'une mesure de puissance OFF et de fréquence.

Seules les mesures dont le maximum de la puissance spectrale est au moins 3 fois supérieure à son écart type sont prises en compte. Ceci constitue une limite de détection (les mesures correspondantes à des portes temporelles trop bruitées sont ainsi écartées) et un test de validité de la mesure de puissance et de fréquence.

5.5 Mesure de vitesse radiale

La fréquence du maximum de la puissance spectrale des signaux atmosphériques ON et OFF dans le filtre de Levin, $\nu_{ON/OFF}$, est comparée, pour chaque porte temporelle d'analyse, à la fréquence du battement de référence $\nu_{r_ON/OFF}$. Le décalage Doppler dû à la vitesse radiale des diffuseurs est :

$$\Delta\nu_D = \nu_{ON/OFF} - \nu_{r_ON/OFF} \tag{4.10}$$

et la vitesse radiale du vent est donnée par l'équation Doppler :

$$V_{ON/OFF} = -\frac{\lambda_{ON/OFF}}{2}\left(\nu_{ON/OFF} - \nu_{r_ON/OFF}\right) \tag{4.11}$$

La figure 4.29 présente un exemple de mesure de vitesse radiale en fonction de la distance de propagation du faisceau dans l'atmosphère pour les deux longueurs d'onde ON et OFF.

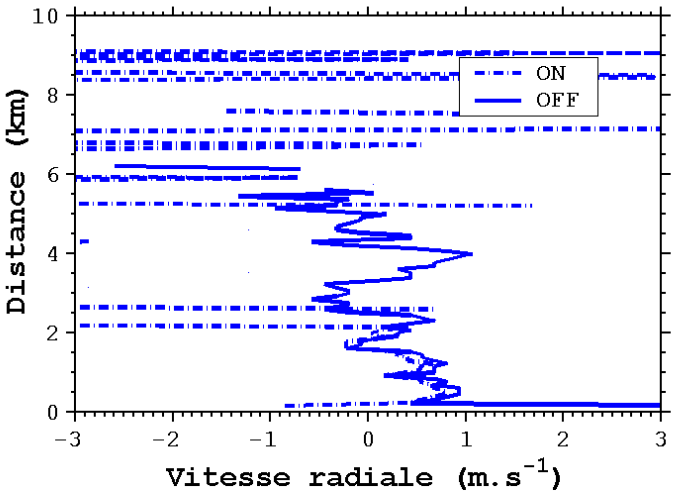


Figure 4.29 : Vitesse radiale du vent en fonction de la distance pour les deux longueurs d'onde ON et OFF.

La mesure de la vitesse sur la longueur d'onde ON donne une indication à posteriori sur le bon fonctionnement de l'estimateur de Levin et sur la validité de la mesure de puissance pour une porte temporelle donnée. On remarque aussi que l'estimateur de Levin permet une estimation de fréquence pour des CNR très faibles (en dessous de -10 dB à partir de 4 km de propagation sur la longueur d'onde OFF (voir figure 4.27)

5.6 Mesure de coefficient de rétrodiffusion : $\beta_{ON/OFF} T^2_{at_ON/OFF}$

L'objectif ici est d'obtenir une mesure relative et non absolue, suffisante pour effectuer une mesure DIAL. Dans une détection hétérodyne la puissance électrique (proportionnelle à $\langle i_H^2(t) \rangle$) est proportionnelle à la puissance optique (§ III-6), d'où :

$$\langle P_{ON/OFF} \rangle = K_{ON/OFF} \frac{\gamma_{H_ON/OFF}}{R^2} \beta_{ON/OFF} T^2_{Atm_ON/OFF} \tag{4.12}$$

où $K_{ON/OFF}$ est une constante instrumentale globale dépendant des caractéristiques du lidar LIDIA (diamètre du télescope, énergie des impulsions ON et OFF, puissance des OL ON et OFF) et de l'électronique d'acquisition des signaux (gain des amplificateurs)
$T^2_{at_ON/OFF}$ est la transmission atmosphérique pour les longueurs d'onde ON et OFF (voir Eq. 3.3)

La variation du rendement hétérodyne $\gamma_{H_ON/OFF}$ avec la distance peut être corrigée en utilisant le modèle gaussien [Frehlich-91, Dabas-94] et en considérant un télescope afocal.

$$\gamma_{H_ON/OFF}(r) = \frac{4}{9}\left[1 + \left(1 - \frac{r}{F_{tel}}\right)^2 \frac{k^2 (d_{tel}/2)^4}{9r^2} + \frac{4}{3} \frac{(d_{tel}/2)^2}{r^2_{0_ON/OFF}(r)}\right]^{-1} \tag{4.13}$$

k le nombre d'onde
d_{tel} est le diamètre du télescope
F_{tel} la distance focale du télescope qui est infinie dans notre cas
$r_{0_ON/OFF}$ est le rayon de cohérence de l'onde rétrodiffusée, rayon caractéristique d'une tavelure spatiale sur la surface du télescope

La figure 4.30 présente des mesures du $\beta_{ON/OFF} T^2_{Atm_ON/OFF}$ en utilisant des estimateurs Squarer et Levin pour les longueurs d'onde ON et OFF.

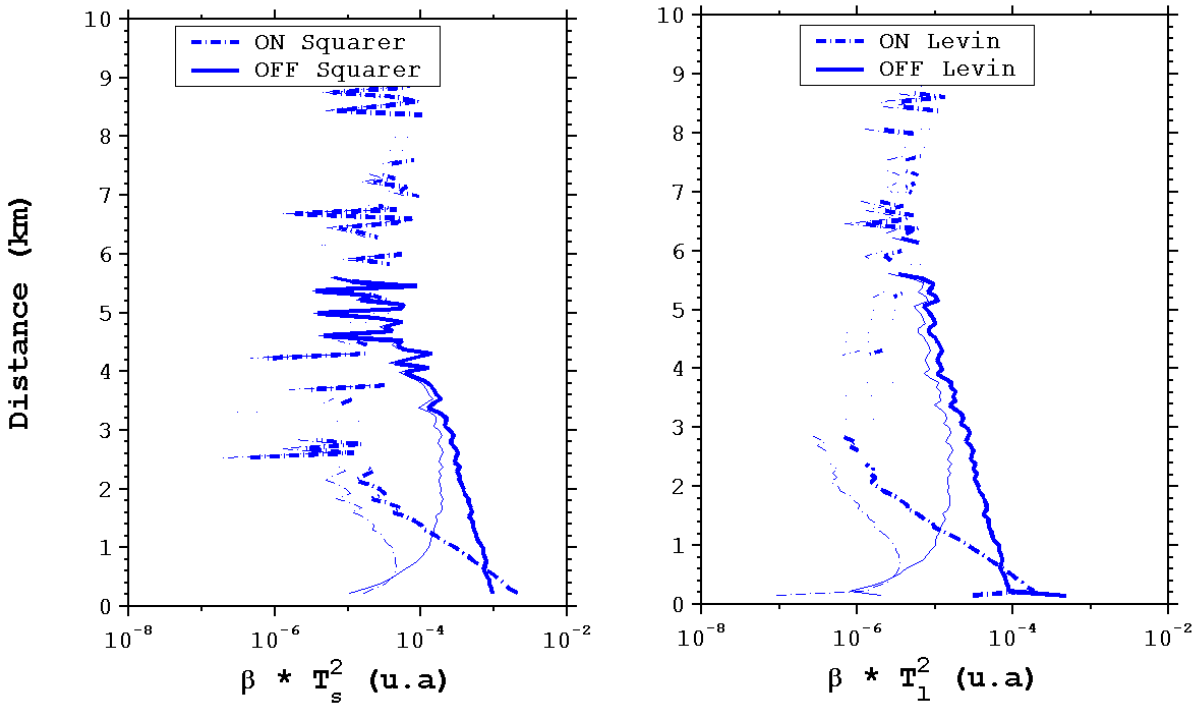


Figure 4.30 : Evolution du $\beta_{ON/OFF} T^2_{Atm_ON/OFF}$ pour les estimateurs Squarer et Levin non corrigé (trait fin) et corrigé (trait grossier) des variations du rendement hétérodyne avec la distance (moyenne effectuée sur ~1000 tirs ON et OFF). Mesures horizontales effectuées le 10/12/04 (raie d'absorption P10)

On remarque la bonne adaptation de la correction du rendement hétérodyne donné par le modèle gaussien. En effet pour des tirs effectués horizontalement, les coefficients de rétrodiffusion et d'extinction sont normalement constants sur une distance de quelques kilomètres. On doit donc obtenir une décroissance linéaire, en échelle log, de l'intensité du signal rétrodiffusé (voir Eq. 3.3 et Eq 4.12) comme le montre expérimentalement la figure 4.30.
Il est important de noter la distance maximale sur laquelle des mesures DIAL sont réalisables avec le lidar LIDIA : 2 à 4 km suivant la force de la raie utilisée en propagation horizontale dans la CLA. De plus l'estimateur de Levin par rapport au Squarer permet d'exploiter le signal rétrodiffusé aux longues distances jusqu'à ~ 6 km (contre moins de 4 km avec l'estimateur Squarer).

5.7 Mesure de l'épaisseur optique : τ

L'épaisseur optique est déterminée à partir des estimations de la puissance du signal rétrodiffusé aux deux longueurs d'onde ON et OFF :

$$\tau = \frac{1}{2} Ln\left(\frac{\langle P_{OFF} \rangle}{\langle P_{ON} \rangle}\right) \tag{4.14}$$

Réferences

Bruneau D. , S. Delmonte and J. Pelon, “Modeling of Tm, Ho : YLF 2-µm lasers and calculation of extractable energies”, Appl. Opt., 37, 8406-8419, 1998.

Bruneau D. , S. Delmonte, J. Pelon and P. H. Flamant, “Development of 2-µm coherent lidar emitter with transform-limited pulse output for wind and water-vapor measurements”, 9th CLRC ,1997.

Bruneau D., O. Le Rille and J. Pelon, “Wind Velocity and Backscatter Measurements at 2 µm with the Heterodyne Detection Lidar EMIL”, 20th ILRC, 2000.

Clakson W. A., A. B. Nelson, D. C. Hanna, “Explanation of the mechanism for acousto-optically induced unidirectionnal operation of a ring laser”, Opt. Lett., 17, 601-603, 1992.

Dabas A., “WIND. Télédétection du champ de vent à la méso échelle, par lidar CO_2 hétérodyne aéroporté : physique et traitement du signal”, Thèse, Université Paris VI, 1993

Delmonte S., “Etude d’une source lidar émettant à 2 microns pour la mesure simultanée de vapeur d’eau et de vent dans la basse troposphère à partir d’une plateforme spatiale ”, Thèse, Université Paris VI, 1997

Frehlich R. G. and M. J. Kavaya, “Coherent laser radar performance for general atmospheric refractive turbulence”, Appl. Opt., 30, 5325-5352, 1991

Haisch C. and R. Niessner, « Light and sound – photoacoustic spectroscopy », Spectroscopy Europe 14/5, 2002

Le Rille O. , D. Bruneau and J. Pelon, “Efficiency Calibration of the Heterodyne Detection Lidar EMIL”, 20th ILRC ,2000.

Le Rille O. , “Etude et validation d’un lidar hétérodyne émettant à 2 microns pour l’application à la météorologie et à l’environnement ”, Thèse, Université Paris VI, 2002

Rosencwaig A. and A. Gersho, “Theory of the Photoacoustic Effect in solids”, J. Appl. Phys. 47, 64-69, 1976

Walling J. C., O. G. Peterson, H. P. Jenssen, R. C. Morris, E. W. O’Dell, “Tunable alexandrite lasers”, IEEE J. Quantum Electron., 16, 1302-, 1980.

CHAPITRE V

Résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux présentés dans ce chapitre sont épisodiques compte tenu du banc optique de laboratoire utilisé : en effet la stabilité d'un système de 4 lasers pulsés et continus fabriqués en laboratoire pour réaliser des mesures expérimentales et analyser le problème géophysique du CO_2 atmosphérique dans la durée pose problème.

Le but de ce chapitre est de souligner la difficulté des mesures du rapport de mélange en CO_2 atmosphérique par lidar DIAL vue la précision (0,5 %) visée, le moyen d'y parvenir par la « méthode de la pente » et les possibilités d'un système DIAL Doppler pour la mesure du CO_2 atmosphérique : mesures intégrées dans la CLA horizontalement (localisation de masse d'air polluée et suivi météorologique), mesures intégrées verticalement dans la CLA, mesure intégrée dans la troposphère libre, mesure résolue dans la CLA en distinguant la couche nocturne et la couche résiduelle. Nous verrons que la possibilité Doppler du Lidar est souvent nécessaire pour comprendre la variabilité du CO_2 atmosphérique à la méso – échelle.

Plan

1. LES SITES DE MESURE……167

2. ANALYSE D'UNE MESURE DIAL……..168
2.1 Performance théorique – Limite de Cramer Rao……...168
2.2 Analyse d'une mesure de puissance expérimentale……...169
2.3 Restitution de l'épaisseur optique……..172

3. MESURES HORIZONTALES : VALIDATION DES MESURES DIAL ……175
3.1 Conditions expérimentales……175
3.2 Contexte synoptique……...176
3.3 Mesure DIAL du rapport de mélange moyen en CO_2 dans la CLA et de l'importance du LIDAR DOPPLER à la méso-échelle……..178
3.4 Bilan des erreurs sur une mesure du rapport de mélange en CO_2……..182
3.4 La mesure du rapport de mélange en CO_2 est-elle biaisée aux faibles CNR ?.....185

4. MESURES VERTICALES : MESURE DANS LA CLA……192
4.1 Détermination de la fonction de poids *WF* : utilisation de MM5……..192
4.2 Régression linéaire et rapport de mélange moyen en CO_2 ……194

5. ETUDE SUR LA CORRELATION DES SIGNAUX RETRODIFFUSES……198
5.1 Corrélation tir à tir des signaux rétrodiffusés : $\rho(P_p, P_q)$……198
5.2 Corrélation entre les puissances moyennes ON et OFF : $\rho(\langle P_{ON} \rangle, \langle P_{OFF} \rangle)$……200

6. MESURES VERTICALES : UTILISATION DES CIBLES NUAGEUSES……..…204
6.1 Utilisation des nuages de basse altitude……...…..204
6.2 Vers une mesure dans la troposphère libre……209

7. VERS DES MESURES RESOLUES DANS LA CLA……212
7.1 Conditions expérimentales……213
7.2 Couche nocturne, couche résiduelle et apport du LIDAR DOPPLER……..214
7.3 Epaisseur optique et fonction de poids……..218
7.4 Rapport de mélange en CO_2 dans la couche nocturne et dans la couche résiduelle……..220

8. CONCLUSION

ARTICLE : "2 µm-Heterodyne Differential Absorption Lidar Measurements of Atmospheric CO_2 Density in the Boundary Layer", Fabien Gibert, Pierre H. Flamant, Didier Bruneau, Claude Loth, accepté pour publication dans Applied optics, 2006

1. LES SITES DE MESURE

Le Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD) se situe au Sud Ouest de Paris en limite de l'agglomération de Massy-Palaiseau et de la vallée de Chevreuse, sur le site de l'école Polytechnique. La particularité du site est d'être situé sur un plateau (altitude ~ 155 m) qui domine la ville de Palaiseau à l'Est et la vallée de Chevreuse au Sud qui s'ouvre en direction de l'Ouest. Le lidar LIDIA est situé au deuxième étage du bâtiment principal des laboratoires sur le site de l'école Polytechnique (à environ une dizaine de mètre au dessus du sol). Le faisceau laser ne peut être dirigé qu'en direction de l'Est ou verticalement (à cause de la configuration du laboratoire).
Le Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement (LSCE) est situé à la même altitude que le LMD à environ 5 km à l'Ouest. Les prélèvements d'air par les capteurs in-situ de CO_2 du LSCE sont effectuées sur le toit du bâtiment à environ une dizaine de mètre au dessus du sol.

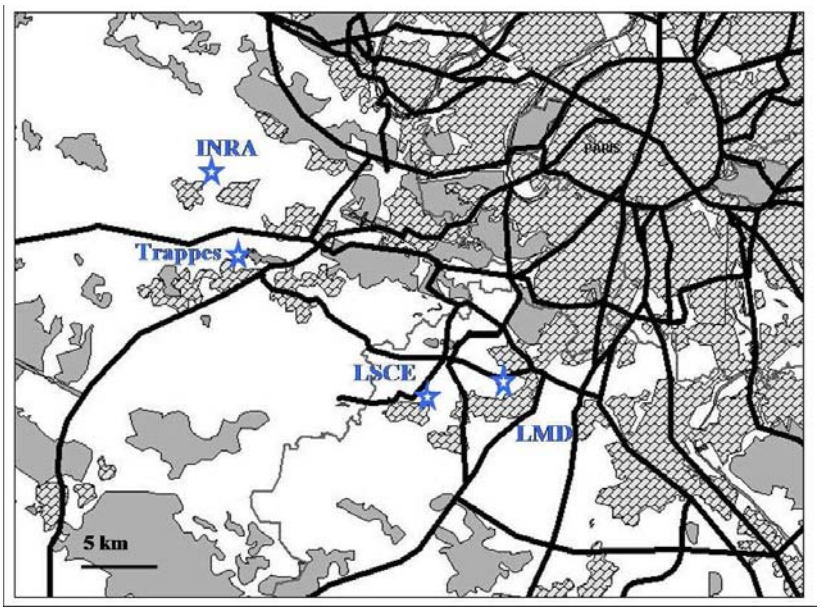


Figure 5.0 : Zones de forêt (zone grisée) et zones urbaines (zone hachurée) au Sud-Ouest de la région parisienne et localisation des différents sites de mesure : LMD (mesure DIAL du CO_2), LSCE (mesure in-situ du CO_2), Trappes (Radiosondages), INRA (mesures de flux de surface de CO_2)

Pour comparer l'évolution du CO_2 atmosphérique sur les deux sites de mesure distants de 5 km il est important de noter leur position géographique réciproque (Fig. 5.0) et de considérer les conditions météorologiques du jour de mesure.
Les deux sites sont situés de part et d'autre de la N118 qui est un axe routier majeur. Ainsi des fortes variations de la concentration en CO_2 sont attendues dans les heures de forte affluence c'est-à-dire le matin entre 9h00 et 11h00 (TU) et le soir entre 17h00 et 20h00 (TU).
De manière générale, le site du LMD sera beaucoup plus sensible aux émissions anthropiques vu sa proximité avec l'agglomération de Massy-Palaiseau.

2. ANALYSE D'UNE MESURE DIAL

Les différentes étapes d'une mesure de concentration sont détaillées en utilisant les données des mesures effectuées le 10/12/04. Le lidar envoie des impulsions laser horizontalement à une altitude d'environ 10-20 m au-dessus du sol de manière à ce que le faisceau se propage dans l'atmosphère sans être arrêté par la végétation ou les bâtiments. L'émission laser est centrée sur la raie d'absorption P10 du CO_2 à 2063,7 nm au moyen du spectromètre et de la cuve photoacoustique. Le traitement des données est effectué en analysant le signal hétérodyne aux deux longueurs d'onde dans des portes temporelles d'une durée de ~1 µs. La résolution spatiale des mesures est alors de 75 m (par décalage d'une demi fenêtre temporelle). Les signaux rétrodiffusés aux deux longueurs d'onde ont été enregistrés par groupe de 30 tirs ON-OFF consécutifs (soit des fichiers correspondant à 3s de mesures).

1.1 Performance théorique- Limite de Cramer-Rao

Dans la partie précédente (§ IV-4), nous avons développé le fonctionnement des algorithmes, ou estimateurs, de traitement numérique du signal dans le but de restituer sans biais et avec un minimum d'erreur statistique une mesure de puissance du signal rétrodiffusé.
La limite de Cramer-Rao donne une limite inférieure de l'erreur statistique $\sigma(P)/P$ en fonction du rapport signal sur bruit pour tout estimateur. Elle repose sur l'hypothèse d'un signal dont le spectre peut être modélisé par la somme d'un spectre Gaussien centré autour de la fréquence ν_R (spectre du signal rétrodiffusé $\Phi(\nu)$) et d'un spectre blanc normalisé à 1 (spectre du bruit $\Phi_B(\nu)$) [Rye-97] :

$$\Phi(\nu) = \Phi_R(\nu) + \Phi_B(\nu)$$

$$\begin{cases} \Phi_R(\nu) = \alpha_1 \exp\left[-\dfrac{(\nu-\nu_R)^2}{2\sigma_R^2}\right] \\ \Phi_B(\nu) = 1 \end{cases}$$

avec ν_R la fréquence centrale du signal rétrodiffusé et σ_R la largeur spectrale du signal rétrodiffusé définie en $1/\sqrt{e}$ liée à la largeur FWHM $\Delta\nu_R$ par : $\sigma_R = \dfrac{\Delta\nu_R}{2\sqrt{2Ln(2)}}$

$\alpha_1 = \dfrac{CNR}{\sqrt{2\pi}f}$ est le rapport sur bruit maximum dans le spectre du signal rétrodiffusé avec

$f = \dfrac{\sigma_R}{F_e} = \dfrac{N_R}{2\sqrt{2Ln(2)}N_e}$ où F_e est la fréquence d'échantillonnage, N_e le nombre de points échantillonnant le domaine spectral et N_R le nombre de points échantillonnant le spectre du signal rétrodiffusé sur une largeur FWHM

La limite de Cramer-Rao sur l'estimation de la puissance peut alors être exprimée de la manière suivante pour un tir et une seule porte de mesure:

$$\frac{\sigma(P)}{P} = \frac{1}{\sqrt{CNR}\sqrt{g_0(\alpha_1)}} \tag{5.1}$$

avec $g_0(\alpha_1) \approx \frac{\alpha_1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-x^2)dx}{[1+\alpha_1 \exp(-x^2/2)]^2}$

En considérant un nombre de tirs M_p, l'erreur $\sigma(P)/P$ doit être divisée par $\sqrt{M_p}$.

A partir des algorithmes de traitement numérique du signal, détaillés dans la section précédente, on peut analyser l'évolution de l'erreur statistique sur une mesure de puissance ou de $\beta.T_{atm}^2$ en fonction du temps de mesure et de la distance de propagation. Il est intéressant de comparer ces résultats expérimentaux avec les résultats donnés par formules théoriques 3.43 et 5.1

1.2 Analyse d'une mesure de puissance expérimentale

La figure 5.1 montre les effets des différents estimateurs et du temps d'accumulation sur la restitution du signal rétrodiffusé. L'estimateur Levin permet d'obtenir une meilleure précision sur la mesure de puissance effectuée à longue distance avec un *CNR* inférieur à -5 dB.

A courte distance, on remarque que $CNR_{ON} > CNR_{OFF}$. Ceci est du à un meilleur rendement hétérodyne pour la longueur d'onde ON. En pratique il est difficile d'obtenir le même rendement hétérodyne sur les deux longueurs d'onde car l'alignement des faisceaux issus des OL n'est jamais parfait. On choisit alors de favoriser le rendement hétérodyne et le rapport signal sur bruit de la longueur d'onde ON conformément à l'étude sur l'optimisation des mesures DIAL hétérodyne (§ III-7).

D'autre part, plus le temps de mesure augmente, plus les fluctuations instrumentales (speckle temporel) sont lissées (Fig. 5.1b). Pour des temps de mesure supérieur à quelques minutes (1 ou 2 en pratique), on devra tenir compte de la variabilité atmosphérique (fluctuations du coefficient de rétrodiffusion) qui s'ajoutera aux fluctuations instrumentales.

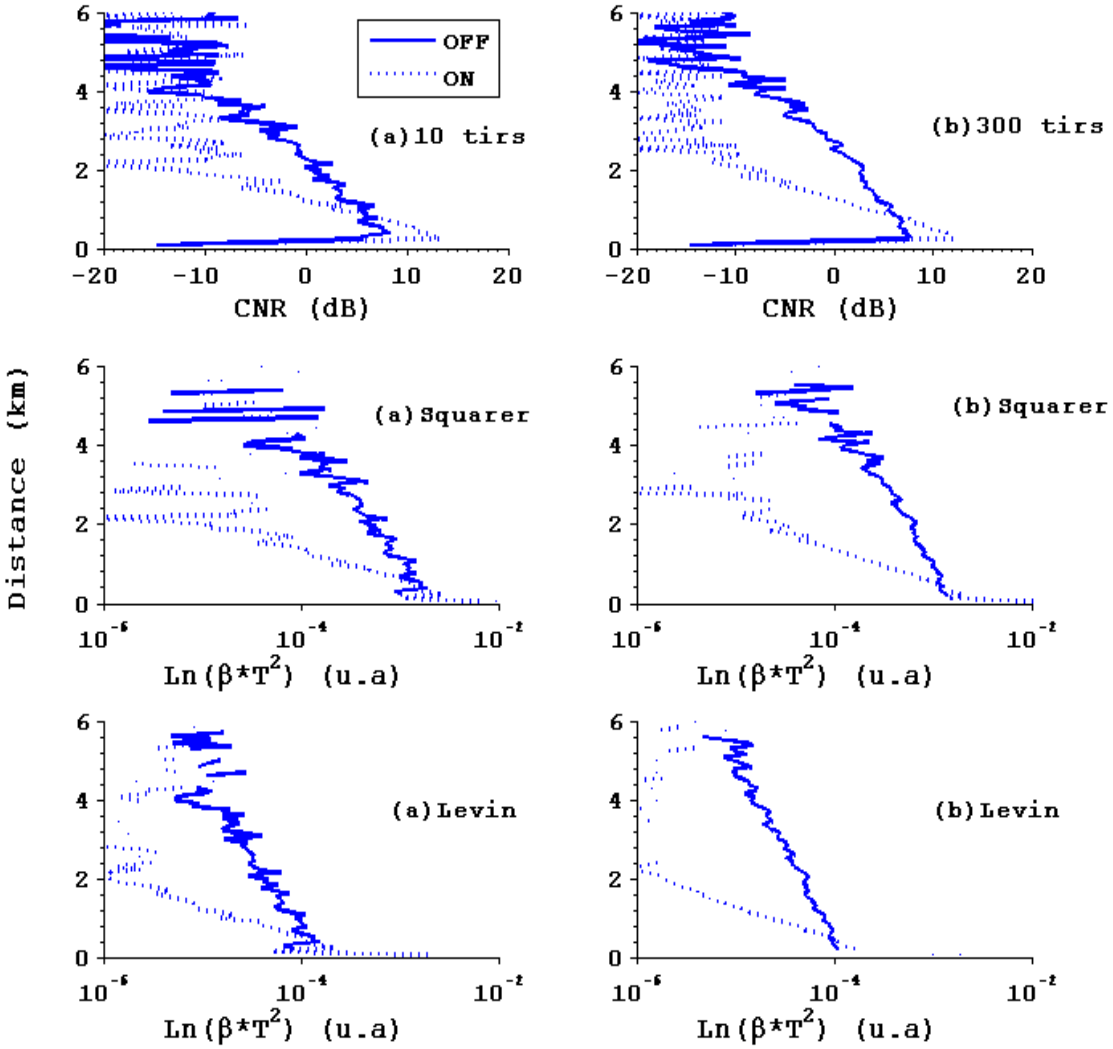


Figure 5.1: Rapport signal sur bruit (*CNR*) et restitution du $\beta.T_{atm}^2$ en fonction de l'altitude pour les longueurs d'onde ON et OFF, par les estimateurs Squarer et Levin, pour une moyenne de (a) 10 paire de tirs (temps de mesure égal à 2 s) et (b) 300 paire de tirs (temps de mesure de 1 minute) pour la journée du 10/12/04.

Dans le but de vérifier le bon fonctionnement des deux estimateurs, on peut comparer l'erreur relative sur une mesure de puissance expérimentale et l'erreur relative prévue théoriquement avec le même *CNR*. Les résultats sont présentés sur la figure 5.2.

Les résultats théoriques donnés par l'estimateur Squarer sont obtenus à partir de la formule 3.43. L'erreur relative sur une mesure de puissance expérimentale est très proche de l'erreur prévue théoriquement (Fig. 5.2). Le nombre de tavelures temporelles est donné par la formule 3.38 en supposant le temps de cohérence du signal rétrodiffusé égal au temps de cohérence de l'impulsion émise. Expérimentalement, à cause de la turbulence de vitesse, ce temps de cohérence est toujours légèrement inférieur à celui de l'impulsion émise [Churnside-83], ce qui entraîne une augmentation du nombre de tavelures temporelles dans une porte de mesure et une diminution de l'erreur $\sigma(P)/P$.

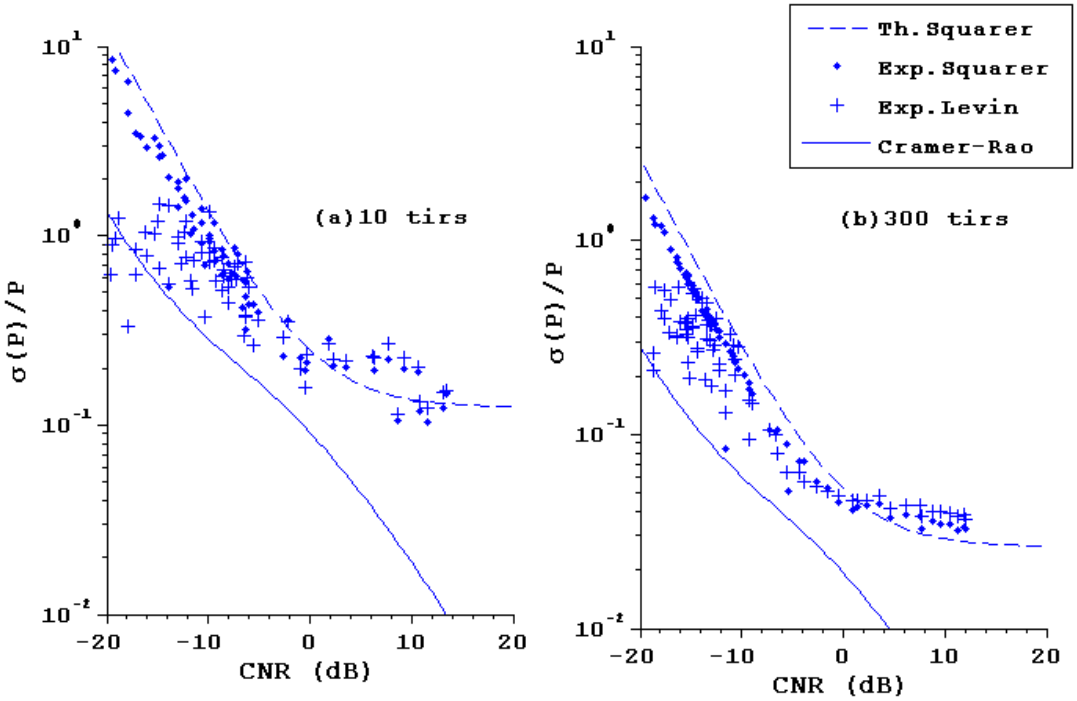


Figure 5.2: Erreur relative sur une mesure de puissance effectuée expérimentalement en utilisant les estimateurs Squarer et Levin pour des temps de mesure de 2 s et 1 minute en fonction du CNR. La limite de Cramer – Rao et l'erreur relative théorique prévue par l'estimateur Squarer sont aussi calculées.

La limite de Cramer-Rao définie par l'équation (5.1) a été calculée en considérant :

- la largeur du filtre de Levin est parfaitement adaptée à la largeur spectrale FWHM du signal rétrodiffusé $\Delta\nu_R \approx \Delta\nu_{Levin} = 4MHz$
- $N_e = 128$, $N_R = 6$, tels que le paramètre $f = 0{,}02$

la comparaison des erreurs de mesure de puissance avec la limite de Cramer-Rao est présentée sur la figure 5.2. Comparées aux performances optimales définies par la limite inférieure de Cramer-Rao, les performances du traitement du signal du lidar LIDIA sont moins bonnes d'un facteur 2-3 pour l'estimateur Levin et 3-4 pour l'estimateur Squarer. On peut noter qu'une mesure de puissance peut être validée avec un *CNR* aussi faible que – 15 dB.
La précision de l'estimation peut être amélioré en accumulant les spectres sur un plus grand nombre de tirs successifs. Pour une accumulation de 300 tirs, l'erreur relative $\sigma(P)/P$ devient inférieure à 5 % avec un *CNR* > -5 dB (Fig. 5.2b). Graphiquement on observe aussi une réduction de la dispersion des points de mesure et un meilleur suivi des courbes théoriques, de l'erreur relative $\sigma(P)/P$ en fonction du *CNR*.

1.3 Restitution de l'épaisseur optique

A partir des signaux rétrodiffusés ON et OFF de la figure 5.2, l'épaisseur optique due à l'absorption par le CO_2 est mesurée en fonction de la distance de propagation. Les résultats sont présentés sur la figure 5.3.
L'erreur statistique sur l'épaisseur optique est calculée à partir des équations 3.44 et 3.46 et des erreurs relatives sur la mesure de puissance ON et OFF précédentes. Les coefficients de corrélation $\rho\left(\langle P_{ij}\rangle,\langle P_{kl}\rangle\right)$, entre les puissances $\langle P_{ON}\rangle$ et $\langle P_{OFF}\rangle$, et les coefficients de corrélation tir à tir $\rho\left(P_p, P_q\right)$, pour les tirs ON et OFF pris séparément, sont faibles (0,1-0,2) et montre une absence de corrélation des signaux lorsque les mesures sont effectuées sur les aérosols. La formule de restitution de l'erreur statistique $\sigma(\tau)/\tau$ est alors la formule 3.47.
La figure 5.2 montre que les deux estimateurs utilisés donnent pratiquement les mêmes résultats. Cependant, l'estimateur Levin garde un léger avantage à grande distance.

L'évolution de l'erreur relative sur l'épaisseur optique $\sigma(\tau)/\tau$ en fonction de la distance de propagation met en évidence l'optimum en épaisseur optique déterminé théoriquement (III. §7) :

- A courte distance, les signaux rétrodiffusés sont détectés avec un fort rapport signal sur bruit. Cependant l'absorption sur la longueur d'onde ON reste faible $(\tau < 0{,}5)$. Les puissances des signaux ON et OFF sont donc pratiquement égales et par conséquent l'erreur sur le rapport P_{ON} / P_{OFF} et sur l'épaisseur optique est importante.

- A grande distance, les signaux rétrodiffusés ON et OFF sont très différents mais le signal ON est trop absorbé $(\tau > 1{,}5)$: le CNR_{ON} devient inférieur à -10 dB et l'erreur relative sur la mesure de la puissance du signal ON devient considérable : l'erreur $\sigma(\tau)/\tau$ augmente à nouveau.

- Pour une distance intermédiaire on obtient un optimum où l'erreur relative sur la mesure de l'épaisseur optique est minimale. Elle devient inférieure à 3 % à une distance d'environ 1 km de l'instrument et une accumulation de 300 paires de tirs ON-OFF.

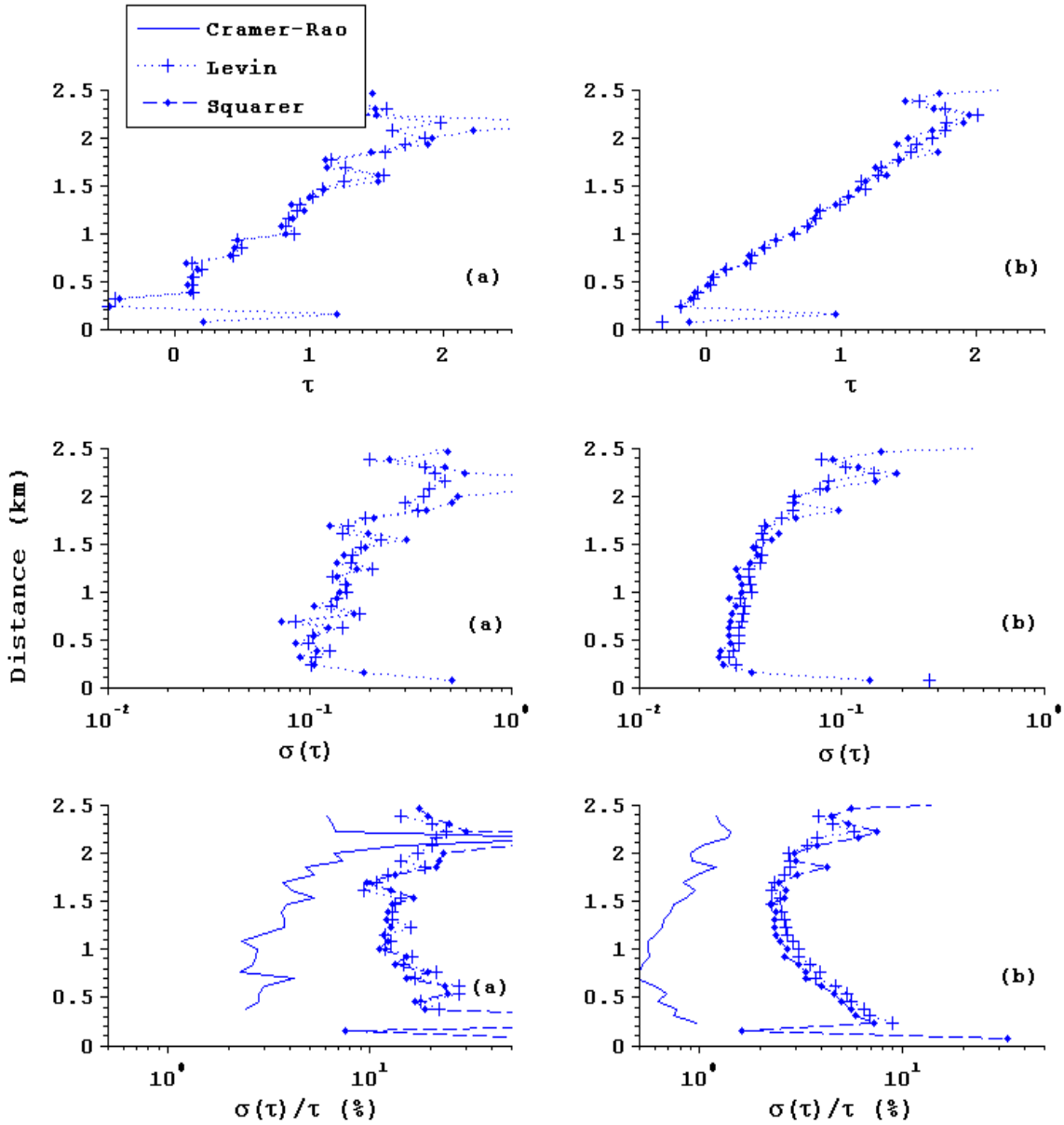


Figure 5.3 : Epaisseur optique τ , erreur $\sigma(\tau)$ et erreur relative $\sigma(\tau)/\tau$ (%) statistiques restituées par les estimateurs Levin et Squarer en fonction de la distance de propagation pour une accumulation de (a) 10 tirs et (b) de 300 tirs. L'erreur relative $\sigma(\tau)/\tau$ théorique donnée par la limite de Cramer Rao sur l'estimation de puissance et détaillée précédemment est aussi représentée

L'évolution de l'erreur relative sur une mesure d'épaisseur optique $\sigma(\tau)/\tau$ est bien une décroissance en racine du nombre de paires de tirs accumulées M_p comme le montre la figure 5.4. Ceci met en évidence une décorrélation temporelle des signaux ON et OFF. Pour atteindre des précisions inférieures à 1% il faudrait augmenter l'accumulation de spectres des signaux rétrodiffusés (§ IV-4) avec un nombre plus grand de paires de tirs ON-OFF. Cependant, en pratique, on observe deux limitations à cette accumulation de spectres. Tout d'abord, la taille des matrices de données devient considérable et demande une mémoire informatique conséquente. Ensuite, la variabilité atmosphérique (par exemple diminution soudaine du coefficient de rétrodiffusion dans le temps et dans la distance) fait que l'on va moyenner des profils d'épaisseur optique différemment bruités en fonction de la distance et dans le temps. Ceci peut entraîner un biais en épaisseur optique. Il vaut mieux donc se limiter à des temps de mesure d'environ 1 minute.
L'idéal serait donc d'avoir un laser avec une cadence de répétition des impulsions plus forte pour ne pas être dépendant de cette hétérogénéité du coefficient de rétrodiffusion dans le temps de mesure.

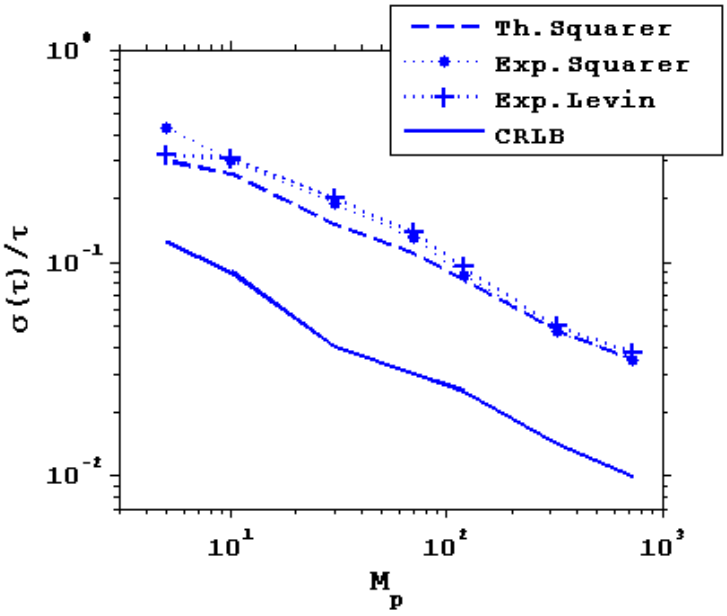


Figure 5.4 : Erreur relative de l'épaisseur optique $\sigma(\tau)/\tau$ mesurée à 1 km de l'instrument en fonction du nombre de paires de tirs accumulées M_p pour les différents estimateurs et limite inférieure de Cramer Rao correspondante.

3. MESURES HORIZONTALES : VALIDATION DES MESURES DIAL

Les résultats et l'analyse de cette journée de mesure sont rassemblés dans un article accepté pour publication dans Applied Optics (2006): « 2 µm-Heterodyne Differential Absorption Lidar Measurements of Atmospheric CO_2 Density in the Boundary Layer ».

3.1 Conditions expérimentales

Les caractéristiques techniques de LIDIA sont rassemblées dans le tableau 5.1. On peut remarquer notamment la différence de puissance délivrée par les OLs, ON et OFF, ce qui globalement diminue les performances de l'instrument pendant cette journée de mesure.

Laser pulsé	
Laser material	Tm, Ho : YLF
Longueur d'onde ON/ OFF	2063,7-2062 nm
Energie par impulsion/ PRF ON-OFF	7 mJ/ 5 Hz
Largeur temporelle/ spectrale (HWHM)	230 ns/ 2.5 MHz
OL/ Injecteur	
ON (laser material: Tm, Ho : YLF)	8 mW monomode
OFF (Tm, Ho : $LuLiF_4$)	4 mW monomode
Fréquence du battement hétérodyne	25 MHz
Détection	
Diamètre du télescope	100 mm
Détection équilibrée	InGaAs photodiodes (η=70%)
Bande passante de la détection	50 MHz
CAN	8 bits/ 125 MHz
Estimateurs numériques	-Levin (bande passante du filtre: 4 MHz) -Squarer

Tableau 5.1: Caractéristiques de LIDIA pour la journée de mesure du 10/12/04

Les longueurs d'onde ON et OFF sont portées sur le spectre d'absorption en transmission du CO_2 et de H_2O dans le domaine 2060 – 2065 nm (Fig. 5.5). La proximité de la raie d'absorption de vapeur d'eau de la raie de CO_2 sondée (ON-line) est susceptible de compliquer le traitement du signal. Cependant le positionnement spectral respectif des longueurs d'onde ON et OFF des oscillateurs locaux était le seul capable de stabiliser l'injection de la cavité laser pulsée et donc l'instrument DIAL sur des temps de mesure assez longs (> 5 h).

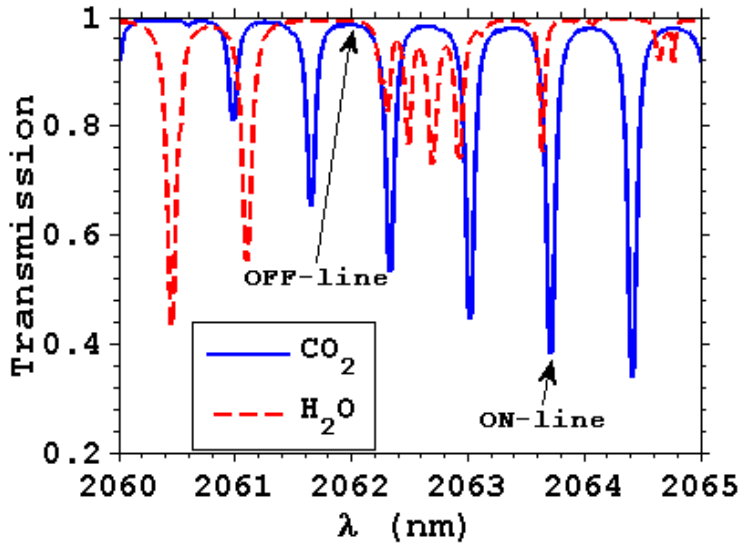


Figure 5.5: Transmission atmosphérique pour les raies d'absorption de CO2 et de H2O dans le domaine 2060 – 2065 nm (370 ppm de CO_2 et 15 $g.kg^{-1}$ de H_2O pour une colonne d'air de 0 à 1 km d'altitude) et position des longueurs d'onde des lasers ON et OFF.

