



**HAL**  
open science

# LIDAR DIAL multi espèces à base de sources paramétriques optiques pour la détection des gaz à effet de serre depuis l'espace.

Erwan Cadiou

► **To cite this version:**

Erwan Cadiou. LIDAR DIAL multi espèces à base de sources paramétriques optiques pour la détection des gaz à effet de serre depuis l'espace.. Optique / photonique. Université Paris Saclay (COMUE), 2017. Français. NNT : 2017SACLX102 . tel-01739914

**HAL Id: tel-01739914**

**<https://pastel.hal.science/tel-01739914v1>**

Submitted on 21 Mar 2018

**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.

# Lidar DIAL multi-espèces à base de sources paramétriques optiques pour la détection des gaz à effet de serre depuis l'espace

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay  
préparée à l'École Polytechnique

École doctorale n°129 Science de l'environnement  
d'Île-de-France (SEIF)  
Spécialité de doctorat : Physique

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 20 décembre 2017, par

**M. Erwan Cadiou**

Composition du Jury :

Philippe Bousquet Professeur, LSCE	Président
Hervé Delbarre Professeur, LPCA	Rapporteur
Patrick Rairoux Professeur, Université Lyon 1	Rapporteur
Jean-Baptiste Dherbecourt Ingénieur de recherche, ONERA	Examineur
Jacques Pelon Directeur de recherche au CNRS, LATMOS	Directeur de thèse
Philippe-Jean Hébert Ingénieur, CNES	Invité

*À Mathilde*

# Remerciements

Je veux remercier ici les nombreuses personnes qui ont contribué à l'aboutissement de ma thèse.

J'ai eu la chance d'être accueilli au sein de l'équipe SLM de l'ONERA. Son excellence scientifique et son dynamisme m'ont permis de réaliser ma thèse dans un environnement optimal tant sur le plan humain que sur le plan technique. Je remercie ainsi les ingénieurs de recherche, Jean-Baptiste Dherbecourt, Antoine Godard, Guillaume Gorju, Jean-Michel Melkonian, Ajmal Mohamed, Myriam Raybaut et ainsi que les techniciens, Jean-Pierre Faléni et Thomas Schmid. Je vous remercie tout particulièrement, Jean-Baptiste, Myriam et Guillaume, de m'avoir guidé dans mon travail, partageant avec bienveillance votre expérience et vos connaissances. Merci pour votre écoute, pour vos réponses avisées à mes questions et pour les discussions animées qui nous ont permis d'avancer face aux défis scientifiques rencontrés. Grâce à vous, ces trois années de thèse ont été une expérience très enrichissante et je vous en suis reconnaissant.

J'exprime ma profonde gratitude à mon directeur de thèse, Jacques Pelon, pour son suivi de qualité, sa disponibilité et ses conseils qui ont nourri ma réflexion.

J'adresse mes remerciements aux membres du Jury. Merci à Hervé Delbarre et Patrick Rairoux d'avoir accepté de rapporter ce travail et à Philippe Bousquet d'avoir présidé mon jury et orchestré la discussion passionnante qui a suivi l'exposé de soutenance.

J'exprime toute ma reconnaissance au CNES pour le cofinancement de ma thèse. Je remercie Benoît Faure et Philippe-Jean Hébert pour l'attention portée à mon travail. Je suivrai avec beaucoup d'intérêt les futures missions spatiales pour la mesure des gaz à effet de serre et suis impatient de voir la mise en œuvre et les apports de la mission Merlin.

Merci au chef d'unité Alexandre Bresson, et aux chefs de départements Michel Lefebvre, Olivier Le Traon et Jean-François Roussel pour leur suivi attentif.

Merci à Nassim Zahzam, Cédric Blanchard, Michael Scherman, pour l'aide apportée et les prêts de matériel.

Un grand merci à Florence Baumgartner, Hélène Meller et Sylvie Nicole pour leur gentillesse et leur précieuse aide administrative.

J'adresse mes amitiés à tous les doctorants, stagiaires et apprentis que j'ai pu côtoyer pendant la thèse : Guillaume Aoust, Julie Armougom, Jessica Barrientos-Barria, Quentin Clément, Vincent Corbas, Hélène Coudert-Alteirac, Delphine Descloux, Clément Dibourne, Thomas Hamoudi, Anasthase Limery, Dominique Mammez, Sebastien Manglano, Malik Nafa,

Jeremy Oudin, Isadora Perrin, Fabien Theron, Gautier Vilmart, Guillaume Walter. Vous avez fait de ces trois ans une période très agréable.

Merci enfin à ma famille et à mon épouse Mathilde. Vous avez joué un rôle inestimable dans l'achèvement de cette thèse par votre soutien et vos encouragements.

# Table des matières

<b>Remerciements .....</b>	<b>3</b>
<b>Table des matières.....</b>	<b>5</b>
<b>Introduction .....</b>	<b>8</b>
Motivations scientifiques.....	8
Etat de l'art de la mesure lidar DIAL de CO <sub>2</sub> et CH <sub>4</sub> .....	14
Démarche et plan du manuscrit.....	25
<b>Chapitre 1 : Développement d'outils numériques pour la mesure DIAL des gaz à effet de serre .....</b>	<b>26</b>
1.1 Principe de la mesure lidar à absorption différentielle.....	26
1.1.1 La loi de Beer-Lambert.....	27
1.1.2 Calcul de la section efficace .....	28
1.1.3 La mesure IP-DIAL en détection directe.....	33
1.1.4 La mesure RR-DIAL en détection directe .....	37
1.1.5 Fonction de recouvrement .....	39
1.2 Sources d'erreurs de la mesure DIAL .....	41
1.2.1 Bruit de speckle.....	41
1.2.2 Bruit de grenaille.....	43
1.2.3 Courant d'obscurité du photo-détecteur.....	44
1.2.4 Bruit de Johnson .....	45
1.2.5 Bruit de la chaîne électronique analogique .....	45
1.2.6 Erreur de quantification .....	46
1.2.7 Spectre du rayonnement émis.....	48
1.2.8 Autres sources d'erreurs .....	50
1.3 Traitement du signal lidar DIAL.....	51
1.3.1 Filtrage numérique .....	51
1.3.2 Estimation de la concentration pour une mesure DIAL multi-longueurs d'onde et multi-espèces .....	52

1.4	Simulation des performances d'une mesure RR-DIAL du CO <sub>2</sub> à deux longueurs d'onde .....	60
1.5	Conclusion .....	63

## **Chapitre 2 : Réalisation d'un système lidar DIAL pour la mesure des gaz à effet de serre depuis le sol..... 64**

2.1	L'émetteur lidar à haute énergie pour la mesure atmosphérique du CO <sub>2</sub> , CH <sub>4</sub> et de la vapeur d'eau .....	64
2.1.1	Introduction.....	64
2.1.2	La source paramétrique optique à 2 μm .....	65
2.1.3	Mesure de la pureté spectrale de l'émetteur .....	71
2.1.4	Calibration du lambdamètre.....	80
2.2	Intégration de l'émetteur dans une architecture lidar RR-DIAL.....	82
2.2.1	Optiques de réception.....	83
2.2.2	Détecteur et amplification .....	84
2.2.3	Energie de normalisation .....	89
2.2.4	Couplage émission-réception.....	90
2.2.5	Acquisition.....	91
2.3	Conclusion .....	93

## **Chapitre 3 : Mesures DIAL atmosphériques du CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub> et H<sub>2</sub>O à 2 μm .....**

3.1	Introduction.....	94
3.1.1	Chronologie.....	94
3.1.2	Site de mesure .....	95
3.1.3	Domaines spectraux utilisés.....	96
3.1.4	Acquisition.....	98
3.1.5	Traitement du signal .....	100
3.2	Mesures DIAL du dioxyde de carbone atmosphérique.....	105
3.2.1	Concentrations attendues .....	105
3.2.2	Mesure avec éclairage non contrôlé de la photodiode (campagne 1) .....	105
3.2.3	Mesures avec éclairage contrôlé.....	108
3.3	Analyse des erreurs de la mesure RR-DIAL .....	111
3.3.1	Bruit de détecteur, bruit de grenaille et bruit de speckle.....	111
3.3.2	Variabilité du milieu diffusant.....	112
3.3.3	Erreur sur la normalisation .....	115
3.3.4	Dépointé .....	117
3.3.5	Réponse temporelle de la chaîne de détection .....	121
3.3.6	Linéarité de la chaîne de détection.....	124

3.3.7	Ligne de base.....	130
3.3.8	Biais spectraux .....	132
3.3.9	Erreur sur la densité volumique de l'air .....	135
3.3.10	Bilan des erreurs.....	136
3.4	Mesures DIAL multi-espèces.....	140
3.4.1	Mesure concentration de la vapeur d'eau à 2060 nm.....	140
3.4.2	Mesures simultanées de H <sub>2</sub> O et de CO <sub>2</sub> .....	145
3.4.3	Mesure du CH <sub>4</sub> à 2289 nm.....	149
3.5	Conclusion .....	152
<b>Chapitre 4 : Perspectives pour la mise en œuvre d'un lidar spatial .</b>		<b>153</b>
4.1	Introduction.....	153
4.2	Modèle atmosphérique et environnement .....	154
4.3	Simulation d'une mesure aéroportée IP-DIAL du CO <sub>2</sub> .....	157
4.4	Simulation d'une mesure IP-DIAL du CO <sub>2</sub> depuis un satellite.....	162
4.4.1	Modèle instrumental.....	162
4.4.2	Résultats et discussion.....	165
4.4.3	Sources d'erreur additionnelles .....	167
4.5	Simulation d'une mesure IP-DIAL simultanée de H <sub>2</sub> O et CO <sub>2</sub> depuis un satellite .	171
4.5.1	Modèle d'inversion.....	171
4.5.2	Fonctions de poids.....	173
4.5.3	Résultats et discussion.....	174
4.6	Vers un système spatial.....	178
4.7	Conclusion .....	180
<b>Conclusion générale et perspectives .....</b>		<b>181</b>
<b>Bibliographie .....</b>		<b>183</b>
<b>Annexe : publications et communications .....</b>		<b>197</b>
	Articles à comité de lecture .....	197
	Actes de conférence.....	197
	Communications orales .....	198



# Introduction

## Motivations scientifiques

Le Groupe d'experts inter-gouvernemental sur l'évolution du climat (GIEC) explique dans son rapport de 2013 (Stocker *et al.* 2013) que : « *Le réchauffement du système climatique est sans équivoque et, depuis les années 1950, beaucoup de changements observés sont sans précédent depuis des décennies voire des millénaires. L'atmosphère et l'océan se sont réchauffés, la couverture de neige et de glace a diminué, le niveau des mers s'est élevé et les concentrations des gaz à effet de serre ont augmenté.* » Ainsi, entre le début des enregistrements de température en 1880 et 2012, la température moyenne a augmenté de 0,85 °C. On relève une diminution de l'enneigement moyen de l'hémisphère nord et une intensification des phénomènes climatiques extrêmes comme les canicules subies par l'Europe (Parry *et al.* 2007). Ce réchauffement aura potentiellement des conséquences environnementales, économiques et sociales. Des modifications d'écosystèmes marins ou terrestres lui seraient déjà en partie imputables. Son impact sur l'accès à l'eau et sur la production agricole pourrait affecter le bien-être de certaines populations et favoriser des phénomènes migratoires (Parry *et al.* 2007).