3.2 Contexte synoptique

Les mesures du 10 décembre 2004 ont été réalisées de 15h00 jusqu'à 21h00 (TU).
Durant l'hiver l'évolution du CO_2 atmosphérique dans la couche limite est la résultante de plusieurs phénomènes : (i) le chauffage urbain est une source majeure de CO_2 (ii) le cycle diurne lié à la photosynthèse et à la respiration est fortement réduit (iii) la hauteur de la couche limite mélangée est fortement réduite.

Dans le but de comparer des mesures de la concentration en CO_2 dans la couche atmosphérique par lidar DIAL avec des mesures in-situ, les mesures ont été réalisées en tirant horizontalement. Brume et vent de faible intensité caractérisent cette journée. Le vent de direction Sud-ouest en début d'après midi prend la direction Nord-Est à 18h30 (TU). Le faisceau laser du lidar LIDIA est dirigé vers l'Est et la ville de Palaiseau. La colonne d'air testée est ainsi étendue de 2 km dans cette direction à environ 10-20 m au dessus du sol. Divers capteurs permettent de mesurer à cette altitude la pression, la température, l'humidité relative, le module et la direction du vent au cours du temps de mesure (Fig. 5.6).
Remarquons tout d'abord que les mesures de vitesse radiale délivrée par LIDIA sont en accord avec les variations en direction et en module du vent horizontal mesuré par le capteur in-situ du LMD.

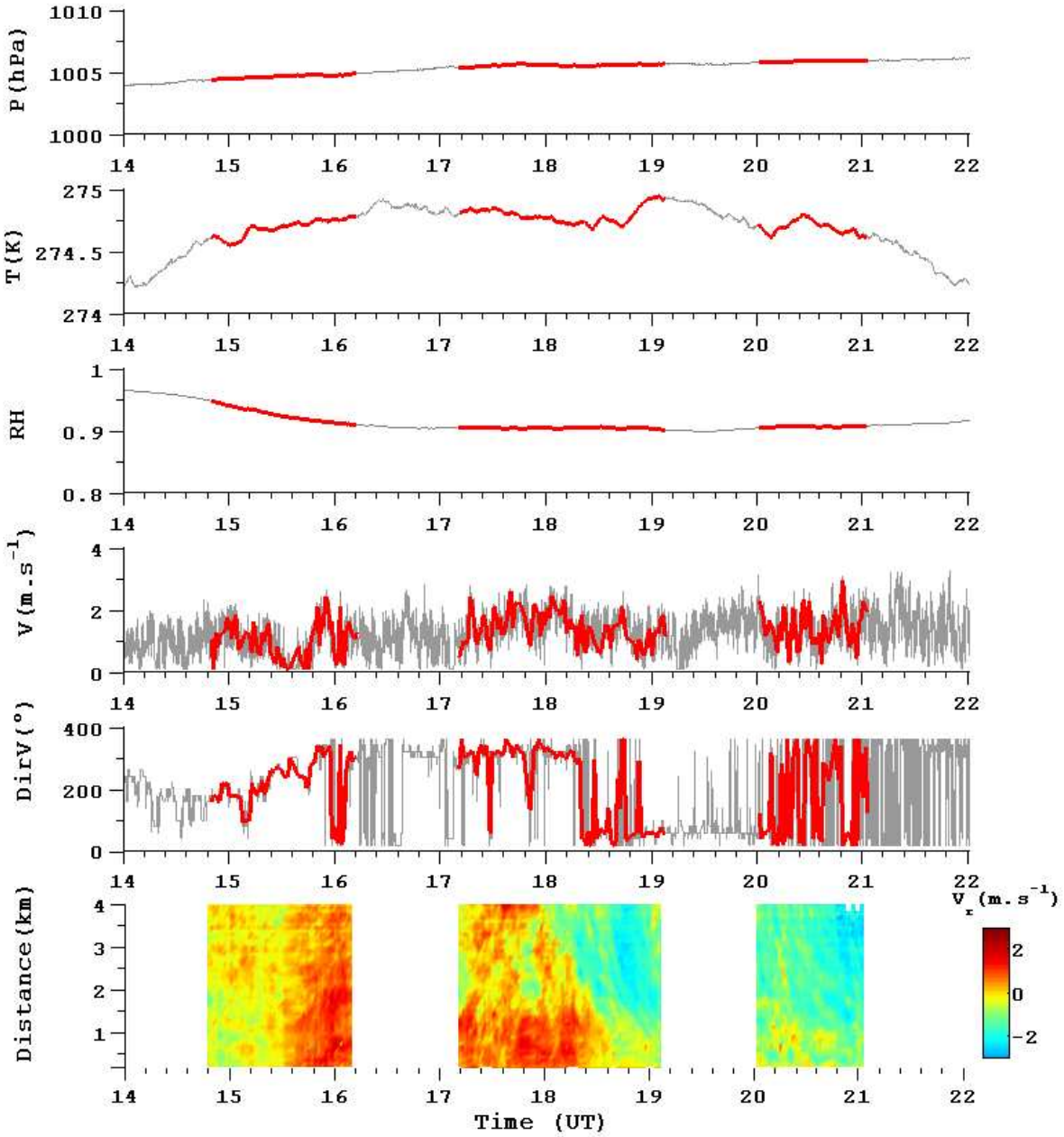


Figure 5.6 : Mesures in-situ à 10 m de haut au LMD : pression, température, humidité relative, module et direction de la vitesse du vent. Les mesures de vitesse radiale donnée LIDIA sont présentées pour une meilleure comparaison capteurs in-situ – mesures Lidar.

3.3 Mesure DIAL du rapport de mélange moyen en CO_2 dans la CLA et de l'importance du LIDAR DOPPLER à la méso-échelle

3.3.1 Méthode de mesure : « méthode de la pente »

Les conditions expérimentales sont une moyenne sur 300 tirs (environ 1 minute de temps de mesure) ON et OFF pour restituer des profils d'épaisseur optique intégrée avec une résolution spatiale tous les 75 m. L'erreur sur la mesure de l'épaisseur optique, déterminée comme précédemment (§ V-1.3), constitue une barre d'incertitude portée sur chaque points expérimentaux de la figure 5.6.
Le rapport de mélange en CO_2 est déterminé à partir de l'équation (3.19) :

$$\rho_{CO_2}(r) = \frac{1}{n_a(r)(\tilde{\sigma}_{ON}(r) - \tilde{\sigma}_{OFF}(r))} \frac{d\tau(0,r)}{dr} \tag{5.2}$$

Pour réduire l'erreur statistique sur une mesure du rapport de mélange en CO_2 il est nécessaire de moyenner sur plusieurs portes temporelles au détriment de la résolution spatiale. Un algorithme très utile consiste à calculer des épaisseurs optique intégrées (Eq. 3.18) pour chaque porte temporelle (§ IV-5) et à effectuer une régression linéaire par la méthode des moindres carrés sur les points expérimentaux (Fig 5.7). Cette régression linéaire est contrainte par les barres d'incertitude sur chaque point. Cette technique correspond au maximum de vraisemblance pour la détermination de la pente et par suite du rapport de mélange moyen en CO_2 dans le volume d'air sondé. Les points expérimentaux sont supposés suivre, de part leur incertitude statistique, une loi de distribution gaussienne.
Compte tenu qu'on ne connaît pas parfaitement le rapport des énergies et des rendements hétérodynes ON et OFF au cours du temps, cette méthode permet de s'affranchir d'un biais en épaisseur optique qui est en pratique toujours présent.

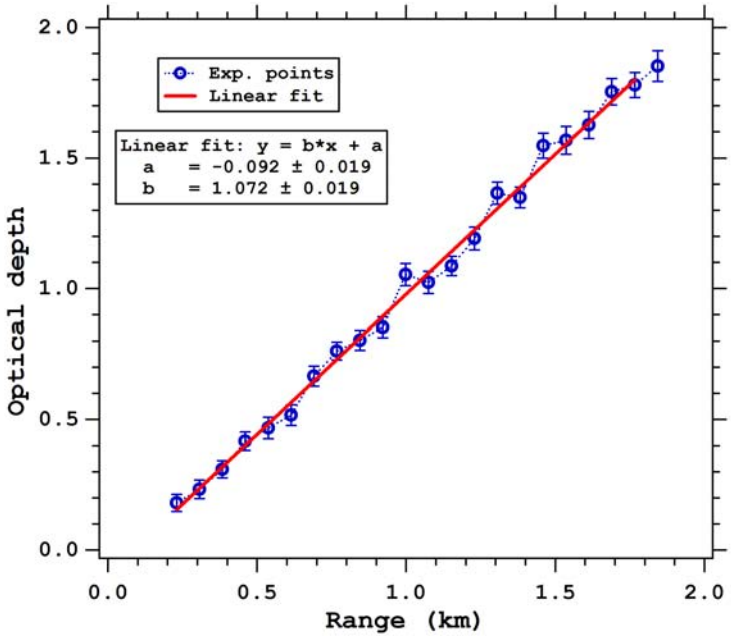


Figure 5.7 : Epaisseur optique intégrée en fonction de la distance de propagation et fit linéaire contraint par l'écart type.

Le rapport de mélange moyen en CO_2 est alors donné par l'équation C3 (ANNEXE C) :

$$\overline{\rho}_{CO_2}(R) = \frac{1}{n_a(R)(\tilde{\sigma}_{ON}(R) - \tilde{\sigma}_{OFF}(R))} \frac{\left(\sum_{i=1}^{N_R} \frac{1}{\sigma^2(\tau_i)}\right)\left(\sum_{i=1}^{N_R} \frac{R_i \tau_i}{\sigma^2(\tau_i)}\right) - \left(\sum_{i=1}^{N_R} \frac{R_i}{\sigma^2(\tau_i)}\right)\left(\sum_{i=1}^{N_R} \frac{\tau_i}{\sigma^2(\tau_i)}\right)}{\left(\sum_{i=1}^{N_R} \frac{1}{\sigma^2(\tau_i)}\right)\left(\sum_{i=1}^{N_R} \frac{R_i^2}{\sigma^2(\tau_i)}\right) - \left(\sum_{i=1}^{N_R} \frac{R_i}{\sigma^2(\tau_i)}\right)^2} \quad (5.3)$$

où N_R est le nombre de points de mesure sur lesquels s'effectue la régression linéaire.

2.3.2 Erreur statistique

L'erreur sur une mesure de la pente et donc du rapport de mélange moyen en CO_2 sur le trajet du faisceau laser est donnée par l'équation C5

$$\sigma(\overline{\rho}) = \frac{1}{n_a(R)(\tilde{\sigma}_{ON}(R) - \tilde{\sigma}_{OFF}(R))} \sqrt{\frac{\sum_{q=1}^{N_R} \frac{1}{\sigma^2(\tau_q)}}{\sum_{q=1}^{N_R} \frac{1}{\sigma^2(\tau_q)} \sum_{q=1}^{N_R} \frac{R_q^2}{\sigma^2(\tau_q)} - \left(\sum_{q=1}^{N_R} \frac{R_q}{\sigma^2(\tau_q)}\right)^2}} \quad (5.4)$$

3.3.3 Contrôle spectral

Comme nous l'avons détaillé dans la partie V-4, les signaux de référence sont utilisés pour enlever les mauvais tirs et séparer les tirs ON et OFF. Ils servent de référence pour le décalage Doppler et l'énergie de l'impulsion émise et donne une idée sur la variation du rendement hétérodyne au niveau des détecteurs du signal rétrodiffusé.

La pente déterminée comme précédemment, en effectuant une régression linéaire sur les profils d'épaisseur optique, est corrigée en utilisant le signal délivré par les cuves photoacoustiques. Le signal de la cuve, proportionnel à la section efficace de la raie d'absorption (§ V-3), permet d'estimer le décalage spectral par rapport au centre de la raie d'absorption.

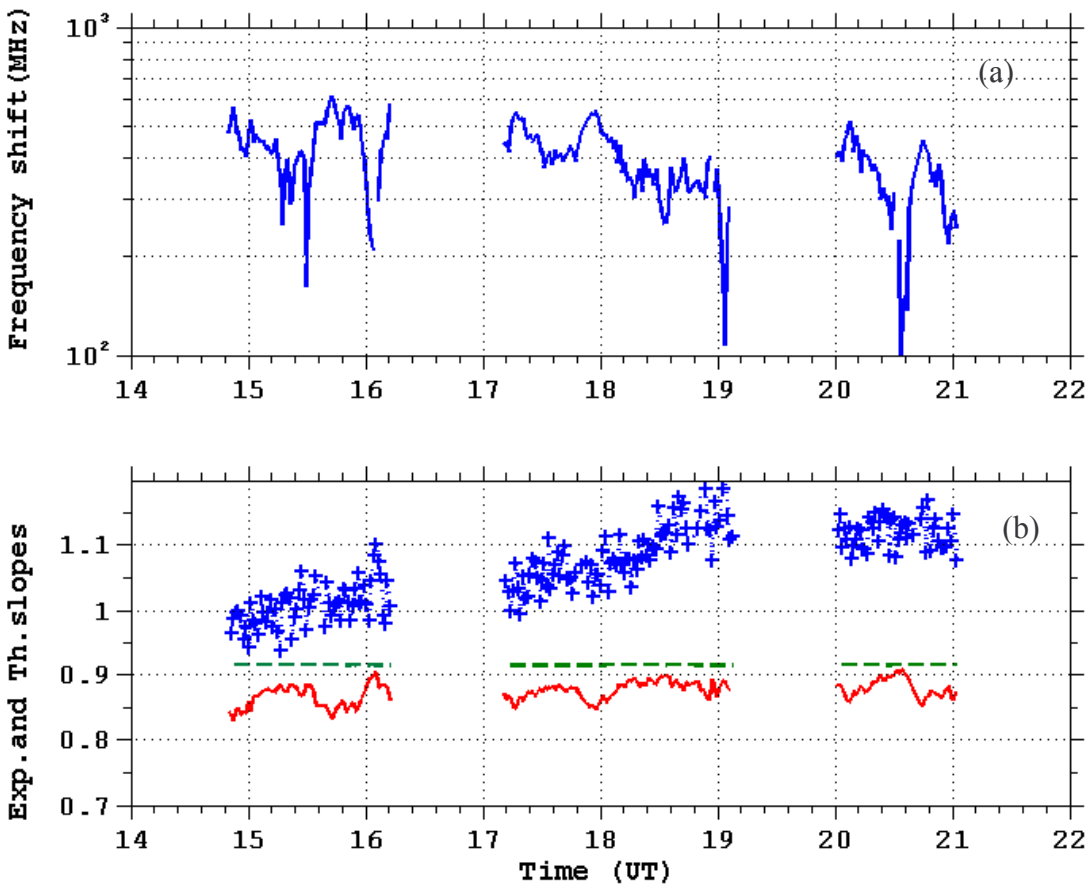


Figure 5.8: (a) Décalage spectral par rapport au centre de la raie d'absorption déterminé en utilisant le signal délivré par la cuve photoacoustique à 1000 mbar. (b) Pente théorique calculée en effectuant une régression linéaire sur les profils théoriques d'épaisseur optique en fonction de la distance en utilisant les données spectroscopiques et les mesures in-situ de T, P et RH pour un rapport de mélange de 390 ppm (ligne en pointillés), pente théorique précédente prenant en compte en plus le décalage spectral par rapport au centre de la raie d'absorption (ligne en trait plein) et pentes mesurées avec les points expérimentaux.

Une pente de référence est calculée en utilisant, d'une part, les caractéristiques spectroscopiques de la raie P10 délivrées par la banque de données GEISA et d'autre part, les mesures in-situ de température, pression et humidité relative, pour un rapport de mélange constant de 390 ppm. En utilisant le décalage spectral fournit par la cuve photoacoustique on déduit une pente théorique qu'on devrait mesurer avec les mesures de LIDIA si le rapport de mélange en CO_2 était constant, égal à 390 ppm durant le temps de mesure. Par comparaison des valeurs des pentes mesurées expérimentalement avec les pentes théoriques on déduit le rapport de mélange du CO_2 atmosphérique durant le temps de mesure (Fig. 5.8).

3.3.4 Rapport de mélange en CO_2

La figure 5.9 présente les positions des laboratoires LSCE et LMD dans la région parisienne et les directions du faisceau laser et du vent au sol à différentes heures de la journée. La figure 5.10 présente les résultats expérimentaux de la journée du 10 décembre 2004.
Des différences sont attendues entre les mesures de CO_2 par lidar DIAL et les mesures in-situ. En effet le faisceau laser est pointé dans une direction opposée au laboratoire LSCE (Fig. 5.9) et donne une mesure moyenne dans un cylindre d'air de 2 km de long et de quelques dizaines de centimètres de diamètre et le capteur in-situ délivre une mesure ponctuelle. Cependant entre 15h30 et 18h00 (TU) la masse d'air était en provenance de l'Ouest et donc de l'emplacement du LSCE. On remarque que pendant cette période les rapports de mélange délivrés par les deux instruments sont en bon accord. Des rapports de mélange plus forts sont obtenus après 18h00 (TU) lorsque le vent tourne au Nord-Est apportant une masse d'air polluée en provenance de l'agglomération parisienne. Si on considère un vent d'Est moyen de 1 $m.s^{-1}$, cet air pollué mettra environ 1h30 pour arriver sur le site du LSCE, résultat qui semble cohérent avec les courbes de mesure DIAL et de mesure in-situ présentées sur la figure 5.10a. Il est important de souligner que l'erreur statistique sur chaque point de mesure DIAL reste important, de l'ordre de ~ 2% soit ~ 10 ppm.

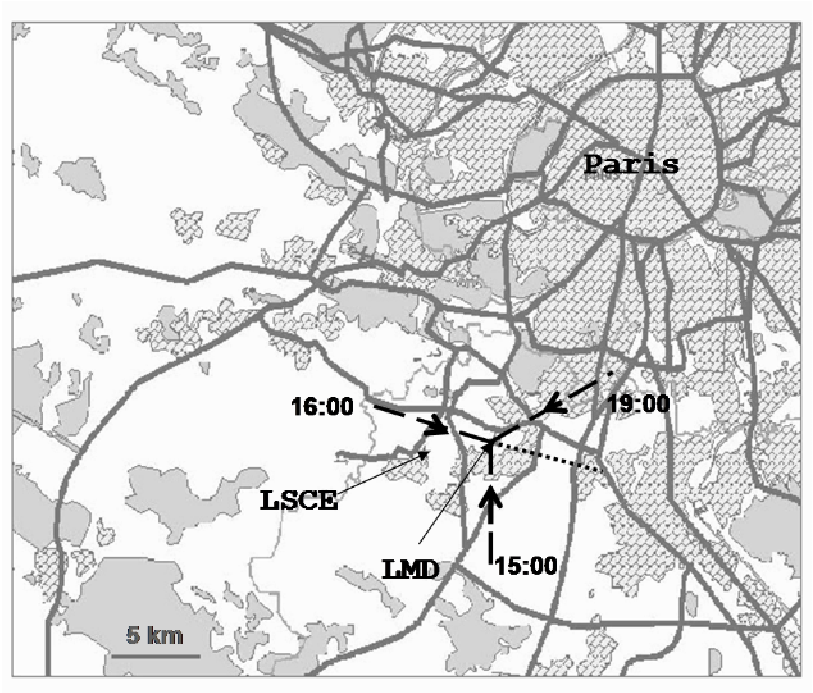


Figure 5.9: Positions respective des laboratories LSCE et LMD et direction du faisceau laser de LIDIA et du vent au sol à différentes heures de la journée.

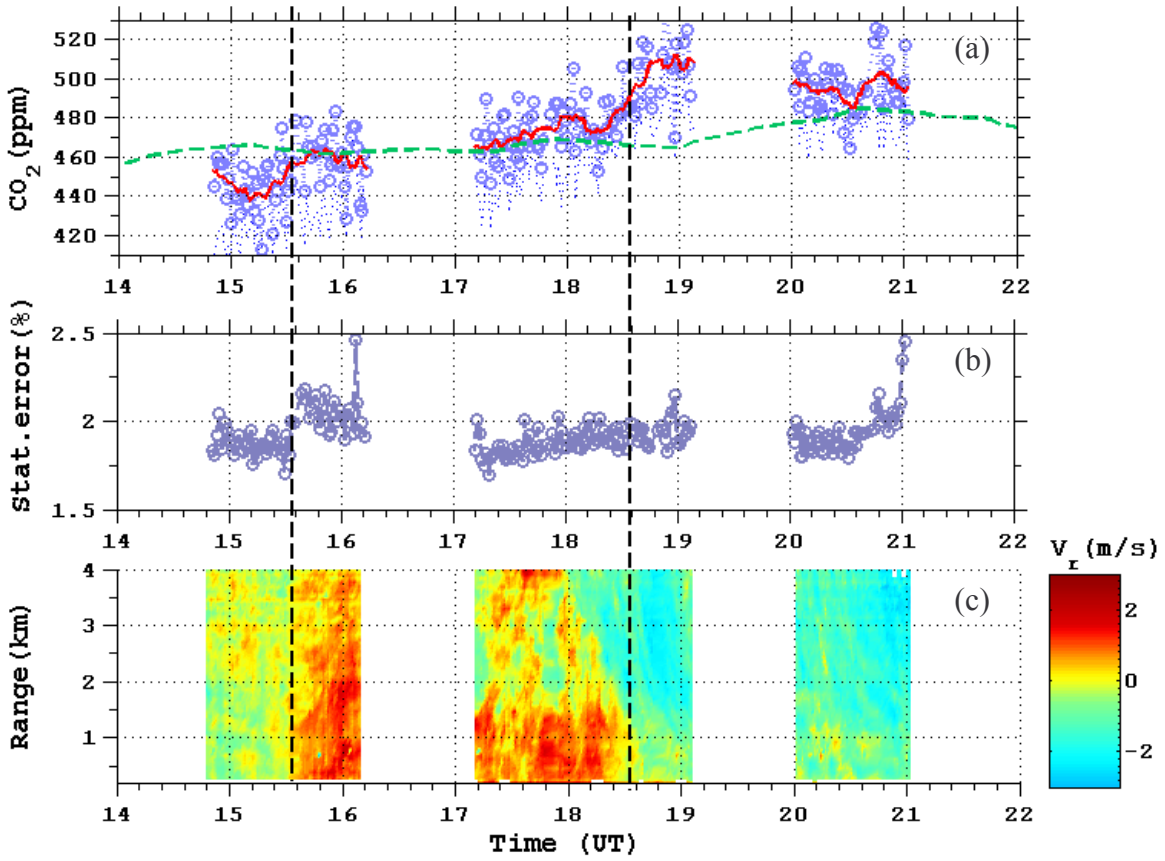


Figure 5.10: (a) rapport de mélange en CO_2 déterminés par mesure DIAL pour un temps de mesure de 1 minute (300 tirs accumulés) (rond), lissage sur 5 points (trait plein) et mesures in-situ du LSCE (ligne en pointillé). (b) Erreur statistique sur les rapports de mélange DIAL. (c) vitesse radiale du vent le long du trajet du faisceau laser.

3.4 Bilan des erreurs sur une mesure du rapport de mélange en CO_2

3.4.1 Erreurs sur la fonction de poids WF

La fonction de poids est calculée à partir des mesures in-situ de température, pression et humidité relative. Les précisions sur ces mesures sont respectivement meilleures que 0,1 K, 0,5 hPa et 5 %. D'après l'étude menée dans le paragraphe III-9, ces erreurs entraînent une erreur sur la section efficace inférieure à 0,5 %.

Lors des mesures, des sauts de mode entraînent un décalage de la raie laser par rapport au centre de raie. En considérant une fréquence moyenne de 5 sauts pour 300 tirs moyennés et un intervalle spectral libre de l'oscillateur local de 6 GHz (longueur de la cavité laser de 2,5 cm), l'erreur relative apportée sur la section efficace est de 15 % pour un tir et seulement de 0,25 % pour 300 tirs moyennés. Cette erreur est en fait un biais qui entraîne une sous estimation du rapport de mélange en CO_2.

3.4.2 Erreur due à la proximité d'une raie de vapeur d'eau

A cause du décalage spectral précédent et de la proximité d'une raie de vapeur d'eau de la raie P10, et compte tenu de la précision recherchée sur les mesures (~ 1 %), il est nécessaire de quantifier le biais apporté sur une mesure du rapport de mélange en CO_2.
L'humidité relative est déterminée à partir de la pression partielle en vapeur d'eau P_{H2O} et de la pression de vapeur saturante :

$$RH = \frac{P_{H_2O}}{P_S(T)} \tag{5.5}$$

et la densité de molécule d'eau est donnée par

$$n_{H_2O} = n_{air} RH \frac{P_S(T)}{P} \tag{5.6}$$

La pression de vapeur saturante est restituée par la loi de Clapeyron :

$$\ln\left(\frac{P_S}{P_0}\right) = \frac{M_{H_2O} L_v}{R}\left(\frac{1}{T_b} - \frac{1}{T}\right) \tag{5.7}$$

avec $L_v = 2{,}26.10^6$ J/kg : chaleur latente de vaporisation
$T_b = 373$ K température d'ébullition de l'eau à P_0=1013 hPa
$M_{H2O} = 0{,}018$ kg/mol masse molaire de l'eau
R = 8,31447 J/K/mol constante des gaz parfaits

On peut estimer alors le rapport de mélange en vapeur d'eau à 10 m. Avec les mesures in-situ , P = 1005 hPa, T = 275 K, RH = 0.9, on calcule la pression de vapeur saturante et le rapport de mélange moyen en vapeur d'eau : 8.5 g/kg. En considérant un rapport de mélange moyen en CO_2 de $\overline{\rho} = 480$ ppm, on peut alors estimer l'erreur apportée à la mesure DIAL du CO_2 :

$$\frac{\sigma(\overline{\rho})}{\overline{\rho}} = \frac{\rho_{H_2O}\left(\tilde{\sigma}_{ON_H_2O} - \tilde{\sigma}_{OFF_H_2O}\right)}{\overline{\rho}\left(\tilde{\sigma}_{ON} - \tilde{\sigma}_{OFF}\right)} \tag{5.8}$$

En conclusion, on ne peut savoir, par analyse du signal de la cuve photoacoustique, dans quel sens (longueur d'onde croissante ou décroissante) s'effectue le décalage spectral de LIDIA. Cependant, on peut estimer le maximum de l'erreur relative sur le rapport de mélange en CO_2 imputé à la proximité de la raie de vapeur d'eau en fonction du décalage spectral. La figure 5.11 montre que pour un décalage maximal observé de 600 MHz, l'erreur sur le rapport de mélange est inférieure 0,9 %. En fait cette erreur est un biais qui entraînerait une surestimation du rapport de mélange en CO_2.
On peut envisager aussi la situation où les sauts de mode considérés précédemment entraînent un décalage de 6 GHz vers la raie de vapeur d'eau. L'erreur apportée sur la section efficace est alors de 60 % pour un seul tir et de 1% pour 300 tirs moyennés. Au final le biais éventuel apporté serait une surestimation du rapport de mélange en CO_2 de 0,65 %.

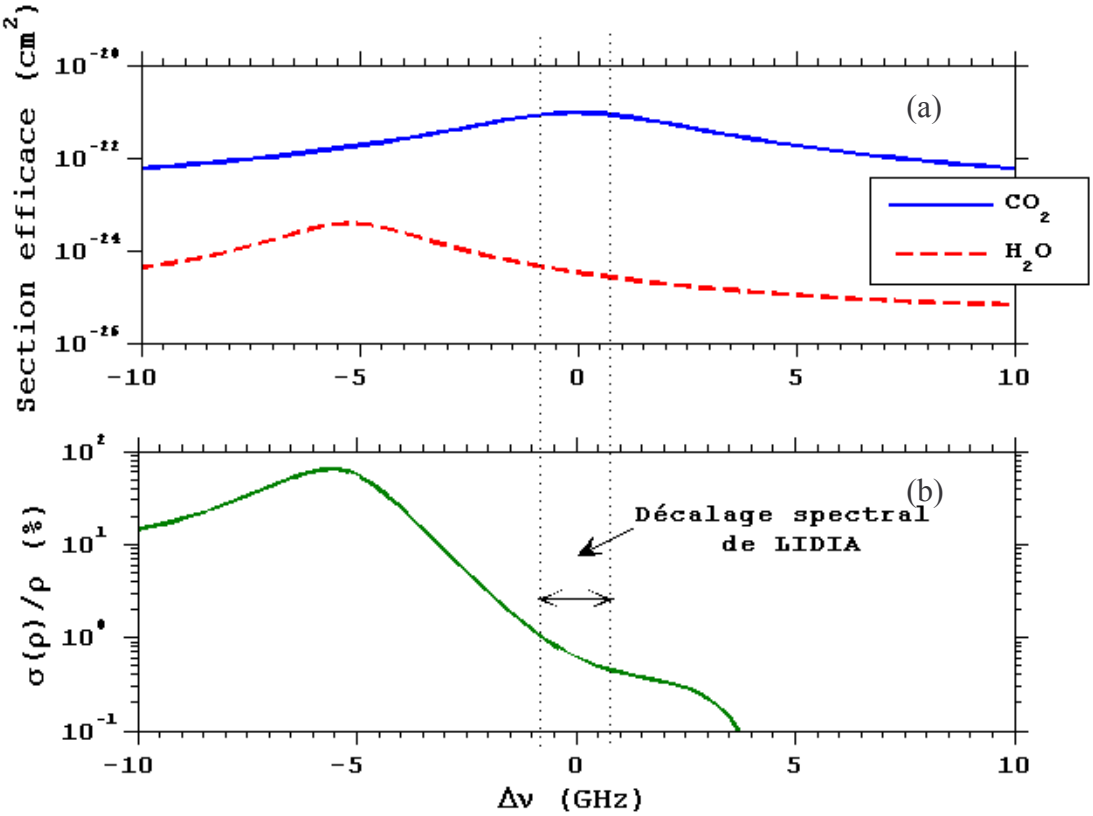


Figure 5.11: (a) Section efficace de la raie d'absorption de CO_2 P10 et de la raie de vapeur d'eau adjacente. (b) Erreur relative $\sigma(\overline{\rho})/\overline{\rho}$ sur une mesure du rapport de mélange en CO_2, en fonction du décalage spectral de LIDIA due à la proximité de la raie de vapeur d'eau de la raie P10

3.4.3 Bilan des erreurs

Les différentes erreurs et biais possibles sur la mesure du rapport de mélange en CO_2 sont rassemblés dans le tableau ci-dessous (Tableau 5.2).

Source d'erreur	$\sigma(\overline{\rho}_{CO_2})/\overline{\rho}_{CO_2}$ (%)	Description
Température, pression et humidité	< 0.5	aléatoire
Cuve photoacoustique	1	aléatoire
Sauts de mode	+ 0.25	biais
H_2O line overlap	- 0.9	biais potential du au décalage spectral
	- 0.65	biais potential du aux sauts de mode et à la r de vapeur d'eau
Erreur statistique	2	300 tirs moyennés (1 min)
(méthode de la pente)	1	1500 tirs moyennés (5 min)

Tableau 5.2: Sources d'erreur sur la détermination du rapport de mélange moyen de CO_2 pendant la journée de mesure du 10/12/04

3.5 La mesure d'épaisseur optique est-elle biaisée aux faibles *CNRs*?

3.5.1 Modélisation instrumentale et test du traitement du signal

Pour vérifier la validité des régressions linéaires effectuées sur des épaisseurs optiques restituées à partir de signaux avec des faibles CNR, une simulation du traitement du signal de LIDIA a été effectuée en considérant des signaux bruités. Dans toute l'étude qui suit on ne prend pas en compte le speckle temporel qui ajouterait une variance supplémentaire sur le signal. L'objectif est en effet d'analyser l'effet de la variabilité du rapport signal sur bruit des signaux en fonction de la distance de propagation sur les régressions linéaires effectuées lors de l'analyse des mesures horizontales.
On simule des signaux ON et OFF dans le domaine spectral en amplitude, ces signaux sont la transformée de Fourier de la somme d'un bruit blanc et du battement hétérodyne du signal rétrodiffusé avec l'oscillateur local. Par linéarité de la transformée de Fourier le spectre du signal est la somme des transformées de Fourier du battement hétérodyne et du bruit. La puissance spectrale des signaux dans une porte de mesure est alors donnée par :

$$Ps_{OFF,i}(\nu) \propto \left[\gamma_{H,i}.A(\nu).\exp(-\alpha.R_i)/R_i + B.randn_{OFF,i}\right]^2 \quad (5.9)$$

$$Ps_{ON,i}(\nu) \propto \left[\gamma_{H,i}.A(\nu).\exp(-\alpha.R_i)\exp(-\tau_i)/R_i + B.randn_{ON,i}\right]^2 \quad (5.10)$$

$$Ns_{OFF,i}(\nu) = \left[B.randn_{OFF,i}\right]^2 \quad (5.11)$$

$$Ns_{ON,i}(\nu) = \left[B.randn_{ON,i}\right]^2 \quad (5.12)$$

$A(\nu)$ est le spectre du battement hétérodyne,
τ_i l'épaisseur optique pour la porte *i* à la distance
R_i due à l'absorption du gaz mesuré,
α le coefficient d'extinction,
$Ns_{OFF,i}(\nu)$ la puissance spectrale du bruit pour le signal OFF dans la porte *i*,
$randn_{OFF,i}$ un générateur de nombre aléatoire suivant une loi normale pour simuler la transformée de Fourier du bruit blanc,
B la variance du bruit prise identique pour ON et OFF,
$\gamma_{H,i}$ le rendement hétérodyne.

Les puissances spectrales ON et OFF sont présentées sur la figure 5.12. On effectue alors un filtrage numérique des signaux entre 18 et 35 MHz.

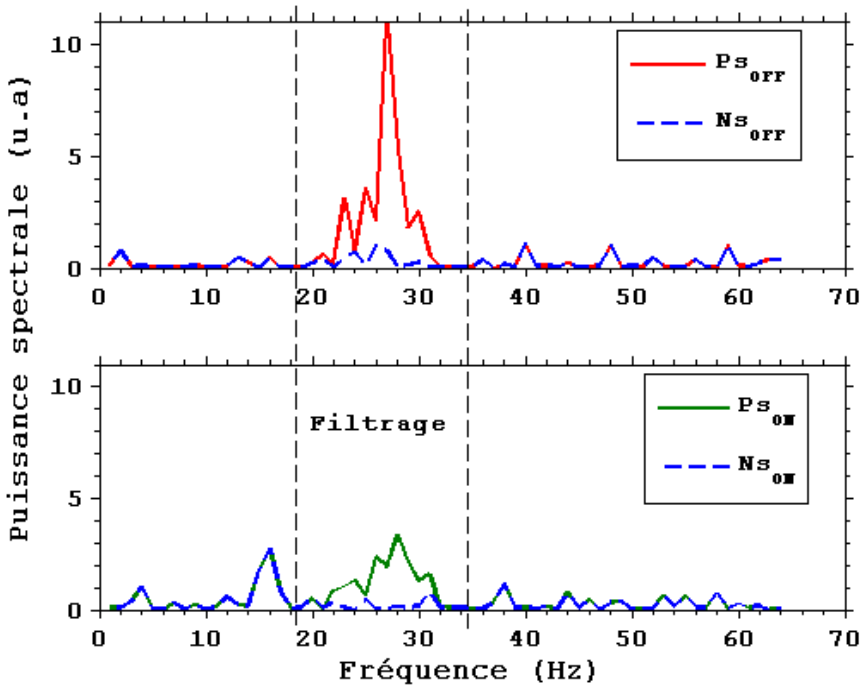


Figure 5.12: Puissances spectrales OFF et ON après 500 m de propagation (épaisseur optique de 0.5). Epaisseur optique prise égale à 1 pour 1 km et filtrage effectué comme dans le traitement du signal de LIDIA

Les puissances optiques des signaux rétrodiffusés et les puissances du bruit dans la porte de mesure sont données à partir des équations (5.9-5.12).

$$\langle P_{OFF/ON,i} \rangle = \int \left(Ps_{OFF/ON,i}(\nu) - Ns_{OFF/ON,i}(\nu) \right) d\nu \tag{5.13}$$

$$\langle N_{OFF/ON,i} \rangle = \int \left(Ns_{OFF/ON,i}(\nu) \right) d\nu \tag{5.14}$$

Le rapport signal sur bruit à la distance R_i devient alors pour une paire de tirs ON-OFF:

$$CNR_{OFF/ON,i} = 10 \log_{10} \left[\frac{\langle P_{OFF/ON,i} \rangle}{\langle N_{OFF/ON,i} \rangle} \right] \tag{5.15}$$

Dans le cadre de l'estimateur Squarer, l'épaisseur optique pour une paire de tirs ON-OFF à la distance R_i est alors donnée par :

$$\tau_i = \frac{1}{2} \log \left[\frac{\langle P_{OFF,i} \rangle}{\langle P_{ON,i} \rangle} \right] \tag{5.16}$$

Les *CNR* et l'épaisseur optique sont présentés pour une paire de signaux ON-OFF simulés grâce aux équations précédentes (Fig.5.13). On observe un bon suivi des épaisseurs optiques simulées en

fonction de la distance de propagation, cependant à partir de 1,5 km, on observe un décrochage correspondant à un CNR_{ON} inférieur à -10 dB.
Pour la variation du CNR_{OFF}, proche du sol, le *CNR* augmente avec le rendement hétérodyne puis décroît à cause de l'extinction. Pour le CNR_{ON}, une décroissance plus forte du signal est due à l'absorption.

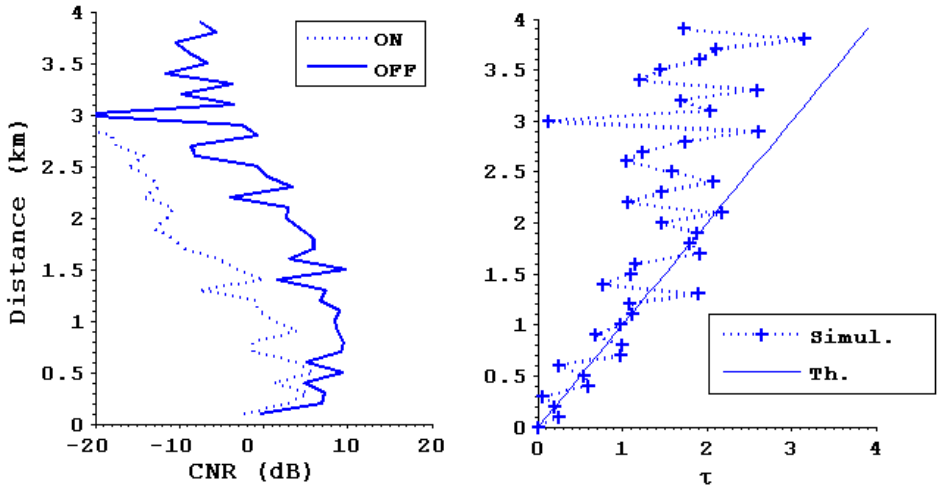


Figure 5.13: Simulation pour une paire de tirs ON-OFF, un rendement hétérodyne donné par le modèle gaussien, une variance de bruit et un coefficient d'extinction tels que les *CNR* soient comparables aux résultats expérimentaux de la figure 5.1. (Epaisseur optique de 1 pour 1 km de propagation aller)

En pratique on ne peut pas exploiter l'épaisseur optique restituée pour une paire de tirs car les signaux sont trop bruités (Fig. 5.13). On doit alors moyenner les signaux sur plusieurs paires de tirs.
On peut effectuer deux sortes de moyenne : on peut d'abord moyenner les puissances $\langle P_{OFF,i} \rangle$ et $\langle P_{ON,i} \rangle$ et prendre ensuite le logarithme pour restituer une épaisseur optique moyenne, solution choisie pour traiter les résultats expérimentaux ou on peut moyenner les épaisseurs optiques données par l'équation (Eq. 5.17). Les résultats obtenus sont alors différents en terme de biais.
Dans le premier cas et pour les mesures expérimentales, les formules précédentes deviennent :

$$\overline{CNR_{ON/OFF}} = 10\log_{10}\left[\frac{\overline{\langle P_{OFF/ON,i} \rangle}}{\overline{\langle N_{OFF/ON,i} \rangle}}\right] \tag{5.17}$$

$$\overline{\tau_i} = \frac{1}{2} Ln\left[\frac{\overline{\langle P_{OFF,i} \rangle}}{\overline{\langle P_{ON,i} \rangle}}\right] \tag{5.18}$$

L'erreur sur l'épaisseur optique est restituée par la formule (Eq. 5.19) sans considération sur les corrélations tirs à tirs et les corrélations entre les puissances spectrales moyennes ON et OFF :

$$\frac{\sigma(\tau_i)}{\overline{\tau_i}} = \frac{1}{2\overline{\tau_i}} \sqrt{\frac{\sigma^2\left(\left\langle P_{OFF,i}\right\rangle\right)}{\left(\overline{\left\langle P_{OFF,i}\right\rangle}\right)^2} + \frac{\sigma^2\left(\left\langle P_{ON,i}\right\rangle\right)}{\left(\overline{\left\langle P_{ON,i}\right\rangle}\right)^2}} \tag{5.19}$$

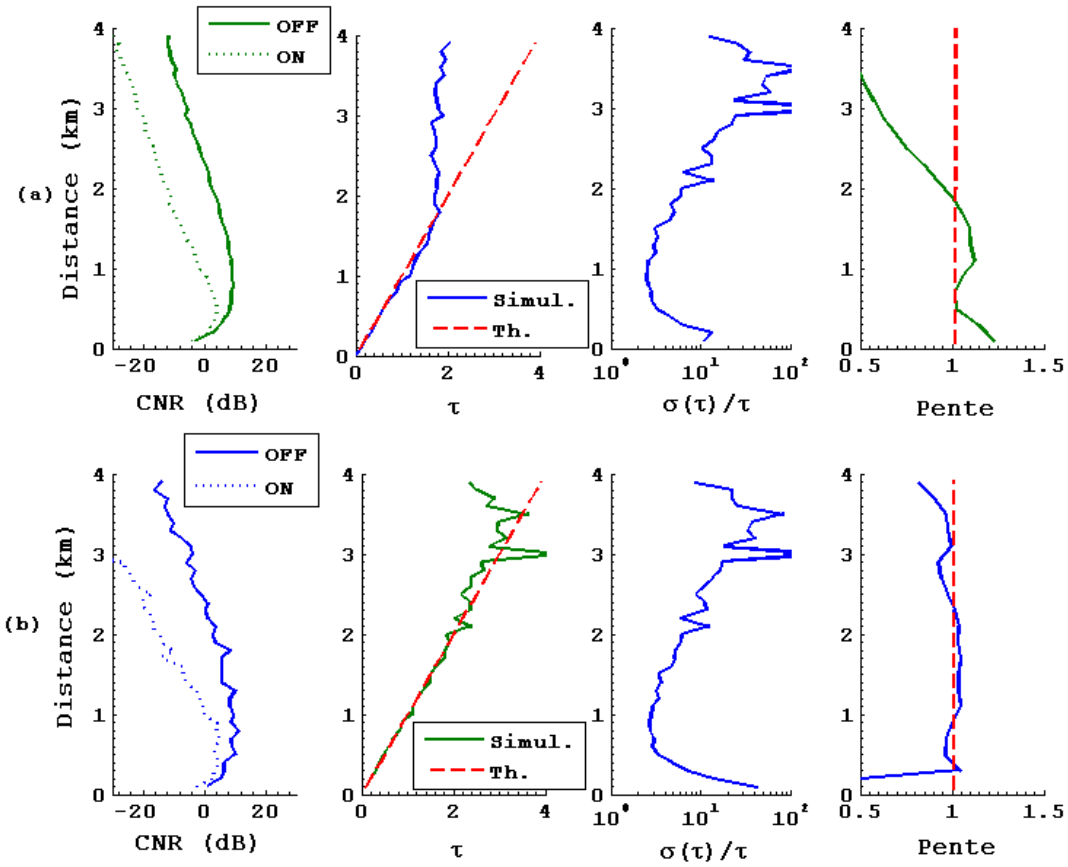


Figure 5.14: Moyenne sur 100 paires de tirs ON-OFF : *CNR*, épaisseur optique, erreur relative sur l'épaisseur optique et pente déterminée à partir de la régression linéaire sur la moyenne de l'épaisseur optique (a) Moyenne effectuée sur les puissances avant de prendre le logarithme, (b) Moyenne effectuée directement sur les *CNR* et les épaisseurs optiques de chaque paire de tirs.

La figure 5.14 montre avec évidence le biais causé par le bruit si on effectue la moyenne sur les logarithmes (*CNR* ou épaisseur optique). En fonction de la distance de propagation, on a représenté l'épaisseur optique moyenne sur 100 paires de tir (situation proche des mesures expérimentales du 10/12/04) et la pente déterminée à partir d'une régression linéaire effectuée sur l'épaisseur optique et sur des distances de plus en plus longues. Pour les courtes distances l'erreur relative sur la mesure de l'épaisseur optique est grande car les signaux ON et OFF sont presque identiques (absorption faible) et le rapport signal sur bruit est faible à cause du rendement hétérodyne : une forte variance entraîne une forte variabilité de la pente dans ce domaine. Expérimentalement, on évite ainsi de prendre les premiers points pour effectuer la régression linéaire (Fig. 5.3 et 5.6).
Pour les distances moyennes (0,5 - 1 km), on observe un optimum sur l'erreur relative sur l'épaisseur optique. Cet optimum n'est pas directement l'optimum déterminé précédemment (§ II-7) car il dépend la variation du *CNR* en fonction de la distance. En fait il apparaît par un double effet : optimisation en

épaisseur optique (valeur proche de 1 déterminée dans le § II-7) et rendement hétérodyne qui permet d'obtenir un maximum des *CNR* vers 0,5 km. L'effet de cet optimum est une réduction de l'écart entre la pente déterminée avec les signaux simulés et la pente attendue théorique égale à 1.
A partir de 1 km, l'épaisseur optique moyenne (a) est biaisée. Le biais sur les pentes (a) est tout d'abord positif (surestimation de la pente) de 1 à 1,5 km. Ce biais est du à la moyenne des logarithmes et n'est pas observé sur les pentes (b). Le biais sur les pentes (a) devient ensuite négatif. Ce biais est aussi observable en moindre mesure pour le cas (b) mais à des distances plus éloignées. Aux distances concernées (supérieures à 2,5 km), la fluctuation de l'épaisseur optique est telle que ce biais est compris dans l'erreur statistique sur le signal. On pourra alors s'en affranchir en partie en calculant une pente contrainte par l'écart type relatif à chaque point d'épaisseur optique.

En conclusion le traitement du signal (a) est fortement déconseillé car il génère un biais conséquent pour des signaux raisonnablement bruités. Pour le traitement du signal (b) adopté pour analyser les mesures de LIDIA, il semble que le bruit des signaux entraîne un biais sur la pente seulement pour des valeurs faibles du CNR_{ON} (> - 10 dB). En pratique de tels signaux sont rejetés ou ne sont pas détectés par l'estimateur de Levin : on peut s'en apercevoir en contrôlant si la vitesse radiale déterminée avec le signal ON est identique avec la vitesse radiale restituée avec le signal OFF (qui est en pratique beaucoup moins bruité). De plus, ce biais en épaisseur optique est nettement identifiable car il est précédé par de fortes fluctuations de l'épaisseur optique. Le modèle précédent met en évidence les fortes fluctuations générées sur l'épaisseur optique mesurée à courte distance. En pratique il faut éviter de considérer les premiers points pour déterminer une pente. Notons aussi qu'une détermination du maximum de vraisemblance sur la concentration moyenne s'effectue à partir d'une régression linéaire contrainte par les barres d'incertitude sur chaque point ce qui limite la sensibilité aux points fortement bruités et au biais précédent.

3.5.2 Etude analytique sur un biais potentiel apporté par le traitement du signal de LIDIA sur la mesure de l'épaisseur optique

D'après l'équation 3.18 et en supposant des énergies émises OFF/ON identiques, l'épaisseur optique pour une paire de tirs et une porte temporelle s'écrit :

$$2\tau = Ln\left(\langle P_{OFF}\rangle\right) - Ln\left(\langle P_{ON}\rangle\right) \tag{5.24}$$

En considérant que la puissance du signal OFF/ON peut s'écrire :

$$\langle P_{OFF/ON}\rangle = \overline{\langle P_{OFF/ON}\rangle} + p_{OFF/ON} \tag{5.25}$$

où $p_{OFF/ON}$ est la partie fluctuante de la puissance, on obtient

$$2\tau = Ln\left(\frac{\overline{\langle P_{OFF}\rangle}}{\overline{\langle P_{ON}\rangle}}\right) + Ln\left(1 + \frac{p_{OFF}}{\overline{\langle P_{OFF}\rangle}}\right) - Ln\left(1 + \frac{p_{ON}}{\overline{\langle P_{ON}\rangle}}\right) \tag{5.26}$$

en supposant $\frac{p_{OFF/ON}}{\langle P_{OFF/ON}\rangle} << 1$, on peut écrire :

$$2\tau \approx Ln\left(\frac{\overline{\langle P_{OFF}\rangle}}{\overline{\langle P_{ON}\rangle}}\right) + \frac{p_{OFF}}{\overline{\langle P_{OFF}\rangle}} - \frac{p_{ON}}{\overline{\langle P_{ON}\rangle}} - \frac{1}{2}\left(\frac{p_{OFF}}{\overline{\langle P_{OFF}\rangle}}\right)^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{p_{ON}}{\overline{\langle P_{ON}\rangle}}\right)^2 \tag{5.27}$$

En effectuant une moyenne sur un nombre de tirs ou de portes temporelles N, on obtient :

$$\bar{\tau} \approx Ln\left(\frac{\overline{\langle P_{OFF}\rangle}}{\overline{\langle P_{ON}\rangle}}\right) + \frac{1}{4}\left[\frac{1}{SNR_{ON}^2} - \frac{1}{SNR_{OFF}^2}\right] \tag{5.28}$$

L'estimation de l'épaisseur optique obtenue par l'équation 4.14 est donc théoriquement biaisée quelquesoit l'estimateur utilisé. Lorsque le *SNR* est faible, l'épaisseur optique délivrée par le traitement de signal de LIDIA sous estime l'épaisseur optique vraie ce qui semble rejoindre les résultats du modèle instrumental précédent. Pour des mesures à partir du sol on a souvent la situation où $SNR_{ON}^2 << SNR_{OFF}^2$ d'où $\delta\tau \approx 1/(4.SNR_{ON}^2)$. La figure 5.15 présente les résultats. En pratique pour que le biais soit négligeable, on doit considérer des *SNR* > 10.

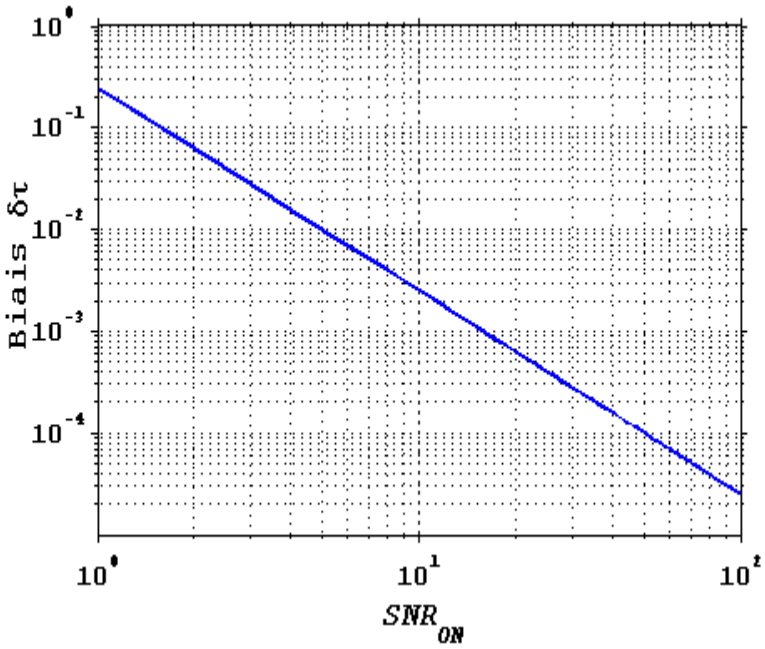


Figure 5.15 : Biais sur l'estimation de l'épaisseur optique en fonction du SNR_{ON}.

D'après les figures 5.2 et 5.3 on peut deviner que ce biais est négligeable pour les épaisseurs optiques considérées (τ > 1 et *CNR* > - 10 dB). La figure 5.16 montre en effet que le biais engendré sur une mesure d'épaisseur optique (moyenne sur 300 tirs) est de l'ordre de 10^{-3}. L'erreur engendrée sur la pente est aussi négligeable à cause d'une faible variation du *SNR* dans le domaine de régression linéaire (voir Fig. 5.2 et 5.3)

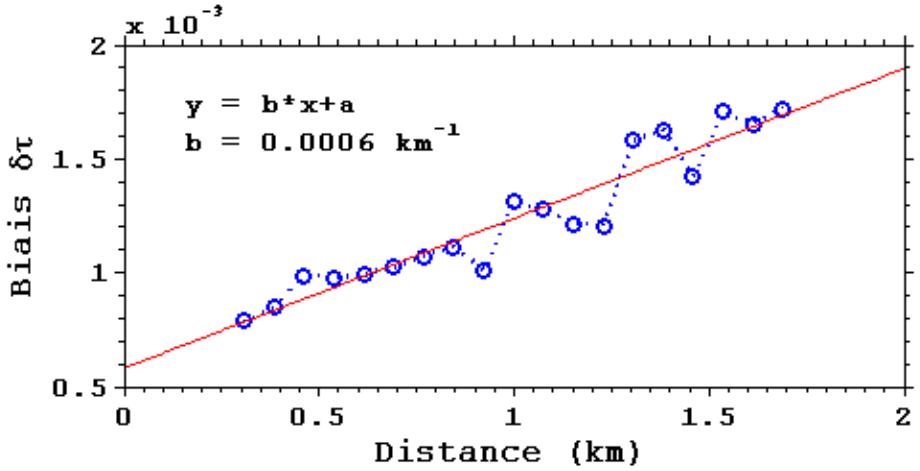


Figure 5.16 : Biais engendré sur une mesure d'épaisseur optique en fonction de la distance de propagation. Mesures du 12/10/04.

En utilisant l'équation 3.44 donnant le *SNR* en fonction du *CNR* pour l'estimateur Squarer, on peut estimer dans quelle mesure (*CNR*, nombre de tirs) ce biais doit être considéré.

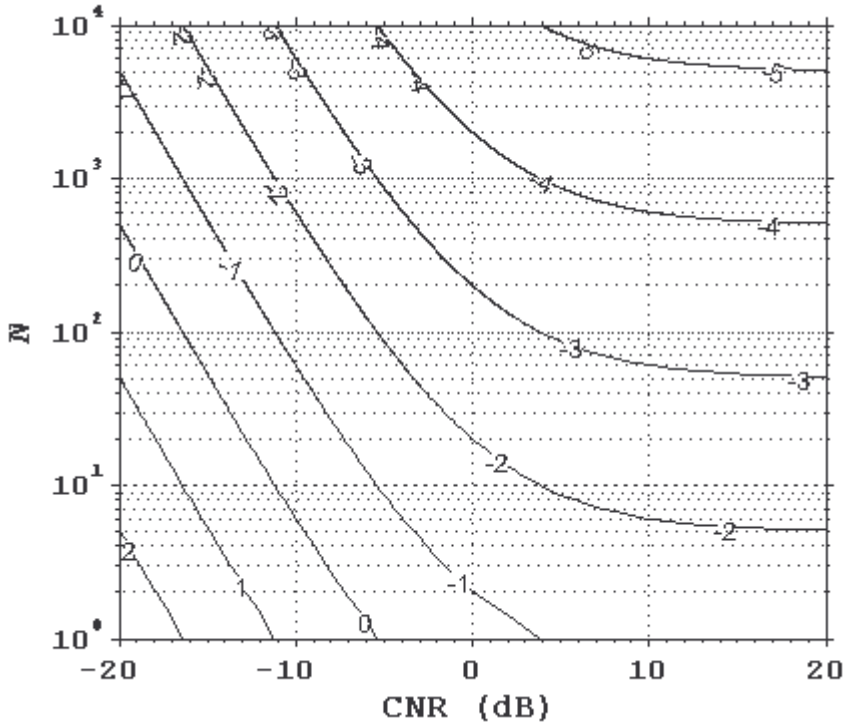


Figure 5.17 : Logarithme décimal du biais simulé sur une mesure d'épaisseur optique en fonction du CNR et du nombre de tirs moyennés

Les résultats ci-dessus doivent être considérés avec précaution car l'estimateur Levin utilisé pour traiter les résultats de LIDIA permet d'obtenir des SNR supérieurs à ceux qui sont simulés avec l'équation 3.44 (voir Fig. 5.2). Néanmoins ils montrent une limite approximative d'un CNR > -10 dB et et d'un nombre de tirs moyennés N > 500 pour que le biais soit négligeable.

4. MESURES VERTICALES : MESURE DANS LA CLA

Les caractéristiques techniques de LIDIA sont les mêmes que celles pour les mesures horizontales rassemblées dans le tableau 5.1. Les mesures verticales ont été réalisées le 5 Novembre 2004 en fin d'après midi de 17h00 à 23h00 (TU). Comme pour les mesures horizontales on essaie de restituer un rapport de mélange moyen dans la couche limite atmosphérique en utilisant la méthode de la pente sur des profils d'épaisseur optique.

4.1 Détermination de la fonction de poids *WF* : utilisation de MM5

Les mesures étant effectuées verticalement, la fonction de poids *WF* doit être déterminée avec des profils verticaux de température, pression et humidité. En pratique les radiosondages disponibles à Trappes sont trop épisodiques (2 par jour) pour être utilisés. On utilise alors un modèle méso – échelle, MM5, qui permet d'obtenir des séries temporelles de profils verticaux de température, pression et humidité toutes les heures sur le site du LMD (Fig. 5.15).

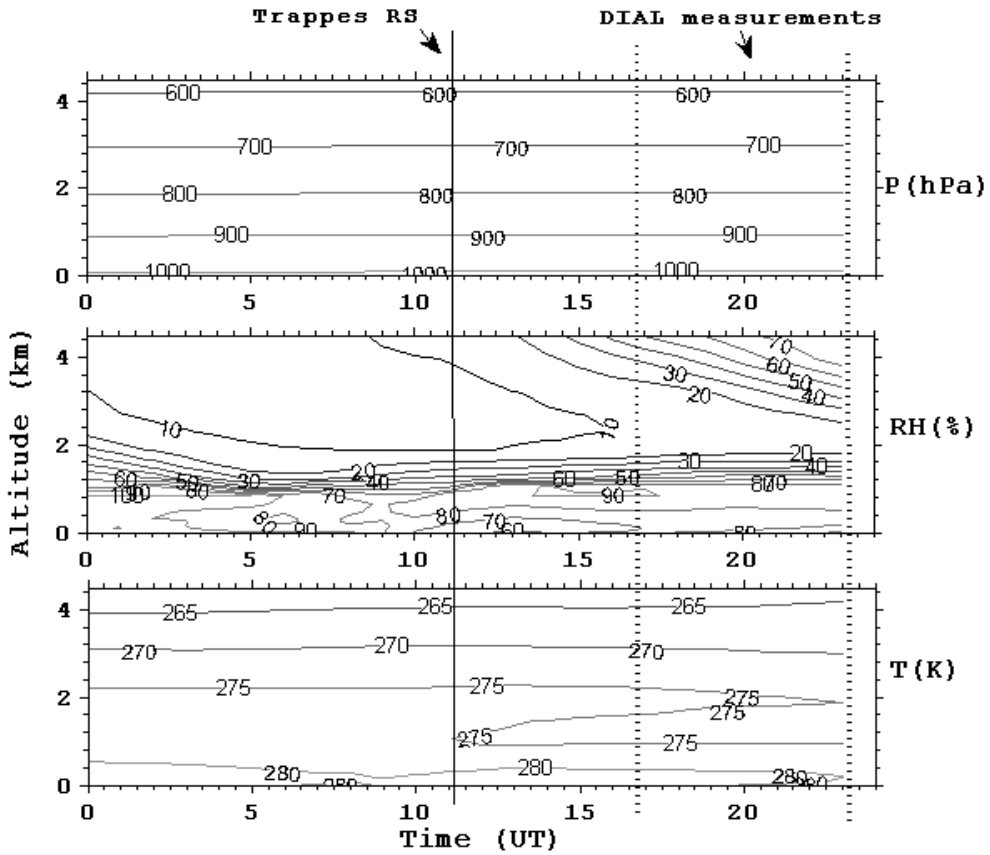


Figure 5.15 : Séries temporelles de pression, humidité relative et température durant la journée du 05/11/04. Les mesures DIAL verticales ont été effectuées entre environ 16 :00 et 23 :00 (UT) (zone délimitée par des pointillés). Le seul radiosondage de Trappes disponible pour cette journée a été effectué à 11 :15 (UT)

Pour vérifier la validité de ces séries temporelles pour la journée du 5/11/04, on dispose d'un radiosondage effectué à Trappes à 11 :15 (UT). La comparaison des profils verticaux montre un bon accord entre les valeurs simulées et les valeurs expérimentales (Fig. 5.16) et justifie la confiance dans les valeurs simulées pour déterminer la fonction de poids *WF* durant le temps de mesure DIAL.

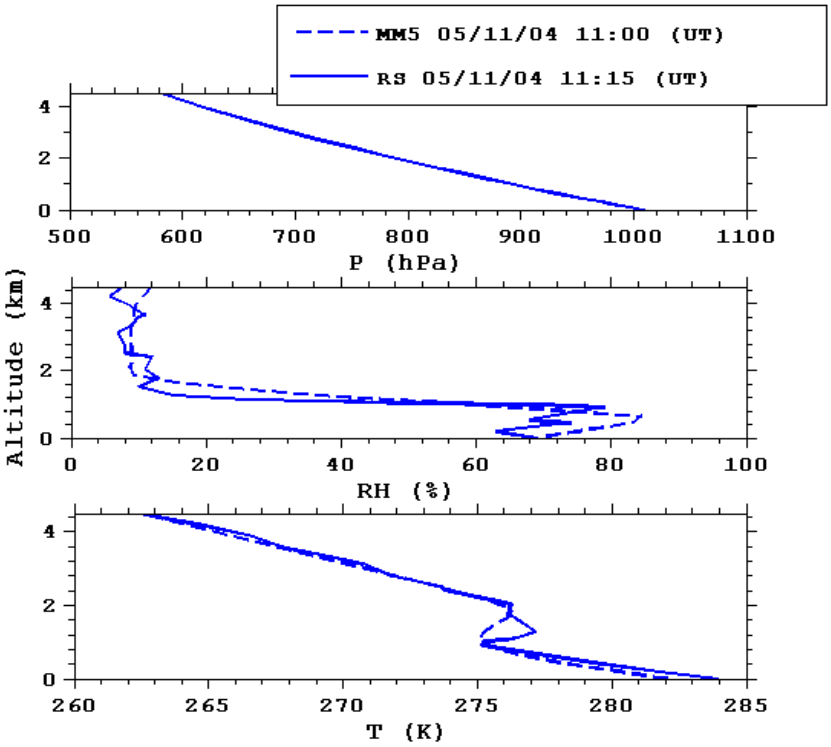


Figure 5.16 : Comparaison des profils verticaux de pression, humidité relative et température simulés (MM5) et expérimentaux (radiosondage de Trappes)

La colonne d'air sondée par le lidar LIDIA s'étale sur une distance comprise entre 300 et 1200 m. La figure 5.17 présente la variabilité relative de la fonction de poids par rapport à l'instant initial (16 :00 (UT) pendant le temps de mesure DIAL.

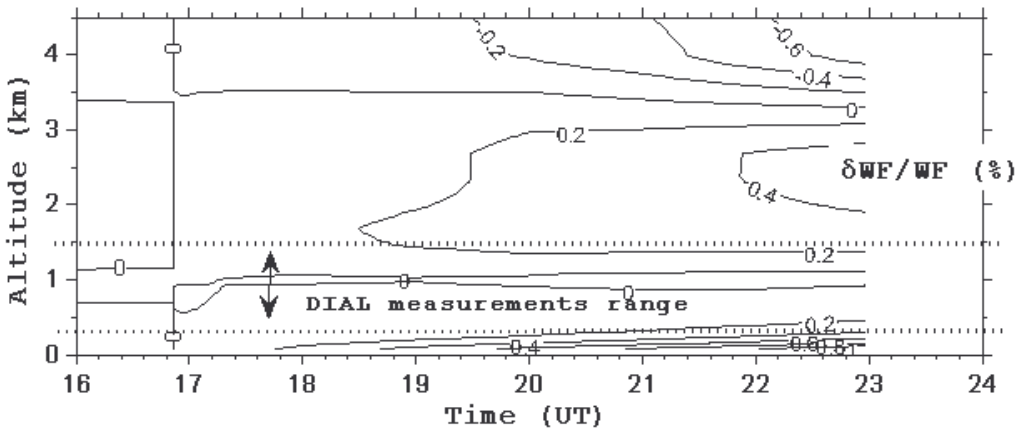


Figure 5.17 : Variabilité relative de la fonction de poids pendant le temps de mesure DIAL en pourcentage.

On remarque que cette variabilité est négligeable dans la zone de mesure DIAL ($\delta WF/WF < 0{,}2$ %).

4.2 Régression linéaire et rapport de mélange moyen en CO_2

En utilisant la méthode de la pente validée par les mesures DIAL horizontales précédentes, on détermine les pentes expérimentales à partir des profils d'épaisseur optique dans la CLA le 05/11/04. Les résultats sont portés sur la figure 5.18. Au cours des mesures la pente augmente en valeur moyenne avec une dispersion des points d'environ 5%.

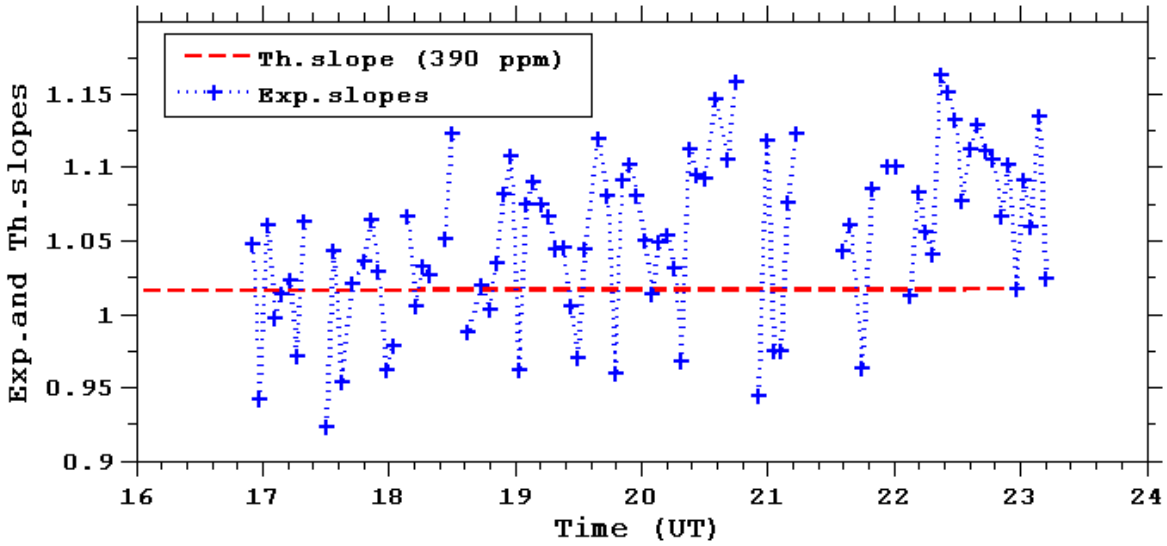


Figure 5.18 : Pentes déterminées à partir des régressions linéaires effectués sur les épaisseurs optiques intégrées en fonction de l'altitude et pentes simulées à partir de la fonction de poids calculée *WF* et en considérant un rapport de mélange moyen en CO_2 de 390 ppm.

Il est important de noter ici qu'il n'y a pas de contrôle spectral. En effet le système cuve – électronique et traitement du signal n'était pas opérationnel le 05/11/04. Cependant un contrôle visuel du signal délivré par les cuves photoacoustiques ne montrait pas un décalage spectral conséquent. De plus le système DIAL était très stable ce qui permet d'avoir une bonne confiance dans les résultats ci-dessus. Une comparaison des rapports de mélange obtenus avec les mesures DIAL et les mesures in-situ du LSCE permettra de vérifier à posteriori l'hypothèse d'un positionnement laser au centre de la raie d'absorption.

Comme pour les mesures effectuées horizontalement, on suppose que la CLA est bien mélangée et que la concentration en CO_2 y est pratiquement homogène verticalement. Cette hypothèse est usuellement fausse la nuit car l'atmosphère est stratifiée verticalement (développement de la couche nocturne et de la couche résiduelle). Cependant la présence de Cumulus en fin d'après midi puis celle de Stratocumulus et de mouvements convectifs verticaux persistants pendant la nuit (Fig. 5.19 a-c) donnent un fondement à cette hypothèse. En effet des vitesses verticales d'environ ± 0,5 $m.s^{-1}$ sont observées tard dans la nuit.

La figure 5.19d présente les résultats comparés des mesures DIAL effectuées au LMD et les mesures in-situ réalisées à 12 m et délivrées par le LSCE. Les résultats de mesures au LMD et au LSCE sont en

bon accord généralement malgré une erreur statistique conséquente sur les mesures DIAL (~ 15 ppm soit ~ 3,5 %) qui peut être réduite à ~ 1,5 % en effectuant une moyenne glissante. Cette erreur statistique obtenue sur chaque point de mesure DIAL est supérieure à celle que l'on avait obtenue pour les mesures DIAL horizontales. En effet la hauteur de la colonne sondée ne fait qu'environ 1 km (hauteur de la CLA) contre 2 km pour les mesures horizontales (Fig. 5.6). L'erreur statistique sur la pente est alors plus grande car le nombre d'échantillons diminue de moitié ici.

Le biais numérique sur l'estimation de l'épaisseur optique souligné dans le paragraphe V-2.4 est ici négligeable pour plusieurs raisons : CNR > -5 dB, N = 1000 tirs et les $CNR_{ON/OFF}$ sont presque identiques (voir Fig. 6.7).

Les mesures DIAL présentent bien une augmentation du rapport de mélange en CO_2 après le coucher du soleil (16 :00 (UT) soit 17 :00 locale) similaire à celle qui est observée avec des mesures in-situ à 12 m. De 17 :00 à 19 :30 (UT) mesures DIAL et in-situ sont en très bon accord ce qui justifie à posteriori les hypothèses faites sur une couche bien mélangée et l'hypothèse d'un décalage spectral négligeable durant le temps de mesure. Un tel décalage entraînerait une sous estimation du rapport de mélange DIAL en CO_2. C'est plutôt l'opposé que l'on observe entre 20 :00 et 23 :00 (UT). En effet les rapports de mélange mesurés au LMD semblent plus importants que ceux mesurés au niveau du sol au LSCE.

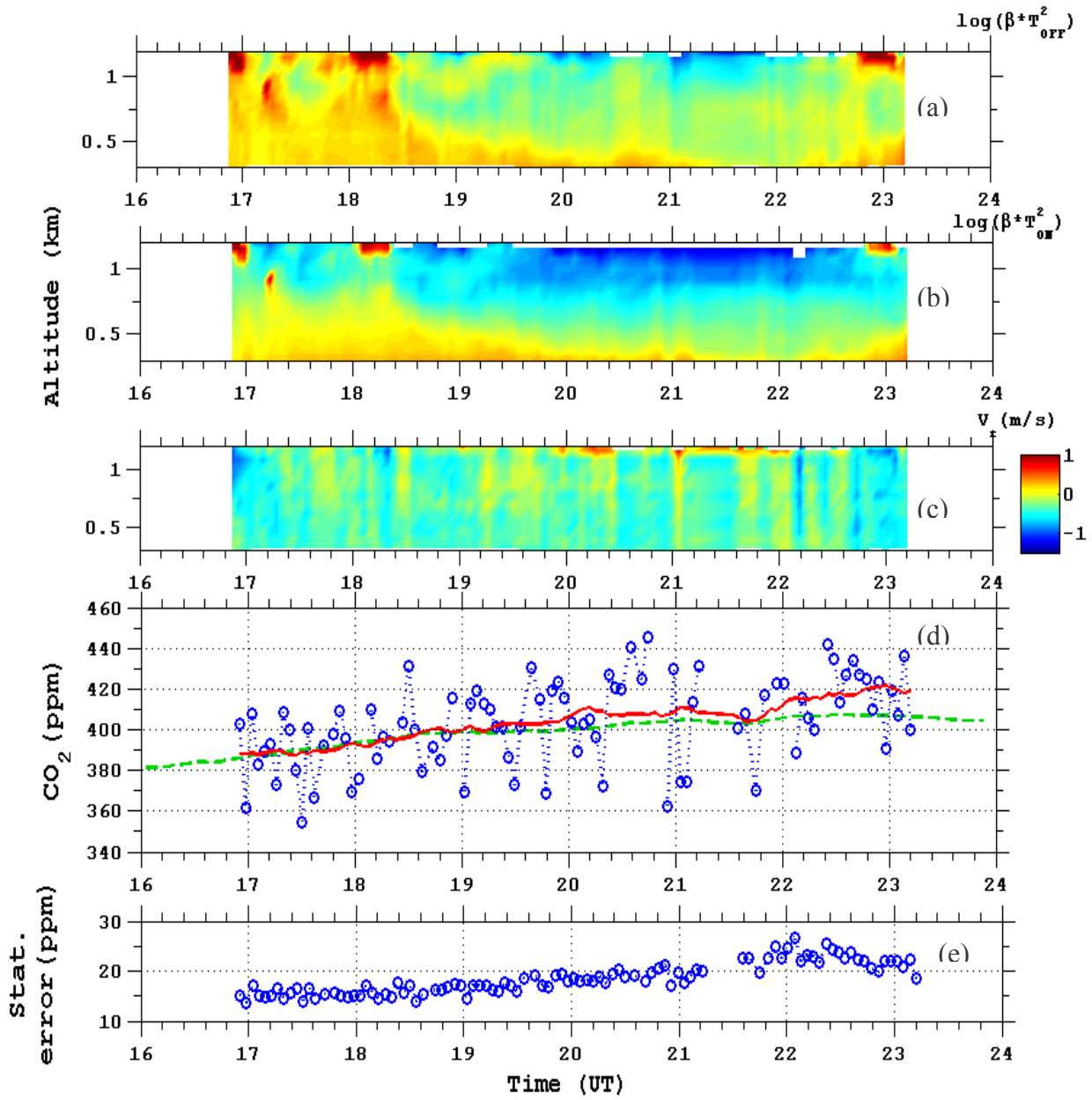


Figure 5.19 : (a-b) Coefficient de rétrodiffusion pour les longueurs d'onde ON et OFF, (c) vitesse verticale (d) rapport de mélange moyen en CO_2 : mesures DIAL (o), moyenne glissante sur 5 points (-), mesures in-situ du LSCE à 12 m (--). (e) Erreur statistique sur le rapport de mélange en CO_2 en ppm.

Il est alors judicieux de s'intéresser au trajet suivi par la masse d'air sondée aux deux emplacements, au LSCE et au LMD. La figure 5.20 présente les rétrotrajectoires des masses d'air sondées à 20 :00 (UT) aux deux emplacements. La rétrotrajectoire du LMD est plus proche de la banlieue parisienne et est donc beaucoup plus sensible aux émissions anthropogéniques que celle aboutissant au LSCE. Il semble donc logique d'obtenir des rapports de mélange DIAL supérieurs à ceux qui sont mesurés au LSCE.

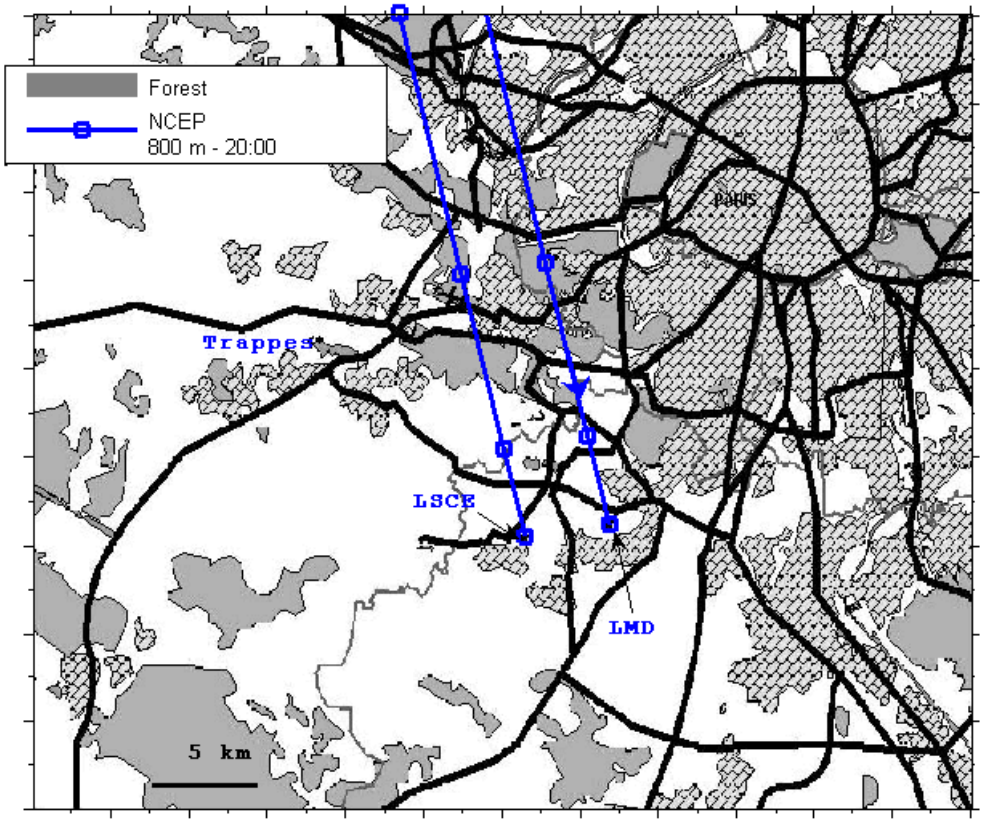


Figure 5.20: Rétrotrajectoires de la masse d'air sondée à 20 :00 (UT) à 800 m d'altitude sur les deux sites de mesures : mesures in-situ au LSCE et mesures DIAL au LMD. Les (o) indiquent les heures.

5. ETUDE SUR LA CORRELATION DES SIGNAUX RETRODIFFUSES

5.1 Corrélation tir à tir des signaux rétrodiffusés : $\rho(P_p, P_q)$

On s'intéresse à la formule donnant l'erreur statistique sur une mesure de puissance (3.47). Une corrélation des signaux tir à tir entraîne une augmentation de l'erreur statistique. Est-ce que cette corrélation joue un rôle lorsque des mesures sont effectuées sur les aérosols (mesures précédentes)? Qu'en est il pour des situations nuageuses ?

La figure 5.21 montre que les signaux rétrodiffusés tir à tir par les aérosols sont complètement décorrélés. La situation observée est alors identique à celle obtenue avec des signaux bruités.

Lorsqu'on utilise des cibles nuageuses, la situation est différente : les termes de corrélation dans la formule (3.47) sont non nuls. Le temps de corrélation dans les nuages denses tels que des Cumulus ou des Alto-Stratus est d'environ 50 s (Fig. 5.21). Les valeurs maximales observées sont de l'ordre de 0.6.

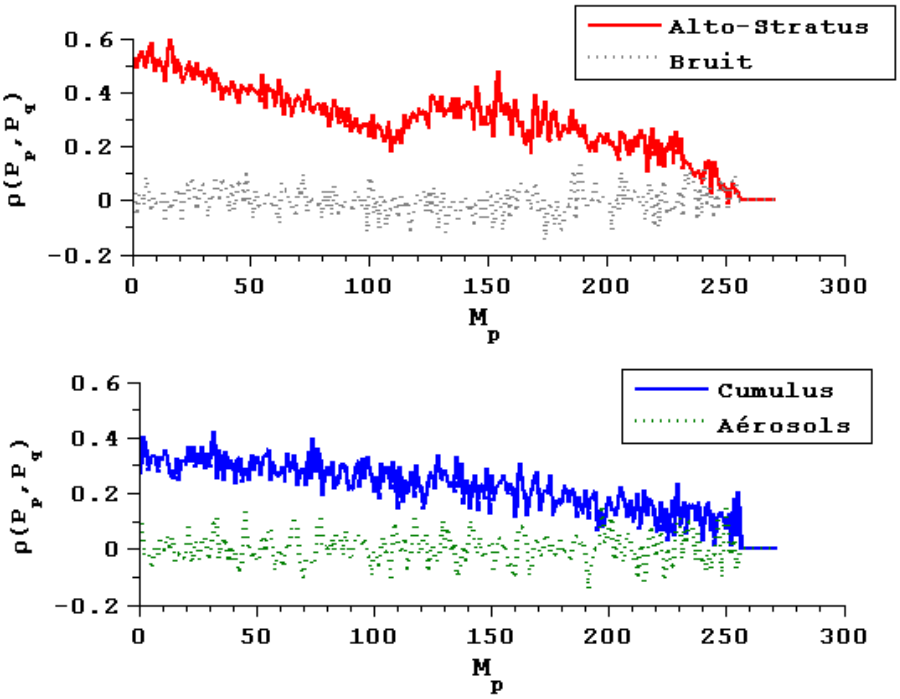


Figure 5.21: Corrélation entre les signaux rétrodiffusés tir à tir $\rho(P_p, P_q)$ pour différentes types de cibles : aérosols et nuages denses de basse altitude Cumulus et de moyenne altitude Alto-Stratus. Mesures du 5/11/04.

La divergence du faisceau laser est imposée par la limite de diffraction (télescope afocal).
Le diamètre du faisceau d au niveau d'un nuage situé à $R = 1$ km d'altitude est alors donné par:

$$d \approx 2\frac{\lambda}{D}.R + D$$

avec D le diamètre du télescope. On trouve $d \approx 15$ cm.

Le temps entre deux tirs successifs OFF ou ON est de 0,2 s (5 Hz). Prenons un vent moyen de 10 m.s^{-1}, l'atmosphère s'est alors décalée de 2 m entre deux tirs successifs. Le volume sondé est donc bien différent. La figure d'interférence et donc la répartition et la forme des tavelures spatiales au niveau du détecteur changent. Cependant, une corrélation non nulle de la puissance optique du signal tir à tir montre que le nombre de tavelures reste identique sur un temps d'environ 50 s lorsque le volume sondé se trouve dans un nuage dense. La surface du nuage sondé est alors de 500 m en prenant un vent de 10 m.s^{-1}.

La concentration et la distance moyenne entre les diffuseurs semble rester constante sur une telle distance dans les nuages denses et non dans les aérosols

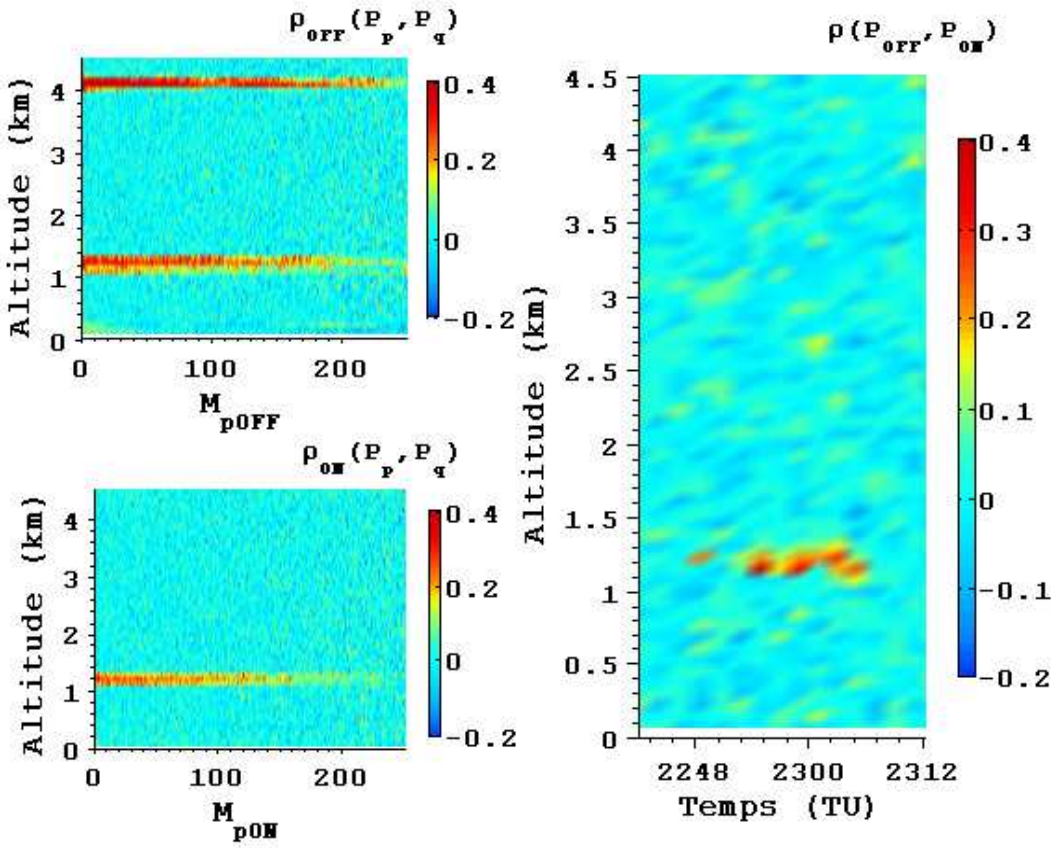


Figure 5.22: Corrélation entre les signaux rétrodiffusés tir à tir pour les deux longueurs d'onde ON et OFF en fonction de l'altitude. Mesures du 5/11/04.

La corrélation dans les nuages denses entre les signaux rétrodiffusés tir à tir ON et OFF peut aller jusqu'à des valeurs supérieures à 0,5 comparables aux valeurs obtenues précédemment (corrélation sur les signaux rétrodiffusés tir à tir) à condition que les signaux ne soient pas trop bruités (Fig. 5.22). En effet on remarque que dans le cumulus le signal ON étant détecté avec un rapport signal sur bruit suffisamment élevé, on peut voir une corrélation entre les signaux ON et OFF. Par contre dans le nuage à 4 km d'altitude, le signal ON est complètement décorrélé à cause du bruit. En conséquence la corrélation entre les signaux ON et OFF dans l'Alto-Stratus est nulle.

5.2 Corrélation entre les puissances moyennes ON et OFF : $\rho(\langle P_{ON}\rangle,\langle P_{OFF}\rangle)$

On s'intéresse à la formule donnant l'erreur statistique sur une mesure de l'épaisseur optique (3.48). La première question que l'on peut se poser est la suivante: quelle est l'influence du terme de corrélation entre les puissances moyennes des signaux rétrodiffusés ON et OFF par rapport aux autres termes intervenant dans la détermination de l'erreur statistique (formule 3.48)? Pour répondre à cette question, on peut s'intéresser au rapport :

$$Q=\frac{2\rho(\langle P_{ON}\rangle,\langle P_{OFF}\rangle)\dfrac{\sigma(\langle P_{ON}\rangle)\sigma(\langle P_{OFF}\rangle)}{\langle P_{ON}\rangle\langle P_{OFF}\rangle}}{\dfrac{\sigma^2(\langle P_{OFF}\rangle)}{(\langle P_{OFF}\rangle)^2}+\dfrac{\sigma^2(\langle P_{ON}\rangle)}{(\langle P_{ON}\rangle)^2}} \tag{5.22}$$

En considérant des énergies émises et des rendement hétérodynes ON et OFF identiques et en utilisant les équations (3.15, 3.35 et 3.43) l'équation 5.22 peut s'exprimer :

$$Q=\frac{2\rho(\langle P_{ON}\rangle,\langle P_{OFF}\rangle)\left(1+\dfrac{\exp(2\tau)}{CNR_{OFF}}\right)\left(1+\dfrac{1}{CNR_{OFF}}\right)}{\left(1+\dfrac{\exp(2\tau)}{CNR_{OFF}}\right)^2+\left(1+\dfrac{1}{CNR_{OFF}}\right)^2} \tag{5.23}$$

On suppose ici un même nombre de tirs et de tavelures temporelles ON et OFF. Les signaux rétrodiffusés ON et OFF diffèrent juste par le terme d'absorption.

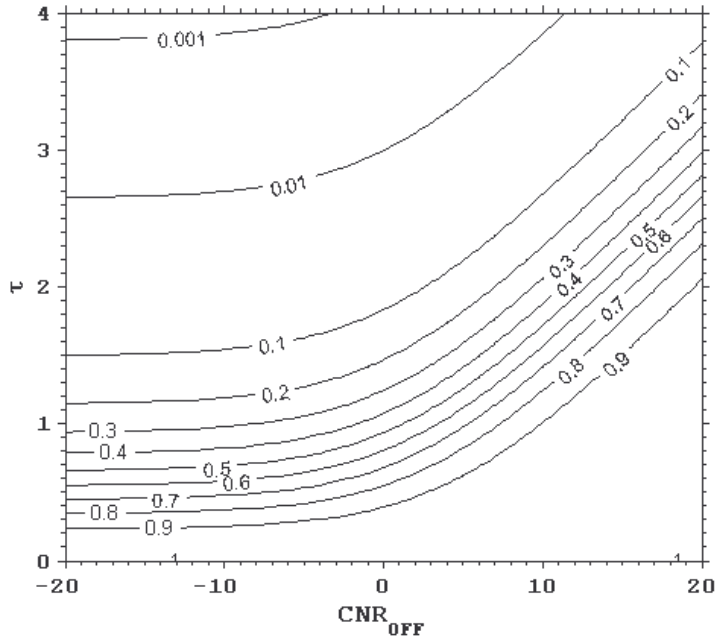


Figure 5.23: Q rapport du terme de corrélation sur les autres termes dans l'équation 3.48 (Eq. 5.23) en fonction de l'épaisseur optique τ et du rapport signal sur bruit CNR_{OFF} en pourcentage, pour $\rho(\langle P_{ON}\rangle,\langle P_{OFF}\rangle)$=1.