Selon le GIEC (Stocker *et al.* 2013), il est « *extrêmement probable que l'influence humaine soit la cause principale du réchauffement observé depuis le milieu du XX<sup>ème</sup> siècle* ». En effet, la compréhension des mécanismes climatiques permet aujourd'hui d'établir un lien de cause à effet entre les émissions d'origine anthropique des gaz à effet de serre et ce réchauffement. Le principe du réchauffement climatique peut être compris en considérant le bilan radiatif du système Terre-atmosphère. A l'équilibre, le flux d'énergie entrant dans le système Terre-atmosphère provenant du Soleil est en moyenne compensé par le flux sortant constitué du rayonnement thermique de la Terre et de l'atmosphère émis dans l'espace. Si l'un des flux est modifié, le système compense en changeant sa température. La différence entre le flux entrant et le flux sortant détermine la vitesse de variation de la température (Ramanathan 1998).

L'atmosphère terrestre, par l'intermédiaire des gaz à effet de serre, agit comme une couverture thermique limitant le flux sortant et a un rôle fondamental dans le bilan radiatif terrestre. L'énergie rayonnée dans l'infrarouge moyen par la surface de la Terre est en effet en partie absorbée par les gaz à effet de serre puis réémise aux températures atmosphériques. Comme l'atmosphère est plus froide que la surface et que l'énergie rayonnée décroît avec la température, l'énergie réémise par l'atmosphère est inférieure à l'énergie qu'elle absorbe ce qui conduit à un piégeage de l'énergie dans l'atmosphère. De la même manière, comme la

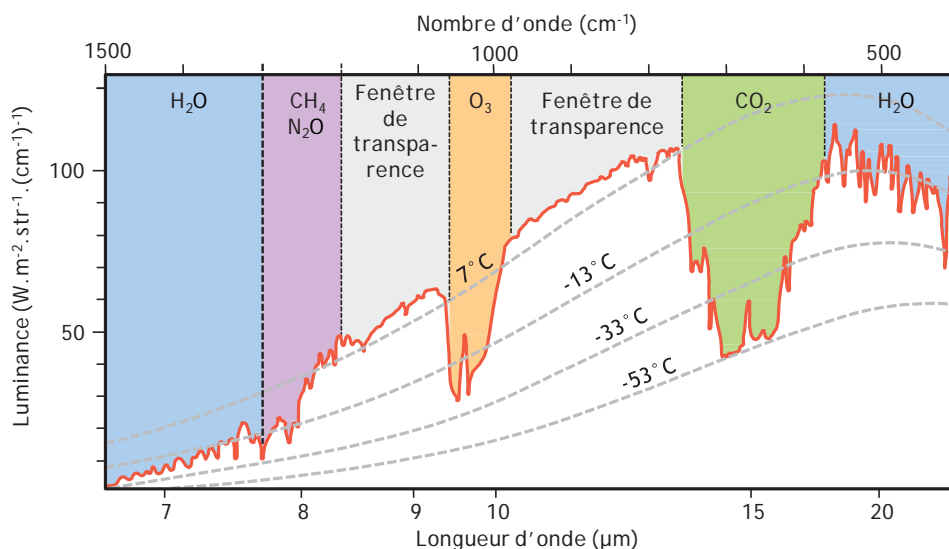


Figure 0.1 – Rayonnement thermique émis par la Terre et l’atmosphère dans l’infrarouge moyen et observé depuis un satellite en haut de l’atmosphère au-dessus de la mer Méditerranée. Les principaux gaz contribuant à l’atténuation du rayonnement sont représentés dans les zones où leur rôle est prédominant. Les courbes en pointillés représentent le rayonnement du corps noir pour différentes températures. (Houghton 2009)

Tableau 0.1 – Principaux gaz à effet de serre participant au réchauffement climatique (Blasing 2016).

Espèce	Concentration troposphérique avant 1750	Concentration récente	Augmentation du forçage radiatif
CO <sub>2</sub>	~ 280 ppm	405 ppm*	1,9 W/m <sup>2</sup>
CH <sub>4</sub>	722 ppb	1834 ppb	0,5 W/m <sup>2</sup>
N <sub>2</sub> O	270 ppb	328 ppb	0,2 W/m <sup>2</sup>
O <sub>3</sub> troposphérique	237 ppb	337 ppb	0,4 W/m <sup>2</sup>
Hydrocarbures halogénés	0	~ 10 ppt variable selon le gaz	0,3 W/m <sup>2</sup>

\* Concentration de CO<sub>2</sub> mi-2017 corrigée des variations saisonnières. Source : [www.esrl.noaa.gov](http://www.esrl.noaa.gov)

température de l’atmosphère décroît avec l’altitude, l’énergie émise par les couches inférieures de l’atmosphère est absorbée dans ses couches supérieures qui la réémettent en moindre proportion et en conservent une partie (Ramanathan 1998).

La Figure 0.1 donne un exemple du spectre du rayonnement émis dans l’espace par la Terre et l’atmosphère. Différents exemples de rayonnement du corps noir sont représentés pour donner une idée du rayonnement thermique émis par la terre et l’atmosphère à différentes altitudes. Une partie de l’énergie rayonnée est piégée par les gaz à effet de serre. La contribution

d'un gaz à l'effet de serre dépend de sa concentration et de la force de ses raies. Le gaz à effet de serre le plus important est la vapeur d'eau, mais sa concentration dans l'atmosphère n'est pas directement modifiée par les activités humaines. Les principaux gaz à effet de serre qui contribuent au réchauffement climatique sont résumés dans le Tableau 0.1. Le dioxyde de carbone est le premier contributeur à l'augmentation du forçage radiatif suivi par le méthane.

La concentration du dioxyde de carbone dans l'atmosphère est liée aux échanges entre celle-ci et les autres réservoirs naturels de carbone que sont la biosphère, l'hydrosphère et l'atmosphère. Ce processus, appelé cycle du carbone, est perturbé par les activités humaines qui accélère les échanges avec certains réservoirs se déroulant naturellement sur des échelles de temps beaucoup plus grandes. Par exemple, depuis le début de l'ère industrielle, plus de 600 Gt de dioxyde de carbone ont été émises dans l'atmosphère par la combustion des énergies fossiles (Houghton 2009). La concentration du dioxyde de carbone a ainsi augmenté de 280 ppm en 1750 à 400 ppm en 2017 alors qu'elle n'avait évolué que de 20 ppm sur les 8000 années précédentes. Elle augmente aujourd'hui d'environ 1,9 ppm par an (voir Figure 0.2).

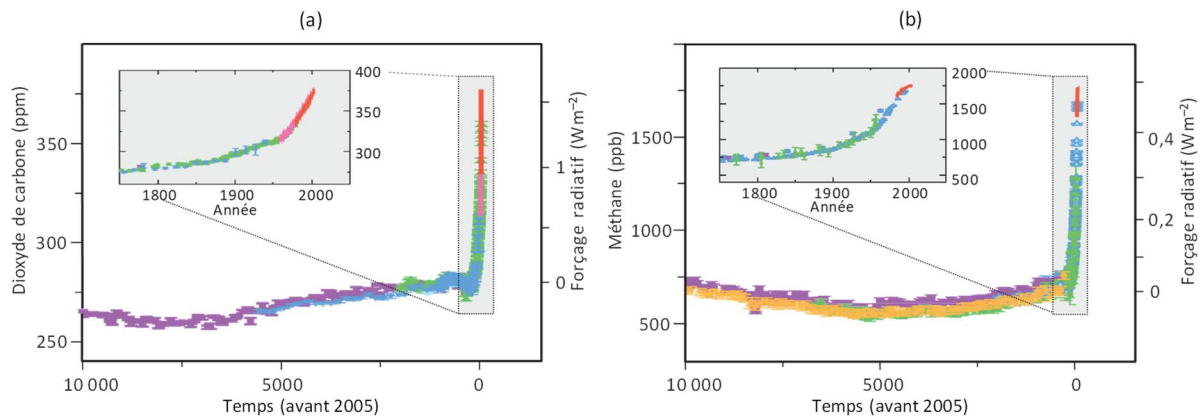


Figure 0.2 – Concentration du dioxyde de carbone (a) et du méthane (b) sur les 10 mille dernières années. Les couleurs représentent les concentrations retrouvées par forçage dans la glace pour différentes études. Les traits rouges représentent des mesures directes des concentrations atmosphériques. (Solomon *et al.* 2007)

Le méthane est présent à une concentration très inférieure à celle du dioxyde de carbone mais sa contribution par molécule à l'augmentation de l'effet de serre est potentiellement plus de 20 fois supérieure (Parry *et al.* 2007). La majorité des rejets de méthane dans l'atmosphère proviennent de zones humides comme les marais. Les sources anthropogéniques du méthane (entre 50 et 65 % des émissions totales) résultent majoritairement de l'exploitation des énergies fossiles, de l'élevage de bovins, de la riziculture et de la décomposition des déchets (Kirschke *et al.* 2013). En conséquence de ces activités humaines, la concentration de méthane a été multipliée par un facteur 2,5 depuis l'ère industrielle.

Une évaluation précise des émissions des gaz à effet de serre et de leur redistribution dans les différents réservoirs (atmosphère, océan, biosphère) est importante pour comprendre leur

cycle et définir les politiques à mettre en œuvre pour limiter les interférences anthropogéniques dans le système climatique (Solomon *et al.* 2007). Pour évaluer ces échanges, deux approches existent : (i) l'approche « bas vers haut » qui consiste à compiler les données connues (géophysiques, économiques...) sur les sources et puits pour évaluer les flux, (ii) l'approche « haut vers bas » qui utilise les mesures des gradients temporels et spatiaux des concentrations des gaz pour calculer les flux à partir des modèles de transport et remonter aux sources et aux puits. Il existe une forte complémentarité entre ces deux approches, toutes deux nécessaires pour avoir une vision globale et cohérente des cycles des gaz (Dilling *et al.* 2003). Par exemple, des mesures indépendantes des concentrations des gaz à effet de serre doivent permettre de valider les inventaires d'émissions des pays (Ciais *et al.* 2015). D'autre part, des mesures précises, sur le long terme et à l'échelle globale, sont demandées pour améliorer la compréhension et la quantification des puits et sources et prévoir leur réponse aux évolutions du système climatique (Le Quéré *et al.* 2009 ; Heimann 2011 ; Hoffman *et al.* 2014 ; Jacob *et al.* 2016).