La figure 5.23 montre la variation du rapport Q en fonction de l'épaisseur optique et du rapport signal sur bruit CNR_{OFF}. On constate le terme de corrélation est équivalent aux autres termes d'erreur de l'équation 3.48 lorsque l'épaisseur optique est faible, c'est-à-dire dans les basses couches de l'atmosphère. Pour les raies d'absorption considérées dans les mesures expérimentales, l'épaisseur optique est d'environ de 1 pour 1 km de propagation atmosphérique. Ainsi sur les aérosols de la CLA (altitude : 300- 1200 m, CNR ~ 0 dB), le terme de corrélation représente 10 à 80 % des autres termes d'erreurs de l'équation 3.48. Pour des nuages bas, type Cumulus, (altitude 1 km, CNR ~ 10-20 dB), Q sera proche de 100 %. Pour les nuages de moyenne et de haute altitude, l'épaisseur optique est importante (τ > 2-3) et Q ~ 1 %. Le terme de corrélation est alors négligeable devant les autres termes dans l'équation 3.48. Les résultats précédents ont été obtenus en considérant une corrélation totale entre les puissances moyennes ON et OFF ($\rho(\langle P_{ON}\rangle,\langle P_{OFF}\rangle)$=1). En pratique $\rho(\langle P_{ON}\rangle,\langle P_{OFF}\rangle)$ est toujours inférieur à 1 comme nous allons le voir dans ce qui suit.

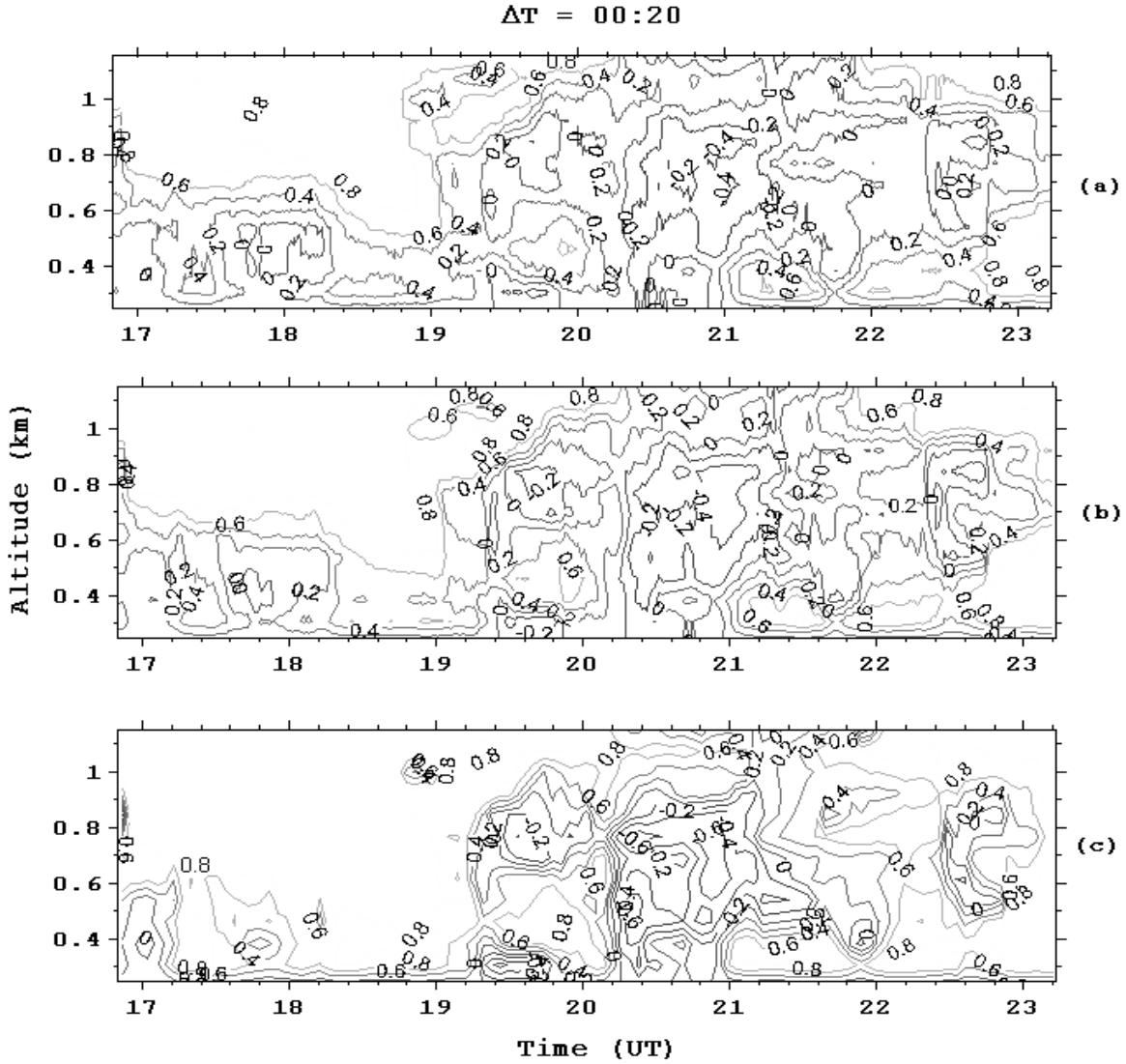


Figure 5.24: Coefficient de corrélation entre les puissances moyennes ON et OFF $\rho(\langle P_{ON}\rangle,\langle P_{OFF}\rangle)$ sur une durée de $\Delta T = 20$ min, pour des moyennes $\langle P_{ON}\rangle$ et $\langle P_{OFF}\rangle$ effectuées avec respectivement (a) 150 tirs, (b) 300 tirs et (c) 1000 tirs.

Les figures 5.24 et 5.25 présentent respectivement les coefficients de corrélation $\rho(\langle P_{ON}\rangle,\langle P_{OFF}\rangle)$ sur une durée de 20 min (~ 40 échantillons pour une moyenne effectuées sur 150 tirs et ~ 5 échantillons pour une moyenne effectuée sur 1000 tirs), temps caractéristiques du Cumulus (Fig. 5.19) et sur une durée plus longue de 1 h 20, pour la journée du 05/11/04.
Lorsque le nombre de tirs moyennés augmente, $\rho(\langle P_{ON}\rangle,\langle P_{OFF}\rangle)$augmente globalement. En effet les fluctuations dues au bruit sont réduites et les variations du coefficient de rétrodiffusion sont alors mieux restituées d'une manière quasiment identique aux deux longueurs d'onde. L'effet est très sensible sur les aérosols (entre 17 et 19 h (UT)) : on obtient alors des valeurs comprises entre 0.4 et 0.6 Cependant des coefficients de corrélation négatifs apparaissent entre 20 et 22 h (UT) qui sont difficilement explicables (environ -0.4). Une mauvaise normalisation en énergie et en rendement hétérodyne des signaux ON et OFF pourrait peut être expliquer ce phénomène. Dans l'attente d'une meilleure compréhension des phénomènes $\rho(\langle P_{ON}\rangle,\langle P_{OFF}\rangle)$ sera considéré comme nul sur les aérosols (hypothèse prise pour l'exploitation des mesures horizontales du 12/10/04 et des mesures verticales du 5/11/04), valeur identique à celle obtenue sur la corrélation tir à tir des signaux (Fig. 5.21 et 5.22). Ceci revient à surestimer l'erreur sur une mesure d'épaisseur optique d'environ 30 % si une corrélation de 0.4 existe sur les aérosols (Fig. 5.23 et 5.24).
La situation est différente lorsque des structures avec des forts coefficients de rétrodiffusion, typiquement des nuages, apparaissent. $\rho(\langle P_{ON}\rangle,\langle P_{OFF}\rangle)$ est alors proche de 1. Cependant la zone prise par les valeurs du coefficient de corrélation reste mal définie et dépendante de la durée sur laquelle on calcule $\rho(\langle P_{ON}\rangle,\langle P_{OFF}\rangle)$ (Fig. 5.24 et 5.25). Globalement on constate qu'une augmentation de la durée entraîne un lissage des valeurs. Ainsi, les coefficients de corrélation négatifs obtenus précédemment disparaissent. On observe aussi une meilleure séparation entre des zones structurées en coefficient de rétrodiffusion (typiquement des nuages et des zones de fortes variabilités de β) où on observe des coefficients de corrélation de 0.7-0.8 et des zones de coefficient de rétrodiffusion plutôt uniforme (les fluctuations dues au bruit sont alors prépondérantes) où le coefficient de corrélation est faible.
Les zones nuageuses étant usuellement des zones de fort CNR (typiquement CNR_{OFF} ~ 10 dB), le terme de corrélation est alors du même ordre de grandeur que les autres termes dans la formule donnant l'erreur statique sur une mesure d'épaisseur optique (Fig. 5.23). Ce terme entraîne une réduction conséquente de l'erreur statistique dans les zones nuageuses à basse altitude. Par la suite on tiendra compte partiellement du coefficient de corrélation $\rho(\langle P_{ON}\rangle,\langle P_{OFF}\rangle)$ qui est en pratique difficilement calculable en le remplaçant par $\rho(P_{ON}, P_{OFF})$, coefficient de corrélation entre les signaux ON et OFF tir à tir dans les nuages. Ceci revient à surestimer comme pour les aérosols l'erreur statistique sur l'épaisseur optique.

En conclusion de cette étude, la corrélation sur les puissances moyennes n'est à prendre en compte que pour des épaisseurs optiques raisonnables (< 2). Sur les aérosols, le terme de corrélation est négligeable si le nombre de tirs moyenné est inférieur à ~ 300 tirs. Sur les nuages de basse altitude le terme de corrélation doit être pris en compte. Sur les nuages de moyenne et de haute altitude il sera négligeable.

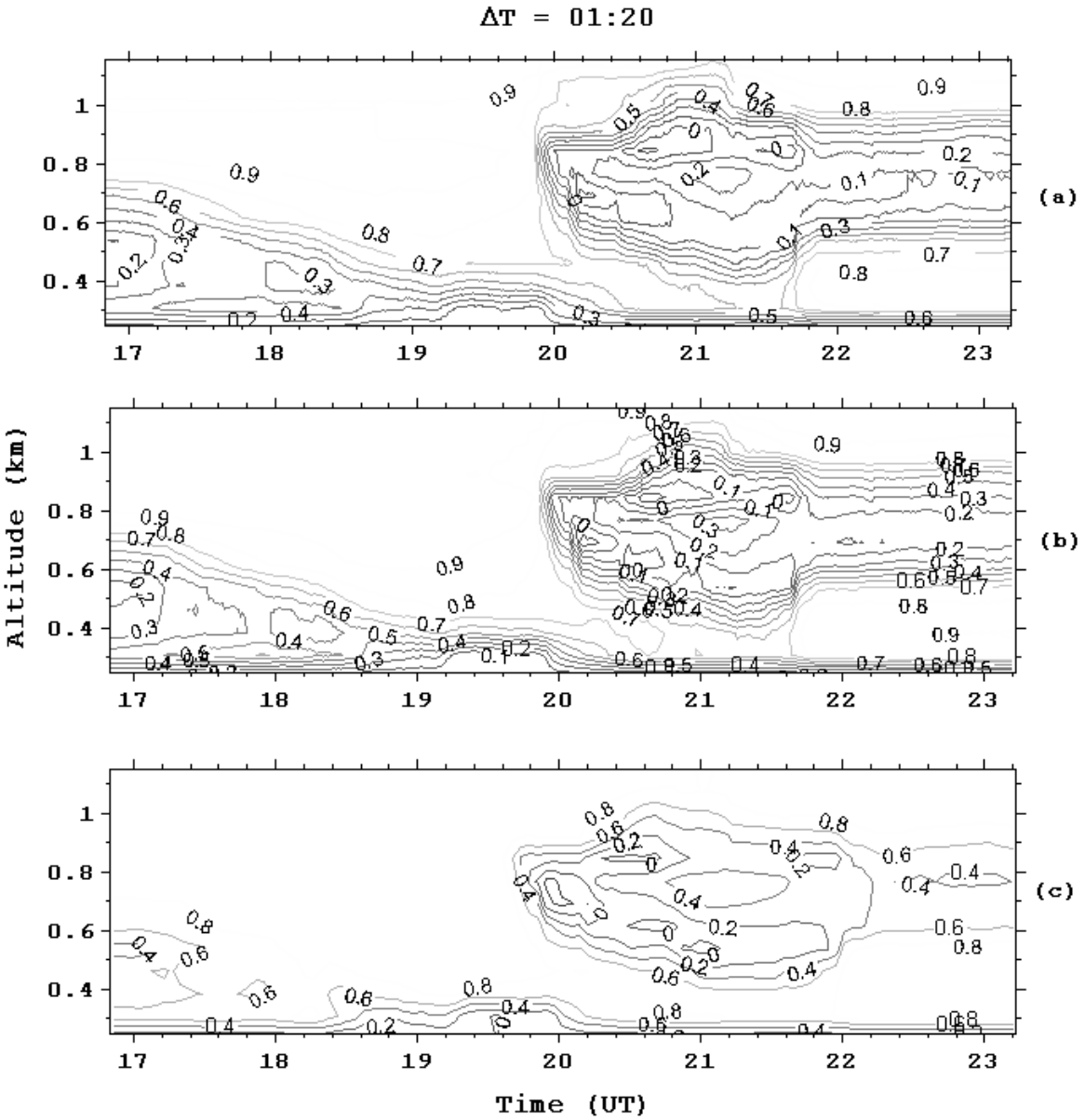


Figure 5.25: Coefficient de corrélation entre les puissances moyennes ON et OFF $\rho\left(\langle P_{ON}\rangle,\langle P_{OFF}\rangle\right)$ sur une durée de 1h20, pour des moyennes $\langle P_{ON}\rangle$ et $\langle P_{OFF}\rangle$ effectuées avec respectivement (a) 150 tirs, (b) 300 tirs et (c) 1000 tirs.

6. MESURES VERTICALES : UTILISATION DES CIBLES NUAGEUSES

Les premières mesures DIAL utilisant les nuages comme cibles potentielles ont été réalisées le 26 Mars 2004 de 13h00 à 15h00 (TU). Les caractéristiques techniques de LIDIA sont rassemblées dans le tableau 5.1. Le but de ce paragraphe est dans un premier temps de montrer la possibilité d'effectuer des mesures DIAL en utilisant le signal rétrodiffusé par les nuages bas lorsque le signal rétrodiffusé par les aérosols est trop faible. Dans un deuxième temps, la méthode de mesure est appliquée à la détermination du rapport de mélange dans la troposphère libre en exploitant les mesures effectuées le 5/11/04 et le signal rétrodiffusé par des nuages de moyenne altitude.

6.1 Utilisation des nuages de basse altitude

6.1.1 Détermination de la fonction de poids WF

Un radiosondage de trappes effectué à 11h15 (TU) est utilisé pour calculer la fonction de poids *WF* pendant toute la durée des mesures DIAL (Fig. 5.26). Le profil en température potentielle est caractéristique d'une CLA mélangée. Le rapport de mélange en CO_2 est supposé uniforme verticalement pendant la durée des mesures.

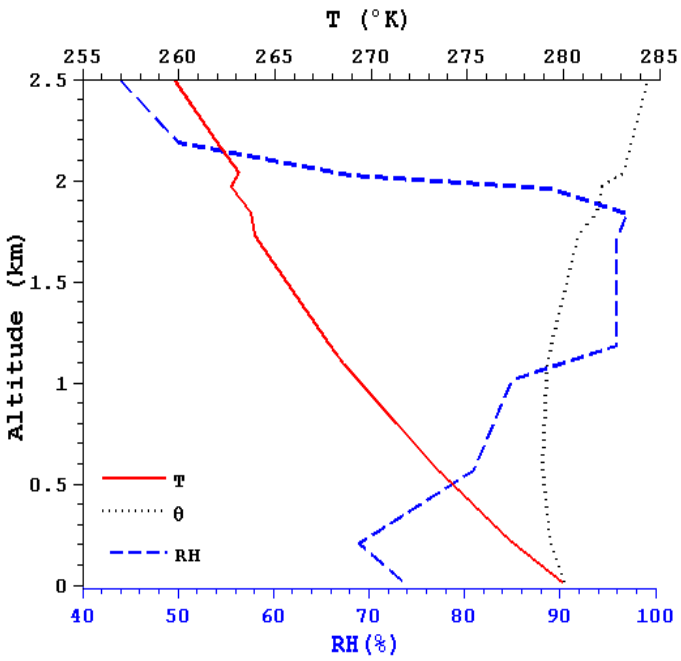


Figure 5.26 : Radiosondage de Trappes le 26/03/04 à 11:15 (UT). Profils verticaux en température (-), humidité relative (--) et température potentielle (..)

Pour évaluer le changement de température durant le temps de mesure, on utilise les mesures in-situ effectuées à 10 m du sol sur le site du LMD (Fig. 5.27). On constate une variation de la température de ± 1 K. D'après l'étude effectuée au § III-9, cette variabilité entraîne une incertitude de 0,5 % sur la fonction de poids, incertitude négligeable par rapport à l'erreur statistique sur les mesures (Fig. 3.18).

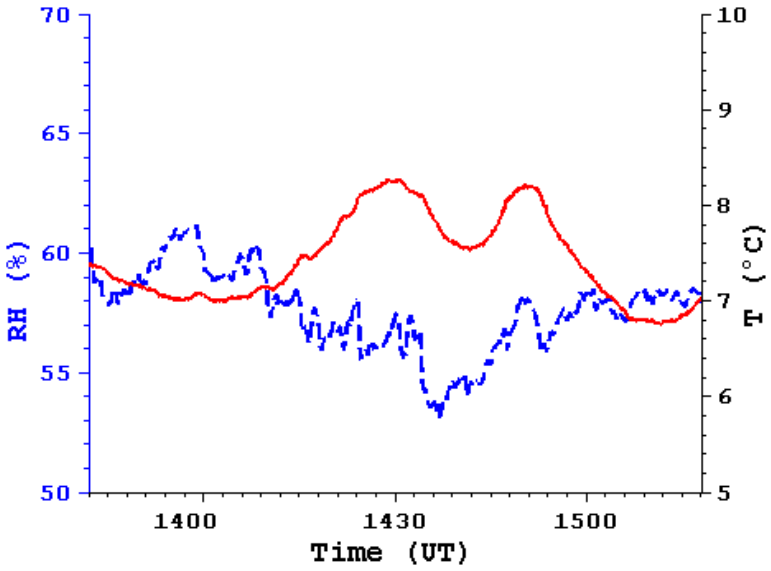


Figure 5.27 : Mesures in-situ de température (-) et d'humidité relative (--) pendant le temps de mesure DIAL le 26/03/04.

6.1.2 Caractéristiques des cibles nuageuses

Les signaux rétrodiffusés par les Cumulus se caractérisent par un fort coefficient de rétrodiffusion (Fig. 5.28). Ceci permet d'obtenir un signal ON exploitable lorsque l'épaisseur optique devient conséquente (>1) alors que le signal rétrodiffusé par les aérosols est le plus souvent complètement bruité.

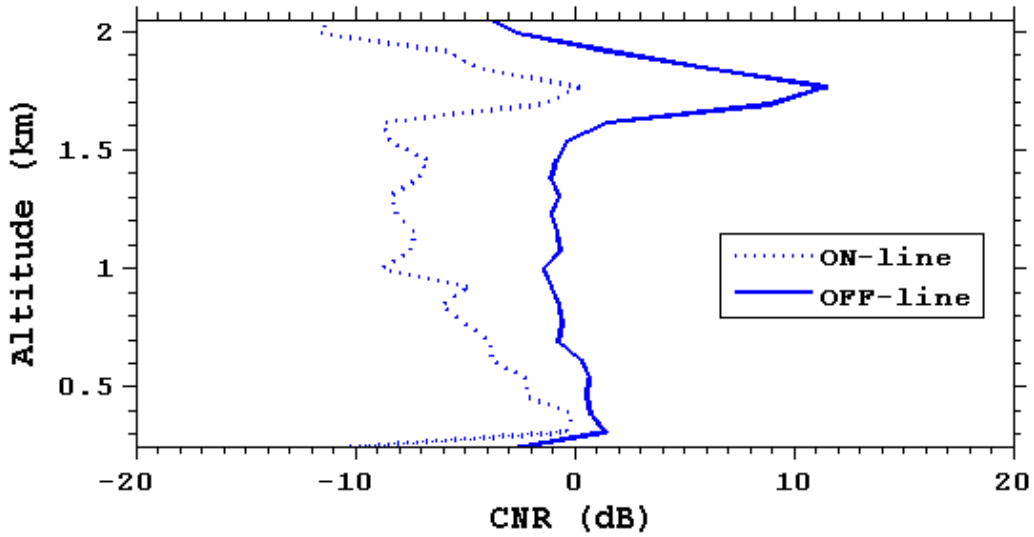


Figure 5.28 : Rapport signal sur bruit (CNR) pour les signaux rétrodiffusés aux deux longueurs d'onde ON et OFF

La figure 5.29 présente les mesures préliminaires de coefficient de rétrodiffusion aux longueurs d'onde ON et OFF, la vitesse verticale correspondante et le coefficient de corrélation entre les signaux rétrodiffusés tir à tir ON et OFF.

Les mesures ont été effectuées pendant un temps limité (environ 1h30) car l'instrument était en phase de test à cette date. Le temps d'accumulation des signaux est de 2 minutes (600 tirs moyennés). La résolution verticale est de 75 m. par ailleurs, il existe une corrélation non négligeable entre les signaux rétrodiffusés tir à tir ON et OFF et entre les moyennes de ces signaux dont on devra tenir compte dans le traitement de données (§ V-2.2).

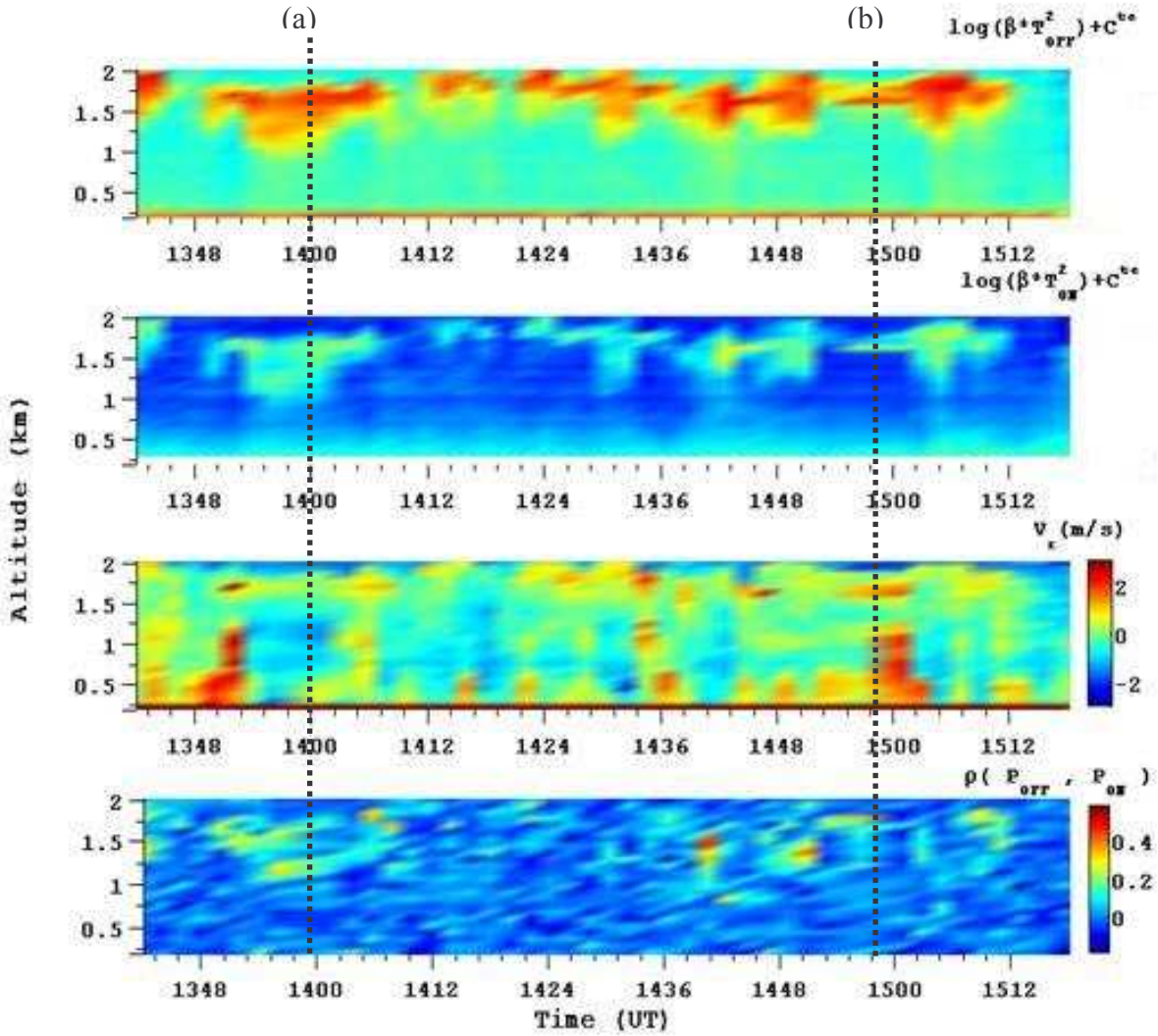


Figure 5.29: Mesures du 26/03/04. Coefficient de rétrodiffusion aux longueurs d'onde ON et OFF, vitesse radiale et coefficient de corrélation entre les puissances rétrodiffusées tir à tir ON et OFF.

6.1.3 Méthode de mesure DIAL utilisant les cibles nuageuses

La méthode consiste à utiliser à la fois le signal rétrodiffusé par les aérosols proches de l'instrument (CNR suffisamment élevé) et le signal rétrodiffusé par les nuages situés à plus haute altitude pour avoir une valeur moyenne du rapport de mélange en CO_2 dans la colonne d'air sondée. On s'affranchit ainsi des variations du signal rétrodiffusé par les aérosols entre 0,7 et 1,5 km (Fig. 5.28) dues essentiellement à la condensation de la vapeur d'eau. En effet, les courants d'air chauds ascendants apportent de la vapeur d'eau au sommet de la CLA. L'air se refroidit alors et la vapeur d'eau se condense sur les aérosols. Les courants d'air descendants plus froid chargés en particules plus grosses (condensation persistante de la vapeur d'eau par inertie thermique) rétrodiffusent alors plus de signal. On peut aussi s'affranchir d'une éventuelle variation de la concentration en aérosols. Ce phénomène est souvent présent lors de la montée de la CLA qui entraîne une dilution verticale des aérosols.
Dans le but de conclure sur la possibilité d'utiliser des cibles nuageuses pour effectuer une mesure DIAL, on a choisi un profil d'épaisseur optique en fonction de l'altitude réalisé à partir des signaux rétrodiffusés à la fois par les aérosols et par un Cumulus (Fig. 5.29a). On ne constate pas de discontinuité entre l'épaisseur optique mesurée dans le nuage et celle restituée par le signal rétrodiffusé par les aérosols.

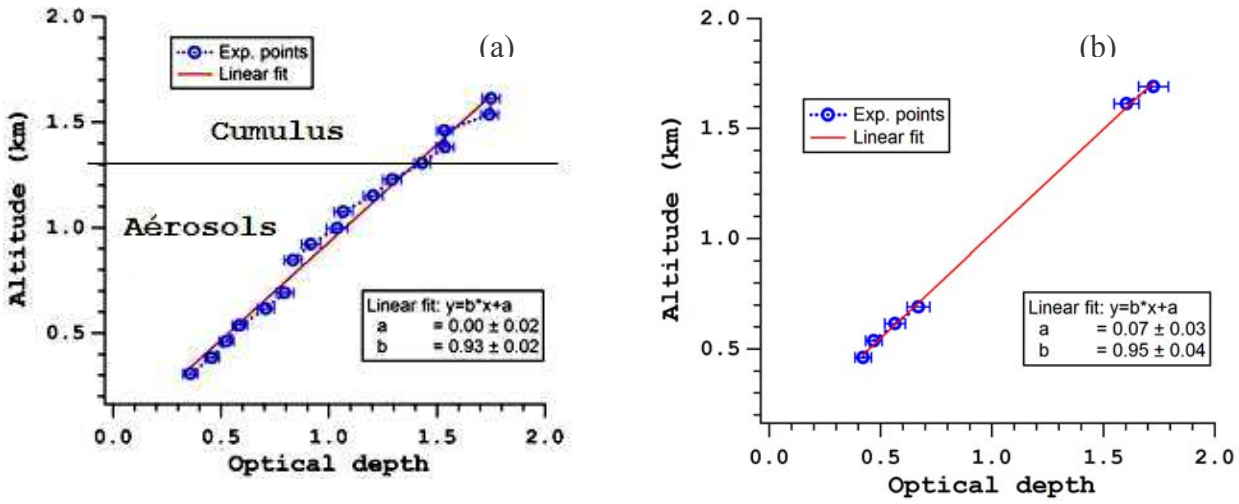


Figure 5.30 : Epaisseur optique en fonction de l'altitude lorsque (a) le signal rétrodiffusé par les aérosols est suffisamment fort pour être exploité sur toute la colonne d'air (b) le signal rétrodiffusé par les aérosols entre 700 et 1500 m est trop faible pour être exploité (Fig. 5.29).

Pour exploiter les mesures du 26/03/04, on choisit d'appliquer la « méthode de la pente » en exploitant à la fois le signal rétrodiffusé par les aérosols dans les basses couches (altitude : 250-700 m) et le signal rétrodiffusé dans les nuages (altitude : ~ 1,5-1,7 km) (Fig. 5.30b).
Pour ces mesures on a tenu compte de la corrélation entre les signaux rétrodiffusés ON et OFF mais d'une manière imparfaite. En effet on a juste pris en compte la corrélation tir à tir entre les signaux ON et OFF, qui est inférieure à celle obtenue entre les puissances moyennes ON et OFF (§ V-2.2). La correction mineure à apporter contribuerait à diminuer légèrement l'erreur statistique dans le nuage. La figure 5.31 présente les résultats comparés des mesures DIAL et des meures in-situ réalisées au

LSCE le 26/03/04. On constate un bon accord entre les mesures DIAL et les mesures in-situ lorsque les deux temps de mesure correspondent. A partir de 14 :15 (UT) les données in-situ ne sont malheureusement pas disponibles, cependant les mesures DIAL restent cohérentes. En effet les points de mesures sont compris entre 390 ppm niveau de CO_2 au début des mesures et 382 ppm, rapport de mélange mesuré dans la troposphère libre à cette époque de l'année 2004 (voir Fig. II-4). De plus le vent était dirigé au Nord-Est pendant toute la durée des mesures DIAL, apportant ainsi une masse d'air en provenance de la région parisienne et donc légèrement plus chargé en CO_2 que la normale. En définitive, les rapports de mélange en CO_2 dans la CLA en milieu d'après midi doivent être normalement en équilibre ou proche de ceux mesurés dans la troposphère libre mais par valeur supérieure. C'est ce que l'on observe expérimentalement.

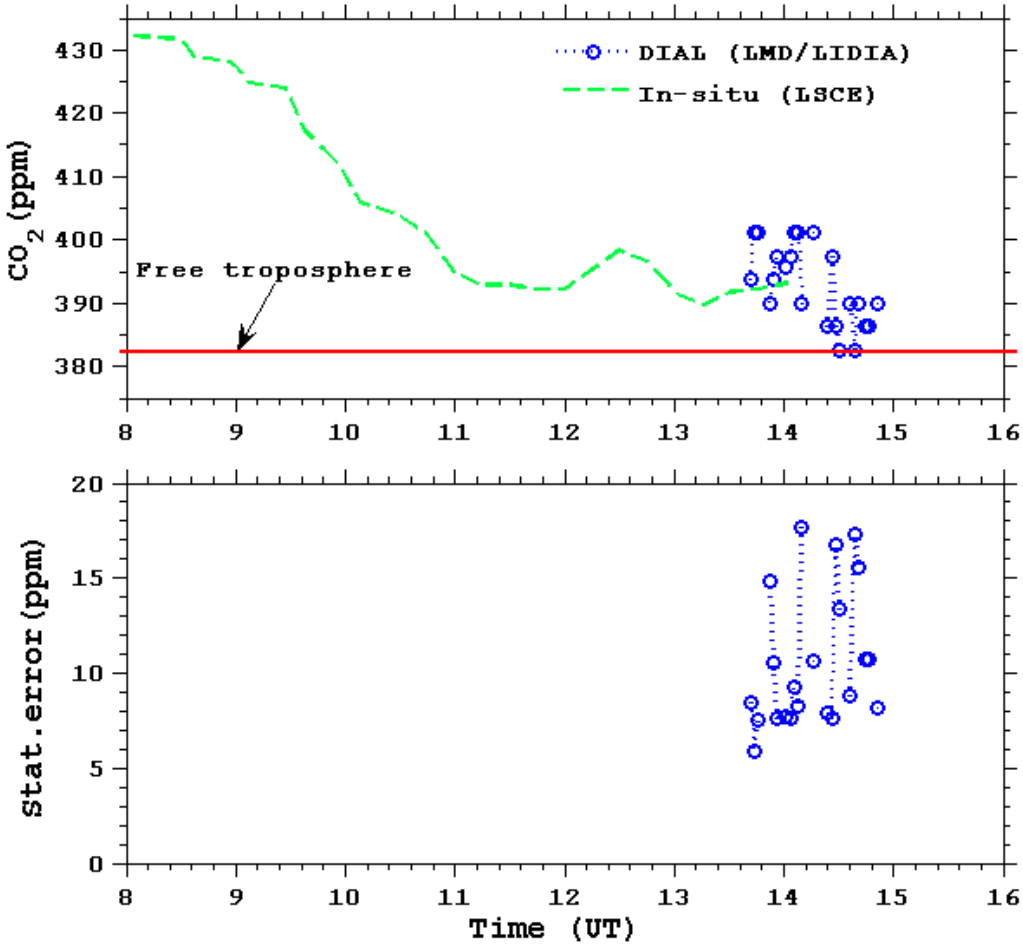


Figure 5.31 : Rapport de mélange en CO_2 comparé entre mesures DIAL et mesures in-situ et erreur statistique correspondante pour les mesures DIAL en ppm en fonction du temps.

Remarquons que le biais numérique apporté sur l'estimation de l'épaisseur optique est négligeable compte tenu des forts *CNR* dans le nuage et dans la couche limite atmosphérique et du nombre de tirs moyennés.

6.2 Vers une mesure dans la troposphère libre

Durant les mesures effectuées le 05/11/04 dans la CLA, des nuages de moyenne altitude non attendus, type Alto-Stratus, permettent d'analyser la faisabilité de mesures DIAL dans la troposphère libre avec LIDIA (Fig. 5.32). L'idée est d'utiliser la même méthode que précédemment qui utilisait le signal rétrodiffusé par les Cumulus pour obtenir un rapport de mélange moyen entre le sommet de la CLA (déterminée lorsque le signal lidar est complètement bruité) et l'Alto-Stratus.

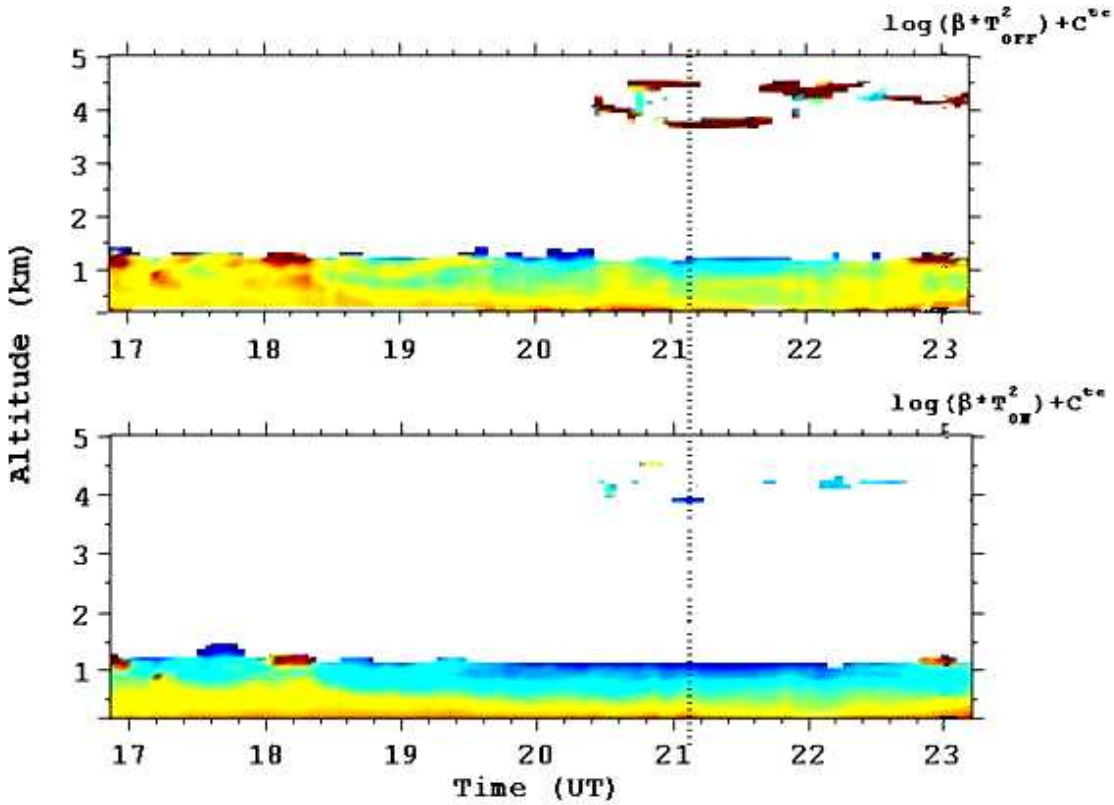


Figure 5.32 : Mesures du 05/11/04. Coefficient de rétrodiffusion aux longueurs d'onde OFF et ON. Le trait en pointillés montre les profils ON et OFF exploités pour déterminer le rapport de mélange moyen dans la troposphère libre.

L'épaisseur optique intégrée du sol jusqu'au nuage permet d'accéder à un rapport de mélange moyen $\overline{\rho}_{CO_2}(0,R)$:

$$\overline{\rho}_{CO_2}(0,R) = \frac{\tau(0,R)}{\int_0^R WF(r)dr}$$

La figure 5.33 présente un profil de l'épaisseur optique utilisé pour déterminer le rapport de mélange moyen en CO_2 dans la troposphère libre. Seuls quelques profils peuvent être exploiter. En effet le rapport signal sur bruit ON est la plupart du temps trop faible pour qu'on puisse exploiter le signal rétrodiffusé par le nuage situé à environ ~ 4 km (Fig. 5.32). Dans le futur, il sera préférable de décaler la longueur d'onde laser par rapport au centre de la raie d'absorption (exploitation des ailes de raies)

pour réduire l'épaisseur optique à de telles altitudes et ainsi obtenir un signal ON avec un CNR suffisant.

Pour exploiter la mesure de l'épaisseur optique dans l'Alto-Stratus, on effectue tout d'abord une régression linéaire sur les points dans la CLA. Ainsi on détermine le rapport de mélange moyen en CO_2 dans la CLA par la « méthode de la pente » et on corrige du biais en épaisseur optique (imperfection de la normalisation par le rendement hétérodyne et l'énergie émise pour chaque longueur d'onde) en utilisant l'ordonnée à l'origine de la régression linéaire. Le rapport de mélange moyen en CO_2 dans la CLA est $\overline{\rho}_{PBL}$ = 405 ± 8 ppm.

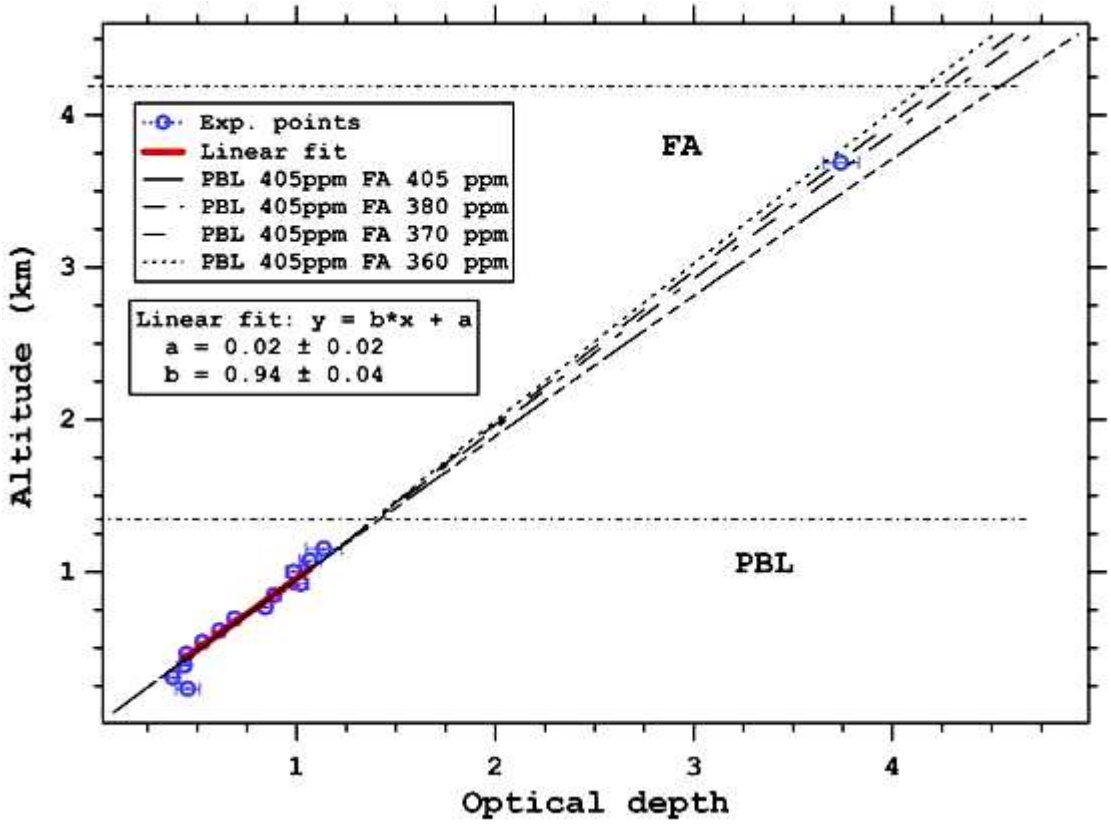


Figure 5.33 : Epaisseur optique en fonction de l'altitude et régression linéaire sur les points situés dans la couche limite atmosphérique (PBL) suivant la méthode de la pente. Simulation des profils en épaisseur optique pour un même rapport de mélange en CO_2 dans la CLA (PBL) de 405 ppm et différents rapports de mélange en CO_2 dans la troposphère libre (FA)

En considérant l'atmosphère séparée verticalement en deux domaines dans et en dehors de la CLA, on obtient :

$$\tau(0, R_{CLOUD}) = \int_0^{R_{CLOUD}} \overline{\rho}_{CO_2} WF(r) dr \tag{5.24}$$

$$\tau(0, R_{CLOUD}) = \int_0^{R_{PBL}} \overline{\rho}_{PBL} WF(r) dr + \int_{R_{PBL}}^{R_{CLOUD}} \overline{\rho}_{TROP} WF(r) dr \tag{5.25}$$

On obtient alors:

$$\tau(0, R_{CLOUD}) = SWF_{PBL}.\overline{\rho}_{PBL} + SWF_{TROP}.\overline{\rho}_{TROP} \tag{5.26}$$

où $\overline{\rho}_{PBL}$ et $\overline{\rho}_{TROP}$ sont respectivement les rapports de mélange moyen en CO_2 dans la CLA et dans la troposphère libre et $SWF_{TROP} = \int_{R_{PBL}}^{R_{CLOUD}} WF(r)dr$, $SWF_{PBL} = \int_{0}^{R_{PBL}} WF(r)dr$ les intégrales de la fonction de poids dans les domaines d'altitude correspondant.

L'objectif étant de mesurer le rapport de mélange en CO_2 dans la troposphère libre, on doit alors enlever la composante couche limite de l'épaisseur optique totale mesurée dans l'Alto-Stratus :

$$\overline{\rho}_{TROP} = \frac{\tau(0, R_{CLOUD}) - SWF_{PBL}.\overline{\rho}_{PBL}}{SWF_{TROP}} \tag{5.27}$$

En considérant uniquement les erreurs statistiques, l'erreur sur le rapport de mélange mesuré dans la troposphere libre est alors:

$$\sigma(\overline{\rho}_{TROP}) = \sqrt{\left[\frac{\sigma(\tau(0, R_{CLOUD}))}{SWF_{TROP}}\right]^2 + \left[\sigma(\overline{\rho}_{PBL})\frac{SWF_{PBL}}{SWF_{TROP}}\right]^2} \tag{5.28}$$

La figure 5.33 montre par les différents profiles en épaisseur optique simulés que le rapport de mélange en CO_2 dans la troposphère libre est proche de 370 ppm. La valeur calculée avec les équations précédentes donne $\overline{\rho}_{TROP}$ = 365 ± 11 ppm. Cette valeur sous estime le rapport de mélange troposphérique d'après les mesures aéroportées effectuées au LSCE (Fig. II-11) qui est de 375 ppm. Néanmoins cette valeur est dans la barre d'incertitude de la mesure DIAL.

Le biais en épaisseur optique souligné dans le paragraphe V-2.4 est aussi négligeable ici compte tenu des conditions expérimentales : CNR_{ON} = -5 dB (voir Fig. 6.7), N = 1000, $\tau \sim 3{,}5$. On obtient $\delta\tau$ = 0.005.