À cause de leur couverture discrète et inégale, les réseaux de mesures au sol des gaz à effet de serre, comme le réseau de mesures in situ GLOBALVIEW (GLOBALVIEW-CO2 2013) ou le réseau de spectromètres à transformée de Fourier TCCON (Wunch *et al.* 2011), ne peuvent aujourd'hui répondre seuls aux besoins d'évaluation des puits et des sources (Villani *et al.* 2010 ; Ciais *et al.* 2015). Depuis 1995, des instruments satellite ont été lancés pour obtenir des observations des gaz à effet de serre à l'échelle globale avec une bonne résolution temporelle et spatiale. Il s'agit de spectromètres opérant dans les fenêtres de transmission de l'atmosphère du proche infrarouge ou de l'infrarouge thermique. Les observations du CO<sub>2</sub> et du CH<sub>4</sub> dans l'infrarouge thermique ont été réalisées principalement par les instruments AIRS et TES de la NASA (missions Aqua et Aura) et l'instrument IASI du CNES (missions MetOp menées par l'ESA et EUMETSAT). Si ces instruments permettent un bon suivi des concentrations à l'échelle globale, ils ne sont pas assez sensibles aux premières couches de l'atmosphère et ne permettent pas, à eux seuls, une détection précise des puits et sources (Houweling *et al.* 2004 ; Streets *et al.* 2013). L'obtention de mesures intégrées des gaz plus sensibles à la concentration

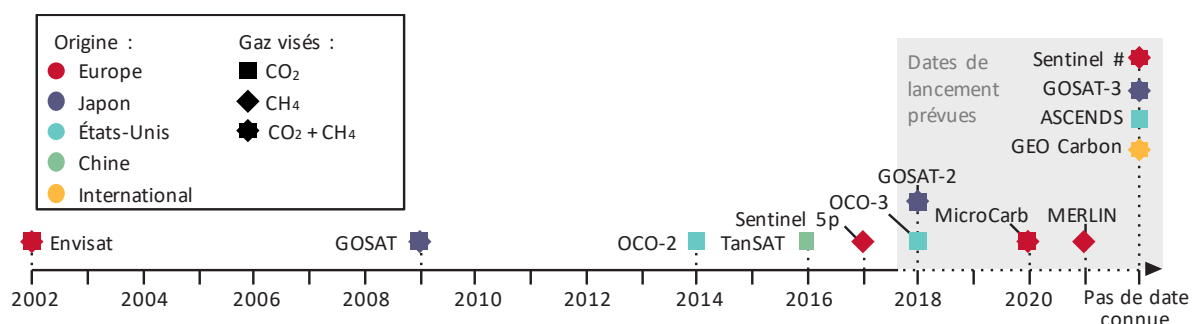


Figure 0.3 – Satellites lancés et prévus mesurant le CO<sub>2</sub> et/ou le CH<sub>4</sub> dans le proche infrarouge. Figure adaptée de (Tollefson 2016).

dans la basse troposphère a été permise par des mesures du rayonnement solaire rétrodiffusé par la surface dans le proche infrarouge. Les premières mesures ont été effectuées en 2002 par le spectromètre SCIMACHY (mission ENVISAT de l'agence ESA) puis poursuivies avec TANSO-FTS (mission GOSAT de l'agence japonaise JAXA). Les produits de ces deux missions ont pu être utilisés avec succès pour fournir des contraintes fortes aux modèles de transport des gaz (Kort *et al.* 2012, 2014 ; Bergamaschi *et al.* 2013 ; Alexe *et al.* 2015). Néanmoins ces instruments font face à des limitations les empêchant d'atteindre les précisions requises. En particulier, de meilleures performances en termes de sensibilité et de résolution temporelle et spatiale sont nécessaires pour, par exemple, détecter les émissions de sources ponctuelles (Streets *et al.* 2013 ; Ciaïis *et al.* 2015). Pour répondre à ces défis, de nouveaux instruments ont été prévus. Le spectromètre de OCO-2 (NASA), satellite lancé en 2014, a offert de premières mesures prometteuses de CO<sub>2</sub> avec un niveau de précision significativement amélioré (Hakkarainen *et al.* 2016 ; Eldering *et al.* 2017).

Les spectromètres fonctionnant dans le proche infrarouge ont toutefois une sensibilité réduite aux hautes latitudes à cause de l'angle du rayonnement solaire et ne fournissent pas de mesure la nuit. Leurs mesures peuvent se révéler biaisées ou inexploitable à cause de la présence d'aérosols ou de nuages (pour cette raison seules 10 % des mesures de OCO-2 mènent à des estimations de concentrations colonne de la qualité requise (Ciaïis *et al.* 2015 ; Eldering *et al.* 2017)). La correction des biais reste un défi important pour les mesures passives. Ainsi, les premières comparaisons des mesures de OCO-2 avec le réseau de mesures colonne depuis le sol TCCON ont montré une différence RMS entre les deux dispositifs de 1,4 ppm et un biais absolu de 0,4 ppm (Wunch *et al.* 2017).

La technologie du lidar à absorption différentielle (DIAL), à laquelle s'intéresse ce manuscrit, peut potentiellement apporter des mesures complémentaires à celles fournies par les instruments passifs (voir principe Figure 0.4). Les projets de mise en œuvre de lidars DIAL depuis l'espace sont relativement nouveaux et présentent de nombreux défis techniques. En

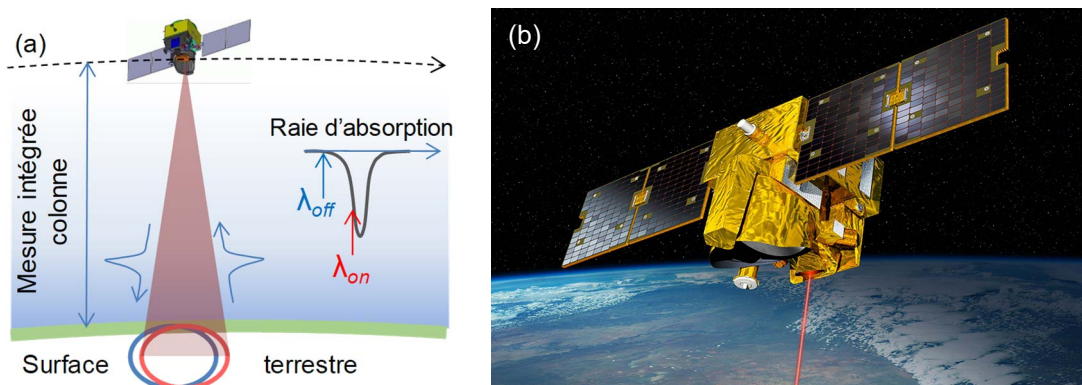


Figure 0.4 – (a) : principe de la mesure IP-DIAL (*integrated path DIAL*) depuis un satellite : la comparaison des échos de deux impulsions laser émises à des longueurs d'onde différentes sur une raie d'absorption d'un gaz permet de remonter à la concentration intégrée. (b) : vue d'artiste du satellite MERLIN dont le lancement est prévu en 2021. (Image CNES/DLR).

effet, les missions lidar lancées par le passé sont des missions d’altimétrie (ICESat, GEDI) ou pour la mesure des aérosols et des nuages (LITE, Calipso). La mission CNES/DLR MERLIN (Methane Remote Sensing Lidar Mission), dont le lancement est prévu en 2021, doit être la première à mettre en œuvre un lidar DIAL depuis un satellite (Kramer s. d. ; Pierangelo *et al.* 2015). Elle a pour objectif de réaliser des mesures intégrées de la colonne de CH<sub>4</sub> et aura l’opportunité de démontrer la capacité de la technique DIAL à mesurer les gradients temporels et spatiaux de gaz atmosphériques depuis l’espace. Une deuxième mission DIAL, la mission ASCENDS, est également étudiée par la NASA pour la mesure du CO<sub>2</sub> (Jucks *et al.* 2015). Une mission de mesure DIAL du CO<sub>2</sub> a également été étudiée par l’ESA, la mission A-SCOPE, mais n’a finalement pas été retenue (Ingmann *et al.* 2008).

Pour mesurer les gradients des gaz et apporter des données pertinentes aux modèles de transport de gaz, ces missions doivent répondre à des exigences de précision et d’erreur systématique. Le Tableau 0.2 présente les spécifications définies par l’ESA sur le produit de la mesure satellite, la concentration intégrée, pour le CO<sub>2</sub> et le CH<sub>4</sub> (XCO<sub>2</sub> et XCH<sub>4</sub>). Pour, le CO<sub>2</sub>, ces spécifications sont particulièrement exigeantes de manière à pouvoir distinguer les gradients du fond ambiant (~ 400 ppm). Le seuil d’erreur systématique sur XCO<sub>2</sub> est ainsi de 0,5 ppm (0,12 %). Une erreur systématique supérieure peut induire des erreurs importantes sur l’évaluation des flux (Buchwitz *et al.* 2015). Pour le CH<sub>4</sub>, les spécifications sont moins exigeantes (seuil d’erreur systématique de 10 ppb soit de (0,6 %)) car les variations de concentration de CH<sub>4</sub> sont plus faibles comparées à leur valeur de fond (~ 1700 ppb).

L’opération de lidars DIAL depuis le sol ou des aéronefs peut également apporter une complémentarité aux mesures spatiales des gaz à effet de serre. Premièrement, la garantie du respect des spécifications données par un instrument satellite ne peut se faire qu’avec le concours de systèmes de validation robustes et indépendants. Les systèmes DIAL aéroportés sont capables de sonder une colonne d’atmosphère similaire à celle des satellites et peuvent constituer de bons outils de validation à condition de respecter également les spécifications demandées. Deuxièmement, des mesures DIAL aéroportées peuvent permettre de quantifier précisément des processus régionaux (Parazoo *et al.* 2016) ou les émissions de sources ponctuelles (Amediek *et al.* 2017). Enfin, des informations sur les échanges de carbone entre

Tableau 0.2 – Spécifications pour la mesure des concentrations intégrées colonne du CO<sub>2</sub> et du CH<sub>4</sub> définies dans le cadre du projet ESA *The Greenhouse Gaz Climate Change Initiative* (Buchwitz *et al.* 2015)

Quantité	Erreur aléatoire maximale pour une observation			Erreur aléatoire maximale par 1000 <sup>2</sup> km <sup>2</sup> et par mois			Erreur systématique maximale		
	But	Bon	Seuil	But	Bon	Seuil	But*	Bon	Seuil
XCO <sub>2</sub>	1 ppm	3 ppm	8 ppm	0,3 ppm	1,0 ppm	1,3 ppm	0,2 ppm	0,3 ppm	0,5 ppm
XCH <sub>4</sub>	9 ppb	17 ppb	34 ppb	3 ppb	5 ppb	11 ppb	1 ppb	5 ppb	10 ppb

But : précision maximum nécessaire (inversions limitées par les erreurs des modèles au-delà), bon : amélioration significative des modèles, seuil : seuil minimum pour l’amélioration des modèles. \* : Erreur systématique constante

les différents réservoirs peuvent être obtenues à partir de mesures DIAL résolues spatialement en les combinant, par exemple, avec des mesures de vent (Gibert *et al.* 2011).

Pour réaliser des mesures précises et satisfaire aux spécifications demandées, un lidar DIAL doit répondre à un certain nombre de critères incluant : (i) la capacité à émettre au moins deux longueurs d'onde différentes dans un domaine spectral dans lequel le gaz visé présente des raies d'absorption d'intensités appropriées, (ii) le contrôle précis et stable des longueurs d'onde émises, (iii) une grande sélectivité spectrale (pureté spectrale de la source ou filtrage spectral à la réception), (iv) une puissance d'émission suffisamment importante et un bruit de détection suffisamment faible pour obtenir un rapport signal à bruit permettant de satisfaire aux spécifications d'erreur aléatoire (Ehret *et al.* 2008). Ces critères constituent aujourd'hui des défis importants pour les systèmes lidar et sont au centre de nombreux travaux de recherche. Dans les paragraphes suivants, nous donnerons un aperçu des systèmes DIAL existants pour la mesure du CO<sub>2</sub> et du CH<sub>4</sub> puis nous préciserons l'originalité de notre approche.

## Etat de l'art de la mesure lidar DIAL de CO<sub>2</sub> et CH<sub>4</sub>

### Domaines spectraux d'intérêt

La mesure DIAL d'un gaz consiste à émettre un rayonnement à au moins deux longueurs d'onde sur une de ses raies d'absorption et à comparer la puissance mesurée après rétrodiffusion par l'atmosphère ou par la surface aux différentes longueurs d'onde pour en déduire sa concentration. Il est donc nécessaire de se placer dans un domaine spectral dans lequel le gaz visé présente des raies d'absorption adaptées, c'est-à-dire des raies d'intensité suffisamment forte pour qu'une différence d'absorption puisse être mesurée mais également d'intensité assez faible pour que le rayonnement émis ne soit pas totalement absorbé et qu'un signal puisse être détecté. Les raies d'absorption visées doivent être également séparées le plus possible de celles des autres espèces absorbantes. La Figure 0.5 représente le spectre absorption de l'atmosphère calculé entre 1 et 15  $\mu\text{m}$  pour un trajet aller-retour dans la colonne atmosphérique. La vapeur d'eau est l'espèce qui absorbe dans la plus grande partie du spectre. Elle définit des fenêtres de transparence dans lesquelles les autres espèces peuvent être mesurées. On a représenté en pointillés sur la Figure 0.5 (a) la gamme d'épaisseur optique de 0,1 à 3 (soit une transmission entre 90 % et 5 %) qui permet d'avoir accès à des épaisseurs optiques mesurables. Pour la mesure DIAL du CO<sub>2</sub> et du CH<sub>4</sub> depuis l'espace, les domaines spectraux « 1,6  $\mu\text{m}$  » et « 2  $\mu\text{m}$  » représentés en couleurs ont été reconnus comme particulièrement intéressants (Ehret *et al.* 2008). Ces domaines présentent en effet des raies d'absorption peu perturbées par la vapeur d'eau avec de bons différentiels de transmission pour les gaz considérés. Plusieurs études approfondies s'appuyant sur différents critères (minimisation de l'erreur aléatoire, interférences avec les autres espèces, sensibilité aux basses couches de l'atmosphère, faible dépendance à la température, maturité technologique des détecteurs...) ont été réalisées pour discuter en détail du choix des longueurs d'onde (Ehret et Kiemle 2005 ; Ehret *et al.* 2008 ; Caron et Durand 2009 ; Kiemle *et al.* 2011 ; Singh *et al.* 2017b). Le domaine spectral 1,6  $\mu\text{m}$  a pour

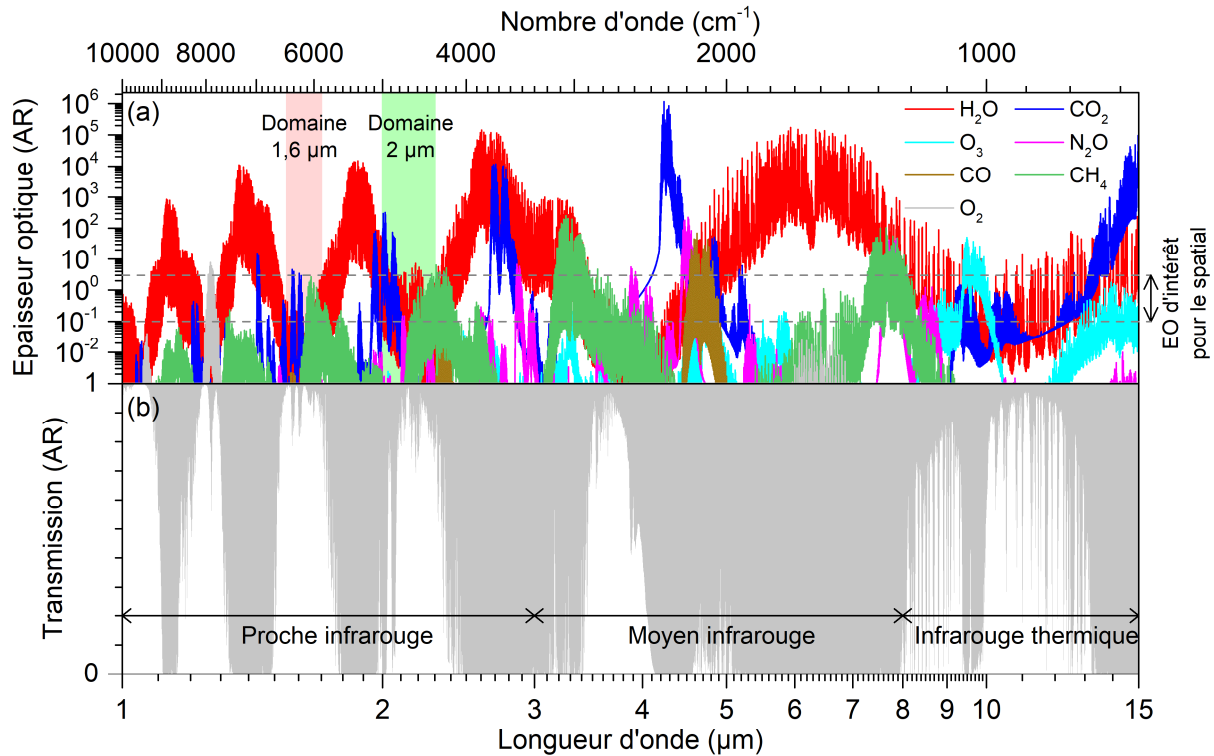


Figure 0.5 – Spectre d’absorption d’une colonne d’atmosphère en double passage dans l’infrarouge (a) Epaisseurs optiques des espèces atmosphériques absorbant dans l’infrarouge. (b) Transmission totale de l’atmosphère. Spectre calculé à partir de la base de données HITRAN 2012 pour un profil de Voigt et avec une résolution de  $0,1 \text{ cm}^{-1}$ . Les paramètres atmosphériques sont :  $P_{sol} = 1 \text{ atm}$ ,  $T_{sol} = 15^\circ\text{C}$ ,  $[\text{H}_2\text{O}]$  variable,  $[\text{CO}_2] = 400 \text{ ppm}$ ,  $[\text{O}_3]_{\text{troposphérique}} = 230 \text{ ppb}$ ,  $[\text{O}_3]_{\text{stratosphérique}} = 4 \text{ ppm}$ ,  $[\text{N}_2\text{O}] = 320 \text{ ppb}$ ,  $[\text{CO}] = 200 \text{ ppb}$ ,  $[\text{CH}_4] = 1700 \text{ ppb}$ . (Voir chapitre 4 pour les profils de pression, température et d’ $\text{H}_2\text{O}$  utilisés).

avantage de permettre l’utilisation des technologies optiques actives et passives développées pour les télécommunications. En particulier, les photodiodes à avalanche et les photomultiplicateurs sont aujourd’hui des technologies bien maîtrisées et commercialisées dans ce domaine spectral. C’est une des raisons qui ont mené au choix du doublet de raies à  $1645 \text{ nm}$  du  $\text{CH}_4$  pour la mission MERLIN (Kiemle *et al.* 2011). Néanmoins, les fortes intensités de certaines raies dans le domaine spectral  $2 \text{ }\mu\text{m}$  permettent de positionner la longueur d’onde *on* sur les flancs de raie et d’avoir une concentration intégrée plus sensible aux basses couches de l’atmosphère. Des efforts de développement d’APD dans le domaine spectral  $2 \text{ }\mu\text{m}$  ont ainsi été effectués et ont abouti récemment à de nouveaux détecteurs qui sont actuellement en cours de test (Dumas *et al.* 2017 ; Sun *et al.* 2017).

Le  $\text{CH}_4$  peut aussi être détecté dans le moyen infrarouge ( $3 - 4 \text{ }\mu\text{m}$ ) où la force de ses raies peut notamment être adaptée à la détection à courte portée (Minato *et al.* 1999 ; Barrientos Barria *et al.* 2014a). Le protoxyde d’azote ( $\text{N}_2\text{O}$ ) peut également être détecté dans ce domaine spectral (Ehret *et al.* 2008).



## Revue des systèmes existants

La technologie de la mesure DIAL est aujourd’hui bien maîtrisée pour certains gaz comme l’ozone (UV) de la vapeur d’eau (principalement entre 0,7 et 1  $\mu\text{m}$ ) pour lesquels de nombreux systèmes et campagnes de mesures sont reportés dans la littérature (voir par exemple (Bruneau *et al.* 2001a, 2001b ; Sullivan *et al.* 2015 ; Späth *et al.* 2016)). Pour la mesure du  $\text{CO}_2$  et du  $\text{CH}_4$ , les principaux systèmes DIAL ont été développés dans les domaines spectraux évoqués au paragraphe précédent (1,6 et 2  $\mu\text{m}$ ) et sont listés dans le Tableau 0.3 et le Tableau 0.4 (pp. 21 – 24). Ces systèmes ont des architectures variées incluant une source pulsée ou continue et un mode de détection direct ou cohérent. Ils ont été opérés dans des mesures intégrées (IP-DIAL pour *integrated path DIAL*) en utilisant la réflexion d’une cible (relief/sol/nuages) ou dans des mesures résolues (RR-DIAL pour *Range Resolved DIAL*) en utilisant la rétrodiffusion des aérosols.

La majeure partie des systèmes existants sont des systèmes effectuant des mesures en détection directe. Un des avantages de ce mode de détection est la possibilité d’intégrer un grand nombre de taches de speckle. En effet, la détection cohérente ne permet d’intégrer qu’un nombre limité de taches de speckle (généralement  $\sim 1$ ) ce qui mène à des rapports signal à bruit instantanés de l’ordre de l’unité (Ehret *et al.* 2008). Cela est dû au fait que son principe de détection nécessite la cohérence spatiale entre l’onde locale et l’onde reçue et requiert ainsi l’utilisation d’un système de filtrage spatial limité par la diffraction. En contrepartie, la détection directe ne bénéficie pas du filtrage spectral du bruit opéré par la détection cohérente. Pour réduire l’influence du bruit de détection, la détection directe demande donc l’utilisation de puissances crête élevées et de détecteurs à très bas bruit. Une approche intermédiaire consiste à moduler en intensité une émission continue (à au moins deux longueurs d’onde) en combinaison avec une détection directe. Le signal utile à chaque longueur d’onde peut ensuite être isolé par démodulation dans le domaine numérique (Sakaizawa 2010 ; Dobler *et al.* 2013a ; Quatrevalet *et al.* 2017).