En conclusion, la méthode utilisée ci-dessus peut être appliquée pour déterminer le rapport de mélange moyen en CO_2 dans la troposphère libre par télédétection. La réduction de l'erreur statistique passe par une réduction de l'épaisseur optique en travaillant sur une aile de raie d'absorption et par une moyenne sur plusieurs points expérimentaux donnés par des nuages denses de moyenne ou de haute altitude : Alto-Stratus ou Cirrus épais.

7. VERS DES MESURES RESOLUES DANS LA CLA

Le paragraphe II- a montré les différentes phases du cycle diurne naturel du CO_2 atmosphérique dans la CLA. Si on fait abstraction des perturbations anthropiques le cycle naturel du CO_2 se caractérise par une évolution des profils verticaux de concentration suivant le cycle diurne de la CLA (Fig. 5.34). La caractérisation de la couche mélangée ainsi que l'évolution du rapport de mélange en CO_2 dans la couche nocturne ont déjà été présentées (§ V-2,3). Dans cette partie nous allons nous intéresser aux profils verticaux du rapport de mélange en CO_2 lorsque la CLA est stratifiée, c'est-à-dire pendant la nuit. Pour ce faire le moment idéal semble être à l'aube car la différence des rapports de mélange dans la couche résiduelle et la couche nocturne (couche dans laquelle a lieu la respiration) y sera maximale.

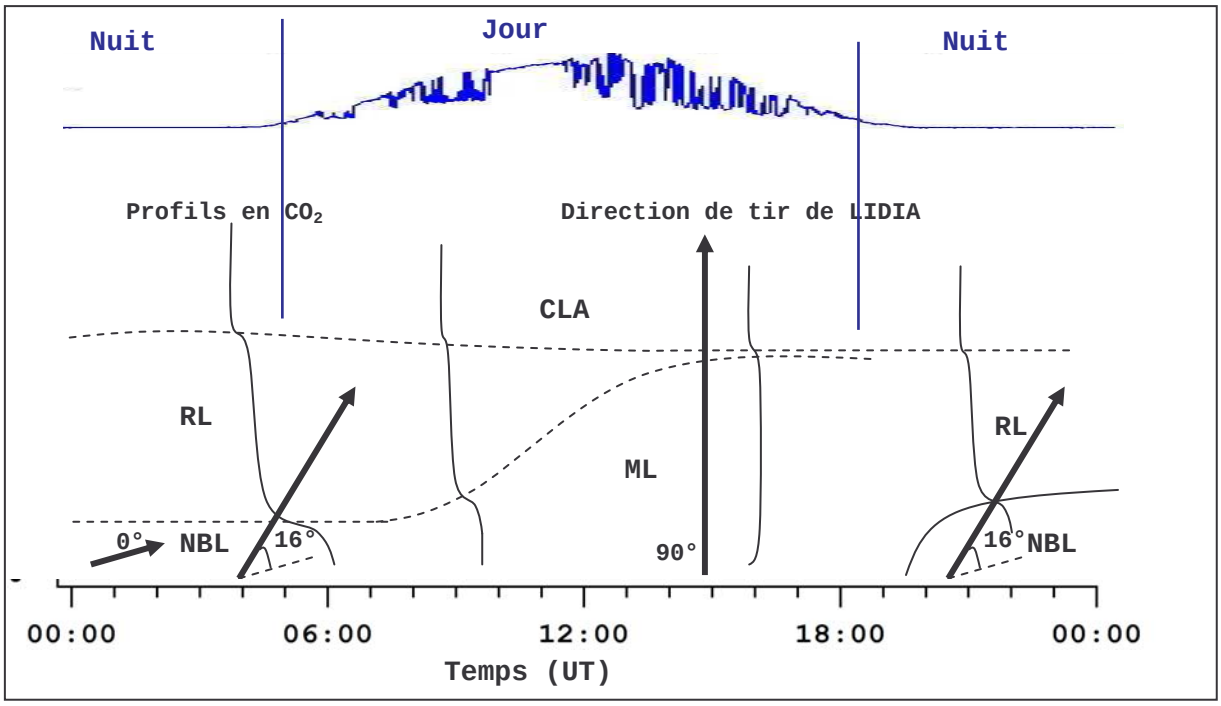


Figure 5.34 : Profils verticaux de CO_2 prévus, évolution de la CLA et direction de tirs adoptés pour le lidar LIDIA à différents moments de la journée pour rendre compte de l'évolution du CO_2 atmosphérique dans les différentes parties de la CLA.

Les mesures commenceront par une visée à l'horizontale pour déterminer le rapport de mélange au niveau du sol (en fait ~ 10 m). Puis il s'agira de caractériser l'atmosphère verticalement.
Pour effectuer des mesures verticales, en utilisant le signal rétrodiffusé par les aérosols et la « méthode de la pente » pour réduire l'erreur statistique, le nombre de points d'épaisseur optique sur lesquels s'effectue la régression linéaire est souvent un facteur limitant pour déterminer le rapport de mélange moyen en CO_2 avec une bonne précision (V-2.1). De plus le lidar LIDIA est aveugle sur les premiers 200 m à partir de l'instrument. Des mesures verticales seraient donc inefficaces pour déterminer le rapport de mélange en CO_2 dans la couche résiduelle et dans la couche nocturne, couche stable de faible épaisseur au dessus du sol (environ de 100 à 400 m d'altitude).

L'idée est alors de tirer à environ 16° d'inclinaison avec LIDIA (~ 275 m en altitude pour 1 km de propagation et ~ 550 m pour 2 km de propagation). Par ailleurs, pour exploiter tous les points de mesure avec un rapport signal sur bruit suffisant, on se déplacera par rapport au centre de la raie d'absorption, pour obtenir des épaisseurs optiques plus faibles ($\tau \sim 1$ à 2 km). Le déplacement spectral sera par la suite corrigé à l'aide du signal délivré par les cuves photoacoustiques.

7.1 Conditions expérimentales

Les caractéristiques techniques de LIDIA sont rassemblées dans le tableau 5.2. Dans le début de l'année 2005, certaines innovations technologiques de l'instrument ont permis une plus grande stabilité et une plus grande souplesse d'utilisation : remplacement de la séparatrice (perte de 50 % de puissance à l'injection) par la mise en place d'un système polariseur – cellule de Pockels et changement de l'étalon et du cristal d'un laser continu. Ces changements ont permis d'améliorer et de symétriser l'injection de la cavité laser pulsée par injection d'une même puissance avec des longueurs d'onde ON et OFF beaucoup plus proche que précédemment.

Laser pulsé	
Laser material	Tm, Ho : YLF
Longueur d'onde ON/ OFF	2064.41-2064.1 nm
Energie par impulsion/ PRF ON-OFF	7 mJ/ 5 Hz
Largeur temporelle/ spectrale (HWHM)	230 ns/ 2.5 MHz
OL/ Injecteur	
ON (laser material: Tm, Ho : YLF)	8 mW monomode
OFF (laser material: Tm, Ho : YLF)	8 mW monomode
Fréquence du battement hétérodyne	25 MHz
Détection	
Diamètre du télescope	100 mm
Détection équilibrée	InGaAs photodiodes (η=70%)
Bande passante de la détection	50 MHz
CAN	8 bits/ 125 MHz
Estimateurs numériques	-Levin (bande passante du filtre: 4 MHz) -Squarer

Table 5.2: Caractéristiques de LIDIA pour la journée de mesure du 15/06/05

Les longueurs d'onde ON et OFF sont portés sur le spectre d'absorption en transmission du CO_2 et de H_2O dans le domaine 2060 – 2065 nm (Fig. 5.5). Un positionnement spectral respectif des longueurs d'onde ON et OFF des oscillateurs locaux aussi proches que possibles (Fig. 5.34) dans une zone libre en raies de vapeur d'eau est maintenant possible. On peut ainsi se décaler librement par rapport au centre de raie pour trouver une épaisseur optique adaptée aux conditions de mesure (concentration en aérosols, CNR, altitude des nuages…)

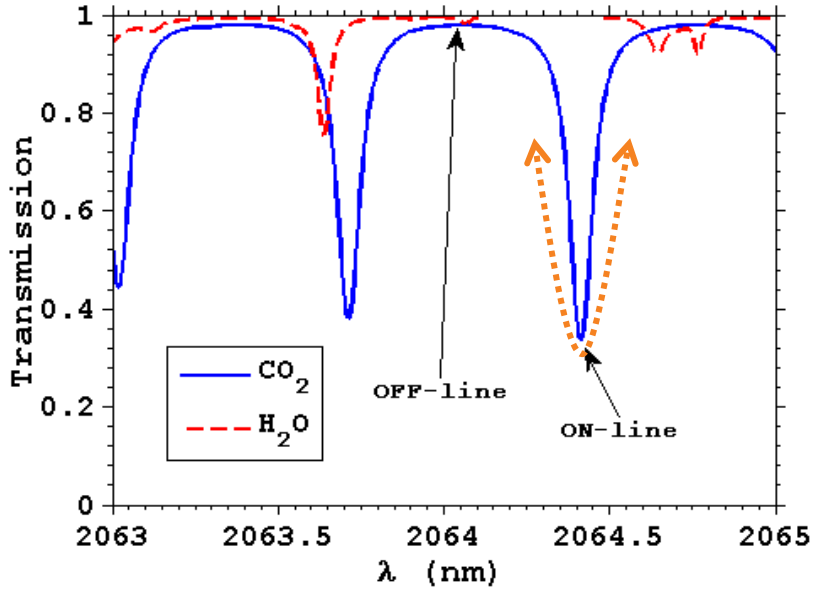


Figure 5.34: Transmission atmosphérique pour les raies d'absorption de CO_2 et de H_2O dans le domaine 2060 – 2065 nm (370 ppm de CO_2 et 15 $g.kg^{-1}$ de H_2O pour une colonne d'air de 0 à 1 km d'altitude) et position des longueurs d'onde des lasers ON et OFF. La double flèche en pointillés symbolise le décalage spectral volontaire pour diminuer l'épaisseur optique (incertitude du sens de décalage)

7.2 Couche nocturne, couche résiduelle et apport du LIDAR DOPPLER

Quelques séries de mesures ont été réalisées au mois de juin 2005 pour tenter de mettre en évidence les différentes hauteurs de couche : couche nocturne et couche résiduelle. Environ une heure de mesures a été effectuée dans la matinée du 15/06/05 vers 5:00 (UT). Chaque observation, (coefficient de rétrodiffusion, vitesse radiale, épaisseur optique..) correspond à une moyenne de 300 tirs et une résolution en distance de 75 m soit 20 m verticalement (pour une inclinaison de 16 °). On se décale par rapport au centre de la raie d'absorption de manière à limiter l'absorption et à augmenter la propagation. La figure 5.35 présente les $CNR_{ON/OFF}$ obtenus aux deux longueurs d'onde lorsqu'on s'est décalé sur le flanc de la raie d'absorption.

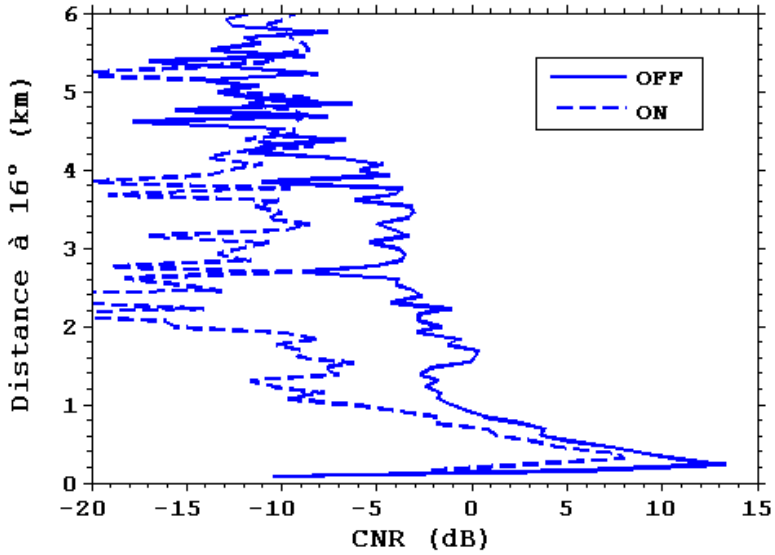


Figure 5.35 : Rapport signal sur bruit (CNR) pour les signaux rétrodiffusés aux deux longueurs d'onde ON et OFF pour la matinée du 15/06/05

Dans un premier temps on cherche à identifier les différentes parties de la couche limite : couche nocturne et couche résiduelle. La figure 5.35 montre déjà une différence dans la décroissance du CNR. A une distance de 1 km le rapport signal sur bruit augmente reflétant ainsi la présence d'une couche d'aérosols. La figure 5.36 présente les résultats de mesure : coefficient de rétrodiffusion aux longueurs d'onde ON et OFF et vitesses radiales correspondantes en fonction de l'altitude. On observe un cisaillement du vent à environ 250 m d'altitude et des concentrations en aérosols différentes de part et d'autre de ce cisaillement. On identifie ainsi les couches limites résiduelle (au dessus de 250 m) et nocturne (de 0 à 250 m). Plus tard dans la matinée, le vent de surface semble mollir puis disparaître au cours du temps alors que le vent en altitude se renforce et que la concentration en aérosols diminue. Le site de mesure DIAL (école Polytechnique) étant situé sur un plateau, le vent de surface provenant de l'Est (Fig. 5.37) apporte de l'air de la vallée urbaine (agglomération de Palaiseau et de Massy). Cette dynamique locale (vent de surface et cisaillement en altitude) est présent sur plusieurs matinées (elle est observée du 10 au 15 juin 2005) et correspond peut être à une circulation général urbaine – rurale des masses d'air. Ce vent de surface n'est pas identifié dans le modèle NCEP. Cependant on le retrouve lorsqu'on regarde le radiosondage de Trappes effectué le 14/06/05 à 23 :08 (UT) (Fig. 5.38). L'altitude du cisaillement de vent observé correspond aussi à une inversion de température et permet de vérifier les hypothèses prises quant à l'identification des couches nocturne et résiduelle. Il semble aussi que le vent de surface observé sur le site de l'école Polytechnique soit un phénomène régional et non local (vent en surface orienté à l'Est aussi à Trappes).

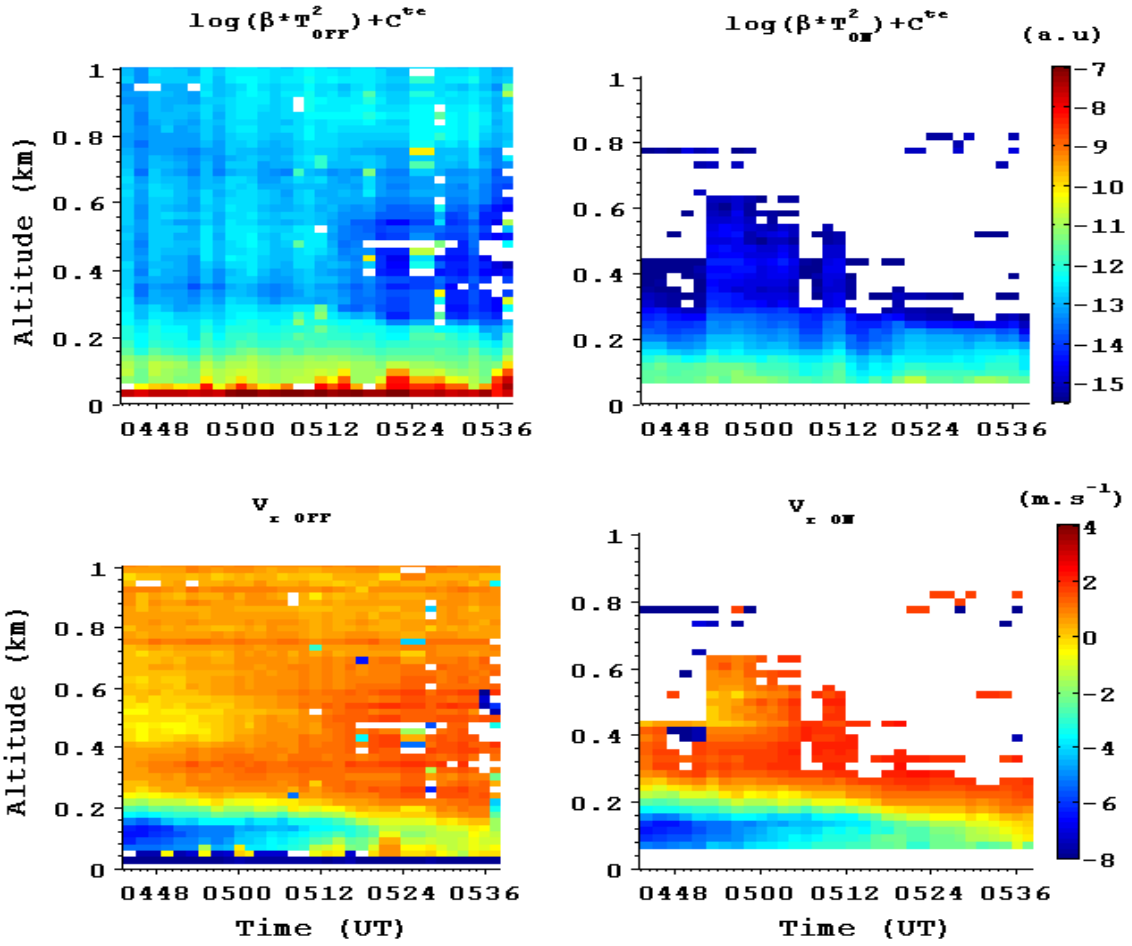


Figure 5.36: Coefficient de rétrodiffusion et vitesses radiales mesurées à 16 ° d'inclinaison pour les deux longueurs d'onde ON et OFF.

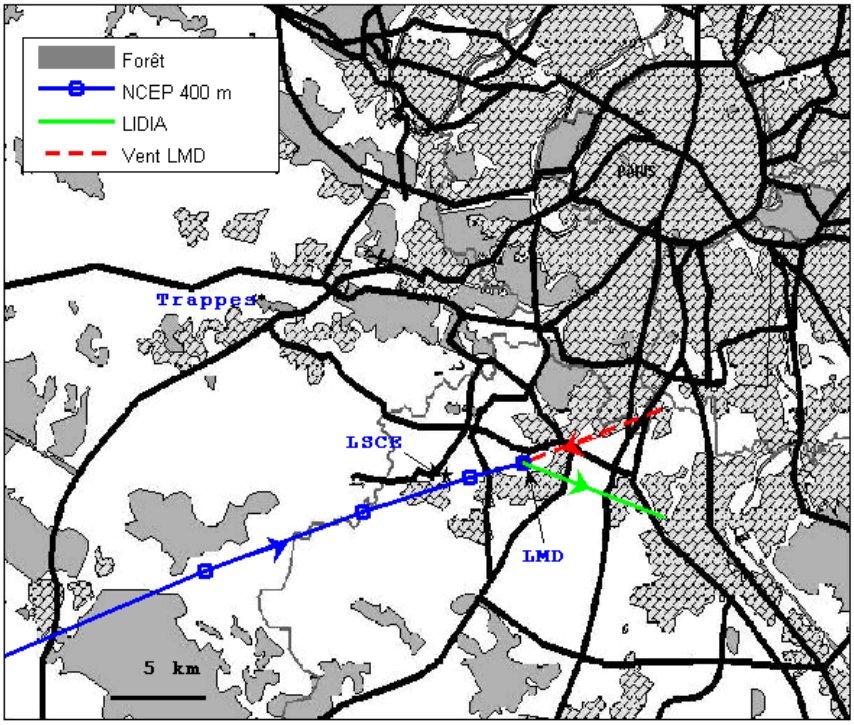


Figure 5.37 : Localisation des sites de mesure dans la région parisienne LSCE (mesures in-situ), LMD (mesures DIAL) et Trappes (radiosondage), rétrotrajectoire à 400 m d'altitude et 5:00 (UT) (NCEP) et direction du vent au niveau du sol (mesures in-situ du LMD), direction du faisceau laser de LIDIA incliné de 16° par rapport à l'horizontale.

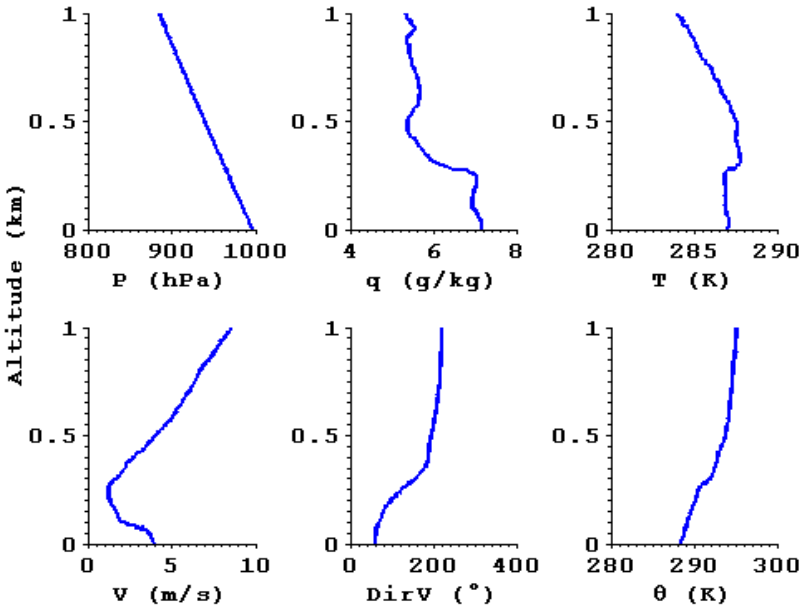


Figure 5.38 : Radiosondage de Trappes du 14/06/05 à 23:08 (UT), pression P, rapport de mélange en vapeur d'eau q, température T, vitesse du vent V et direction DirV, température potentielle θ.

7.3 Epaisseur optique et fonction de poids

Au cours du temps de mesure, on calcule l'épaisseur optique en fonction de l'altitude (Fig. 5.39). On effectue deux régressions linéaires de part et d'autre d'une distance approximative de 1 km de propagation correspondante à environ 275 m d'altitude (inclinaison de 16°).
Le signal délivré par la cuve photoacoustique est relevé en parallèle. Il est proportionnel à la section efficace de la raie d'absorption sondée et permettra une correction ultérieure du rapport de mélange en CO_2 (Fig. 5.40).

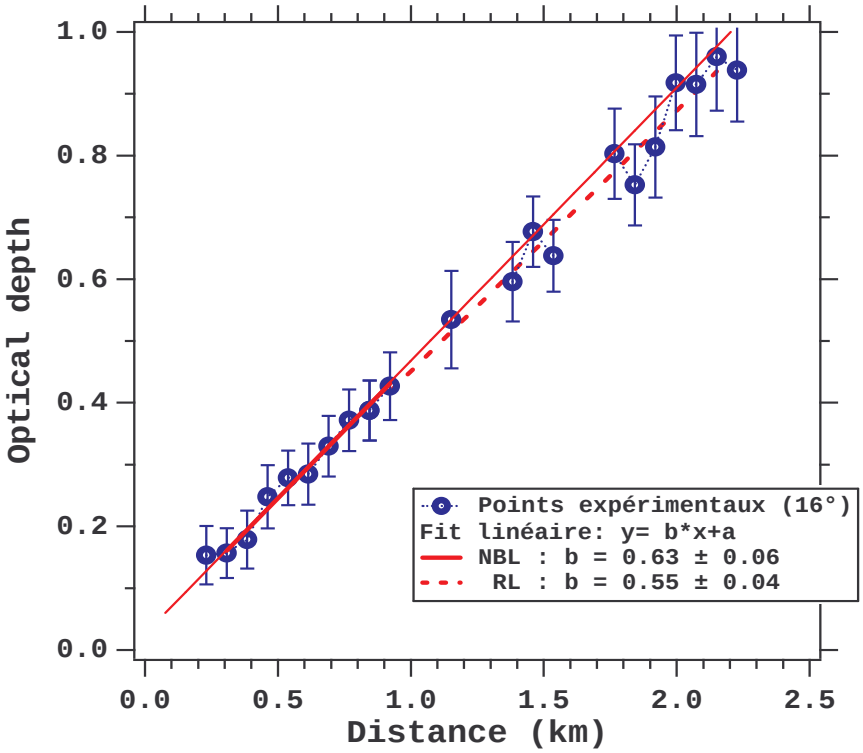


Figure 5.39: Profils de l'épaisseur optique en fonction de la distance de propagation et régressions linéaires effectuées dans la couche nocturne et dans la couche résiduelle.

Le temps de mesure commence par une série d'observation avec calage des impulsions laser ON au centre de la raie d'absorption. Ces mesures servent de référence et seront comparées aux mesures effectuées horizontalement. Le décalage spectral effectué à 4 :49 permet une distance de propagation plus longue (environ 800 m) et rend possible des mesures du rapport de mélange en CO_2 avec une bonne précision (régression linéaire effectuée sur un plus grand nombre de points). A partir de 5 :15 la concentration en aérosols devient trop faible pour pouvoir exploiter le signal rétrodiffusé ON. Le vent d'Ouest semble apporter une masse d'air plus pauvre en aérosols ce qui rend impossible les mesures dans la couche résiduelle. La figure 5.40 présente les valeurs des pentes déterminées par une régression linéaire (contrainte par les barres d'incertitude sur les mesures d'épaisseur optique) dans la couche nocturne et dans la couche résiduelle. En parallèle est porté le signal délivré par la cuve photoacoustique.

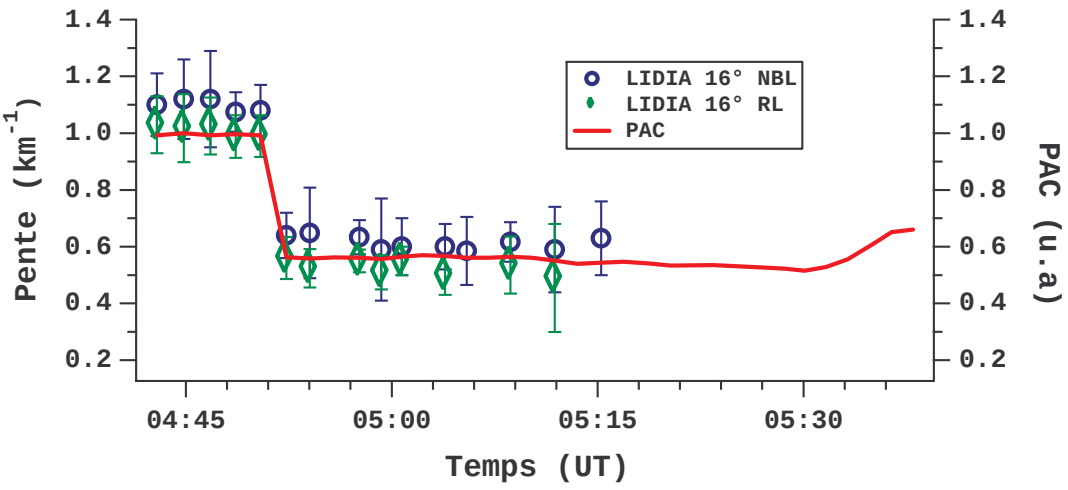


Figure 5.40 : Pentes calculées par régression linéaire sur les points d'épaisseur optique dans la couche nocturne (NBL) et dans la couche résiduelle (RL). Le signal de la cuve photoacoustique (PAC) pour la longueur d'onde absorbée est aussi représenté en fonction du temps.

Dans le cadre de ces mesures (moyenne effectuée sur 300 tirs et faible CNR à longue distance) il est important de quantifier le biais numérique apporté par le traitement de signal sur la restitution d'une mesure d'épaisseur optique. La figure 5.41 montre que la valeur de ce biais reste faible. Dans la couche nocturne le biais est constant ce qui n'apporte aucun biais sur les pentes calculées précédemment. Il n'en est pas de même pour la couche résiduelle car le biais varie en fonction de la distance (décroissance du SNR avec la distance de propagation). Le biais apporté sur la pente est de - 0,003 km^{-1} soit un biais apporté sur une mesure du rapport de mélange moyen de - 0,5 %. Cette erreur reste négligeable compte tenu des incertitudes précédentes sur la détermination des pentes (Fig. 5.40).

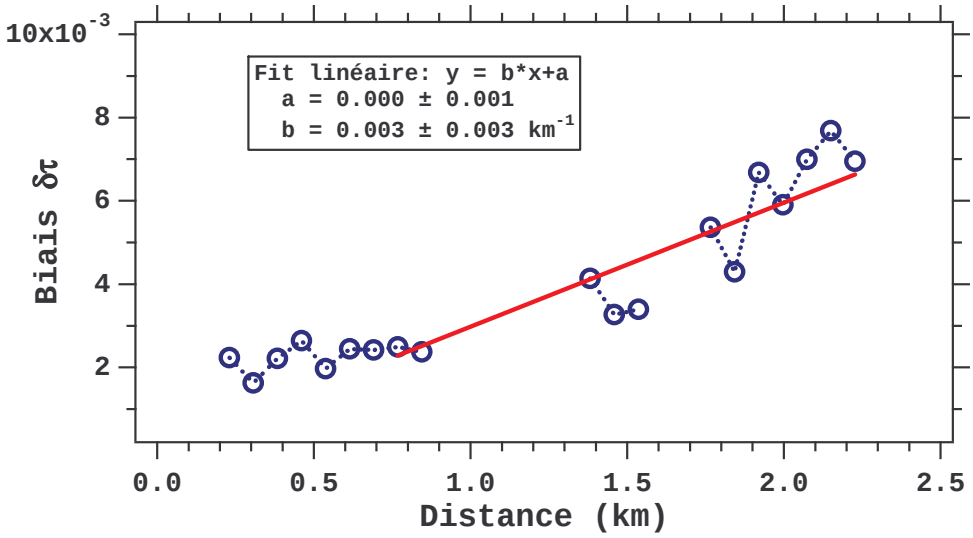


Figure 5.41 : Estimation des biais sur les mesures d'épaisseur optique et biais résultant sur la pente (et donc sur le rapport de mélange) dans la couche résiduelle.

La fonction de poids *WF* est calculée en exploitant les données du modèle MM5 dans la période de mesure DIAL (Fig. 5.42). On remarque la couche nocturne qui est bien identifiable à la fois par l'inversion de température et l'humidité relative. La hauteur de cette couche semble être aussi de 250 m.

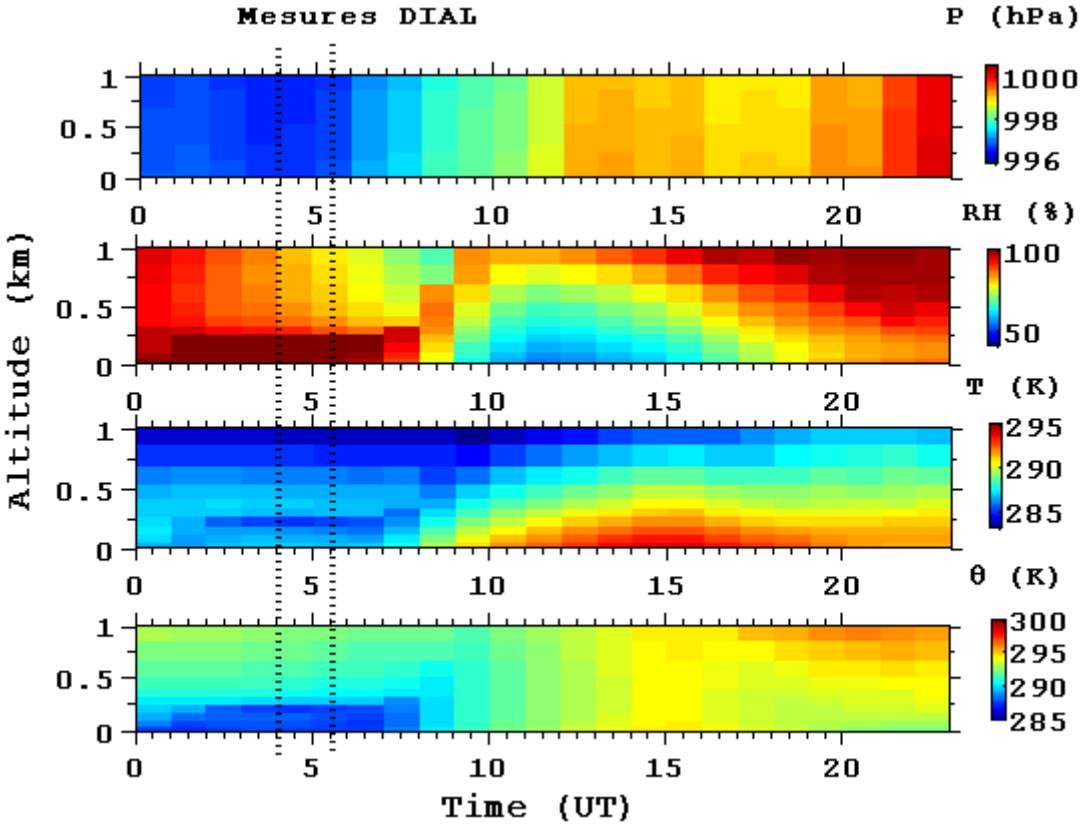


Figure 5.42 : Séries temporelles de pression, température, humidité relative et température potentielle données par le modèle MM5. La période de mesure DIAL est indiquée en pointillée et la résolution temporelle est de 1 h.

7.4 Rapport de mélange en CO_2 dans la couche nocturne et dans la couche résiduelle

Lorsque l'épaisseur optique est plus faible (en se décalant spectralement par rapport au centre de raie), la distance de propagation peut atteindre 2,5 km (Fig. 5.39). La comparaison des vitesses radiales ON et OFF permet de contrôler le bon fonctionnement de l'estimateur Levin pour la restitution de la puissance du signal rétrodiffusé (Fig. 5.36). Cette comparaison est utilisée pour enlever les mauvais points expérimentaux.

L'erreur relative sur les pentes obtenues est de l'ordre de 5 % (Fig. 5.40). Les rapports de mélange en CO_2 obtenus dans la couche résiduelle et dans la couche nocturne sont portés sur la figure 5.43. Les mesures effectuées dans la couche nocturne (inclinaison de 16° du faisceau laser) sont en bon accord avec les rapports de mélange déterminés par les mesures horizontales effectuées un peu plus tôt dans la matinée. Cependant la dispersion des points mesurés avec 16° d'inclinaison est plus grande. En effet

le nombre de points expérimentaux sur lequel s'effectue la régression linéaire est plus faible. Une comparaison avec les mesures in-situ du 15/06/05 effectuées à la même heure au LSCE montre que les mesures DIAL semblent surestimer légèrement (environ de 5 à 10 ppm) le rapport de mélange en CO_2 dans la couche nocturne. En fait la figure 5.36 montre que le site de mesure DIAL est directement sensible aux émissions anthropogéniques de l'agglomération de Massy – Palaiseau. On peut donc s'attendre à avoir un rapport de mélange en CO_2 plus important. De plus il semble que l'évolution du CO_2 mesuré au sol pendant la nuit soit fortement perturbée par des émissions anthropogéniques. On est loin d'une croissance régulière naturelle du rapport de mélange dans la couche nocturne par la respiration comme on peut le voir dans la matinée du 14/06/05. Le pic de concentration visible à 7 :00 (UT) soit 9 :00 localement correspond au pic de pollution du au trafic routier. Les rapports de mélange en CO_2 mesurés par LIDIA dans la couche résiduelle sont nettement différents de ceux de la couche nocturne. En moyenne entre 365 et 370 ppm, les valeurs correspondent au niveau de CO_2 mesuré en fin d'après midi. Par ces quelques mesures on vérifie ainsi les hypothèses prises pour la modélisation du cycle diurne du CO_2 dans la couche limite (Chap. II).

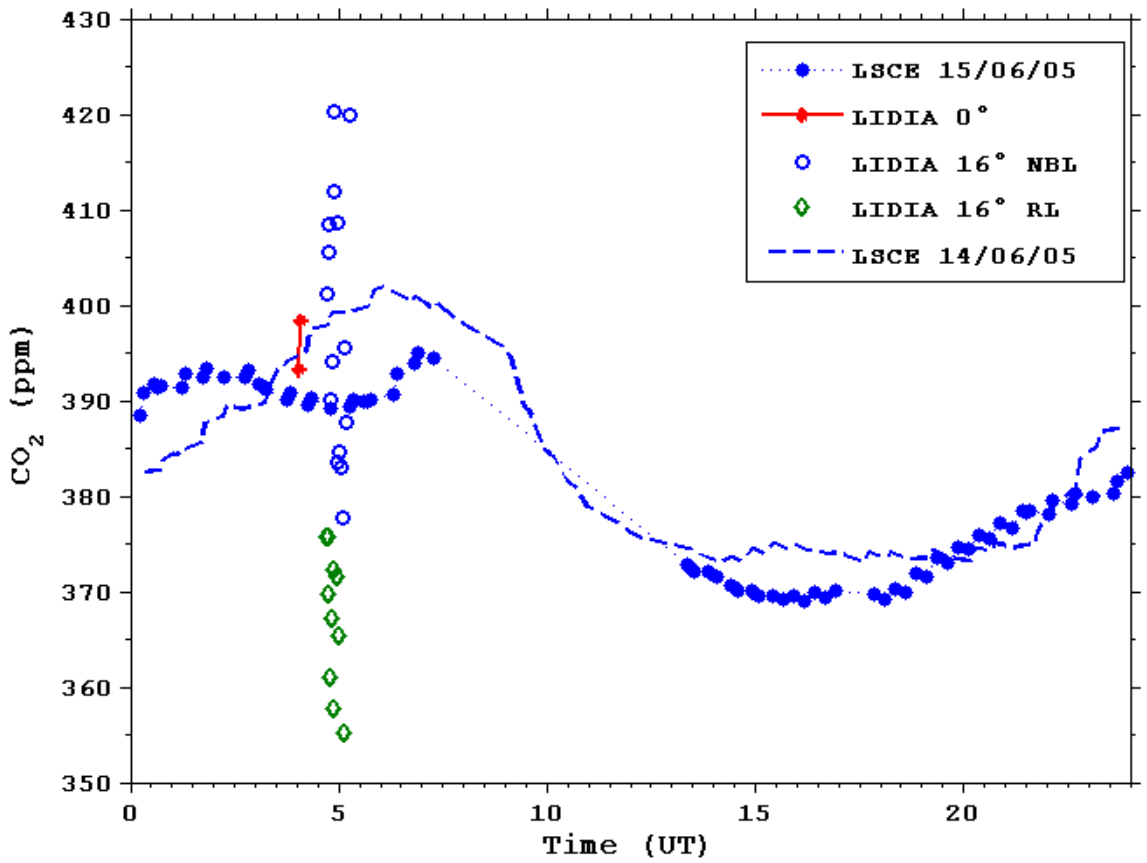


Figure 5.43 : Mesures du 15/06/05. Rapports de mélange en CO_2 dans la couche résiduelle (RL) et dans la couche nocturne (NBL) et comparaison avec des mesures in-situ des journées du 14/06/05 et du 15/06/05 effectuées au LSCE.

Une telle distinction des concentrations dépend en pratique de beaucoup de paramètres difficile à rassembler dans une même journée:

- Stabilité et réglage de l'instrument effectué à l'aube
- Temps de mesure limité à une période de temps où le contraste CO_2 dans la couche résiduelle et CO_2 dans la couche nocturne est maximal
- Angle de tir adapté à la hauteur de la couche nocturne. En effet il est nécessaire d'avoir un nombre de points suffisant dans la couche nocturne et dans la couche résiduelle pour effectuer avec une bonne précision les régressions linéaires précédentes. En pratique la hauteur de la couche nocturne varie d'environ 150 m à 400 m d'altitude ce qui rend difficile le choix de l'angle de visée oblique.
- Eviter une orientation Nord-Est du vent dans la couche résiduelle. En effet si la masse d'air de la couche résiduelle est alors chargée en émissions anthropogéniques. Il est alors très difficile de distinguer les couches car le rapport de mélange dans la couche résiduelle peut être égal ou supérieur à celui de la couche nocturne. La plupart des journées de beau temps correspondent malheureusement à une telle orientation du vent en altitude.
- Avoir une concentration suffisante d'aérosols dans la couche résiduelle pour obtenir un signal rétrodiffusé à 2 µm. Cette concentration est habituellement faible lorsque le vent est dirigé à l'Ouest ou au Nord-Ouest.

8. CONCLUSION

Les résultats expérimentaux, décrits dans ce chapitre montrent plusieurs réalisations importantes:

- **Estimation de la puissance rétrodiffusée** : la mesure de l'épaisseur optique repose sur une estimation de la puissance rétrodiffusée. Les estimations de puissance réalisées avec l'estimateur Squarer ou Levin montrent un bon accord avec la théorie. Des mesures effectuées sur les aérosols montrent une décroissance en racine carrée du nombre de tirs moyennés de l'erreur statistique sur la mesure de puissance.

- **Mesures horizontales** : les mesures DIAL effectuées horizontalement dans la CLA ont été comparées avec succès aux mesures in-situ. La méthode de mesure utilisée consiste à effectuer une régression linéaire sur des mesures d'épaisseur optique intégrée contrainte par l'écart type sur chaque mesure pour restituer un rapport de mélange moyen en CO_2. L'erreur relative statistique résultante sur une mesure du rapport de mélange est d'environ 2 % pour 300 tirs moyennés (1 min), et 1 % pour 1500 tirs (5 min). La section efficace est déterminée à partir de mesures in-situ de température, pression et humidité relative et à partir du signal délivré par une cuve photoacoustique. Un bilan des erreurs spectroscopiques indique une erreur d'environ 1 %. Par ailleurs les mesures montrent une grande sensibilité des mesures par rapport aux émissions anthropiques de l'agglomération parisienne.

- Une étude théorique et numérique destinée à tester l'estimateur utilisé pour les mesures DIAL de LIDIA montrent la présence d'un **biais numérique** sur la mesure de l'épaisseur optique inhérent à la méthode de mesure. Cependant ce biais est négligeable à condition que le SNR sur l'estimation de la puissance moyenne rétrodiffusée soit supérieur à 10. En pratique pour une mesure par lidar DIAL hétérodyne, une limite correspondante à CNR > -10 dB et un nombre de tirs moyennés N > 500 sont des bonnes conditions pour que ce biais soit négligeable. On peut par ailleurs le corriger si nécessaire.

- **Mesures verticales effectuées sur les aérosols** : ces mesures montrent qu'il est plus difficile de réduire l'erreur relative sur la mesure de l'épaisseur optique car le nombre de portes temporelles et donc de points de mesure dépend de la hauteur de la CLA, variable dans le temps. La section efficace d'absorption du CO_2 est déterminée à partir de séries temporelles de température, pression et humidité délivrées par le modèle méso-échelle MM5. L'erreur statistique sur le rapport de mélange en CO_2 est d'environ 4 % pour 1000 tirs moyennés soit 3 minutes de temps d'intégration. Les mesures rendent bien compte de l'augmentation du rapport de mélange en CO_2 pendant la nuit. Les mesures Lidar se confondent avec les mesures in-situ (avec écart plus faible que quelques ppm) lorsque le temps d'intégration augmente.

- **Corrélation des signaux rétrodiffusés** : des mesures réalisées sur les aérosols et dans des nuages bas (Cumulus) montrent une absence de corrélation tir à tir de la puissance rétrodiffusée par les aérosols et une corrélation qui atteint au maximum 0,6 dans les nuages

pour un temps de 50 s. Ce temps de corrélation semble correspondre au temps de variation du coefficient de rétrodiffusion généralement observé dans les mesures DIAL. Quant à la corrélation entre les puissances moyennes ON et OFF, il semble difficile d'en rendre compte expérimentalement, car on observe une double dépendance à la fois du nombre de tirs moyennés et une dépendance du nombre d'échantillons pour calculer ce coefficient de corrélation. Cependant l'étude montre que cette corrélation entre les moyennes ON et OFF des signaux rétrodiffusés n'est à prendre en compte que pour les forts SNR et les épaisseurs optiques < 1,5.

- **Mesures verticales utilisant les nuages comme cibles diffusantes** : lorsque le CNR sur le signal rétrodiffusé par les aérosols est trop faible, le travail de thèse montre qu'il est possible d'utiliser des cibles nuageuses. Le comportement de ce type de cible en terme de mesure d'épaisseur optique semble être le même que celui des aérosols. Des CNRs d'environ 10 dB peuvent par contre être obtenus à une altitude de 2 km ce qui augmente considérablement la précision d'une mesure d'épaisseur optique. La méthode de mesure consiste alors à effectuer une régression linéaire contraint par des mesures d'épaisseur optique effectuées d'une part sur les aérosols dans le bas de la CLA et d'autre part dans les nuages au sommet de la CLA pour obtenir un rapport de mélange moyen dans la CLA. L'erreur statistique associée à une telle mesure avoisine les 1 %.

- **Mesure dans la troposphère libre** : en utilisant des nuages de moyenne ou de haute altitude on a estimé avec succès la valeur du rapport de mélange dans la troposphère libre. La précision d'une telle mesure, qui est ici de 11 ppm peut être réduite en se décalant par rapport au centre de la raie d'absorption de manière à obtenir un CNR_{ON} élevé. De plus, la faible variabilité du CO_2 dans la troposphère libre permet d'effectuer cette mesure à plusieurs heures d'intervalle pour obtenir plusieurs échantillons indépendants et augmenter ainsi la précision de la mesure.