### Domaine spectral 1,6 $\mu\text{m}$

Dans le domaine spectral 1,6  $\mu\text{m}$ , la combinaison d’une diode laser à rétroaction répartie (DFB-LD pour *distributed feedback laser diode*) et un amplificateur à fibre dopé à l’erbium (EDFA pour *erbium doped fiber amplifier*) est largement utilisée pour la détection du  $\text{CO}_2$  autour de 1752 nm (Abshire *et al.* 2013a ; Dobler *et al.* 2013a ; Johnson 2013 ; Queisser *et al.* 2015 ; Quatrevalet *et al.* 2017).

La NASA a notamment mis en œuvre, dans des campagnes de mesures aéroportées du  $\text{CO}_2$ , un système IP-DIAL utilisant des DFB-LD modulées en impulsions par un modulateur acousto-optique (AOM) et amplifiée par un EDFA (Abshire *et al.* 2013a ; Ramanathan *et al.* 2015). L’émetteur est capable de résoudre le profil de la raie à 1572 nm du  $\text{CO}_2$  en l’échantillonnant sur 30 longueurs d’onde. Cet émetteur est un candidat pour la mission ASCENDS.

Toujours dans le contexte de la mission ASCENDS, une architecture lidar IP-DIAL, s’appuyant sur un EDFA, utilisant l’émission d’un rayonnement continu modulé en intensité

à deux longueurs d'onde, a été développée et intégrée dans un système aéroporté de mesure du CO<sub>2</sub> par la NASA (Dobler *et al.* 2013a ; Lin *et al.* 2015).

Des systèmes à émission continue modulée en intensité, utilisant un EDFA, ont de même été développés à la JAXA (Sakaizawa 2010), au DLR (Ai *et al.* 2016 ; Quatrevalet *et al.* 2017) et à l'Université de Manchester (Queisser *et al.* 2016, 2017). Tous trois ont été mis en œuvre dans des mesures IP-DIAL depuis le sol. Le système développé par le DLR a pour particularité d'être modulé aléatoirement ce qui est susceptible d'être plus efficace que la modulation continue. Le système de l'Université de Manchester a été intégré dans une architecture portable (24 kg) et appliqué notamment à la mesure du CO<sub>2</sub> dégagé par les volcans.

Un autre émetteur à 1571 nm, couplant des DFB-DL modulées en impulsions par un AOM et un EDFA, a été développé à l'Université de l'état du Montana et opéré pour des mesures RR-DIAL.

La bande de gain des EDFA s'arrêtant vers 1580 nm, il est nécessaire de recourir à d'autres technologies comme les sources paramétriques optique pour mesurer le CH<sub>4</sub> à 1650 nm. Le système IP-DIAL CHARM-F, réalisé par le DLR, utilise ainsi un oscillateur paramétrique optique (OPO) injecté pour mesurer le CH<sub>4</sub> à 1651 nm. Il comprend également une voie pour la détection du CO<sub>2</sub> à 1572 présentant une architecture OPO/amplificateur paramétrique optique (OPO/OPA) injecté. Ce système sert de démonstrateur à la mission MERLIN dont l'émetteur, développé au DLR, présente une architecture similaire : il sera constitué d'un OPO utilisant des cristaux de KTP (Titanyl Phosphate de Potassium) ou de KTA (Potassium Titanyl Arsenate) et émettra sur la raie à 1645 m du CH<sub>4</sub> (Kramer s. d. ; Bode *et al.* 2016). Dans la perspective de MERLIN et de futures autres missions lidar spatiales, des efforts sont menés en parallèle au Fraunhofer Institute pour développer des lasers de pompe à très haute énergie (500 mJ, 100 Hz), (Strotkamp *et al.* 2017) et pour proposer une plateforme robuste pressurisée pour l'intégration des sources laser dans les satellites (Luttmann *et al.* 2017).

La NASA a développé plusieurs sources paramétriques (OPO ou OPA injectés) à partir de cristaux à retournement périodique dopés au magnésium (MgO:PPLN) dans le domaine 1,6  $\mu$ m. Ces sources ont été intégrées dans des architectures IP-DIAL sol pour la détection du CO<sub>2</sub>, du CH<sub>4</sub>, de la vapeur d'eau et du CO (utilisation d'une onde complémentaire à 4764 nm pour le CO) (Numata *et al.* 2012, 2014) et ainsi que dans un système IP-DIAL aéroporté pour le CH<sub>4</sub> (Riris *et al.* 2012, 2017).

Des sources paramétriques ont également été mises en œuvre pour la mesure RR-DIAL du CO<sub>2</sub> à 1573 nm à l'Université Métropolitaine de Tokyo. Un premier système a été réalisé à partir d'un OPO injecté avec un cristal de Magnesium Lithium Tantalate périodiquement retourné (PPMgLT) (Sakaizawa *et al.* 2009). Dans l'objectif de faciliter l'accord en longueur d'onde en supprimant le filtrage spectral de la cavité, un second système a été réalisé avec une architecture fondée sur la génération paramétrique optique (OPG)/OPA (Shibata *et al.* 2017a). En plus de mesure RR-DIAL du CO<sub>2</sub>, des mesures de température à partir du profil de raie ont été réalisées avec ce dernier système (Shibata *et al.* 2017b).

Un système RR-DIAL à 1572 nm basé sur un OPO a aussi été développé par l'Institut d'Optique de Shanghai (Liu *et al.* 2017).

Une équipe du National Institute of Standards and Technology (NIST) à Boulder aux Etats-Unis a adopté une approche originale en construisant un système IP-DIAL au sol à partir d'une diode laser à cavité externe et d'amplificateurs à semi-conducteurs (Wagner *et al.* 2016). Ce système est capable d'émettre entre 1585 et 1646 nm et peut ainsi mesurer les concentrations intégrées de CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub> à partir de la rétrodiffusion d'une cible dure à 2,75 km. L'un des objectifs de ce système est de limiter la contrainte sur le contrôle de la fréquence en échantillonnant les raies avec grand nombre de longueurs d'onde (123 longueurs d'onde par scan de 37 GHz). Ce balayage est effectué en décalant en fréquence le rayonnement avec un modulateur électro-optique et en le filtrant à l'aide d'une cavité confocale.

Enfin, un système RR-DIAL développé par le National Physical Laboratory au Royaume-Uni utilise le rayonnement d'un laser à colorant émis à 3289 nm puis converti en fréquence dans un cristal de Lithium Niobate à 1572 nm pour la mesure du CO<sub>2</sub> (Robinson *et al.* 2014a).

Les détecteurs utilisés dans le domaine spectral 1,6  $\mu\text{m}$  sont principalement des photodiodes PIN InGaAs, des photomultiplicateurs (PMT) et photodiode à avalanche (APD) InGaAs. On notera que les PMT ont un rendement quantique réduit pour les longueurs d'onde des raies du CH<sub>4</sub> ( $\sim 1\%$  (Riris *et al.* 2013)). Pour les systèmes cités précédemment, deux approches originales de détection ont été utilisées. Pour augmenter le seuil de saturation en mode comptage de photons par rapport aux détecteurs existants, Quatrevalet *et al.* (2017) ont utilisé une photodiode à avalanche InGaAs à réaction négative. Une approche de détection innovante a également été développée par une équipe de l'Université Technique du Danemark en partenariat avec le DLR : elle consiste à convertir le rayonnement reçu à 1572 nm dans le visible à 635 nm en le mélangeant avec un rayonnement à 1664 nm dans un PPLN. L'objectif est de pouvoir utiliser les performances des détecteurs dans le visible comme les photodiodes à avalanche en silicium (Høgstedt *et al.* 2016).

## Domaine spectral 2 $\mu\text{m}$

Dans le domaine spectral 2  $\mu\text{m}$ , la plupart des systèmes développés utilisent des lasers à solides injectés par une DFB-LD, construits à partir d'un cristal dopés holmium. Ces lasers sont principalement utilisés pour la mesure du CO<sub>2</sub> à 2,05  $\mu\text{m}$ , leur bande passante limitée à 2100 nm ne permettant pas la mesure des raies du CH<sub>4</sub> à 2,3  $\mu\text{m}$ . Pour pallier le manque de détectivité des détecteurs commerciaux dans le domaine spectral 2  $\mu\text{m}$ , l'utilisation de la détection cohérente a été retenue dans plusieurs systèmes.

Un premier système IP-DIAL utilisant un cristal yttrium lithium fluorite co-dopé holmium et thulium (Tm,Ho:YLF) a été développé à l'Université Floride Sud et a permis de mesurer le spectre de l'eau et du dioxyde de carbone à 2066 nm en détection directe (Taczak et Killinger 1998).

Dans le contexte de la mission ASCENDS, la NASA a développé un système en détection directe à partir d'un laser pulsé injecté à cristal en Tm,Ho:YLF émettant à 2051 nm (Refaat *et al.* 2011, 2015, 2016). Ce laser haute énergie peut fonctionner en mode *double-pulse* (deux

impulsions très rapprochées dans le temps, émises chacune à une longueur d'onde différente, 90/45 mJ) pour minimiser l'effet des variations de réflectivité de la surface. Ce système a été mis en œuvre depuis le sol et dans des mesures aéroportées du CO<sub>2</sub> en utilisant des photodiodes InGaAs pour la détection. La même équipe développe un laser *triple-pulse* (Tm,Ho:YLF) (Singh *et al.* 2017a). Un émetteur basé sur un cristal de lutétium lithium fluorite dopé à l'holmium et au thulium Tm,Ho:LuLiF a également été conçu par la NASA et intégré dans une architecture RR-DIAL en détection cohérente à 2051 nm (Koch *et al.* 2008).

Des cristaux Tm,Ho:YLF ont également été utilisés par le Service d'Aéronomie (Le Rille 2002), le Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD), le Jet Propulsion Laboratory (JPL, US) et par le l'Institut National d'Information et des Technologies de Communications (NICT, Japon) dans des systèmes DIAL pour la mesure à 2 μm intégrant une détection cohérente. Le système (pulsé) du LMD a permis de réaliser simultanément des mesures de CO<sub>2</sub> à partir des aérosols et des mesures de vent grâce au décalage doppler (Gibert *et al.* 2006). Le système du JPL a été mis en œuvre dans des mesures IP-DIAL aéroportées (Spiers *et al.* 2011). Son émission est continue et la longueur du chemin optique est déterminée à partir des coordonnées GPS de l'avion ce qui participe à l'erreur de mesure. Le système du NICT est pulsé et son cristal laser est refroidi dans une enceinte à − 80°C. Il a été opéré dans des mesures RR-DIAL (Ishii *et al.* 2012).

Le développement et la commercialisation des lasers Thulium de haute puissance ont été récemment exploités par le LMD pour pomper un cristal en Ho:YLF. Des mesures RR-DIAL du CO<sub>2</sub> à 2051 nm en détection cohérente résolues dans le temps ont été menées à partir de cette source sur une durée de 20 h (Gibert *et al.* 2015).

Une approche alternative, basée sur un laser Ti:Saphir et l'émission à 2051 nm par effet Raman stimulé dans une cellule de dihydrogène a été proposée au collège National de Technologie D'Ariake, au Japon et a conduit à la réalisation de mesures RR-DIAL du CO<sub>2</sub> à 2067 nm en détection directe (Uchiumi *et al.* 2003).

Fiorani *et al.* (2015) ont employé un laser à colorant et la génération et l'amplification paramétrique pour réaliser des mesures RR-DIAL des émissions de CO<sub>2</sub> d'un volcan à 2012 nm.