- **Mesures résolues dans la CLA** : l'analyse des processus naturels effectuée dans le chapitre II a montré la possibilité d'une séparation claire entre les rapports de mélange dans la couche nocturne et dans la couche résiduelle. En effectuant des tirs lasers à 16° d'inclinaison on a mis en évidence la stratification verticale de l'atmosphère en coefficient de rétrodiffusion, vitesse et direction du vent horizontal et rapport de mélange en CO_2. Ces mesures montrent tout le potentiel d'une mesure DIAL résolue verticalement pour analyser les processus naturels ou anthropiques à l'origine des variations du rapport de mélange dans la CLA.

L'objectifs initial de la thèse a été rempli : la mesure en valeur absolue du rapport de mélange de CO_2 avec une précision de 1 %, pour les mesures résolues spatialement dans la couche limite ou en colonne intégrée (CLA et troposphère libre) est réalisable [Gibert-06]. Bien qu'opérant à partir du sol, j'ai aussi démontré la faisabilité d'une mesure intégrée en utilisant un nuage dense comme cible. Les résultats permettent d'envisager la conception et la réalisation d'un futur DIAL aéroporté utilisant à la fois la diffusion des aérosols et la réflexion de surface, pour conduire des études à la méso-échelle et démontrer aussi la faisabilité d'une mesure intégrée précise à partir de l'espace.

CHAPITRE VI

Vers une mesure aéroportée et spatiale

Modélisation instrumentale

Dans ce chapitre, on décrit les performances d'un système aéroporté et spatial pour répondre aux objectifs définis dans le chapitre II. Dans le cadre de l'étude FACTS, « Future Atmospheric Carbon dioxide Testing from Space », des modèles analytiques et numériques ont été réalisé par Didier Bruneau (IPSL/ SA) et Arnaud Quesney (Noveltis) pour déterminer les performances d'un système de mesure DIAL du CO_2 atmosphérique à partir de l'espace. Dans le cadre de cette thèse, le modèle a été testé puis utilisé pour définir les performances d'un système DIAL capable de répondre aux objectifs scientifiques définis dans le chapitre II. Dans un premier temps ce chapitre décrit le modèle atmosphérique utilisé puis les méthodes de mesure. Ensuite on dépassera le cadre de l'étude FACTS pour analyser les performances et les possibilités d'un système sol (comparable à LIDIA) et aéroporté avec ce modèle avant de donner les principaux résultats relatifs au spatial.

Plan

1. DESCRIPTION DU MODELE ATMOSPHERIQUE ……227
1.1 Caractéristiques en air clair……227
1.1.1 Coefficient de rétrodiffusion et extinction des aérosols……227
1.1.2 Coefficient de diffusion et d'extinction moléculaire……227
1.2 Caractéristiques des nuages……228
1.3 Caractéristiques du sol……229
1.3.1 Surface de la mer……229
1.3.2 Réflectivité du sol……229
1.4 Signal radiométrique……230

2. METHODOLOGIE……231
2.1 Fonction de poids et positionnement spectral……231
2.1.1 Spectroscopie pour des mesures spatiales……231
2.1.2 Fonction de poids……232
2.2 Méthode de mesure……234
2.2.1 Mesures résolues……234
2.2.2 Mesures intégrées……234
2.3 Bilan des erreurs intervenant sur la fonction de poids ……235

3. RESULTATS ET DIMENSIONNEMENT INSTRUMENTAL……237
3.1 Performances simulées de LIDIA et comparaison avec les résultats expérimentaux……237
3.2 Instrument aéroporté……241
3.2.1 Détection directe……241
3.2.2 Détection hétérodyne……245
3.3 Dimensionnement pour un instrument spatial (FACTS)……248
3.2.1 Détection directe……248
3.2.2 Détection hétérodyne……250
3.3 Conclusion……253

Références……255

1. DESCRIPTION DU MODELE ATMOSPHERIQUE

1.1 Caractéristiques en air clair

1.1.1 Coefficient de rétrodiffusion et extinction des aérosols

Les profils de diffusion atmosphérique par les aérosols donnés par le modèle ESA-RMA sont calculés à partir d'une banque de données climatologiques du coefficient de rétrodiffusion mesuré à 10,6 µm [Vaughan-95] et d'une loi d'échelle. Cette modélisation ne tient pas compte des couches d'aérosols stratifiées injectées dans l'atmosphère naturelle (aérosols sahariens) ou anthropiques (pollution). La résolution verticale est ici égale à 1 km. En appliquant la loi d'échelle du coefficient de rétrodiffusion en fonction de la longueur d'onde, définie par V. Strivastava [Strivastava-01], on obtient :

$$Ln\ \beta_p(\lambda, z) = 0{,}0011\left(Ln\ \beta_{p0}(z)\right)^2 + 0{,}862\left(Ln\ \beta_{p0}(z)\right) + 0{,}001 \qquad (6.1)$$

$\beta_{p0}(z)$ est le coefficient de rétrodiffusion particulaire à l'altitude z et à la longueur d'onde λ_0 =10,6 µm.

Le profil du coefficient d'extinction est dérivé de celui du coefficient de rétrodiffusion en utilisant le rapport lidar $k = \beta / \alpha$ égal à 0,03 sr^{-1} dans le proche infra-rouge.

1.1.2 Coefficient de diffusion et d'extinction moléculaire

La diffusion des molécules suit la loi de Rayleigh :

$$\beta_m(\lambda, z) = 1{,}0.10^{-7}\left[\frac{\lambda(\mu m)}{\lambda_0}\right]^{-4}.\exp\left(-\frac{z}{z_{mol}}\right) \quad m^{-1}.sr^{-1} \qquad (6.2)$$

avec λ_0 =10,6 µm et z_{mol} = 8000 m.

Le coefficient d'extinction moléculaire est déterminé à partir du coefficient de diffusion moléculaire en considérant que $\alpha_{mol} = 8\pi / 3.\beta_m$.

Comme déjà présenté dans le Chapitre III, le coefficient de rétrodiffusion atmosphérique est la somme des coefficients de rétrodiffusion particulaire et moléculaire.

Les profils simulés des coefficients de rétrodiffusion β à 1,6 et 2,05 µm sont présentés sur la figure 6.1. A partir de 20 km d'altitude, seules les molécules contribuent à la diffusion et à l'extinction du signal.

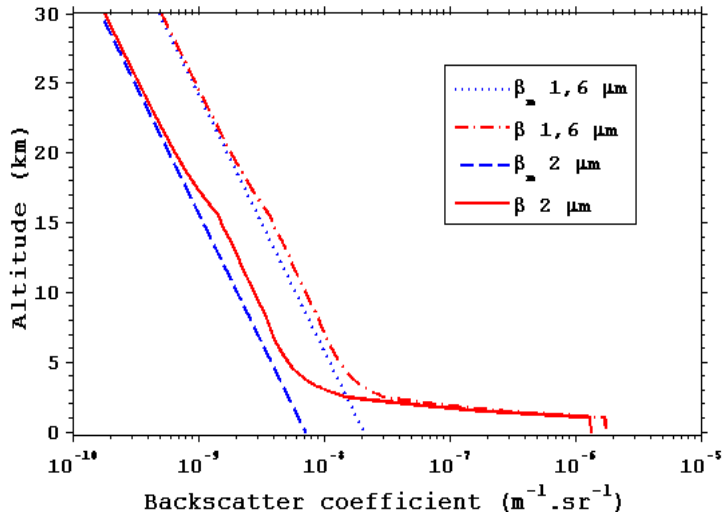


Figure 6.1 : Profils des coefficients de rétrodiffusion moléculaire et total (particulaire + moléculaire) standards simulés à 1,6 et 2,05 µm.

1.2 Caractéristiques des nuages

En introduisant η_S, coefficient qui rend compte de la diffusion multiple [Dabas-93], le coefficient de réflectivité nuageuse correspondant dans une porte de mesure $\delta R_{G,M}$ s'écrit :

$$ref_C = \frac{\beta}{2\eta_S \alpha}\left(1 - \exp\left(-2\alpha\delta R_{G,M}\right)\right) \tag{6.3}$$

η_S dépend du type de nuage et du champ de vue du télescope. Les caractéristiques de diffusion et d'extinction de différents nuages sont rassemblées dans le tableau 6.1. Typiquement, $\eta_S \sim 0{,}5$ et β/α est égal à 0,05 pour les nuages d'eau et 0,07 pour les nages de glace [Elouragini-95].

Type de nuage	β ($m^{-1}.sr^{-1}$)	α ($m^{-1}.sr^{-1}$)	Altitude (m)
Cumulus	$6{,}0\ 10^{-4}$	0,012	750-1000
Stratus	$5{,}0\ 10^{-3}$	0,09	200-700
Alto-stratus	$1{,}0\ 10^{-3}$	0,018	4000-4500
Cumulo-Nimbus	$1{,}0\ 10^{-2}$	0,18	2000-4000
Cirrus fins	$1{,}4\ 10^{-5}$	$2{,}0\ 10^{-4}$	8500-9500
Cirrus	$1{,}6\ 10^{-4}$	$2{,}3\ 10^{-3}$	8500-9500

Tableau 6.1 : Caractéristiques typiques des nuages principaux dans le proche IR

Le signal réfléchi par le nuage s'étale sur plusieurs portes de mesure, environ $\left(\alpha\delta R_{G,M}\right)^{-1}$ (voir Chapitre III pour les notations et l'équation lidar). Ce nombre augmente lorsque la transition air clair –

nuage n'est pas bien définie. En intégrant sur toutes les portes « nuageuses », la réflectivité totale du nuage est proche de $\frac{\beta}{2\eta_S\alpha}$.

1.3 Caractéristiques du sol

Pour des mesures aéroportées ou spatiales le sol est utilisé pour effectuer des mesures intégrées. Pour évaluer le signal diffusé par la surface de la Terre, il est nécessaire de prendre en compte la topographie et la géométrie du faisceau laser. Chaque élément de la surface terrestre éclairé renvoie une partie du faisceau incident avec une réflectivité ref_S (unité sr^{-1}). L'étude est restreinte à une direction du faisceau incident proche du nadir. Le signal rétrodiffusé peut s'étaler sur plusieurs portes de mesure, ceci dépendant de la nature de la surface (mer, végétation, désert..) et de la topographie (vagues, plaine ou montagne).
La réflectivité du sol distribuée sur une extension radiale δR_S correspond à un coefficient de rétrodiffusion $\beta_S = \frac{ref_S}{\delta R_S}$. Cette extension dépend aussi de la taille du spot laser au niveau du sol. En détection directe, le diamètre du faisceau laser au niveau du sol est d'environ 100 m pour une divergence laser de 0,2 mrad (mesure spatiale). En détection hétérodyne, la divergence du faisceau limitée par la diffraction est réduite à 1 µrad et le diamètre du faisceau à seulement quelques mètres.

1.3.1 Surface de la mer

Dans le domaine spectral considéré ici (1.6 µm et 2 µm), le faisceau laser est fortement absorbé et la lumière solaire parasite provient essentiellement de la réfection spéculaire des vagues correctement orientées. Le lidar effectuant des mesures au nadir, on peut déduire les caractéristiques de réflectivité lidar de la mer en regardant la réflectance du rayonnement solaire au voisinage de la direction spéculaire (« glitter »). La réflectivité spéculaire décroît avec la vitesse du vent et croît avec l'angle solaire. Des mesures du facteur de réflectance bi-directionnelle réalisées à partir d'observations spatiales du radiomètre POLDER montrent une valeur médiane de 0,08 aux forts angles solaires zénithaux [Dufour-03].
La réflectivité lidar médiane au nadir est alors de $ref_s = 0{,}08/\pi = 0{,}025$ mais reste fortement dépendante du vent de surface. Elle est pratiquement constante dans un cône de 5 degrés autour du nadir [Bufton-83]. L'extension spatiale du signal rétrodiffusé dépend de l'amplitude des vagues. On prendra comme valeur moyenne pour l'océan : $\delta R_S \approx 10$ m.

1.3.2 Réflectivité du sol

La figure présente les réflectances moyenne à 1,6 µm (trait en pointillés) et à 2 µm (trait continu) de la neige, la végétation et du désert données par le spectro-imageur MODIS [Dufour-03]. Une étude plus détaillée des données de réflectance montre que la réflectance bi-directionnelle dans des conditions de visée au nadir donne des valeurs plus fortes (environ 2 fois supérieure dans le cas d'une couverture avec de la végétation) [Bréon-02, Bowker-85]. Le tableau montre les valeurs moyennes de réflectivité lidar pour différents types de couverture du sol dans les deux domaines spectraux, obtenus à partir du facteur de la réflectance divisée par π sr.

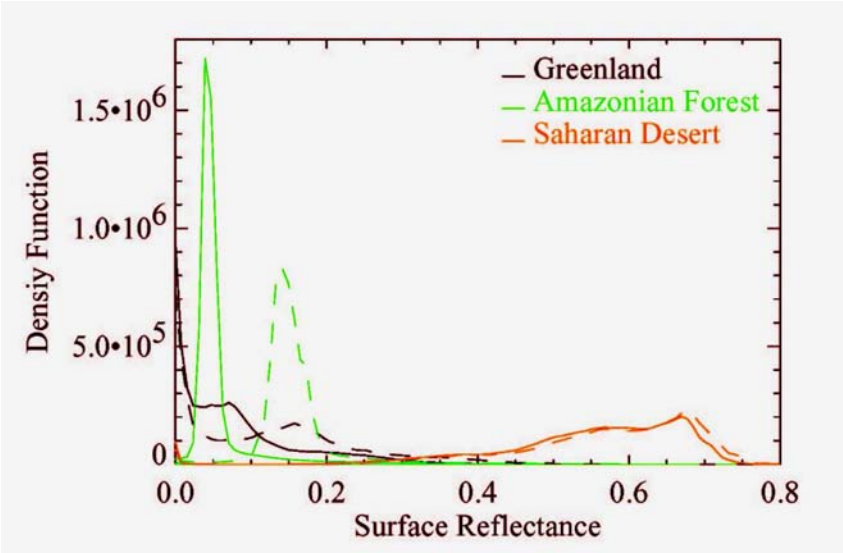


Figure 6.2: Histogrammes de réflectance de surface pour différents types de couverture produites à partir des canaux 1,629-1,652 m (trait en pointillés) et 2.105-2.155 µm (trait continu) de MODIS : zone de végétation (forêt Amazonienne), neige ou glace (Groenland), désert (Sahara) [Dufour-03]

Type de surface	Océan	Neige	Végétation	Désert
Albédo à 1.6 µm	0.08	0.10	0.15	0.60
Réflectivité lidar 1.6 µm (sr^{-1})	0.025	0.03	0.10	0.22
Albédo à 2 µm	0.08	0.05	0.05	0.60
Réflectivité lidar 2 µm (sr^{-1})	0.025	0.015	0.03	0.22

Tableau 6.2: Albédo et réflectivités lidar moyennes pour différents types de surface à 1.6 µm et 2 µm, obtenues à partir du facteur de la réflectance divisée par π sr.

1.4 Signal radiométrique

En détection directe, la lumière de fond du ciel due à la diffusion de la lumière solaire par le sol ou les nuages (la diffusion par l'air clair est négligeable dans les domaines spectraux considérés) apportes un bruit additionnel lors de la détection du signal lidar. En détection hétérodyne, ce bruit de fond de ciel est négligeable compte tenu de la bande passante de détection.
La puissance de fond de ciel incidente sur le détecteur s'écrit:

$$P_{fc} = L_{fc} A \frac{\pi d\theta^2}{4} T_{rec} \Delta\lambda_F \delta t_R \tag{6.4}$$

où $d\theta$ est le champ de vue du télescope (angle total),
T_{rec} l'efficacité de la réception
δt_R est la durée de la porte temporelle de mesure
L_{fc} est la radiance de fond de ciel due à toutes les surfaces diffusantes en tenant compte des propriétés de diffusion spécifiques pour chaque surface détaillées ci-dessus.
En pratique on choisira de se placer sur une raie de Frauhoffer pour une moindre sensibilité au bruit de fond de ciel.

2. METHODOLOGIE

2.1 Fonction de poids et positionnement spectral

2.1.1 Spectroscopie pour des mesures spatiales

Pour les mesures spatiales et aéroportées il est important de choisir avec précision les raies d'absorption susceptibles de répondre au mieux en terme d'optimisation de l'épaisseur optique, $\tau \sim 1$, (voir § III-7) et de moindre sensibilité en température, $E'' \sim 300$ cm^{-1}, (voir § III-9). On peut retenir alors trois raies d'absorption dans les domaines de 1,6 et 2 µm (Fig. 6.3).

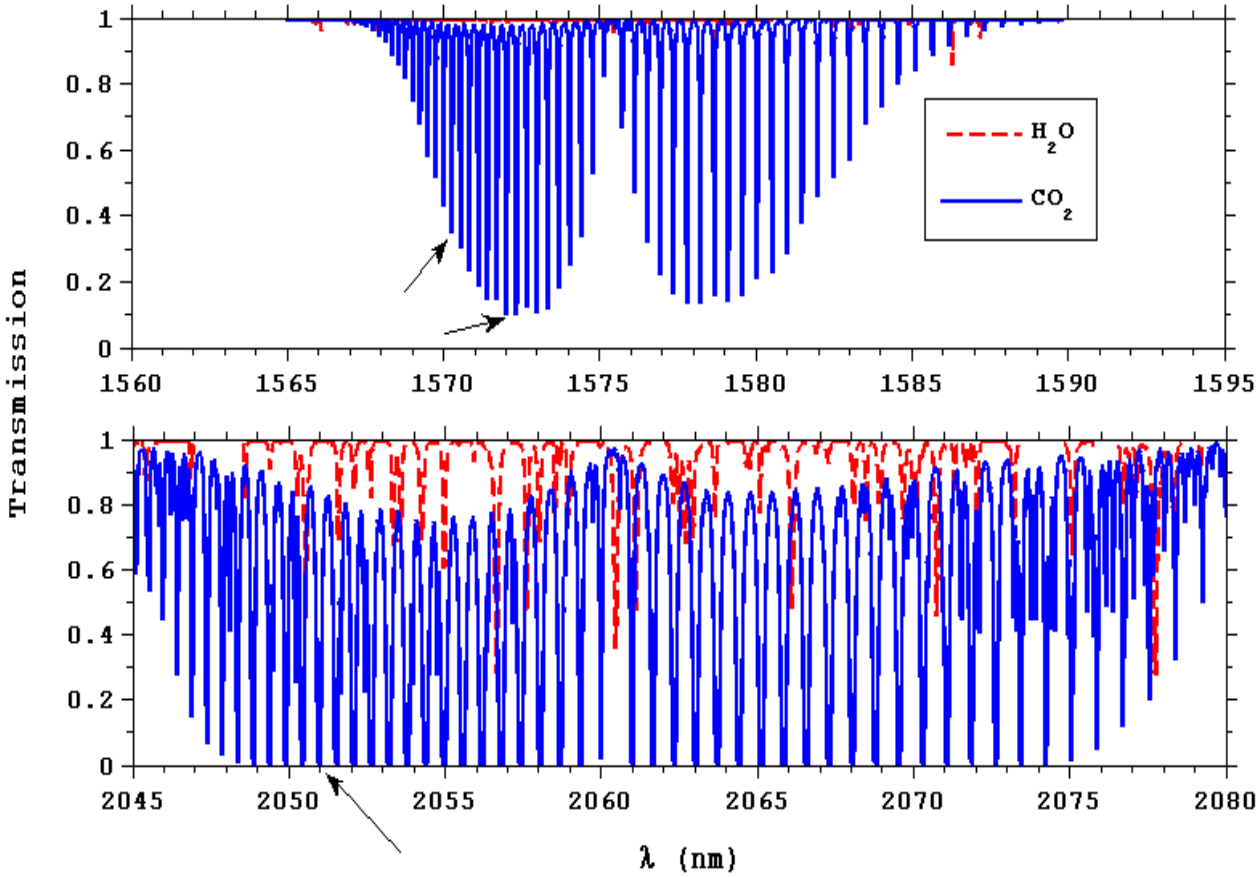


Figure 6.3: Domaines spectraux de 1,6 et 2 µm susceptibles de répondre au mieux aux exigences d'une mesure spatiale. Les raies les plus intéressantes sont indiquées par des flèches. Les spectres en transmission sont calculés pour une colonne d'air de 0 à 60 km pour 370 ppm de CO_2 et 15 g.kg^{-1} de H_2O.

On peut remarquer que le domaine spectral de 1.57 µm est moins pollué par des raies de vapeur d'eau que le domaine de 2 µm ce qui permet un choix de raies plus important. De plus on peut aussi noter que les raies d'absorption autour de 1.57 µm sont plus faibles et seront en pratique difficilement utilisables pour des mesures utilisant des colonnes d'air de faible hauteur (mesures aéroportées).
Les caractéristiques des raies d'absorption sont données dans le tableau 6.3.

Raie	$1/\lambda$ (cm^{-1})	λ (nm)	S_0 ($cm.molec^{-1}$)	E'' (cm^{-1})	τ centre	Position
A8	6367,22	1570,5	$1,205\ 10^{-23}$	316,77	1	centre de raie
A10	6361,25	1572,0	$1,823\ 10^{-23}$	133,4	2	flanc de raie
B1	4875,75	2050,96	$1,741\ 10^{-22}$	362,79	16	queue de raie

Tableau 6.3 : Caractéristiques des raies d'absorption adaptées au mieux à une mesure spatiale.

2.1.2 Fonction de poids

Pour optimiser l'épaisseur optique de la colonne d'air sondée, il peut être nécessaire de se décaler par rapport au centre de raie. Plusieurs positions spectrales sont alors possibles pour des mesures aéroportées ou spatiales.

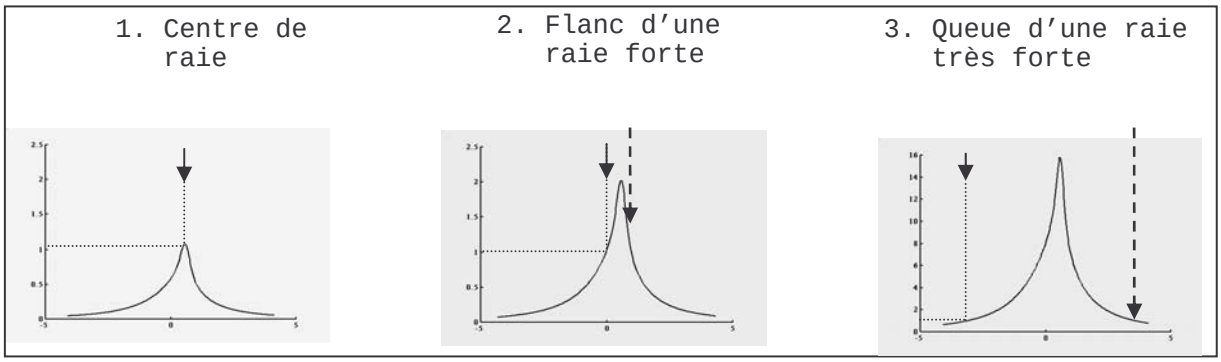


Figure 6.4 : Position spectrale adoptée suivant la force de la raie d'absorption pour obtenir une épaisseur optique optimale. Les flèches en pointillées illustrent la solution qui sera adoptée pour réduire l'erreur due à un éventuel décalage spectral (voir § VI-2.3)

Il est important de noter que pour des mesures sol ou aéroportées, les raies d'absorption dans le domaine de 2 µm semblent mieux adaptées en terme d'épaisseur optique: possibilité de se décaler plus ou moins par rapport au centre de la raie d'absorption suivant la hauteur de la colonne d'air sondée et suivant la variabilité du rapport de mélange en CO_2 (ceci a été déjà vu expérimentalement pour des mesures résolues dans la CLA: § V-7).

Pour une mesure intégrée sur toute la colonne d'air, le profil de la fonction de poids en fonction de l'altitude (ou de la pression) dépend du positionnement spectral. La figure 6.5 présente les différentes fonctions de poids relatives au différents cas de la figure 6.4. L'utilisation d'une raie forte (cas (3) sur la figure 6.4) permet d'augmenter la sensibilité de la mesure dans la CLA (1er km). Cette configuration semble plus adaptée dans le cadre de mesures intégrées pour rendre compte des sources et des puits de surface (Fig. 6.5).

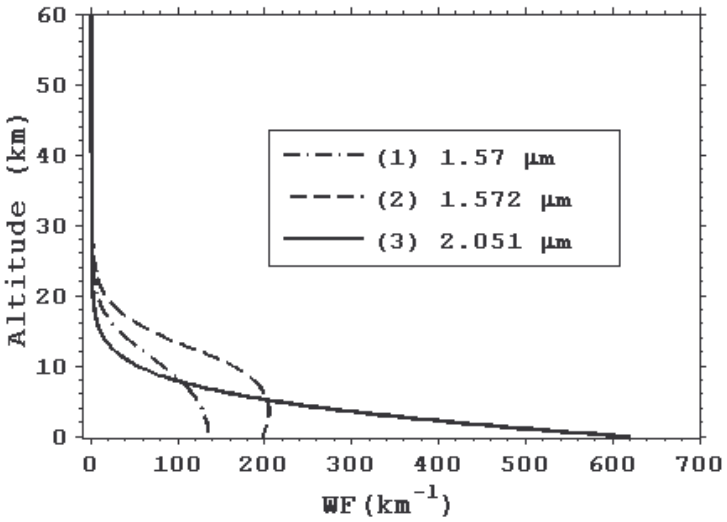


Figure 6.5 : Fonction de poids pour les différentes raies d'absorption considérées : (1) 1,57 µm (centre de raie), (2) 1,572 µm (flanc de raie), (3) 2,051 µm (queue de raie)

En utilisant le formalisme développé pour effectuer des mesures dans la troposphère libre (§ V-6.2, Eq. 5.26 et Eq. 5.28) on obtient :

$$\sigma(\overline{\rho}_{PBL}) = \sqrt{\left[\sigma(\overline{\rho})\frac{SWF}{SWF_{PBL}}\right]^2 + \left[\sigma(\overline{\rho}_{TROPO})\frac{SWF_{TROPO}}{SWF_{PBL}}\right]^2} \tag{6.5}$$

En supposant que le rapport de mélange en CO_2 dans la troposphère libre (z > 1 km) est connu (par les modèles), l'équation 6.5 montre qu'une fonction de poids plus piquée dans la CLA diminue le seuil à atteindre en terme de précision sur une mesure dans la CLA et par suite sur une mesure intégrée.
En considérant les objectifs scientifiques (§ I-5.2) sur une mesure intégrée avec une fonction de poids uniforme verticalement, on peut déduire des différentes configurations précédentes (Fig. 6.4, 6.5) les nouveaux objectifs à atteindre en terme de précision (Tab. 6.4).

	(1) 1,57 µm (centre de raie)	(2) 1,572 µm (flanc de raie)	(3) 2,051 µm (queue de raie)	**WF constante**
CLA/ Atmosphère (%)	4	6	18	**11**
$\sigma(\overline{\rho}_{PBL})$ (ppm)	25	17	5,5	**9**
$\sigma(\overline{\rho})$ (ppm)	0,36	0,55	1,64	**1**

Tableau 6.4 : Fonction de poids et conséquences sur les conditions à atteindre pour répondre aux objectifs scientifiques en terme de précision.

La CLA atmosphérique représente 11 % de l'atmosphère en masse. Suivant les fonctions de poids utilisées, le poids représenté par la CLA devient de : (1) 4 %, (2) 6 % et (3) 18 %. La condition visée en terme de précision de 1 ppm devient, dès lors, plus souple à 2 µm et plus difficile à atteindre à 1,57 µm.

2.2 Méthode de mesure

2.2.1 Mesures résolues

Dans le cadre de mesures résolues en utilisant le signal rétrodiffusé par les particules, la méthode de mesure est celle qui a été utilisée pour le traitement des mesures expérimentales. Le rapport de mélange moyen $\overline{\rho}_{CO_2}$ et l'erreur statistique $\sigma\left(\overline{\rho}_{CO_2}\right)$ sont donnés respectivement par le formalisme des paragraphes III-3 et V-3 et les équations 3.19, 3.24, 3.47 et 3.48.

2.2.2 Mesures intégrées

Des mesures aéroportées ou spatiales peuvent exploiter le signal provenant de l'écho du sol.
Cet écho peut être étalé sur plusieurs portes de mesure suivant le relief, la couverture végétale ou la présence de nuages bas.
Pour obtenir un signal avec un bon *SNR* et éviter des biais relatifs au traitement numérique, on réalise les opérations suivantes dans l'ordre.
La mesure consiste dans un premier temps à déterminer la hauteur ou le domaine vertical [R_1 R_2] sur laquelle s'étale ce signal (on peut prendre la largeur à mi hauteur du *SNR* par exemple). Pour chaque porte de mesure, dans le domaine sélectionné, on détermine l'épaisseur optique à partir de la plateforme instrumentale aéroportée ou spatiale:

$$\tau\left(R_{sat}, R\right) = \frac{1}{2} Ln\left(\frac{P_{OFF}(R)E_{ON}}{P_{ON}(R)E_{OFF}}\right) \tag{6.5}$$

L'erreur statistique sur cette estimation de l'épaisseur optique est alors donnée par :

$$\sigma(\tau(R)) = \frac{1}{2}\sqrt{\left(SNR_{OFF}^{-2} + SNR_{ON}^{-2}\right)} \tag{6.6}$$

Le biais numérique sur une mesure de l'épaisseur optique est donné par l'équation 5.28 :

$$\delta(\tau(R)) = \frac{1}{4}\left(SNR_{ON}^{-2} - SNR_{OFF}^{-2}\right) \tag{6.7}$$

Après une moyenne des signaux horizontalement, les SNRs sont habituellement élevés (>100). De plus lorsqu'on choisit des conditions optimales (E_{ON}/E_{OFF} ~ 3) et un épaisseur optique proche de 1, les SNRs ON et OFF sont du même ordre de grandeur. Par conséquent le biais précédent (Eq. 6.7) est négligeable (< 10^{-4}) et amène un biais sur le rapport de mélange bien inférieur à 0,1 ppm.
On intègre ensuite le signal dans le domaine [*R1 R2*] sur le temps correspondant au déplacement horizontal. L'épaisseur optique est calculée ensuite pour chaque porte comprise dans le domaine. Une épaisseur optique moyenne $\overline{\tau}\left(\overline{R}\right)$est déterminée pour le domaine considéré et affectée à la distance moyenne du domaine $\overline{R} = \left(R_1 + R_2\right)/2$:

$$\overline{\tau}(\overline{R}) = \frac{1}{R_2 - R_1}\int_{R_1}^{R_2} \tau(R)dR - \delta(\overline{\tau}) \tag{6.8}$$

où $\delta(\overline{\tau})$ est un biais numérique donné par:

$$\delta(\overline{\tau}) = \frac{\hat{\rho}\overline{R}}{12}\left[n_a(R_2)\delta\widetilde{\sigma}(R_2) - n_a(R_1)\delta\widetilde{\sigma}(R_1)\right] \tag{6.9}$$

avec $\hat{\rho}$ une estimation du rapport de mélange en CO_2 dans le domaine considéré et $\delta\widetilde{\sigma} = \widetilde{\sigma}_{ON} - \widetilde{\sigma}_{OFF}$

En considérant une faible variation du rapport de mélange en CO_2, ce biais peut être calculé à priori avec une bonne approximation. Après correction, le biais final sera négligeable (inférieur à 0,1 ppm).
L'erreur statistique sur $\overline{\tau}$ est donnée par (équation équivalente à l'équation 3.49):

$$\sigma(\overline{\tau}) = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\sigma^2(\overline{P}_{ON})}{\overline{P}_{ON}^2} + \frac{\sigma^2(\overline{P}_{OFF})}{\overline{P}_{OFF}^2}} \tag{6.10}$$

où la variance relative sur une mesure de puissance moyenne dans le domaine [R_1 R_2] est donnée par :

$$\frac{\sigma^2(\overline{P}_{ON,OFF})}{\overline{P}_{ON,OFF}^2} = \frac{\delta R^2}{(R_2 - R_1)^2}\sum_{R_1}^{R_2} SNR_{ON,OFF}^{-2}(R) \tag{6.11}$$

avec δR la largeur d'une porte de mesure.

2.3 Bilan des erreurs intervenant sur la fonction de poids

Les erreurs systématiques sur une mesure DIAL peuvent intervenir à cause d'une erreur sur la mesure de l'épaisseur optique où d'une erreur sur la fonction de poids (voir Eqs 3.24-3.26). Les biais éventuels sur une mesure de l'épaisseur optique ont été abordés ci-dessus et les erreurs sur la fonction de poids pour des mesures résolues ont été évaluées dans les différents paragraphes III-9 et V-3.

Ici on s'intéresse plus particulièrement aux erreurs sur le calcul d'une fonction de poids intervenant pour des mesures intégrées du rapport de mélange en CO_2.
Le rapport de mélange en CO_2 moyen dans la colonne d'air sondée peut s'écrire à partir de l'équation 3.26 :

$$\overline{\rho}_{CO_2} = \frac{\tau(zs)}{\int_0^{p(zs)} WF_p(p)dp} \tag{6.12}$$

où $WF_p(p) = n_a(p)\Delta\widetilde{\sigma}(p)\left(-\frac{\partial z}{\partial p}(p)\right)$ est la fonction de poids exprimée en fonction de la pression.
En utilisant l'équilibre hydrostatique: $\partial p / \partial z = -(m_a + m_w\rho_w(p))n_a g$ où m_a et m_w sont les masses en air sec et en vapeur d'eau, la fonction de poids exprimée en fonction de la pression peut s'écrire :

$$WF_p(p) = \frac{1}{m_a g} \frac{1}{1 + m_w / m_a \, \rho_W(p)} \Delta\tilde{\sigma}(p) \tag{6.13}$$

Cette fonction ne dépend plus d'un profil de pression. Cependant elle reste déterminée par un profil d'humidité et de température. Le rapport de mélange en CO_2 dépend aussi de la pression de la surface diffusante (nuage ou sol) (Eq. 6.12).

Les erreurs à considérer sur la mesure du rapport de mélange(déjà abordées pour la plupart dans le Chap III pour des mesures résolues) sont résumées ci-dessous et évaluées pour des mesures à partir d'un satellite dans le tableau 6.5:

- *Décalage spectral*

Les différentes positions spectrales précédentes choisies pour optimiser l'épaisseur optique (position sur le flanc ou sur une queue de la raie d'absorption) ont l'inconvénient majeur d'augmenter la sensibilité de la mesure par rapport à un décalage spectral. Pour des mesures spatiales très exigeantes en terme de puissance laser, l'erreur apportée sur la fonction de poids réduit considérablement les performances de l'instrument. Une solution semble alors d'utiliser deux impulsions ON (1 et 2) de part et d'autre du centre de la raie d'absorption (Fig. 6.4).

- *Largeur spectrale*

Si une erreur est commise sur la largeur spectrale de la raie émise, il en résulte une erreur sur le calcul de la section efficace effective de la raie d'absorption (Eq. 3.66)

- *Approximation DIAL sur la transmission atmosphérique*
- *Erreur sur la pression de surface*
- *Erreur sur l'altitude de la cible*

Cette erreur est due à l'erreur sur la détermination de l'écho de la surface diffusante mais aussi à l'erreur sur l'altitude de l'avion ou du satellite.

- *Erreur due à la température*
- *Erreur due à la vapeur d'eau*

Paramètres et erreurs associées		$\sigma(\overline{\rho})$ (ppm)		
		(1) 1,57 µm	(2) 1,572 µm	(3) 2,051 µm
Position spectrale	5 MHz	0.08	0.01	0.1
Largeur spectrale (50 MHz)	1%	0.04	0.01	< 0.001
Pression	1 hPa	0.13	0.2	0.55
Altitude	10 m	0.16	0.24	0.67
Température	Arpège	0.16	0.27	0.34
Humidité	Arpège	0.05	0.075	0.13
Total		0.28	0.42	0.95

Tableau 6.5 : Bilan des erreurs sur la fonction de poids pour une mesure intégrée du rapport de mélange en CO_2 dans les différentes configurations et longueurs d'onde étudiées pour des mesures satellites (Tableau 6.4 et figure 6.4 et 6.5) [FACTS-05]. Les erreurs sur les profils de température et d'humidité proviennent des erreurs sur les analyses NWP du modèle ARPEGE.

3. RESULTATS ET DIMENSIONNEMENT INSTRUMENTAL

3.1 Performances simulées de LIDIA et comparaison avec les résultats expérimentaux

Dans un premier temps il semble intéressant de voir les résultats donnés par le modèle instrumental pour un lidar hétérodyne ayant les performances de LIDIA. Les paramètres utilisés dans le modèle sont rassemblés dans le tableau 6.6.

Longueur d'onde ON/ OFF (nm)	2063.7 / 2062
Energie ON/OFF (mJ)	6 / 1
Fréquence de répétition des impulsions (Hz)	10
Largeur temporelle des impulsions (ns)	230
Porte temporelle (m)	75
Résolution verticale, domaine de régression linéaire (m)	800
Temps de mesure (s) / nombre de tirs moyennés	180 / 1000
Diamètre du télescope (mm)	100
Transmission : émission / réception	0,5 / 0,5
Rendement hétérodyne : γ	0,04
Détecteur : η	0,7

Tableau 6.6 : Paramètres utilisés dans le modèle instrumental pour simuler les performances du lidar LIDIA pour la journée du 5/11/04.

Les énergies par impulsions sont prises pour un rendement hétérodyne identique sur les deux voies ON et OFF. En pratique on émet plutôt des impulsions d'énergie ON et OFF comparables tandis que le rendement hétérodyne est lui différent sur les deux voies (différence d'alignement entre le signal rétrodiffusé par l'atmosphère et les deux OLs).
En fait, c'est le paramètre $\beta.T_{inst}.E_{ON/OFF}.\gamma_{H_ON/OFF}$, qui doit être adapté dans le modèle pour restituer des CNR simulés et expérimentaux comparables. Le profil en coefficient de rétrodiffusion calculé par le modèle atmosphérique est le quartile inférieur. Il correspond à un profil qui se rapproche le plus du coefficient de rétrodiffusion estimé dans la région parisienne pour différentes journées avec le lidar [Le Rille-02]. Le rendement hétérodyne moyen est pris égal à 4 %.

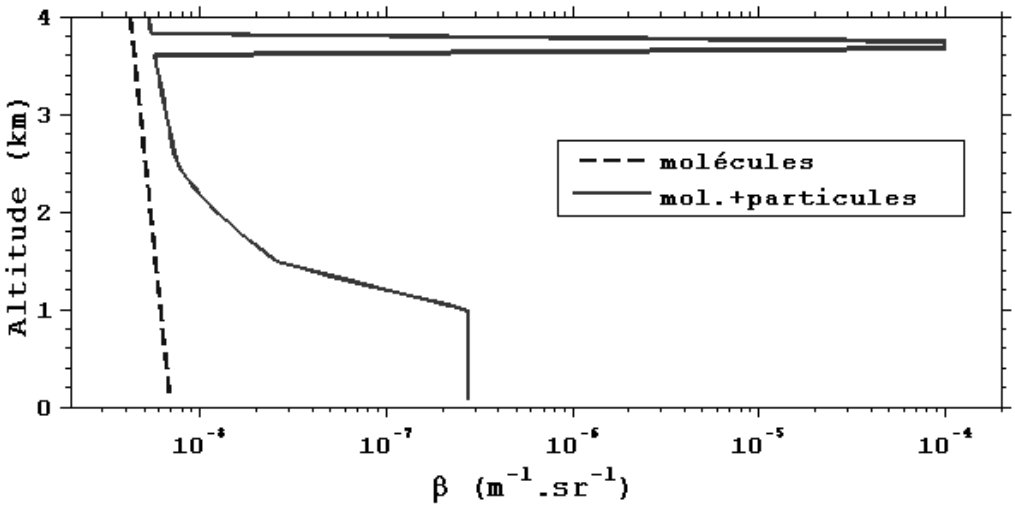


Figure 6.6 : Profil du coefficient de rétrodiffusion simulé compte tenu des caractéristiques de la journée du 5/11/04.

Les variations du CNR expérimental et modélisé en fonction de l'altitude correspondent presque parfaitement. Expérimentalement on peut en déduire que le coefficient de rétrodiffusion pendant cette journée était pratiquement uniforme verticalement. Par ailleurs, on pourrait aussi en déduire une estimation du coefficient de rétrodiffusion dans l'Alto-Stratus: $\beta_{Alto} \sim 10^{-4}$ $m^{-1}.sr^{-1}$ dans le nuage pour un coefficient $\beta_{CLA} \sim 3.10^{-7}$ $m^{-1}.sr^{-1}$ dans la CLA. En fait on ne peut déduire qu'une valeur relative, c'est-à-dire un rapport $\beta_{CLA} / \beta_{Alto}$ à 2 µm, les valeurs absolues dépendant des autres paramètres pris en compte : rendement hétérodyne, transmission...

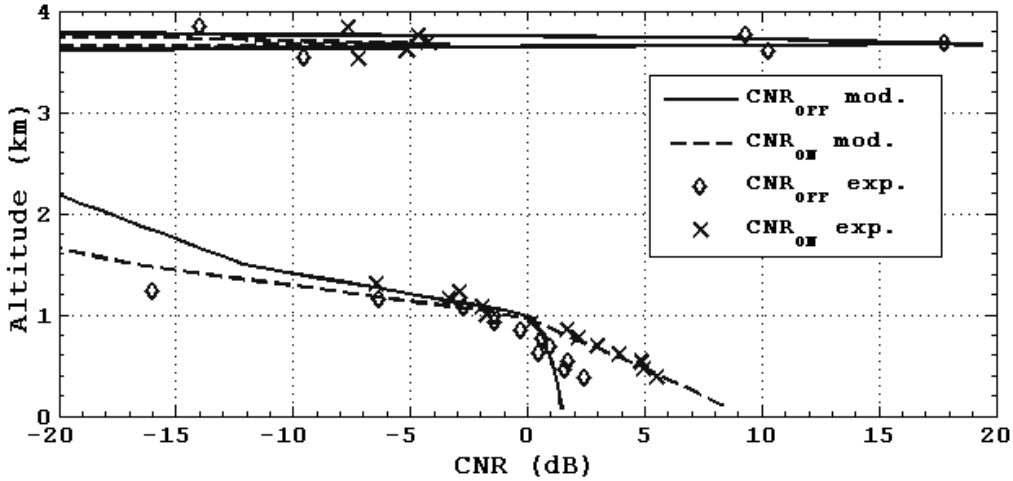


Figure 6.7 : Profils en CNR expérimental et modélisé pour les deux longueurs d'onde ON et OFF pour la journée du 5/11/04.

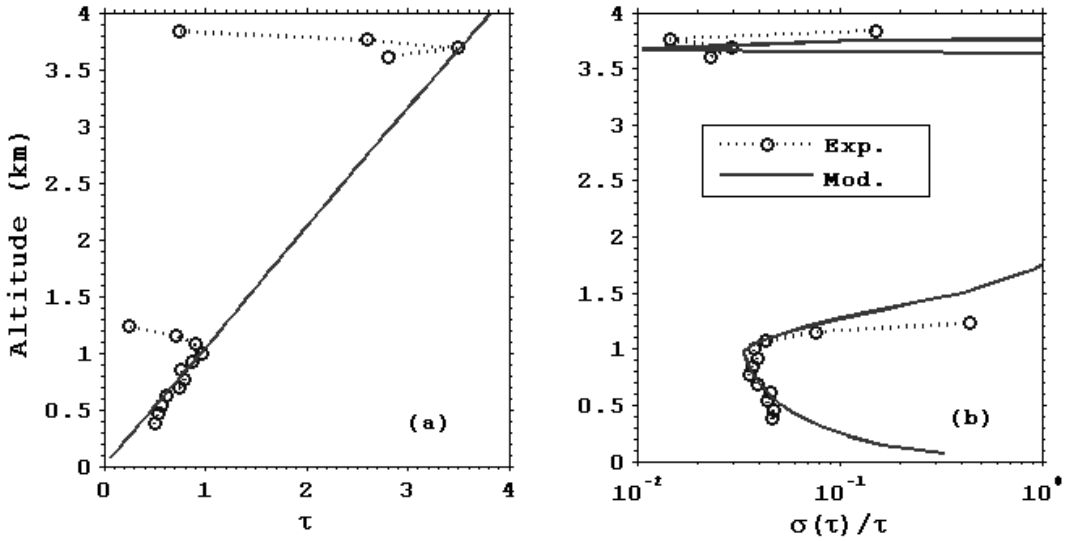


Figure 6.8 : (a) Profil d'épaisseur optique expérimental et modélisé en considérant un rapport de mélange de 395 ppm dans la CLA et de 375 ppm dans la troposphère libre. (b) Erreur relative sur la mesure de l'épaisseur optique : modélisation et résultats expérimentaux.

Le modèle prend en compte un profil du rapport de mélange en CO_2 déterminé avec les valeurs expérimentales du 5/11/05 c'est-à-dire 395 ppm dans la CLA et 375 ppm dans la troposphère libre. L'estimation expérimentale de l'épaisseur optique se fait avec le traitement de signal développé dans le § IV-5 en utilisant l'estimateur Levin. L'estimation effectuée dans le modèle est de type Squarer.
Globalement on peut remarquer que l'instrument LIDIA était bien optimisé pour effectuer une mesure DIAL dans la CLA: $\tau \approx 1$ et $\alpha \approx 6$ (voir Fig. 3.14). Le modèle correspond bien avec les résultats expérimentaux notamment en ce qui concerne l'erreur relative statistique sur une mesure d'épaisseur optique.

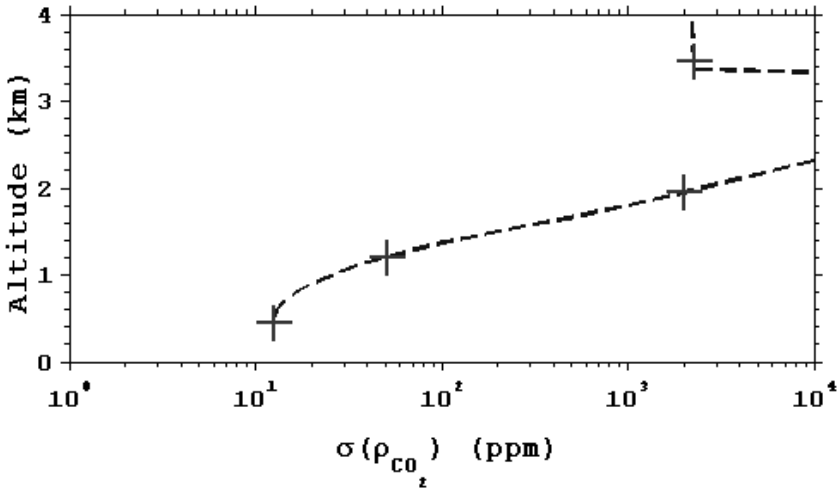


Figure 6.9 : Erreur statistique sur une mesure du rapport de mélange moyen dans un domaine de largeur verticale 800 m correspondant à l'étendue de la régression linéaire effectuée sur les points expérimentaux (300-1100 m) (voir Fig. 5.19)

En effectuant une régression linéaire sur les profils d'épaisseur optique en fonction de l'altitude, on peut estimer une erreur de l'estimation du rapport de mélange moyen dans la CLA égal à $\sigma(\rho_{CO_2}) \approx 13\ ppm$ (Fig. 6.9). Cette valeur correspond à celle déterminée expérimentalement qui est d'environ 15 ppm (voir Fig. 5.19).

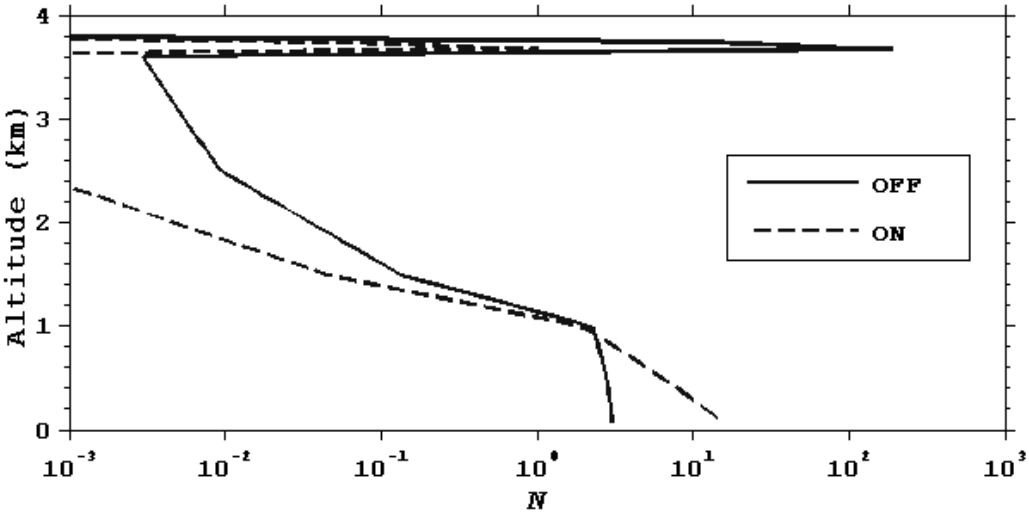


Figure 6.10 : Nombre de photoélectrons intervenant dans le traitement du signal hétérodyne (modélisation) en fonction de l'altitude pour les longueurs d'onde ON et OFF.

Le modèle permet aussi de déterminer le nombre de photoélectrons détecté en fonction de l'altitude (Fig. 6.10). En comparant les valeurs obtenues avec les résultats donnés par la figure 3.10 et sachant qu'on a environ 3 tavelures temporelles dans une porte de mesure de 75 m, on peut déterminer dans quel sens on doit optimiser l'instrument : augmentation de l'énergie ou de la cadence de répétition des impulsions. Il semble que la solution à adopter (notamment dans la CLA) soit dans un premier temps d'augmenter l'énergie par impulsion puis ensuite la cadence impulsionnelle. En multipliant par 3 le paramètre $\beta.T_{inst}.E_{ON/OFF}.\gamma_{H_ON/OFF}$ et par 5 le nombre de tirs moyennés, l'erreur relative sur le rapport de mélange en CO_2 dans la CLA peut être réduite à environ 1 %. On trouve aussi une telle précision dans le cas où le paramètre $\beta.T_{inst}.E_{ON/OFF}.\gamma_{H_ON/OFF}$ est multiplié par 6 et la largeur temporelle de l'impulsion réduite à environ 10 ns tout en conservant la même cadence impulsionnelle…

L'objectif d'un système de mesure sol peut être à court terme l'étude des processus mis en jeu dans la CLA : photosynthèse, respiration, mélange, advection dans la région parisienne. Un instrument transportable permettrait de caractériser les sources et les puits notamment dans les zones où sont effectuées des mesures de flux (INRA). Cet instrument, en délivrant des rapports de mélange dans la CLA et dans la troposphère libre, pourrait par ailleurs contribuer à une validation des futures mesures spatiales de OCO (voir Chap. I).

3.2 Instrument aéroporté

Après la validation du simulateur effectuée ci-dessus, nous pouvons rechercher un instrument aéroporté le plus simple à mettre en œuvre et capable de répondre à des objectifs qui peuvent être : localisation des sources et des puits à l'échelle moyenne, mesures résolues dans la CLA, possibilité de voir les variations engendrées par les phénomènes météorologiques de grande échelle (passage d'un front), représentativité spatiale d'une mesure sol, test pour un futur instrument spatial.
Dans un premier temps, nous analyserons les possibilités d'un lidar fonctionnant en détection directe qui paraît être le meilleur candidat en terme de contraintes technologiques.
Dans un deuxième temps on verra les caractéristiques techniques d'un lidar hétérodyne pluridisciplinaire: mesure de rapport de mélange en CO_2 et H_2O et détermination en parallèle de vitesses radiales dans le but d'estimer des flux locaux de surface (respiration, photosynthèse et chaleur latente) en lien avec les caractéristiques de la végétation.
L'objectif pour des mesures aéroportées est d'obtenir une mesure du rapport de mélange avec une précision de 1 % résolue verticalement. La résolution verticale choisie est telle qu'elle permette de distinguer les rapports de mélange dans une couche limite stratifiée (voir Chap. II). La hauteur de la couche nocturne est évaluée à 200 m en moyenne.
Une résolution horizontale à la petite échelle est nécessaire pour distinguer les zones de cultures et de forêt. Elle sera d'environ 1 km.
L'avion sera supposé voler à une altitude moyenne pour limiter la puissance de l'émetteur laser mais suffisamment haute pour restituer les rapports de mélange dans chaque couche : troposphère libre, couche résiduelle et couche nocturne. Une altitude de 3000 m semble un bon compromis. Le rapport de mélange dans toute la colonne d'air est égal à 370 ppm.

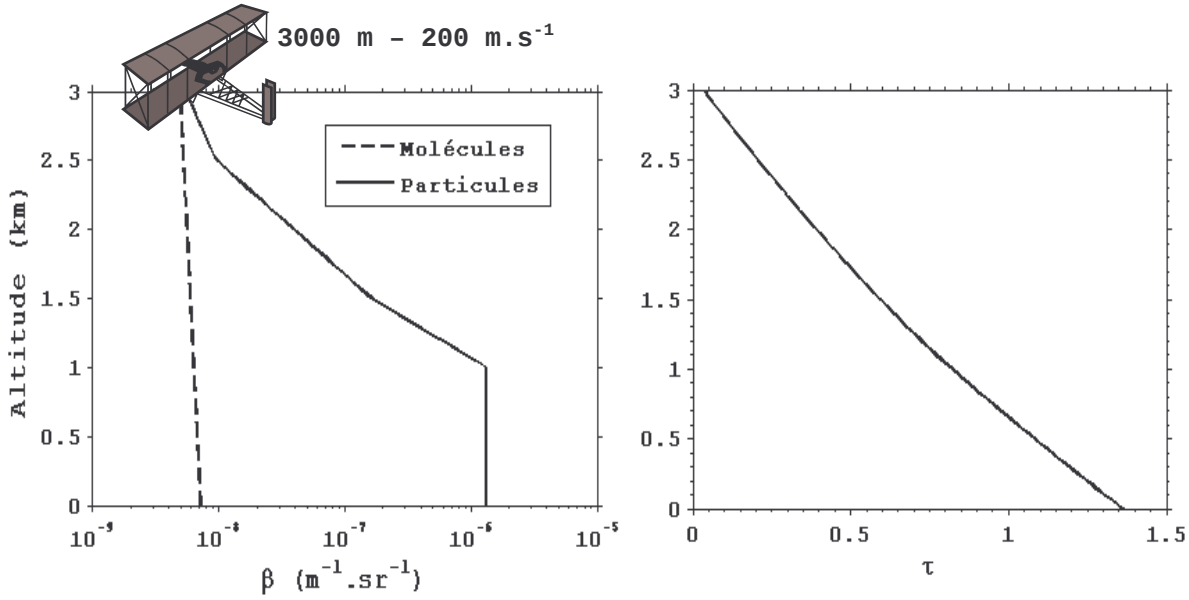


Figure 6.11 : Coefficient de rétrodiffusion et épaisseur optique en fonction de l'altitude pour la raie d'absorption considérée à 2051 nm (décalage spectral de 1,5 GHz).

Pour les simulations suivantes on prend choisit des conditions atmosphériques standards et un décalage spectral de 1,5 GHz par rapport au centre de la raie d'absorption à 2051 nm (Fig. 6.11).

3.2.1 Détection directe

La détection directe est optimale lorsqu'on se rapproche de la limite du « shot-noise » (voir Fig. 3.9). Cette condition est remplie lorsque les sources de bruit dues au fond de ciel et au détecteur sont négligeables devant le bruit de grenaille du signal rétrodiffusé. Dans un premier temps, un filtre (transmission 0,7, largeur spectrale 1 nm) est ajouté à la réception pour réduire la lumière du fond de ciel.
En pratique le nombre d'échantillons indépendants est assuré par le nombre de tavelures spatiales. Plusieurs paramètres interviennent comme le diamètre du télescope, la résolution spatiale (fixée ici à 2 km) et le champ de vue du télescope.
Le champ de vue du télescope $d\theta_T$ et la divergence du laser $d\theta_L$ dépendent en fait du diamètre du détecteur d et du nombre d'ouverture du télescope NO :

$$d\theta_T = \frac{d}{F} \tag{6.14}$$

où F est la focale du télescope.

$$NO = \frac{F}{D} \tag{6.15}$$

où D est le diamètre de la pupille d'entrée du télescope.
On obtient ainsi :

$$d\theta_T = \frac{d}{NO.D} \tag{6.16}$$

Pour un télescope et un détecteur ordinaire, NO est généralement bien supérieur à 1,5. Cette valeur peut être réduite pour un détecteur large et immergé. L'immersion dans un milieu d'indice n permet de réduire l'angle d'incidence des rayons lumineux sur le détecteur (qui décroît en pratique son rendement) tout en réduisant le NO (divisé par l'indice n).
Pour collecter le flux rétrodiffusé on doit avoir $d\theta_T = r.d\theta_L$ (où r >1). Le nombre de tavelures spatiales (Eq. 3.40) s'exprime alors de la forme :

$$M_s \approx \frac{\pi.A.d\theta_L{}^2}{4\lambda^2} = \frac{\pi^2.d^2}{16\lambda^2 r^2 NO^2} \tag{6.17}$$

Plus le détecteur est large plus le NEP augmente. On a donc intérêt à choisir un détecteur de faible surface et de faible NEP. Cependant, une réduction de la surface du détecteur et par suite du champ de vue du télescope diminue le nombre de speckles et donc d'échantillons indépendants. Un compromis doit donc être trouvé en fonction des caractéristiques des détecteurs et du préamplificateur associé (source de bruit majeure en pratique). Les détecteurs les mieux adaptés actuellement sont des photodiodes InGaAs à 2 µm (NEP = ~ 10^{-14} W.Hz$^{-1/2}$, surface = 300 µm) ou des photodiodes à

avalanche à 1,6 µm (NEP = ~ 10^{-13} W.Hz$^{-1/2}$, surface = 200 µm, gain interne de 10). Le NEP résultant est actuellement celui du préamplificateur évalué à 10^{-13} W.Hz$^{-1/2}$.
Les performances de phototransistors AlGaAs de 200 µm avec un rendement quantique de 60 % à 2 µm et avec un gain interne de 2.10^3 ont été récemment démontrées [Refaat-04, Sulima-04]. Le NEP résultant pour de tels détecteurs est approximativement de 5.10^{-14} et le gain interne permet de négliger l'effet du préamplificateur. Le rendement quantique de ces détecteurs à 1,6 µm est seulement de 35 % mais une optimisation du dopage devrait permettre d'obtenir les mêmes performances qu'à 2 µm dans le futur.
Les simulations effectuées ci-dessous tiennent compte de ces dernières innovations sur les détecteurs. On choisira donc des détecteurs de 200 µm de diamètre avec un NEP de 5.10^{-14}.
Avec un NO minimal de 0,5 (détecteur immergé), un diamètre de télescope de 30 cm, le champ de vue maximal possible du télescope est alors estimé à ~ 1,5 mrad et le nombre de tavelures spatiales pour un tir à 10^4. En pratique on préfèrera utiliser des valeurs plus réalistes c'est-à-dire un NO plus grand et un champ de vue du télescope plus faible.

Les paramètres d'une simulation effectuée à 2 µm avec un lidar DIAL en détection directe aéroporté sont rassemblés dans le tableau 6.7.

Longueur d'onde ON (nm)	2051
Décalage spectral (GHz)	1,5
Energie ON/OFF (mJ)	75 / 25
Fréquence de répétition des impulsions (Hz)	20
Largeur temporelle des impulsions (ns)	5
Porte temporelle (m)	30
Résolution verticale, domaine de régression linéaire (m)	200
Temps de mesure (s) / nombre de tirs moyennés	10 / 200
Diamètre du télescope (mm)	300
Champ de vue du télescope (mrad)	0,7
Transmission : émission / réception	0,9 / 0,9
Filtre : transmission/ bande passante (nm)	0,7 / 1
Détecteur : η / NEP (W.Hz$^{-1/2}$) / F	0,7 / 5. 10^{-14} / 1

Tableau 6.7 : Paramètres utilisés dans le modèle instrumental pour simuler les performances du lidar LIDIA pour la journée du 5/11/04.

Les résultats d'une simulation de mesures DIAL résolues en détection directe sont présentés sur les figures 6.12-6.14.
La figure 6.12 présente les profils en SNRs en fonction de l'altitude. En pratique la faible concentration des aérosols dans la troposphère libre permettra difficilement d'effectuer des mesures résolues dans ce domaine. On retiendra qu'un SNR de 15 à 20 dB est nécessaire pour effectuer une mesure en détection directe avec la précision recherchée.
La figure 6.13 montre que les bruits de fond de ciel ON et OFF sont la plupart du temps négligeables. Par contre le courant d'obscurité du détecteur reste un paramètre critique pour la puissance de

l'émetteur laser. Par exemple, pour un NEP de 5. 10^{-13} W.Hz$^{-1/2}$, on doit multiplier par 7 l'énergie des impulsions émises pour obtenir les mêmes résultats en terme de précision.
Le nombre de speckles est aussi un paramètre critique ici compte tenu de la faible distance horizontale d'intégration et du champ de vue du télescope considéré. Pour augmenter le nombre de degrés de liberté on doit donc avoir une fréquence de répétition des impulsions conséquente de 20 Hz.

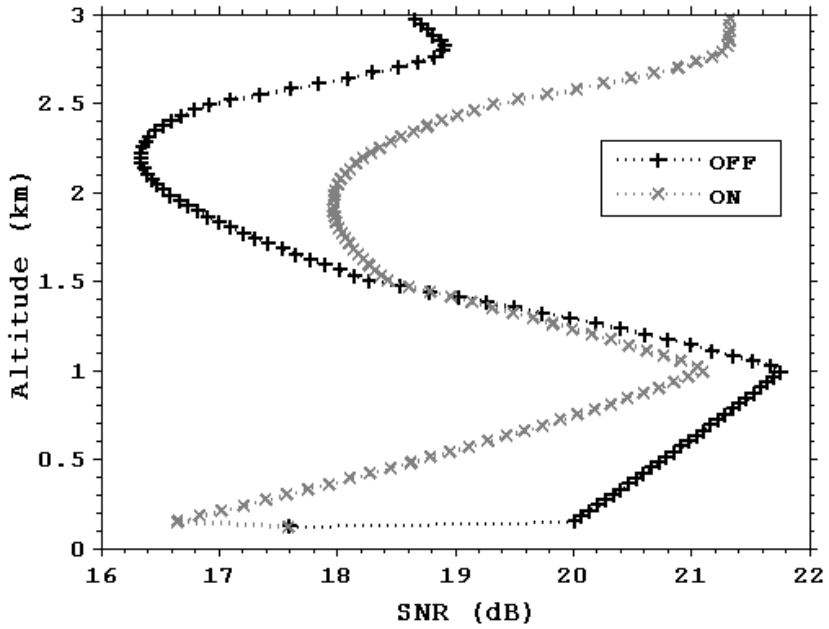


Figure 6.12: SNR simulés pour un système DIAL en détection directe à 2 µm (énergies ON /OFF = 75/ 25 mJ, PRF = 20 Hz), un profil standard atmosphérique (température, pression, humidité, coefficient de rétrodiffusion) et une surface continentale (plaine couverte de végétation).

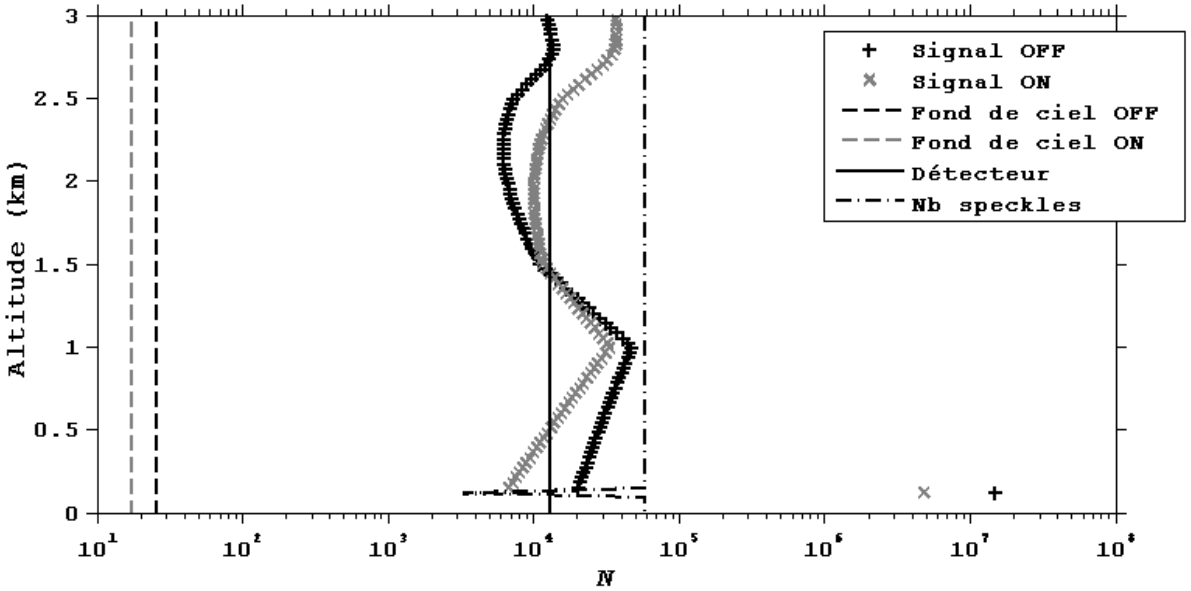


Figure 6.13: Nombre de photoélectrons détectés pour le système DIAL fonctionnant en détection directe à 2 µm (énergies ON /OFF = 75/ 25 mJ, PRF = 20 Hz) et les conditions atmosphériques

précédentes. Les différentes contributions du bruit de fond de ciel ON et OFF, du courant d'obscurité (Détecteur caractérisé par son NEP), et le nombre de speckles *M* sont aussi représentées.

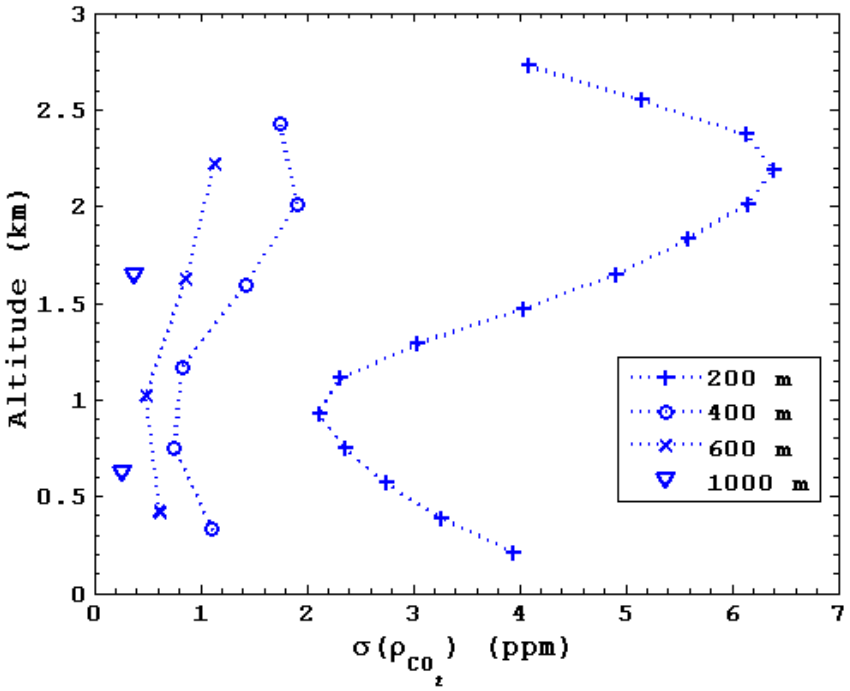


Figure 6.14 : Erreur statistique sur le rapport de mélange en CO_2 en ppm pour différentes résolutions verticales et les caractéristiques précédentes du lidar DIAL fonctionnant en détection directe (énergies ON /OFF = 75/ 25 mJ, PRF = 20 Hz).

La figure 6.14 montre qu'une précision d'environ 1 % est obtenue dans la couche nocturne avec les caractéristiques du lidar présentées dans le tableau 6.7. Une précision meilleure que 1 ppm peut être obtenue si on augmente le domaine vertical. Une telle moyenne devra être effectuée en pratique pour obtenir une mesure dans la couche résiduelle (200 – 1500 m) ou dans la troposphère libre car les coefficients de rétrodiffusion y sont habituellement plus faibles (voir résultats expérimentaux). Il en sera de même lorsque les mesures seront effectuées dans la couche mélangée.

3.2.2 Détection hétérodyne

La valeur maximale théorique que peut atteindre le rendement hétérodyne est de ~ 0,4 (§ III-4). En pratique une valeur de 0,2 est déjà difficile à atteindre expérimentalement (alignement des faisceaux, qualités des optiques). On supposera que le bruit de grenaille de l'oscillateur local est dominant (§ III-5.3).
La divergence du faisceau laser est supposée limitée par la diffraction.
La détection hétérodyne est optimale lorsque le nombre d'échantillons indépendant est maximal (§ III-6). Ainsi, la fréquence de répétition des impulsions doit être maximale.
Cependant des CNRs supérieurs à 0 dB dans la cible visée (ici on utilise les aérosols) sont tout de même nécessaires pour une mesure d'épaisseur optique optimale (voir § III-7.2).

Si nous considérons un simple télescope à l'émission et à la réception, une erreur statistique inférieure au ppm n'est pas réalisable avec une fréquence de répétition des impulsions de 10 kHz. Une solution peut être alors d'ajuster la divergence du laser pour obtenir plusieurs tavelures spatiales qui seraient alors détectées par plusieurs détecteurs élémentaires [Guérit-02a, Guérit-02b]. Une autre solution pour augmenter le nombre d'échantillons indépendant peut être l'émission de plusieurs fréquences.

Les paramètres utilisés pour simuler les performances d'un système DIAL hétérodyne aéroporté sont rassemblés dans le tableau 6.8.

Longueur d'onde ON (nm)	2051
Décalage spectral (GHz)	1,5
Energie ON/OFF (mJ)	0,3 / 0,1
Fréquence de répétition des impulsions (Hz)	10000
Largeur temporelle des impulsions (ns)	250
Porte temporelle (m)	30
Résolution verticale, domaine de régression linéaire (m)	200
Temps de mesure (s) / nombre de tirs moyennés	10 / 200
Diamètre du télescope (mm)	100
Champ de vue du télescope (mrad)	Limité par la diffraction
Transmission : émission / réception	0,9 / 0,9
Rendement hétérodyne : γ	0,2
Nombre de détecteurs	10
Détecteur : η	0,7

Tableau 6.8 : Paramètres utilisés pour simuler les performances d'un lidar DIAL hétérodyne aéroporté.

Les caractéristiques du système présenté ci-dessus semblent lourdes et difficiles à mettre en œuvre : puissance de l'émetteur de 4 W, 10 détecteurs. En fait ces conditions sont imposées par les conditions CNRs ~ 1 dans la couche limite et dépendent fortement du coefficient de rétrodiffusion des aérosols (Fig. 6.15).

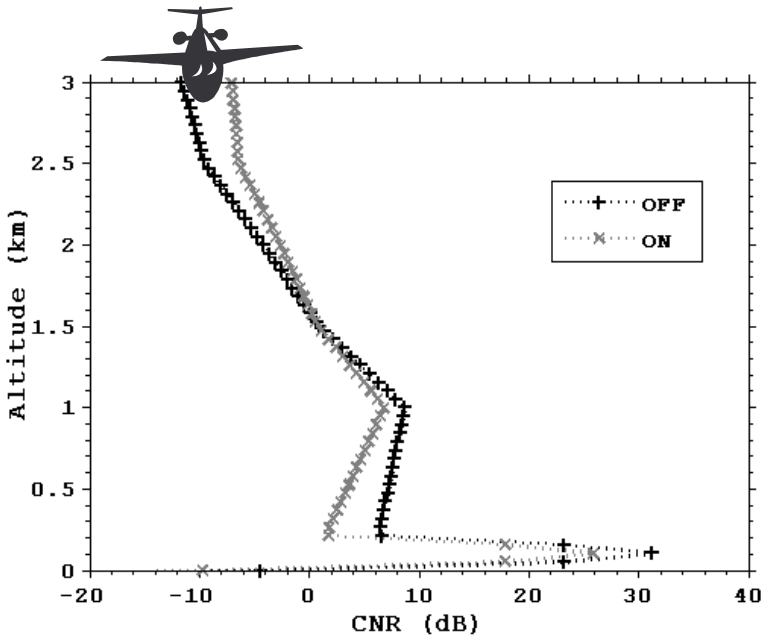


Figure 6.15 : Profils de CNR simulés pour un système DIAL en détection hétérodyne à 2 µm (énergies émises ON /OFF respectivement de 0,3/0,1 mJ, PRF = 10 kHz), un profil standard atmosphérique (température, pression, humidité, coefficient de rétrodiffusion) et une surface continentale (plaine couverte de végétation).

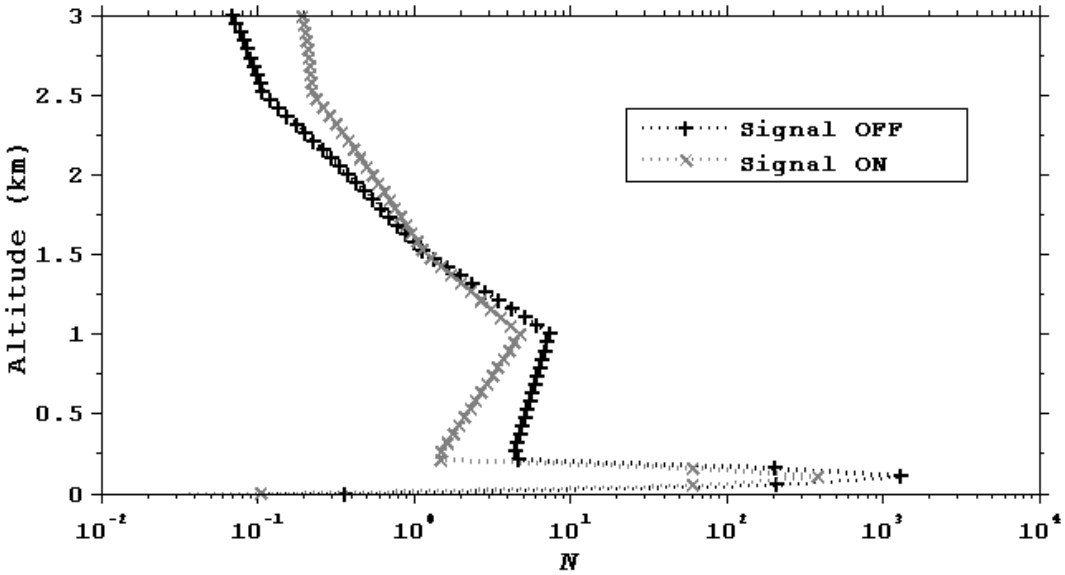


Figure 6.16: Nombre de photoélectrons détectés pour le système DIAL hétérodyne aéroporté à 2 µm et les conditions atmosphériques précédentes.

Le nombre de photoélectrons issu de l'écho de sol est logiquement plus important que celui délivré par les aérosols et conduit à une réduction de l'erreur significative pour une mesure intégrée (Fig. 6.16 et 6.17).

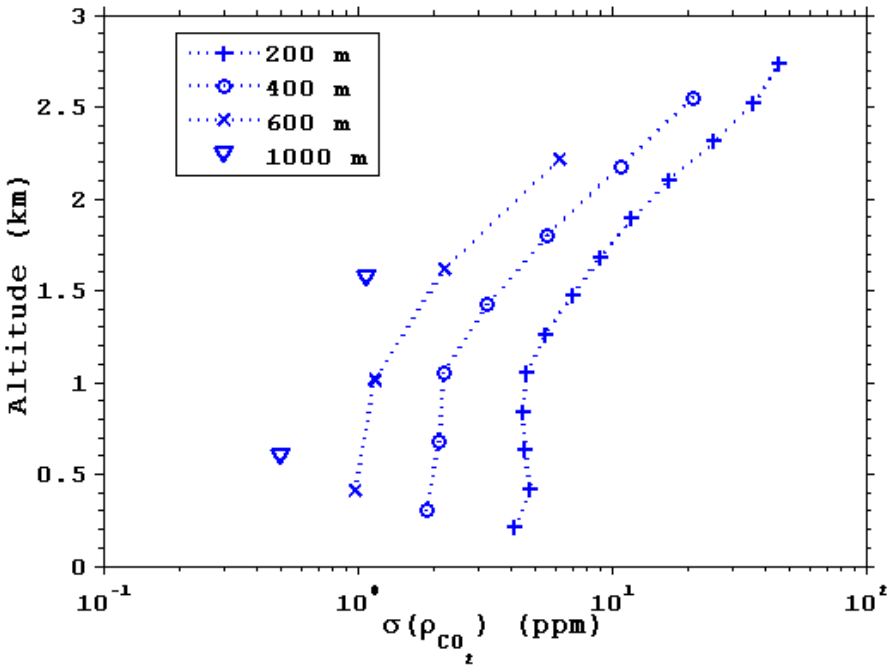


Figure 6.17 : Erreur statistique sur le rapport de mélange en CO_2 en ppm pour différentes résolutions verticales et les caractéristiques précédentes du lidar DIAL hétérodyne (énergies ON /OFF = 0,3/ 0,1 mJ, PRF = 10 kHz).

3.3 Dimensionnement pour un instrument spatial (FACTS)

Dans toute cette partie les raies d'absorption considérée sont décrites dans le paragraphe § VI-2.2. Le décalage spectral éventuel est tel que l'épaisseur optique soit ~ 1 et que le rapport des énergies émises $E_{ON}/E_{OFF} \sim 3$. Les objectifs à atteindre en terme de précision sont indiqués dans le tableau 6.4.
L'océan est choisi comme surface réfléchissante (réflectance lidar faible et 4/5 de la surface du globe) et une résolution spatiale de 50 km est imposée conformément aux objectifs scientifiques (§ I-5). Le rapport de mélange du CO_2 est uniformément égal à 370 ppm.
Dans le cas où on utilise deux longueurs d'onde ON pour diminuer l'erreur entraînée sur la fonction de poids à cause d'un décalage spectral, le lidar est supposé transmettre les deux longueurs d'onde ON alternativement. L'erreur statistique est alors inchangée par rapport à l'exploitation d'une seule paire de tirs ON/OFF. Les longueurs d'onde ON et OFF sont supposées émises quasi-simultanément.

3.3.1 Détection directe

Une simulation est effectuée à 2 µm avec les paramètres du tableau 6.9. Le décalage spectral est d'environ 3 GHz pour les deux longueurs d'onde ON. Le paramètre fondamental pour diminuer l'erreur statistique est le SNR dans la cible. La figure 6.11 montre qu'il doit être conséquent (> 15 dB) et pratiquement identique pour les deux longueurs d'onde ON et OFF. On remarque aussi le faible signal rétrodiffusé par les aérosols de la CLA qui semble difficilement exploitable avec un émetteur laser de puissance raisonnable (< 10 W).

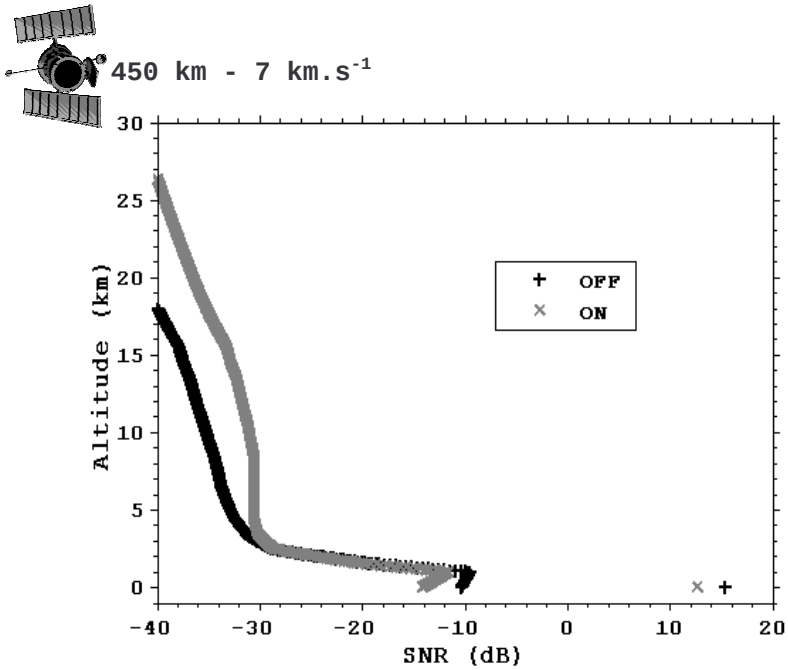


Figure 6.18: Profils de SNR simulés pour un système DIAL en détection directe opérant à partir de l'espace à 2 µm (énergies émises ON /OFF respectivement de 75/ 25 mJ, PRF = 10 Hz), avec un profil standard atmosphérique (température, pression, humidité, coefficient de rétrodiffusion) et une surface océanique.

La figure 6.18 présente le nombre de photoélectrons détectés à partir des signaux ON et OFF et les différentes contributions en terme de bruit intervenant dans le calcul de l'erreur statistique (Eq. 3.42). On remarque que le bruit de fond de ciel apporte un nombre de photoélectrons négligeables (Fig. 6.19). Il n'en est pas de même pour le courant d'obscurité qui représente ici la limite à dépasser pour augmenter les performances du système.

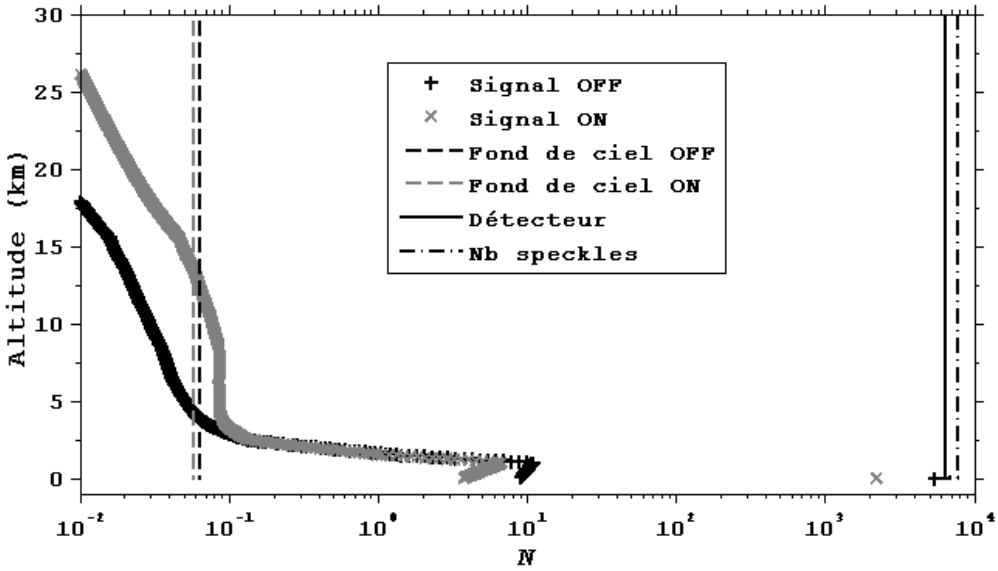


Figure 6.19: Nombre de photoélectrons détectés pour le système DIAL fonctionnant en détection directe à 2 µm et les conditions atmosphériques précédentes. Les différentes contributions du bruit de

fond de ciel ON et OFF, du courant d'obscurité (Détecteur caractérisé par son NEP), et le nombre de speckles *M* sont aussi représentées.

Précision		(1) 1,57 µm		(2) 1,572 µm		(3) 2,051 µm	
Visée	Seuil	centre de raie		flanc de raie		queue de raie	
1 ppm	2 ppm	0,36	0 ,72	0,55	1,10	1,64	3,28
Altitude et vitesse du satellite		450 km / 7 km.s^{-1}					
Emitted energies (ON/OFF) (mJ)		180/60	90/30	165/55	105/35	75/25	135/45
PRF (Hz)		100	25	50	10	10	1
Durée de l'impulsion		20 ns					
Puissance optique (W)		**24**	**3**	**11**	**1,4**	**1**	**0,18**
Diamètre du télescope (m)		**1**					
Champ de vue (mrd)		0.2					
Filtre : bande passante/ transmission		1 nm / 0.7					
Détecteur : rendement quantique/ NEP/ Facteur de bruit		0,6 / 5. 10^{-14} W.Hz$^{-1/2}$ / 1,5					

Tableau 6.9: Paramètres considérés pour un lidar DIAL en détection directe opérant à bord d'un satellite pour répondre aux objectifs visé (1 ppm) et seuil (2 ppm) en terme de précision. Les paramètres particuliers utilisés pour la simulation des signaux sont dans les cases grisées.

Les paramètres indiqués ci-dessus sont optimistes mais utilisables à moyen terme compte tenu des avancées technologiques réalisées notamment au niveau des détecteurs. Les meilleurs résultats peuvent être obtenus avec un système DIAL fonctionnant en détection directe à 2 µm. Une puissance de l'émetteur laser de 1 W permettrait d'atteindre un objectif de 1 ppm pour une mesure intégrée représentative de ~ 20 % de l'information relative aux sources et aux puits dans la CLA.

3.3.2 Détection hétérodyne

Comme pour les mesures aéroportées, la fréquence de répétition des impulsions doit être maximale. Le temps entre deux impulsions doit cependant être inférieur au temps de propagation entre le sol et les nuages d'altitude (l'altitude maximale des nuages est supposé être ici de 15 km) pour éviter une superposition des échos à la détection. La fréquence maximale autorisée est dès lors de 10 kHz. La porte temporelle de mesure est supposée égale au temps de cohérence (~ durée de l'impulsion).

Les paramètres utilisés pour simuler les performances d'un système DIAL hétérodyne opérant à bord d'un satellite sont rassemblés dans le tableau 6.10.

Précision		(1) 1,57 µm		(2) 1,572 µm		(3) 2,051 µm	
Visée	Seuil	centre de raie		flanc de raie		queue de raie	
1 ppm	2 ppm	0,36	0 ,72	0,55	1,10	1,64	3,28
Altitude et vitesse du satellite		450 km / 7 km.s^{-1}					
Emitted energies (ON/OFF) (mJ)		3/1	3/1	3/1	3/1	0,27/0,09	0,045/0,015
PRF/ Durée de l'impulsion		10 kHz / 250 ns					
Puissance optique (W)		**40**	**40**	**40**	**40**	**3,6**	**0,6**
Diamètre du télescope (m)		**1**					
Nombre de détecteurs		**16**	**2**	**8**	**1**	**1**	**1**
Rendement quantique des détecteurs		0,7					
Rendement hétérodyne		0,2					

Tableau 6.10: Paramètres considérés pour un lidar DIAL en détection hétérodyne opérant à bord d'un satellite pour répondre aux objectifs, visé (1 ppm) et seuil (2 ppm) en terme de précision. Les paramètres particuliers utilisés pour la simulation des signaux sont dans les cases grisées.

L'utilisation d'une surface réfléchissante (ici l'océan) permet d'obtenir un CNR et un nombre de photoélectrons suffisant avec une énergie par impulsion relativement modeste (Fig. 6.20 et 6.21). Ceci explique les performances relativement similaires d'un instrument aéroporté plus bas mais utilisant le signal faiblement rétrodiffusé par les aérosols et d'un instrument spatial qui utilise le signal réfléchi par le sol. Ainsi la puissance des émetteurs lasers de 4 W est aussi similaire dans les deux cas. L'utilisation d'une raie d'absorption dans le domaine de 1,57 µm est fortement déconseillée car la puissance de l'émetteur laser est 10 fois supérieure à celui qui serait nécessaire à 2 µm. La principale raison en est une fonction de poids qui est plus défavorable 1,57 µm pour obtenir des informations dans la CLA : on doit atteindre en effet une précision de 0,5 ppm.

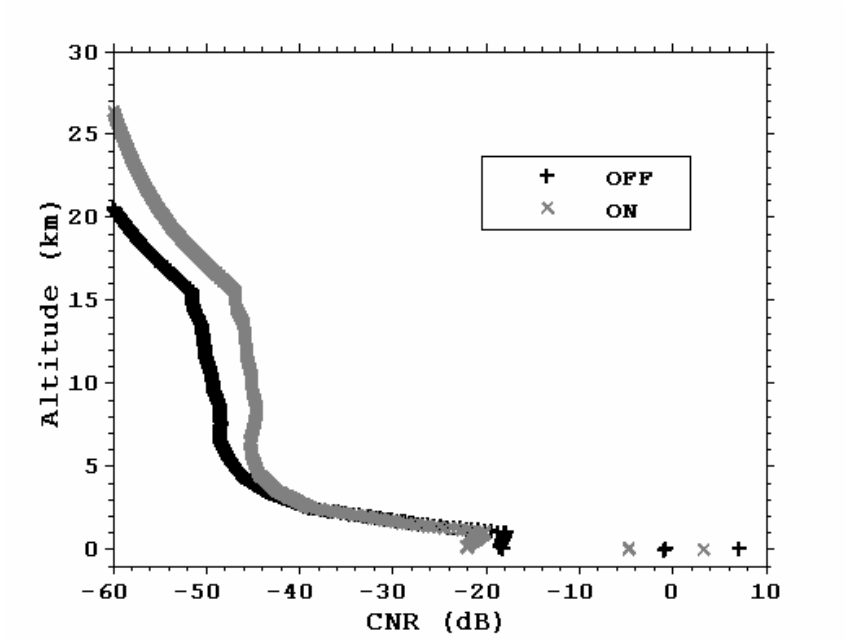


Figure 6.20: CNR simulés pour un système DIAL en détection hétérodyne à 2 µm et des énergies émises ON /OFF respectivement de 0,27/ 0,09 mJ, un profil standard atmosphérique (température, pression, humidité, coefficient de rétrodiffusion) et une surface océanique.