Dans l'objectif de combler les lacunes des détecteurs dans le domaine spectral 2 μm, des APDs en HgCdTe ont été développées par la NASA (Sun *et al.* 2017) et par le laboratoire LETI du CEA et promettent d'améliorer significativement les performances des lidar DIAL en détection directe dans cette gamme de longueur d'onde. Le détecteur du CEA/LETI a notamment été mis en œuvre dans des mesures DIAL atmosphériques par le LMD (Dumas *et al.* 2017).

## **Originalité de l'approche proposée**

Jusqu'alors, seules deux publications rapportent des mesures DIAL du CO<sub>2</sub> à 2 μm sur les aérosols en détection directe (Uchiumi *et al.* 2003 ; Refaat *et al.* 2011), cela en partie à cause de la faible détectivité des détecteurs commerciaux à 2 μm et des fortes énergies requises en conséquence. La plupart des systèmes développés dans les deux domaines spectraux ont une accordabilité restreinte et ne peuvent viser qu'une seule espèce. A notre connaissance, les seules

mesures DIAL rapportées de CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub> à partir d'un unique émetteur ont été réalisées par le NIST dans le domaine spectral 1,6 μm avec une puissance optique de 10 mW et sont des mesures IP-DIAL au sol (Wagner et Plusquellic 2016). La NASA a également réalisé des mesures multi-espèces IP-DIAL (CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, H<sub>2</sub>O et CO) mais à partir de trois émetteurs distincts (Numata *et al.* 2012). Dans le domaine spectral 2 μm, les émetteurs ont été développés majoritairement pour la mesure du CO<sub>2</sub> et aucun d'entre eux n'a été mis en œuvre pour la mesure du CH<sub>4</sub> à 2,3 μm.

Cette thèse propose de mettre en œuvre une source paramétrique développée à l'ONERA (Barrientos Barria *et al.* 2014b) dont les performances énergétiques et spectrales permettent potentiellement des mesures des trois espèces dans le domaine spectral 2 μm avec une longue portée. Pour confirmer ce potentiel, le travail de thèse a consisté à concevoir un système DIAL en détection directe à partir de cette source et à effectuer les premières mesures résolues en distance des trois espèces en exploitant le signal rétrodiffusé par les aérosols.

Tableau 0.3 (1/2) – Systèmes DIAL dans le domaine spectral 1,6  $\mu\text{m}$  pour la mesure du  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$  et  $\text{H}_2\text{O}$

Laboratoire	Références	Gaz, Application	Émetteur	Détection	Propriétés
NASA GDFC	(Abshire <i>et al.</i> 2010) (Abshire <i>et al.</i> 2013b) (Ramanathan <i>et al.</i> 2015)	$\text{CO}_2$ IP-DIAL, Aéroporté	DFB-LD, modulée AO, EDFA	PMT	$\lambda = 1572 \text{ nm}$ , $E = 25 \mu\text{J}$ , $f_p = 10 \text{ kHz}$ , $P = 250 \text{ mW}$
NASA GDFC, (3 systèmes)	(Numata <i>et al.</i> 2012)	$\text{CO}_2$ , $\text{CH}_4$ $\text{CH}_4$ , $\text{H}_2\text{O}$ $\text{CO}$ IP-DIAL, Sol	DFB-LD, EDFAs, OPAs MgO:PPLN HgCdTe (PINs)	InGaAs/HgCdTe InGaAs HgCdTe (PINs)	$\lambda_{\text{CO}_2} = 1573 \text{ nm}$ , $E_{\text{CO}_2} = 16 \mu\text{J}$ $\lambda_{\text{CH}_4} = 1651/3291 \text{ nm}$ , $E_{\text{CH}_4} = 13/7,6 \mu\text{J}$ $\lambda_{\text{H}_2\text{O}} = 1573 \text{ nm}$ , $E_{\text{H}_2\text{O}} = 13 \mu\text{J}$ $\lambda_{\text{CO}} = 4764 \text{ nm}$ , $E_{\text{CO}} = 1,9 \mu\text{J}$ $f_p = 6,3 \text{ kHz}$ , $P_{\text{CO}_2} = 100 \text{ mW}$
NASA GDFC	(Riris <i>et al.</i> 2012) (Riris <i>et al.</i> 2017)	$\text{CH}_4$ IP-DIAL, Aéroporté	DFB-LD, OPA MgO:PPLN	PMT / HgCdTe APD	$\lambda = 1651 \text{ nm}$ , $E = 30 \mu\text{J}$ , $f_p = 10 \text{ kHz}$ , $P = 300 \text{ mW}$
NASA GDFC	(Numata <i>et al.</i> 2014) (Riris <i>et al.</i> 2017)	$\text{CH}_4$ IP-DIAL, Aéroporté	DFB-LD, OPO MgO:PPLN	PIN InGaA/ HgCdTe APD	$\lambda = 1651 \text{ nm}$ , $E = 300 \mu\text{J}$ , $f_p = 5 \text{ kHz}$ , $P = 1,5 \text{ W}$
ITT Exelis/ NASA LARC	(Dobler <i>et al.</i> 2013b) (Lin <i>et al.</i> 2015)	$\text{CO}_2$ IP-DIAL, Aéroporté	DFB-LD, modulée BOA, EDFA (CW)	APD HgCdTe, Altimètre PMT	$\lambda = 1571 \text{ nm}$ , $P = 5 \text{ W}$
NIST, US	(Wagner <i>et al.</i> 2016)	$\text{CO}_2$ , $\text{CH}_4$ , $\text{H}_2\text{O}$ IP-DIAL, Sol	ECDL, modulée EO, BOA (semi- CW)	PMT	$\lambda = 1585 - 1646 \text{ nm}$ $f_{\text{scan}} = 10 \text{ kHz}$ , $\Delta\nu_{\text{scan}} = 37 \text{ GHz}$ , $P = 10 \text{ mW}$
Montana State University, US	(Johnson <i>et al.</i> 2013)	$\text{CO}_2$ RR-DIAL, Sol	DFB-LD modulée AO, EDFA	PMT	$\lambda = 1571 \text{ nm}$ , $E = 66 \text{ mJ}$ , $f_p = 15 \text{ kHz}$ , $P = 1 \text{ W}$

DFB-LD : *distributed feedback laser diode*, AO : acousto-optique, EO : électro-optique, EDFA : *erbium doped fiber amplifier*, BOA : *booster optical amplifier*, PMT : photomultiplicateur, APD : photodiode avalanche, OPO : oscillateur paramétrique optique, OPA : amplificateur paramétrique optique, EC DL : *external cavity laser diode*

Tableau 0.3 (2/2) – Systèmes DIAL dans le domaine spectral 1,6  $\mu\text{m}$  pour la mesure du  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$  et  $\text{H}_2\text{O}$

Laboratoire	Références	Gaz, Application	Émetteur	Détection	Propriétés
DLR, CHARM-F	(Fix <i>et al.</i> 2015) (Amediek <i>et al.</i> 2017)	Voie 1 : $\text{CO}_2$ Voie 2 : $\text{CH}_4$ IP-DIAL, Aéroporté	DFB-LDs V1 : OPO/OPA V2 : OPO (KTAs)	PINs et APDs InGaAs	$\lambda_{\text{CO}_2/\text{CH}_4} = 1572/1651 \text{ nm}$ , $E_{1,2} = 10 \text{ mJ}$ , $f_p = 50 \text{ Hz}$ (d-p), $P = 500 \text{ mW}$
Technical University of Denmark, DLR	(Høgstedt <i>et al.</i> 2016)	$\text{CO}_2$ IP/RR-DIAL, Sol	CHARM-F Voie 1	PPLN SHG, Si-APD à 635 nm	<i>idem</i>
DLR	(Quatrevalet <i>et al.</i> 2017)	$\text{CO}_2$ IP-DIAL, Sol	DFB-LD, modulée AO, EDFA (CW)	NFAD InGaAs	$\lambda = 1572 \text{ nm}$ , $P = 600 \text{ mW}$
JAXA, Japon	(Sakaizawa 2010) (Kameyama <i>et al.</i> 2011)	$\text{CO}_2$ IP-DIAL, Sol	DFB-LD, modulé EO, EDFA (CW)	PIN InGaAs	$\lambda = 1573 \text{ nm}$ , $P = 1,2 \text{ W}$
Tokyo Metropolitan University, JAXA	(Sakaizawa <i>et al.</i> 2009)	$\text{CO}_2$ IP/RR-DIAL, Sol	DFB-LD, OPO PPMgSLT	PMT	$\lambda = 1573 \text{ nm}$ , $E = 5 \text{ mJ}$ , $f_p = 110 \text{ Hz}$ , $P = 550 \text{ mW}$
Tokyo Metropolitan University	(Shibata <i>et al.</i> 2017a) (Shibata <i>et al.</i> 2017b)	$\text{CO}_2$ , température RR-DIAL, Sol	DFB-LD, OPG PPMgSLT, OPA	PMT	$\lambda = 1573 \text{ nm}$ , $E = 2 - 20 \text{ mJ}$ , $f_p = 500 \text{ Hz}$ , $P = 1 - 10 \text{ W}$
Shanghai Institut of Optics, Chine	(Liu <i>et al.</i> 2017)	$\text{CO}_2$ IP-DIAL, Sol	DFB-LD, OPO	APD InGaAs	$\lambda = 1572 \text{ nm}$ , $E = 1 \text{ mJ}$ , $f_p = 50 \text{ Hz}$ , $P = 50 \text{ mW}$
National Physical Laboratory, UK	(Robinson <i>et al.</i> 2014b)	$\text{CO}_2^*$ RR-DIAL, Sol	Laser à colorant, OPA	PIN InGaAs	$\lambda = 1572 \text{ nm}$ , $E = 10 \text{ mJ}$ , $f_p = 10 \text{ Hz}$ , $P = 100 \text{ mW}$
University of Manchester, UK	(Queisser <i>et al.</i> 2015) (Queisser <i>et al.</i> 2017)	$\text{CO}_2^*$ IP-DIAL, Sol	DFB-LD, EDFA (CW)	PIN InGaAs	$\lambda = 1571 \text{ nm}$ , $P = 1,5 \text{ W}$

DFB-LD : *distributed feedback laser diode*, AO : acousto-optique, EO : électro-optique, EDFA : *erbium doped fiber amplifier*, PMT : photomultiplicateur, APD : photodiode avalanche, NFAD : *negative feedback avalanche diode*, OPO : oscillateur paramétrique optique, OPA : amplificateur paramétrique optique, SHG : *second-harmonic generation*, \* : Mesures de concentrations supérieures à la concentration atmosphérique (site industriel ou volcan)

Tableau 0.4 (1/2) – Systèmes DIAL dans le domaine spectral 2  $\mu\text{m}$  pour la mesure du  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$  et  $\text{H}_2\text{O}$