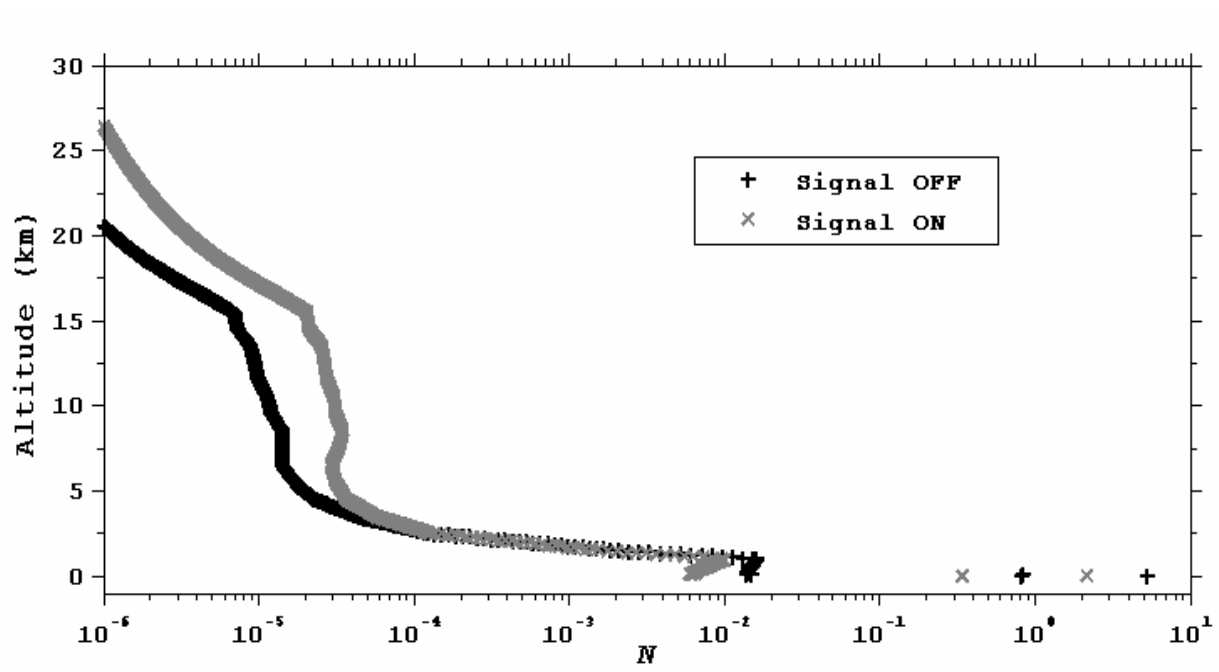


Figure 6.21: Nombre de photoélectrons détectés pour le système DIAL fonctionnant en détection hétérodyne à 2 µm (Energies ON/ OFF de 0,27/ 0,09 mJ, PRF = 10 kHz) et les conditions atmosphériques précédentes.

Une détection hétérodyne permet d'obtenir en parallèle des mesures de vitesse radiale (en utilisant le signal OFF) notamment dans la couche limite. Ceci permet de rendre compte par exemple des phénomènes de subsidence (voir Chap II). Pour une impulsion de 250 ns la résolution verticale d'une

mesure de vitesse est d'environ 37 m (porte temporelle). La précision dépend de l'intégration horizontale de la mesure. Pour une résolution horizontale de 50 km, la précision atteint 0,25 $m.s^{-1}$ dans la CLA (Fig. 6.22).

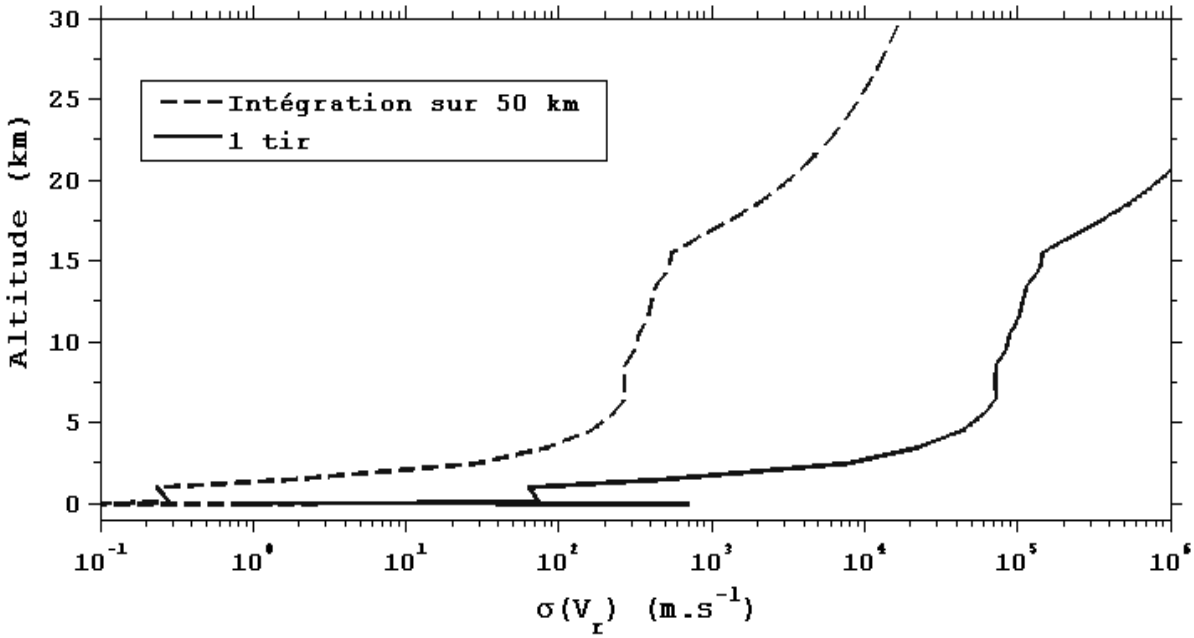


Figure 6.22: Erreur statistique sur une mesure de la vitesse radiale en fonction de l'altitude pour le système DIAL hétérodyne précédent (Energies ON/ OFF de 0,27/ 0,09 mJ, PRF = 10 kHz).

3.4 Conclusion

Les caractéristiques d'un instrument destiné à effectuer des mesures résolues dans la CLA sont beaucoup plus exigeantes qu'un instrument réalisant des mesures intégrées en terme de puissance de l'émetteur laser (au minimum de 20 W en détection directe et de 60 W en détection hétérodyne), de taille de télescope (diamètre de 2 m), et de détecteur (pour la détection directe) même si l'altitude du satellite est réduite à 350 km [FACTS-05]. Par ailleurs les fluctuations en terme de coefficient de rétrodiffusion (variation sur deux ordres de grandeur possible et vérifiée expérimentalement à 2 µm) et de hauteur de la CLA sont susceptibles d'entraîner des variations assez élevées de l'erreur statistique pour une telle mesure.

Un instrument destiné à effectuer des mesures intégrées avec une fonction de poids qui augmente la sensibilité de la mesure dans la CLA semble être réalisable à moyen terme.

En détection hétérodyne, les meilleures performances sont obtenues à 2 µm mais requiert l'utilisation d'une source laser délivrant des impulsions de faible énergie à haute cadence de répétition. La puissance d'un tel émetteur (qui existe à 1,6 µm : source laser fibrée dopé à l'Erbium) qui doit avoisiner 4 W demande un développement technologique à 2 µm (source laser fibrée dopée avec du Tulium). La détection hétérodyne reste tout de même difficile à optimiser en terme de qualité et d'alignement de faisceaux (rendement hétérodyne optimiste de 0,2).

Un système fonctionnant à 2 µm en détection directe semble le plus prometteur pour répondre aux objectifs scientifiques du Chapitre I. Une source laser à 1,6 µm peut être une solution alternative. Une source laser délivrant des impulsions de haute énergie à faible cadence de répétition peut être disponible à court terme. De telles sources peuvent être réalisées à partir d'OPO (« Optical Parametric Oscillator ») dans le domaine de 1,6 µm ou à partir d'un système équivalent (cristal co-dopé Tm, Ho) au système expérimental de LIDIA présenté dans cette thèse en envisageant un pompage par diodes lasers. La limite majeure de la détection directe reste le développement de détecteurs avec un gain important et un faible bruit.

Références

Bowker D.E., R.E. Davis, D.L. Myrick, K. Stacy, and W.T. Jones, "Spectral reflectances of natural targets for use in remote sensing studies", NASA Ref. Publ. 1139, (1985).

Bréon F.-M., F. Maignan, M. Leroy, and I. Grant, "Analysis of hot spot directional signatures measured from space", J. Geophys. Res., 107, 4282-4296, (2002).

Bufton J. L., F. E. Hoge and R. N. Swift, Airborne measurements of laser backscatter from the ocean surface', Appl. Opt. vol 22, 2603-2618, (1983).

Dabas A., "WIND. Télédétection du champ de vent à la méso-échelle, par lidar CO_2 hétérodyne aéroporté : physique et traitement du signal'', Thèse, Université Paris VI, (1993)

Dufour E., ''Vers la télédétection spatiale du gaz carbonique atmosphérique'', Thèse, Université Paris VII, (2003)

Elouragini S., ''Etude des nuages par télédétection radar laser (LIDAR)'', Thèse, Faculté des sciences de Tunis, (1995)

Flamant P. H., C. Loth, D. Bruneau, A. Dabas, F. M. Bréon, P. Brunet, A. Quesney, P. Desmet, T. Pain, A. Chédin, F. Gibert, "FACTS: Future Atmospheric Carbon dioxide Testing from Space", ESA study, Final report, (2005)

Guérit G., P. Drobinski, P. H. Flamant, J. P. Cariou, "Effectiveness of simultaneous independent realizations at low CNR to improve heterodyne Doppler Lidar performance. Part 1: Theory and numerical simulations", Appl. Opt., 41, 2232-2239, (2002a)

Guérit G., P. Drobinski, B. Augère, P. H. Flamant, "Effectiveness of simultaneous independent realizations at low CNR to improve heterodyne Doppler Lidar performance. Part 2: Experimental results", Appl. Opt., 41, 7510-7515, (2002b)

Refaat T. F., M. N. Abedin, O. V. Sulima, S. Ismail and U. N. Singh, "AlGaAsSb/inGaAsSb phototransistors for 2 µm remote sensing applications", Opt. Eng., 43, 1647-1650 (2004)

Strivastava V., J. Rothermel, A. D. Clarke, J. D. Spinhirne, R. T. Menzies, D. R. Cutten, M. A. Jarzembski, D. A. Bowdle and E. W. McCaul, "Wavelength dependence of backscatter by use of aerosol microplysics and lidar data sets: application to 2.1- µm wavelength for space-based and airborne lidars", Appl. Opt., 40, 4759-4769, (2001)

Sulima O. V., T.F. Refaat, M.G. Mauk, J. A. Cox, J. Li, S. K. Lohokare, M. N. Abedin, U. N. Singh and J. A. Rand, "AlGaAsSb/InGaAsSb phototransistors for spectral range around 2 µm", Elect. Lett., 40 N°12 (2004)

Vaughan J. M., D. W. Brown, C. Nash, S. B. Alejandro and G. G. Koenig, “Atlantic atmospheric aerosol studies 2. Compendium of airborne backscatter measurements at 10.6 μm”, J. Geophys. Res., 100, 1043-1065, (1995).

CONCLUSION
Et perspectives

La prévision du climat futur repose sur une meilleure connaissance des processus naturels, notamment des flux de CO_2 en surface. Cette connaissance de la branche atmosphérique du cycle du carbone soufre de deux insuffisances scientifiques majeures :

- lien entre écosystème et flux de surface : notre connaissance est insuffisante pour caractériser les flux de surface à l'échelle moyenne ou régionale à partir de la végétation en surface par exemple
- mesure de concentration en CO_2 : un nombre limité de stations réparties inégalement en surface ne permettent pas, en utilisant un modèle de transport, de restituer les flux de surface à l'échelle régionale.

Le travail de thèse a voulu répondre à ces deux points par:

- la connaissance des processus naturels et anthropiques influant sur le rapport de mélange en CO_2 dans le Sud-Ouest parisien, en lien avec la végétation, la météorologie et la proximité de l'agglomération parisienne
- l'étude, la conception et la mesure du CO_2 atmosphérique à partir d'une méthode de télédétection par Lidar DIAL Doppler Hétérodyne à 2 µm

Sur ce dernier point, la communauté scientifique avait déjà considéré depuis quelques années l'apport de mesures satellites pour la restitution des flux de surface en CO_2 garantissant une couverture spatiale et temporelle bien plus grande que celle du réseau de surface actuel. Des méthodes de télédétection passives ont ainsi vu le jour, dans l'infrarouge thermique (à partir des sondeurs TOVS ou AIRS) ou

dans le proche infrarouge (GOSAT, OCO). Cependant le chapitre I montre que ces méthodes ont des inconvénients majeurs pour répondre aux objectifs scientifiques des mesures spatiales de CO_2 : pas de sensibilité dans la CLA pour les sondeurs dans l'infrarouge thermique, peu ou pas de couverture des moyennes et des hautes latitudes, biais possibles dus aux nuages fins ou à la couverture hétérogène en aérosols…
Le but de cette thèse a été de montrer tout le potentiel des mesures actives du CO_2 atmosphérique par Lidar DIAL pour répondre aux objectifs scientifiques, pour des mesures basées au sol, aéroportées ou spatiales.

Dans le but de cadrer l'étude expérimentale, je me suis intéressé, dans le chapitre II, à l'évolution du CO_2 atmosphérique à l'échelle d'un jour (cycle diurne). Ainsi, j'ai étudié les processus biologiques et dynamiques à l'origine de la variabilité du rapport de mélange dans la CLA pour mettre au point une méthode de mesure efficace permettant de rendre compte des phénomènes observés. La méthode consiste dans un premier temps à identifier les différentes couches de l'atmosphère comme réservoirs de CO_2. Puis, en tirant parti du retard de la montée de la CLA par rapport au lever du soleil, on peut identifier des périodes de la journées où les processus naturels biologiques (respiration et photosynthèse) et dynamiques (mélange vertical) sont dissociés, ce qui permet de les caractériser avant de les prendre tous en compte. La connaissance des réservoirs et des échanges verticaux permet alors la restitution et la caractérisation des flux de surface naturels dans la région parisienne.
Le but du modèle 1D que j'ai développé est de comprendre les processus naturels, photosynthèse, respiration et mélange à l'origine de la variabilité du rapport de mélange en CO_2 dans la CLA de la région parisienne. Il permet de faire le lien entre l'écosystème à l'échelle locale et des mesures de concentration réalisées à 10 m au dessus du sol (mesures *in-situ* réalisées par l'ORE-RAMCES à l'IPSL/LSCE) représentatives des sources et des puits de moyenne échelle. Une étude réalisée sur le semestre estival de l'année 2004 montre que des flux minimum de CO_2 en surface sont typiquement de – 25 $\mu mol.m^{-2}.s^{-1}$ pendant la période de pleine croissance de la végétation (fin avril – début mai) alors que les flux nocturnes dus à la respiration se répartissent entre 3 et 8 $\mu mol.m^{-2}.s^{-1}$. Ces flux varient en fonction des conditions météorologiques.
Les résultats obtenus par le modèle ont été comparés aux mesures de flux de CO_2 réalisés au dessus de cultures à l'INRA. Ces résultats sont le reflet de l'écosystème du Sud-Ouest parisien prenant en compte la période des cultures, la couverture forestière (~ 30 %) et les perturbations anthropiques due au trafic routier. Les résultats montrent aussi une bonne modélisation de la photosynthèse par une simple proportionnalité avec le flux solaire visible. Le modèle souligne le rôle important joué par le développement vertical de la CLA dans le mélange de CO_2 entre la troposphère libre et la CLA.
Par ailleurs cette étude montre que la connaissance de la hauteur de couche, de la concentration de CO_2 moyenne dans chaque réservoir (NB : la hauteur de couche et la concentration moyenne peuvent être obtenues directement avec un DIAL) et une mesure du flux solaire sont nécessaires et suffisantes pour permettre une restitution des caractéristiques principales des flux de surface (photosynthèse et respiration) à la moyenne échelle pendant le semestre estival.

Dans le but de réduire au maximum l'incertitude sur la mesure DIAL, j'ai été amené, dans le chapitre III, à optimiser les performances du Lidar pour des conditions atmosphériques et instrumentales réelles.

Tout d'abord, j'ai montré que les mesures par lidar DIAL peuvent être optimisées en terme de puissance de l'émetteur laser utilisé. Lorsqu'une détection directe est utilisée, une mesure de l'épaisseur optique est optimale lorsque le bruit est limité au bruit de grenaille du signal utile. En pratique cette limite est d'autant mieux satisfaite pour des rapports signal sur bruit forts. Ce type de détection sera optimal lorsqu'on utilisera des émetteurs lasers délivrant de fortes énergies par impulsion.
Plus généralement l'optimum d'une mesure d'épaisseur optique est atteint pour une épaisseur optique de $\tau \sim 1$ et un rapport des énergies $\alpha = E_{ON} / E_{OFF} \sim 3$ (NB : dans la limite du seul bruit de grenaille on retrouve les conditions déjà obtenues antérieurement par d'autres auteurs: $\tau \sim 1{,}28$ et $\alpha \sim 3{,}6$). En détection hétérodyne, un optimum est obtenu pour : $\tau \sim 1{,}23$ et $\alpha = E_{ON} / E_{OFF} \sim 4{,}3$ [1]. Cependant le paramètre fondamental pour ce type de détection n'est plus l'énergie par impulsion (le CNR doit tout de même être supérieur à 0 dB) mais plutôt la cadence de répétition des impulsions pour obtenir un nombre d'échantillons indépendants maximal. Une étude spectroscopique montre une bonne adaptation des raies d'absorption dans le domaine du proche infrarouge, notamment à 2 µm, en terme de force de raie et d'épaisseur optique. Ce domaine spectral est favorable aux mesures dans la CLA effectuées à partir du sol ou plus tard pour des mesures aéroportées ou spatiales. L'énergie du niveau fondamental E''des raies d'absorption utilisées doit être en effet compris entre 250 et 300 cm^{-1}. Cette condition dépend du décalage spectral par rapport au centre de la raie, pour une moindre sensibilité avec la température.
Par ailleurs une étude expérimentale sur la corrélation des signaux Lidar montre que la corrélation des puissances rétrodiffusées tir à tir ou la corrélation entre les puissances moyennées ON et OFF jouent un rôle important sur l'erreur statistique d'une mesure d'épaisseur optique.

Dans le chapitre IV, on a décrit les principales innovations et réalisations quant à l'instrument de mesure, baptisé pour l'occasion, LIDIA : « Lidar pour la mesure du Dioxyde de carbone Atmosphérique ». Compte tenu de l'absence de moyen pour cette étude (à l'exception du soutien IPSL de 25 k€ au total), j'ai utilisé un système Lidar Doppler déjà existant au Service d'Aéronomie (développé sur un financement du CNES). J'ai ensuite conçu, réalisé puis testé un nouveau DIAL pour la mesure du CO_2 atmosphérique.
La conception et réalisation d'un nouveau Lidar passe dans un premier temps par un travail en optique et en laser. Pour réaliser un DIAL on a besoin de deux longueurs d'onde OFF et ON, respectivement en dehors et au centre d'une raie d'absorption du gaz à étudier. J'ai donc construit un second laser continu émettant à 2 µm. Une optimisation a été réalisée par le choix de différents cristaux et étalons intracavité pour déterminer un domaine d'accordabilité proche du premier laser continu.
Dans un deuxième temps, j'ai mis au point un système mécanique et électro-optique (cellule de Pockels) pour l'alternance des impulsions ON et OFF et différentes commandes électroniques pour la synchronisation de l'ensemble et l'acquisition des signaux utiles. Mon but était de tirer au mieux parti de la puissance des lasers continus disponibles en jouant sur la polarisation des faisceaux pour injecter l'oscillateur de puissance (émettant à 2.06 µm).
Par ailleurs une mesure DIAL précise a montré la nécessité d'utiliser une métrologie adaptée pour contrôler finement la longueur d'onde d'émission et donner une information spectrale précise. En

[1] D. Bruneau, F. Gibert, P. H. Flamant, J. Pelon, 2005: A complementary study of DIAL optimization in direct and heterodyne detections, en révision pour une publication dans *Applied Optics*.

l'absence de moyens financiers et pour asservir la longueur d'onde des deux lasers continus, j'ai du choisir une méthode peu coûteuse qui permette d'effectuer des corrections à posteriori du décalage spectral de l'émetteur laser pulsé. J'ai donc enregistré le signal délivré par des cuves photoacoustiques pour suivre et corriger le décalage spectral de la raie laser par rapport au centre de la raie d'absorption. Enfin, j'ai conçu et mis au point un algorithme de traitement du signal dont l'avantage est de permettre une mesure DIAL résolue ou intégrée sans biais, en simultané avec une mesure de vitesse radiale.

Mon travail de thèse a permis d'effectuer les premières mesures en valeur absolue du rapport de mélange moyen en CO_2 dans la CLA par DIAL avec une précision de 1 % pour un temps d'accumulation de 5 minutes (chapitre V).

Dans un premier temps, j'ai effectué des mesures DIAL horizontalement dans la CLA. Elles ont été comparées avec succès aux mesures in-situ effectuées au LSCE. La méthode de mesure utilisée consiste à effectuer une régression linéaire sur des mesures d'épaisseur optique intégrée contrainte par l'écart type sur chaque mesure pour restituer un rapport de mélange moyen en CO_2. L'erreur relative statistique résultante sur une mesure du rapport de mélange est d'environ 2 % pour 300 tirs moyennés (1 min), et 1 % pour 1500 tirs (5 min). La section efficace est déterminée à partir de mesures *in-situ* de température, pression et humidité relative et à partir du signal délivré par la cuve photoacoustique. Un bilan des erreurs spectroscopiques indique une erreur d'environ 1 %. Par ailleurs les mesures montrent une grande sensibilité du site de mesure par rapport aux émissions anthropiques de l'agglomération parisienne. [2]

Dans un deuxième temps, j'ai effectué des mesures verticales. Elles montrent qu'il est plus difficile de décroître l'erreur relative sur la mesure de l'épaisseur optique car le nombre d'échantillons dépend de la hauteur, variable dans le temps, de la CLA. La section efficace d'absorption du CO_2 est déterminée à partir de séries temporelles de température, pression et humidité en utilisant les sorties d'un modèle méso-échelle (MM5). L'erreur statistique sur le rapport de mélange en CO_2 est d'environ 4 % pour 1000 tirs moyennés soit 3 minutes de temps d'intégration. Les mesures rendent bien compte de l'augmentation du rapport de mélange en CO_2 pendant la nuit et sont en accord avec les mesures *in-situ* (l'écart est plus faible que quelques ppm) lorsque le temps d'intégration augmente.

Par ailleurs, lorsque le CNR sur le signal rétrodiffusé par les aérosols est trop faible, mon travail de thèse montre qu'il est possible d'utiliser des cibles nuageuses pour la mesure de contenus intégrés. Le comportement de ce type de cible en terme de mesure d'épaisseur optique semble être le même que celui des aérosols. Des CNRs d'environ 10 dB peuvent par contre être obtenus à une altitude de 2 km ce qui augmente considérablement la précision d'une mesure d'épaisseur optique. La méthode de mesure consiste alors à effectuer une régression linéaire contrainte par des mesures d'épaisseur optique effectuées d'une part dans le bas de la CLA sur les aérosols et d'autre part dans les nuages au sommet de la CLA pour obtenir un rapport de mélange moyen dans la CLA. L'erreur statistique associée à une telle mesure avoisine les 1 %.

En utilisant des nuages de moyenne ou de haute altitude, j'ai aussi estimé avec succès une mesure du rapport de mélange dans la troposphère libre. La précision d'une telle mesure, qui est de 11 ppm pour

---

[2] F. Gibert, P. H. Flamant, D. Bruneau, C. Loth, 2005 : 2-µm heterodyne differential Absorption Lidar measurements of atmospheric CO_2 mixing ratio in the boundary layer, accepté dans *Applied Optics*.

le cas traité, peut être réduite en se décalant par rapport au centre de la raie d'absorption de manière à obtenir un CNR_{ON} élevé.
L'analyse des processus naturels (chapitre II) m'a montré la possibilité d'une séparation claire entre les rapports de mélange dans la couche nocturne et dans la couche résiduelle. En effectuant des mesures DIAL à 16° d'inclinaison j'ai mis en évidence la stratification verticale de l'atmosphère en coefficient de rétrodiffusion, vitesse et direction du vent horizontal et rapport de mélange en CO_2. Ces mesures préliminaires montrent tout le potentiel d'une mesure DIAL résolue verticalement pour analyser les processus naturels ou anthropiques à l'origine des variations du rapport de mélange dans la CLA.

Dans la suite logique de mon travail, j'envisage les différentes perspectives sol, aéroportée et spatiale d'un DIAL pour la mesure du rapport de mélange en CO_2 et la restitution des sources et des puits.
Dans un premier temps, j'ai validé un simulateur instrumental réalisé dans le cadre d'une étude FACTS, [3] « Future Atmospheric Carbon dioxide Testing from Space », conduite par l'IPSL pour l'ESA au moyen de mesures DIAL que j'ai effectué. Je montre que les évolutions en terme d'erreur statistique sont bien celles qui sont expérimentalement observées dans les mêmes conditions instrumentales et atmosphériques.
Les simulations montrent que le DIAL actuel souffre à la fois d'un manque d'énergie par impulsion et aussi d'une faible cadence de répétition des impulsions. Une innovation nécessaire consisteraient à injecter les longueurs d'onde ON et OFF presque simultanément en utilisant une même impulsion de pompage (durée de 75 µs). Une autre innovation serait un pompage par diodes laser, pour à la fois rendre plus compact l'ensemble et augmenter l'énergie par impulsion.
J'ai ensuite effectué différentes simulations pour définir un système DIAL aéroporté. Les résultats montrent qu'un système fonctionnant en détection directe à 2 µm avec un émetteur laser d'une puissance de 2 W (E_{ON}/E_{OFF} = 75/25 mJ, 20 Hz) est prometteur pour effectuer des profils verticaux du rapport de mélange en CO_2 avec une résolution verticale de 200 m dans toute la CLA. Une telle résolution verticale est nécessaire pour obtenir le maximum d'information sur les échanges en surface lorsque la CLA est stratifiée (mesure du CO_2 dans la couche nocturne par exemple).Un tel système est technologiquement réalisable à court terme (en utilisant la technique OPO) mais il dépend aussi des avancements les plus récents pour les détecteurs. Sa réalisation permettrait d'apporter une validation aux futures mesures passives effectuées par OCO et GOSAT en 2008.
Dans le cadre de FACTS, j'ai effectué différentes simulations dont le but était d'analyser la faisabilité d'une mesure du CO_2 atmosphérique par lidar DIAL à partir de l'espace. Les résultats montrent que la source laser citée précédemment remplit les objectifs en terme de précision sur une colonne intégrée (1 ppm).

---

[3] Flamant P. H., C. Loth, D. Bruneau, A. Dabas, F. M. Bréon, P. Brunet, A. Quesney, P. Desmet, T. Pain, A. Chédin, F. Gibert, "FACTS: Future Atmospheric Carbon dioxide Testing from Space", ESA study, Final report, (2005)

Durant les trois années de thèse, j'ai rempli mes objectifs initiaux en démontrant la mesure en valeur absolue du rapport de mélange de CO_2 avec une précision de 1 %, que ce soit pour les mesures résolues spatialement dans la couche limite ou en colonne intégrée (CLA et troposphère libre). Ces travaux sont en cours de publication. Il est à noter que peu de groupes de recherche se sont attaqués à la mesure de CO_2 par télédétection. Ceci de par la difficulté intrinsèque de la mesure DIAL liée à la technologie et aussi à la spectroscopie de la molécule CO_2, et de par la précision recherchée. Bien qu'opérant à partir du sol, j'ai aussi démontré la faisabilité d'une mesure intégrée en utilisant un nuage dense comme cible. Les résultats permettent d'envisager la conception et la réalisation d'un futur DIAL aéroporté utilisant à la fois la diffusion des aérosols et la réflexion de surface, pour conduire des études à la méso-échelle et démontrer aussi la faisabilité d'une mesure intégrée précise à partir de l'espace.

Le projet de développement instrumental qui a commencé au IPSL/LMD a pour objectif non seulement la mesure du CO_2 atmosphérique mais aussi celle d'autres gaz d'importance majeure dans le cadre d'une étude du cycle du carbone et de la pollution atmosphérique. Un Lidar DIAL permet en effet de sonder des raies d'absorption de différents gaz en accordant la longueur d'onde d'émission du laser.

Des mesures simultanées de CO_2 et de H_2O permettraient de caractériser les processus biologiques en surface. Ceci permettrait, par exemple, d'accéder aux produits de la photosynthèse et de caractériser celle-ci pour un écosystème donné. Ma thèse montre déjà que des raies d'absorption de la vapeur d'eau sont aussi exploitables dans le domaine de 2 µm.

Pour une étude plus générale du cycle du carbone, des mesures de CO_2, CO et CH_4 sont nécessaires. Le développement de nouvelles sources laser en collaboration avec l'ONERA, en réponse à un appel d'offre de l'ESA dans lequel je suis impliqué, permettra d'accéder aux autres gaz intervenant dans le cycle du carbone, comme le CH_4 dont la variabilité interannuelle reste aujourd'hui très controversée et qui est susceptible de jouer aussi un rôle dans le climat du futur.

Le développement de sondeur par télédétection active de gaz tel CO, CO_2 ou H_2O rentre dans une étude sur les sources anthropiques de CO_2 et plus généralement sur la pollution atmosphérique générée par les grandes villes. Des mesures de CO et H_2O combinées à des mesures de O_3 par Lidar telles qu'elles existent aujourd'hui permettraient d'accéder aux paramètres clés des réactions chimiques atmosphériques relative à la pollution de l'air.

ANNEXES

ANNEXE A: COMMANDE DE LA CELLULE DE POCKELS

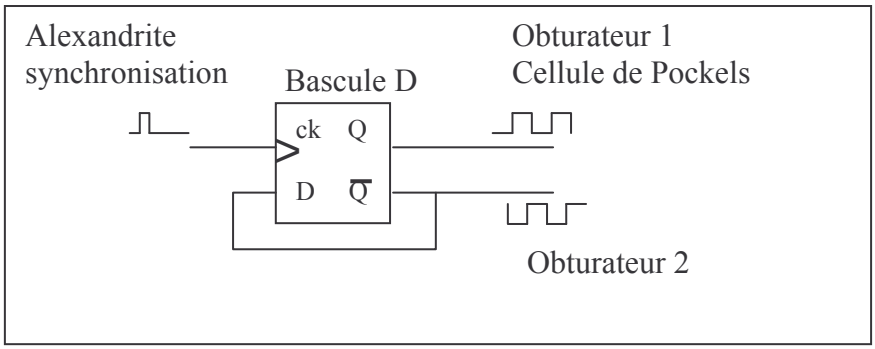


Figure A1 : Commande des obturateurs mécaniques utilisant une bascule D

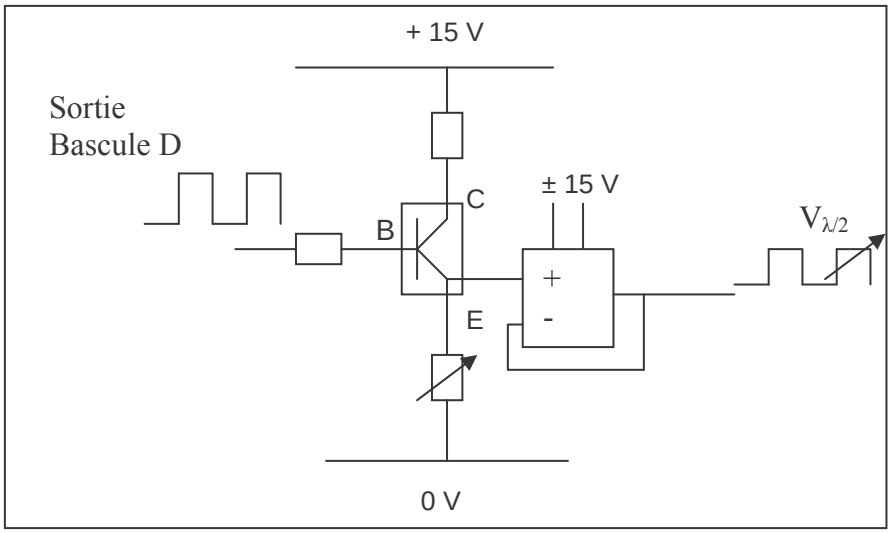


Figure A2 : Commande de la cellule de Pockels utilisant un transistor et une sortie de la commande des obturateurs

Le but de ce circuit est de pouvoir délivrer un signal créneau de tension variable grâce à un potentiomètre à partir d'un signal créneau quelconque délivré par la bascule D précédente. La tension en sortie doit être comprise entre 0 et 2 V. Cette tension ajustable est obtenue grâce à un potentiomètre. L'amplificateur opérationnel est utilisé en mode suiveur pour faire une adaptation d'impédance à 50 Ω sur l'amplificateur de tension qui est branché en sortie.

ANNEXE B : CUVE PHOTOACOUSTIQUE

Le but de cette boîte d'électronique est de faire l'acquisition de trois signaux électriques sur une même voie : le battement hétérodyne de référence, le signal délivré par la cuve photoacoustique à 200 mbar et celui délivré par la cuve à 1000 mbar.

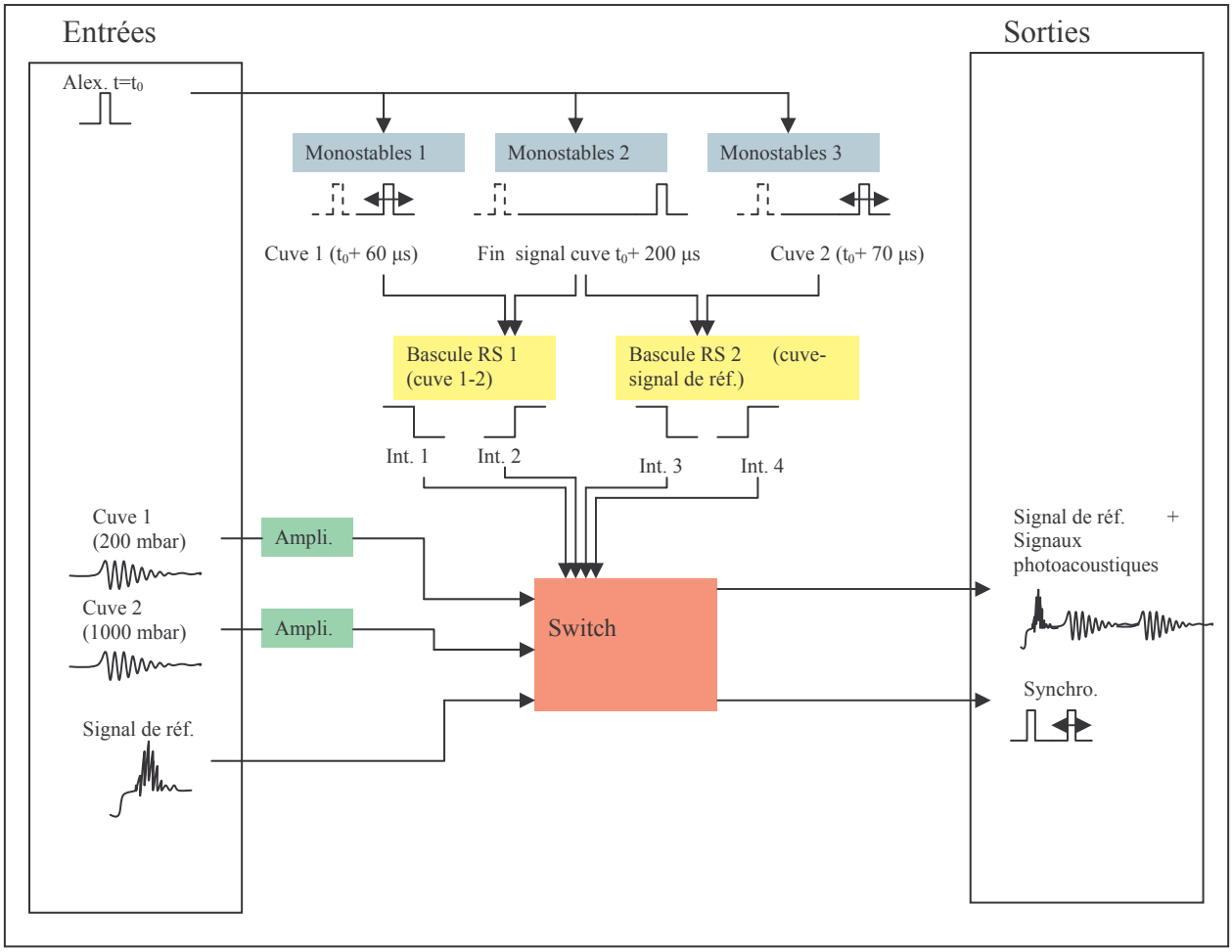


Figure B1 : Diagramme du boîtier électronique. Exploitation des signaux provenant des cuves photoacoustiques à 200 et 1000 mbar.

Les entrées de la boîte d'électronique sont :

- le signal de la cuve à 200 mbar
- le signal de la cuve à 1000 mbar
- la porte logique de déclenchement de l'Alexandrite ou la porte de fonctionnement du MAO 1 d'une durée plus longue ~ 10 µs qui permet de s'affranchir des oscillations dues au front montant et descendant.
- Le battement hétérodyne de référence

Les sorties de la boîte sont :

- le signal de référence suivi dans le temps des signaux des deux cuves

- un signal de déclenchement pour la carte d'acquisition comprenant une impulsion synchrone avec l'Alexandrite suivie d'une impulsion retardée d'environ 50 µs tout dépend du temps à partir duquel on veut récupérer les signaux des deux cuves
-

L'acquisition des signaux se fait à la suite du signal de référence en déclenchant qu'une seule fois sur le signal de l'Alexandrite.
Les interrupteurs 1 et 2 commandent alternativement l'acquisition des signaux photoacoustiques issus des deux cuves à 200 et 1000 mbar. Les interrupteurs 3 et 4 commandent l'acquisition respectivement du battement hétérodyne de référence et des signaux photoacoustiques.
On pourrait faire un double déclenchement ce qui diminuerait la place prise par les données mais il faudrait alors une carte d'acquisition avec 4 voies. Le premier déclenchement se ferait au temps $t = t_0$ (Alexandrite) pour faire l'acquisition du battement hétérodyne de référence et le deuxième au temps $t = t_0 + 50$ µs pour l'acquisition du signal photoacoustique.

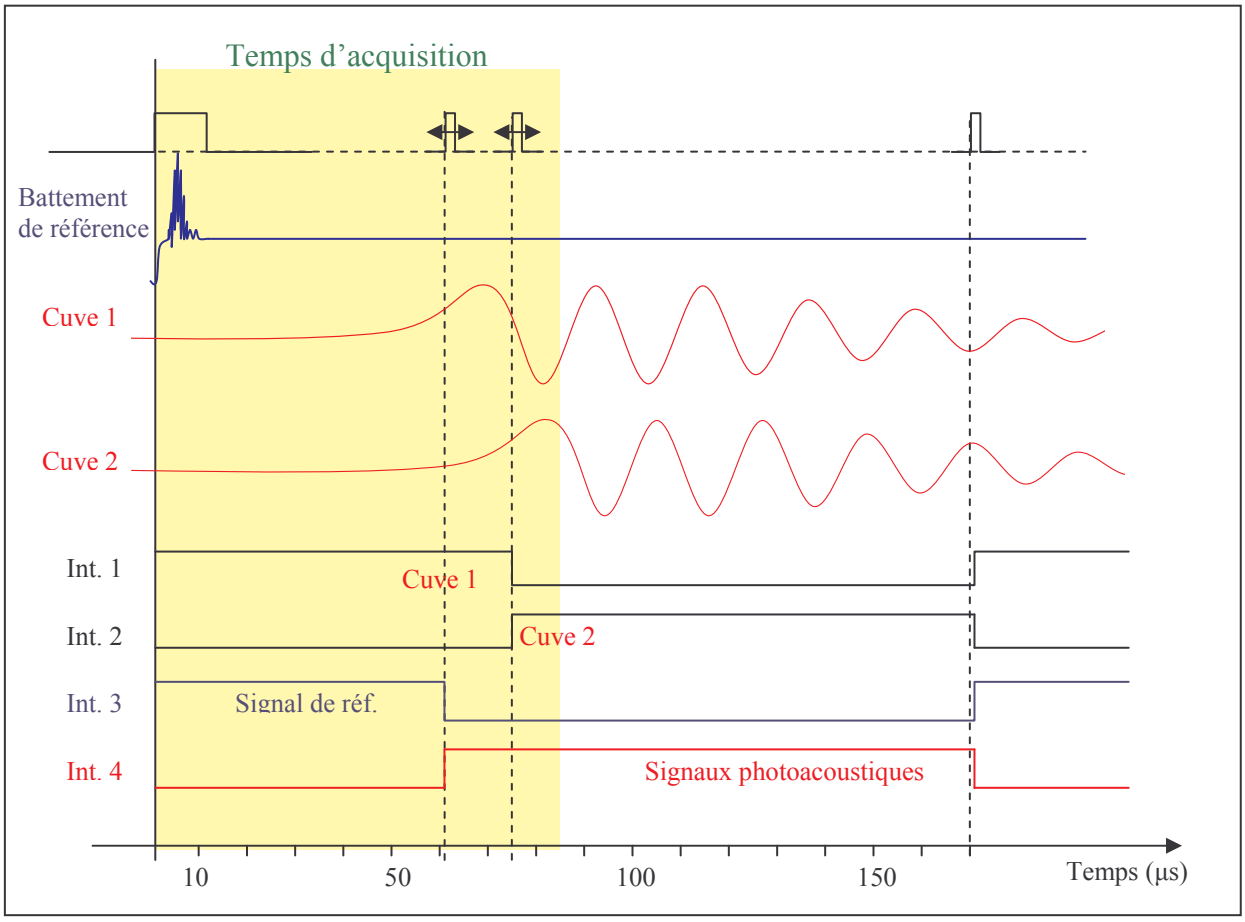


Figure B2 : Diagramme temporel pour l'acquisition des signaux de référence (battement hétérodyne entre l'impulsion émise et l'oscillateur local), le signal de la cuve à 200 mbar et celui de la cuve à 1000 mbar.

ANNEXE C: ESTIMATION DU RAPPORT DE MELANGE MOYEN EN CO_2 AVEC LE MAXIMUM DE VRAISEMBLANCE

Si les points expérimentaux d'épaisseur optique sont indépendants et que leur erreur suit une fonction de densité de probabilité (PDF) gaussienne, on peut montrer que le maximum de vraisemblance sur l'estimation de la pente est donné par une régression linéaire ($a+br$) au sens des moindres carrés contrainte par l'inverse de l'erreur sur chaque point :

$$\chi^2(a,b) = \sum_{i=1}^{N_R} \left(\frac{\tau_i - a - bR_i}{\sigma(\tau_i)} \right)^2 \tag{C1}$$

où N_R est le nombre de portes temporelles.
L'erreur sur une mesure d'épaisseur optique est calculée suivant l'équation 3.48.
La pente de la régression linéaire est alors donnée par :

$$b = \frac{SS_{xy} - S_x S_y}{\Delta} \tag{C2}$$

Ainsi, le rapport de mélange moyen en CO_2 s'écrit : [1]

$$\overline{\rho}_{CO_2}(R) = \frac{1}{n_a(R)(\tilde{\sigma}_{ON}(R) - \tilde{\sigma}_{OFF}(R))} \frac{\left(\sum_{i=1}^{N_R} \frac{1}{\sigma^2(\tau_i)}\right)\left(\sum_{i=1}^{N_R} \frac{R_i \tau_i}{\sigma^2(\tau_i)}\right) - \left(\sum_{i=1}^{N_R} \frac{R_i}{\sigma^2(\tau_i)}\right)\left(\sum_{i=1}^{N_R} \frac{\tau_i}{\sigma^2(\tau_i)}\right)}{\left(\sum_{i=1}^{N_R} \frac{1}{\sigma^2(\tau_i)}\right)\left(\sum_{i=1}^{N_R} \frac{R_i^2}{\sigma^2(\tau_i)}\right) - \left(\sum_{i=1}^{N_R} \frac{R_i}{\sigma^2(\tau_i)}\right)^2} \tag{C3}$$

et la variance de la pente:

$$\sigma^2(b) = \frac{S}{\Delta} \tag{C4}$$

avec $S = \sum_{i=1}^{N_R} \frac{1}{\sigma^2(\tau_i)}$; $S_x = \sum_{i=1}^{N_R} \frac{R_i}{\sigma^2(\tau_i)}$; $S_y = \sum_{i=1}^{N_R} \frac{\tau_i}{\sigma^2(\tau_i)}$; $S_{xy} = \sum_{i=1}^{N_R} \frac{R_i \tau_i}{\sigma^2(\tau_i)}$; $S_{xx} = \sum_{i=1}^{N_R} \frac{R_i^2}{\sigma^2(\tau_i)}$ et

$$\Delta = SS_{xx} - S_x^2$$

Finallement, en utilisant les équations A1 et A4, l'erreur statistique sur le rapport de mélange en CO_2 devient :

$$\sigma(\overline{\rho}_{CO_2}) = \frac{1}{n_a(R)(\tilde{\sigma}_{on}(R) - \tilde{\sigma}_{off}(R))} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N_R} \frac{1}{\sigma^2(\tau_i)}}{\sum_{i=1}^{N_R} \frac{1}{\sigma^2(\tau_i)} \sum_{i=1}^{N_R} \frac{R_i^2}{\sigma^2(\tau_i)} - \left(\sum_{i=1}^{N_R} \frac{R_i}{\sigma^2(\tau_i)}\right)^2}} \tag{C5}$$

[1] *W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, and W. T. Vetterling, "Numerical Recipes" Ch. 14, Cambridge University Press.*