Laboratoire	Références	Gaz, Application	Émetteur	Détection	Propriétés
NASA LARC	(Refaat <i>et al.</i> 2011, 2015, 2016)	$\text{CO}_2$ IP/RR-DIAL, Aéroporté/sol	DFB-LD, Tm, Ho:YLF	PIN InGaAs	$\lambda = 2051 \text{ nm}$ , $E_{\text{On/Off}} = 90/45 \text{ mJ}$ , $f_p = 10 \text{ Hz}$ (d-p), $P = 1,35 \text{ W}$
ONERA (système objet de cette thèse)	(Barrientos Barria <i>et al.</i> 2014b) (Cadiou <i>et al.</i> 2017)	$\text{CO}_2$ , $\text{CH}_4$ , $\text{H}_2\text{O}$ RR-DIAL, Sol	NesCOPO, OPA	PIN InGaAs	$\lambda = 1900 - 2300 \text{ nm}$ , $E_{\text{On/Off}} = 5 - 20 \text{ mJ}$ , $f_p = 30 \text{ Hz}$ , $P = 600 \text{ mW}$
Ariake National College of Technology, Japon	(Uchiumi <i>et al.</i> 2003)	$\text{CO}_2$ RR-DIAL, Sol	Ti:Saphir, Raman <i>shifter</i> ,	PIN InGaAs	$\lambda = 2067 \text{ nm}$ , $E_{\text{On/Off}} = 3 \text{ mJ}$ , $f_p = 30 \text{ Hz}$ , $P = 90 \text{ mW}$
NASA LARC	(Koch <i>et al.</i> 2008)	$\text{CO}_2$ RR-DIAL cohérent, Sol	DFB-LD, Tm, Ho:LuLiF	2 PINs InGaAs	$\lambda = 2051 \text{ nm}$ , $E = 80 \text{ mJ}$ $f_p = 5 \text{ Hz}$ , $P = 400 \text{ mW}$
JPL	(Spiers <i>et al.</i> 2011)	$\text{CO}_2$ , IP-DIAL cohérent, Aéroporté	DFB-LD, Tm, Ho:YLF (CW)	PIN InGaAs	$\lambda = 2051 \text{ nm}$ , $P = 100 \text{ mW}$
NICT, Japon	(Ishii <i>et al.</i> 2012)	$\text{CO}_2$ RR-DIAL cohérent, Sol	DFB-LD, Tm, Ho:YLF (Refroidi à $-80^\circ\text{C}$ )	PINs InGaAs	$\lambda = 2051 \text{ nm}$ , $E = 50 - 80 \text{ mJ}$ $f_p = 30 \text{ Hz}$ , $P = 1,5 - 2,4 \text{ W}$
LMD	(Gibert <i>et al.</i> 2006)	$\text{CO}_2$ RR-DIAL cohérent, Sol	Tm, Ho:YLF, pompe Alexandrite	PINs InGaAs	$\lambda = 2050 - 2065 \text{ nm}$ , $E = 10 \text{ mJ}$ $f_p = 5 \text{ Hz}$ , $P = 50 \text{ mW}$
LMD	(Gibert <i>et al.</i> 2015)	RR-DIAL cohérent, Sol	DFB-LD, Ho:YLF pompe Tm	PINs InGaAs	$\lambda = 2051 \text{ nm}$ , $E = 10 \text{ mJ}$ $f_p = 1 \text{ kHz}$ , $P = 10 \text{ W}$
LMD/CEA LETI	(Dumas <i>et al.</i> 2017)	RR-DIAL, Sol	<i>idem</i>	APD HgCdTe	<i>idem</i>

DFB-LD : *distributed feedback laser diode*, OPO : oscillateur paramétrique optique, OPA : amplificateur paramétrique optique, NesCOPO : *Nested Cavity OPO*  
d-p : *double-pulse*,



Tableau 0.4 (2/2) – Systèmes DIAL dans le domaine spectral 2  $\mu\text{m}$  pour la mesure du  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$  et  $\text{H}_2\text{O}$

Laboratoire	Références	Gaz, Application	Émetteur	Détection	Propriétés
University of South Florida, USA	(Taczak et Killinger 1998)	$\text{CO}_2$ , $\text{H}_2\text{O}$ IP-DIAL, Sol	Tm,Ho:YLF pompé Ti:Saphir, (CW)	PbS (photoconductif)	$\lambda = 2066 \text{ nm}$ , $P = 32 \text{ mW}$
Diagnosics Metrology Laboratory, Italy	(Fiorani <i>et al.</i> 2015)	$\text{CO}_2^*$ IP-DIAL, Sol	Laser à colorant, OPG, OPA	PIN InGaAs	$\lambda = 2012 \text{ nm}$ , $E = 25 \text{ mJ}$ $f_p = 10 \text{ Hz}$ , $P = 250 \text{ mW}$

OPG : génération paramétrique optique OPA : amplificateur paramétrique optique, \* : Mesures de concentrations supérieures à la concentration atmosphérique (site industriel ou volcan)

## Démarche et plan du manuscrit

Les activités de l'ONERA sur les sources infrarouges ont mené au développement d'une architecture spécifique d'OPO, le NesCOPO (Hardy *et al.* 2011). Le NesCOPO permet notamment une émission monomode et accordable avec un dispositif simple et compact, sans source annexe d'injection. Il a été intégré dans des systèmes variés pour la détection des gaz dans l'infrarouge (Godard *et al.* 2017a, 2017b). En particulier, une source haute énergie ( $> 10$  mJ), accordable entre 1,9 et 2,3  $\mu\text{m}$ , a été développée pour la détection longue portée des gaz à effet de serre (Barrientos Barria *et al.* 2014b). L'intérêt de cet émetteur réside dans sa large gamme spectrale lui permettant de mesurer plusieurs espèces atmosphériques ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ). Ses qualités énergétiques et spectrales le rendent potentiellement apte à satisfaire les spécifications demandées pour la mesure spatiale (Tableau 0.2). L'objectif principal de cette thèse est d'intégrer cet émetteur dans un système lidar en détection directe puis de mettre en œuvre des mesures atmosphériques de  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$  et  $\text{H}_2\text{O}$  afin de le valider pour les applications de la mesure DIAL. Un deuxième objectif consiste à identifier les limites du système et de proposer des pistes d'améliorations pour les développements futurs.

Le travail de thèse réalisé pour parvenir aux objectifs fixés s'est déroulé en quatre étapes : (i) le dimensionnement d'un système DIAL au sol par la modélisation, (ii) l'intégration de la source dans l'architecture DIAL choisie, (iii) la réalisation et l'étude de mesures atmosphériques de  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$  et  $\text{H}_2\text{O}$ , (iv) la discussion de l'intégration de la source dans des systèmes DIAL aéroportés et spatiaux. Pour rendre compte de cette démarche, le manuscrit est organisé de la manière suivante :

Le chapitre 1 fournit une base théorique pour la compréhension et la modélisation de la mesure DIAL. Pour exploiter au mieux l'agilité en longueur d'onde de l'émetteur, une méthode d'inversion multi-longueurs d'onde et multi-espèces est proposée. Enfin, le système DIAL réalisé dans la thèse est modélisé pour appréhender ses performances.

Le chapitre 2 décrit le travail de conception et de caractérisation du système DIAL. Une attention particulière est portée à la mesure de la pureté spectrale de la source. La réponse du détecteur est identifiée comme un point critique du système. Des solutions sont mises en œuvre pour la contrôler.

Le chapitre 3 rapporte les mesures atmosphériques de gaz réalisées en exploitant le signal rétrodiffusé par les aérosols et les nuages. Les mesures de  $\text{CO}_2$  sont d'abord exploitées pour analyser les sources d'erreur et de biais du système. La souplesse de la source est ensuite illustrée à partir de mesures multi-espèces de  $\text{CO}_2$  de  $\text{CH}_4$  et  $\text{H}_2\text{O}$ .

Le chapitre 4 présente une projection des performances du lidar pour les applications aéroportée et spatiale. Dans cette perspective, des pistes d'amélioration et de développement sont proposées.

# Chapitre 1 : Développement d'outils numériques pour la mesure DIAL des gaz à effet de serre

L'objectif de ce chapitre est de construire des outils numériques capables de prévoir les performances d'un système DIAL en détection directe et d'obtenir la concentration des espèces d'intérêt à partir des signaux reçus. Pour cela, nous présenterons d'abord le cadre théorique de la mesure DIAL en détection directe. Nous listerons ensuite les bruits et biais s'y rapportant. Un outil d'inversion des signaux reçus sera ensuite détaillé en s'attachant plus particulièrement aux cas des mesures multi-longueurs d'onde et multi-espèces rendus possibles par l'émetteur utilisé. Enfin, nous présenterons une simulation d'une mesure DIAL depuis le sol avec le système utilisé dans la thèse pour appréhender ses performances. Les outils construits dans ce chapitre seront utilisés pour inverser les signaux expérimentaux dans le chapitre 3 ainsi que dans le chapitre 4 pour évaluer le potentiel de l'émetteur pour les applications aéroportée et spatiale.

## 1.1 Principe de la mesure lidar à absorption différentielle

La mesure de gaz lidar est une mesure d'espèces chimiques réalisée à distance : il s'agit de sonder un milieu en émettant un faisceau de lumière et en analysant la lumière renvoyée vers l'émetteur par de la diffusion ou de la réflexion. La nature de la lumière utilisée est généralement cohérente pour avoir un faisceau directionnel et un spectre d'émission adapté. L'analyse de la lumière renvoyée permet de quantifier l'interaction entre la lumière et le gaz à mesurer et de remonter à sa concentration. Dans le cas de la mesure à absorption différentielle, des rayonnements à plusieurs longueurs d'onde différentes sont émis et c'est en mesurant la variation d'absorption sur les différents signaux retournés que l'on remonte à la concentration du gaz. Dans le cas le plus simple, deux longueurs d'onde sont émises : une longueur d'onde « on » (pour « on-line »), absorbée par l'espèce mesurée et une longueur d'onde « off » (pour « off-line »), pas ou peu absorbée.

L'élément utilisé pour le renvoi de la lumière peut-être une cible dure, ou un diffuseur volumique. Pour une cible dure, la concentration mesurée est une concentration intégrée sur la ligne de visée. On parle alors de mesure IP-DIAL (integrated-path DIAL). Pour un diffuseur volumique, la lumière est rétrodiffusée sur toute la ligne de visée et on alors accès à une mesure résolue spatialement que l'on notera RR-DIAL (range-resolved DIAL).

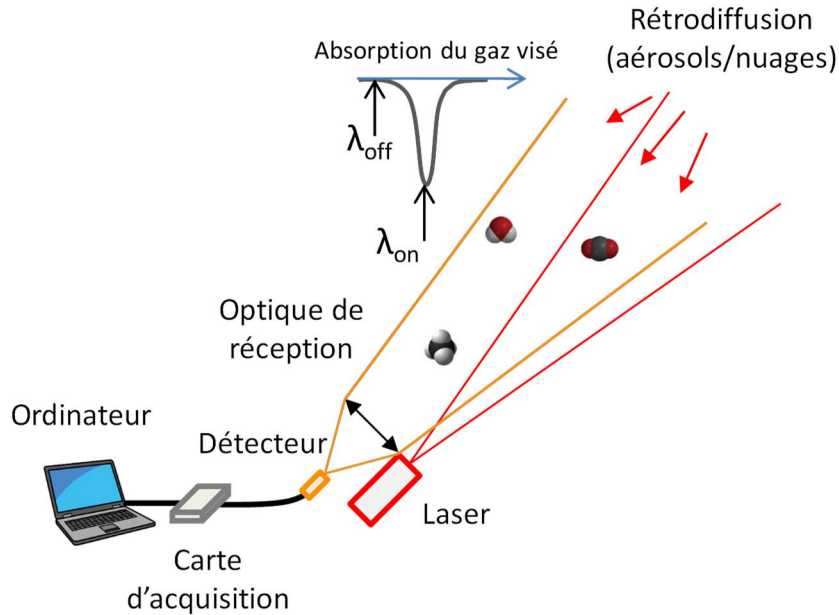


Figure 1.1 – Schéma de principe de la mesure de gaz à absorption différentielle. La lumière émise est rétrodiffusée par un diffuseur volumique ou réfléchi par une cible dure. La lumière collectée par le récepteur a fait un aller-retour dans le milieu absorbant. La concentration est retrouvée en comparant la quantité de lumière reçue aux longueurs d'ondes on et off.

### 1.1.1 La loi de Beer-Lambert

La loi reliant la transmission à la concentration des espèces absorbantes est la loi de Beer-Lambert. La transmission d'un milieu dépend de la probabilité qu'a le rayonnement électromagnétique d'interagir avec une des particules de ce milieu. Pour un rayonnement monochromatique à la longueur d'onde  $\lambda$ , la grandeur qui quantifie cette probabilité est la section efficace d'absorption, notée  $\sigma_\lambda$ , généralement exprimée en  $cm^{-2} \cdot molecule^{-1}$ . Ainsi, pour un faisceau couvrant une surface  $S$  et rencontrant une particule de section efficace  $\sigma_\lambda$ , la proportion du rayonnement absorbé est égale en moyenne à  $\sigma_\lambda/S$ . On peut montrer qu'en conséquence, pour un grand nombre de particules de section efficace  $\sigma$ , la transmission d'un milieu à une longueur d'onde  $\lambda$  est donnée par la loi de Beer-Lambert :

$$T_\lambda = \exp\left(-\int_0^R \alpha(\lambda, r) dr\right), \quad (1.1)$$

où  $R$  est la distance parcourue par la lumière dans le milieu,  $\alpha(\lambda, r)$  (noté  $\alpha_\lambda(r)$ ) est l'extinction linéique généralement exprimée en  $m^{-1}$  ou en  $cm^{-1}$ , à la longueur d'onde  $\lambda$ . Pour un milieu contenant  $N$  espèces absorbantes (gaz ou aérosols), elle s'explique par l'équation :

$$\alpha_\lambda(r) = \sum_{e=1}^N n_{air}(r) x_e(r) \sigma_{e,\lambda}(r), \quad (1.2)$$

Où  $n_{air}(r)$  est le nombre de particules par mètre cube ou densité volumique de l'air,  $x_e(r)$  est la fraction molaire de l'espèce  $e$  et  $\sigma_{e,\lambda}(r)$  est sa section efficace à la longueur d'onde  $\lambda$ .

L'épaisseur optique  $OD$  est une grandeur couramment utilisée en spectroscopie qui se définit par :

$$OD_\lambda = -\ln(T_\lambda). \quad (1.3)$$

## 1.1.2 Calcul de la section efficace

### Le spectre moléculaire

L'absorption de la lumière par une molécule peut se décrire comme le transfert d'un quantum d'énergie du rayonnement  $E_{ph} = 2\pi h/\lambda$  à la molécule. Ce transfert se traduit par un changement d'état et d'énergie de la molécule qui peut prendre différentes formes : un changement de sa configuration électronique ( $\sim 1$  eV), de son état vibrationnel ( $\sim 0,1$  eV), ou rotationnel (moment angulaire orbital total, spin de la molécule, « rotation » des noyaux,  $10^{-3} - 10^{-2}$  eV) (Platt et Stutz 2008). Dans le proche et le moyen infrarouge, soit jusqu'à  $10 \mu m$ , l'absorption correspond en général à l'excitation simultanée de vibrations et de rotations. Ces transitions sont dites « ro-vibrationnelles ». Le spectre d'absorption est alors un groupe de raies centré sur une fréquence  $\nu_0$  d'une transition vibrationnelle pure, comprenant

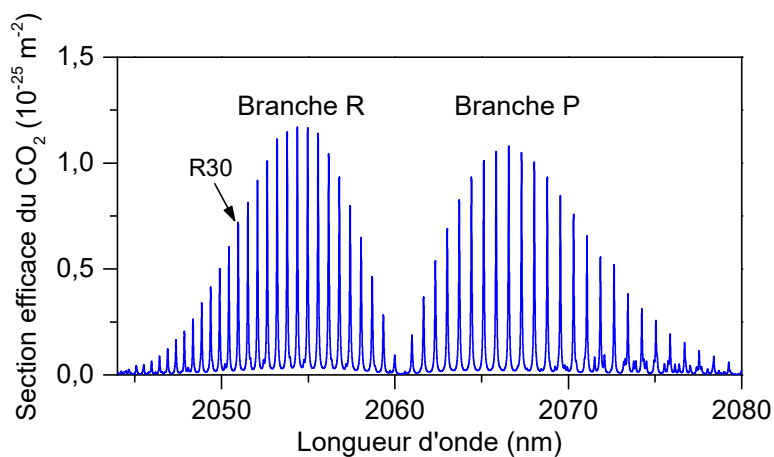


Figure 1.2 – Section efficace du CO<sub>2</sub> du groupe de raies de la transition vibrationnelle (20013 ← 00001) du CO<sub>2</sub> ( $P = 1$  Bar,  $T = 25^\circ C$ ). Les branches  $R$  et  $P$  sont observables de part et d'autre de la fréquence de la fréquence vibrationnelle pure.

des branches dont les raies correspondent aux différents niveaux d'énergie rotationnels : une branche  $P$  ( $\nu < \nu_0$ ,  $\Delta J = -1$ ) et une branche  $R$  ( $\nu > \nu_0$ ,  $\Delta J = 1$ ) (cf. Figure 1.2) et éventuellement une branche  $Q$  ( $\nu = \nu_0$ ,  $\Delta J = 0$ ) si celle-ci est permise par les propriétés de la molécule. Pour le  $\text{CO}_2$ , la branche  $Q$  n'existe pas dans les spectres ro-vibrationnels de certains modes. Dans les branches  $P$  et  $Q$  du  $\text{CO}_2$ , les raies sont numérotées en fonction du nombre quantique  $J$  associé au moment angulaire total de l'état fondamental de la transition excluant le spin des noyaux (Rothman *et al.* 2013).

### Le profil de raie lorentzien

Les états excités peuvent passer à un état d'énergie inférieur en réémettant un rayonnement électromagnétique, ou en transmettant de l'énergie à d'autres molécules, par exemple en convertissant l'énergie absorbée en chaleur. Ces processus limitent le temps de vie moyen de l'état excité. D'après le principe d'incertitude d'Heisenberg, l'indétermination en énergie de l'état excité (et donc sur la fréquence pouvant être absorbée), est inversement proportionnelle au temps de vie moyen. Ce mécanisme est à l'origine d'un élargissement des raies d'absorption. On peut montrer que l'incertitude sur le temps de vie moyen  $\tau$  induit un profil de raie lorentzien (Platt et Stutz 2008) de mi-largeur à mi-hauteur (en  $\text{Hz}$ ) égale à  $\delta\nu_L = 1/(2\tau)$ . La section efficace s'écrit alors en fonction de la fréquence  $\nu$  du rayonnement :

$$\sigma_L(\nu) = S \frac{\delta_L^2}{4\pi^2(\nu - \nu_0)^2 + \delta_L^2}, \quad (1.4)$$

où  $S$  est l'intensité de la raie en  $\text{cm}^{-1}/\text{molecule}/\text{m}^{-2}$ , ou  $\nu_0$  est la fréquence du centre de la raie en  $\text{Hz}$ . On fait la distinction entre l'élargissement dû aux chocs entre les molécules, appelé élargissement collisionnel, et l'élargissement dû à la désexcitation naturelle des niveaux excités, appelé élargissement naturel qui induisent tous deux un profil de raie lorentzien.

### L'élargissement naturel

L'émission spontanée est à l'origine de l'élargissement naturel des raies d'absorption dans l'infrarouge. Si l'on considère que seule l'émission spontanée limite le temps de vie  $\tau$  d'un état excité  $\eta'$ , le temps de vie se calcule à partir de la somme des coefficients d'Einstein  $A_{\eta\eta'}$  ( $\text{s}^{-1}$ ) associés à toutes les transitions spontanées  $\eta' \rightarrow \eta$  possibles de l'état :

$$\frac{1}{\tau_N} = \delta\nu_N = \sum_{\eta} A_{\eta\eta'}. \quad (1.5)$$

L'élargissement naturel est en général négligeable par rapport aux autres élargissements. Ainsi, pour la transition associée à la raie  $R30$  à  $2 \mu\text{m}$  du  $\text{CO}_2$ , le temps de vie naturel moyen de l'état excité est de l'ordre de  $2 \cdot 10^{-5}$  s. Ainsi,  $\delta\nu_N \approx 5 \cdot 10^4$  Hz ce qui correspond à une largeur de raie d'environ  $\Delta\lambda = 10^{-4}$  pm.

## L'élargissement collisionnel

Les collisions entre les molécules réduisent le temps de vie de l'état excité en dessous de temps de vie naturel dû à l'émission spontanée. L'élargissement collisionnel total est une combinaison de l'élargissement résonant dû aux collisions avec les molécules identiques et de l'élargissement de Van der Waals dû aux collisions avec les autres molécules. La mi-largeur à mi-hauteur de l'élargissement collisionnel s'écrit :

$$\delta\nu_c = [q\delta\nu_r^0 + (1 - q)\delta\nu_{VDW}^0] \left(\frac{P}{P_0}\right) \left(\frac{T_0}{T}\right)^\gamma, \quad (1.6)$$

où  $q$  est le rapport de mélange volumique du gaz considéré,  $\delta\nu_r^0$  et  $\delta\nu_{VDW}^0$  les coefficients d'élargissement résonant et de Van Der Waals à la pression  $P_0$  et à la température  $T_0$ .  $\gamma$  est l'exposant de dépendance à la température. Dans l'air,  $\delta\nu_{VDW} \approx 2,5$  Ghz pour  $CO_2$  et  $\delta\nu_{VDW} \approx 1,5$  Ghz pour  $CH_4$ . Ce coefficient varie d'environ 10 % d'une raie à l'autre et ne dépend pas de fréquence centrale de la raie. Pour ces gaz, à pression et à température ambiante, la largeur induite par l'élargissement collisionnel est ainsi de l'ordre de 30 pm à une longueur d'onde de 2  $\mu$ m. Le coefficient d'élargissement résonnant, dont la contribution est négligeable à concentration atmosphérique pour les deux espèces évoquées, est en général légèrement plus grand que le coefficient d'élargissement de Van Der Waals  $\delta\nu_{VDW}$  ( $\delta\nu_r \approx 130\%$  de  $\delta\nu_{VDW}$  pour  $CO_2$  et  $CH_4$ ).

## L'élargissement doppler thermique

Pour une molécule se déplaçant à une vitesse  $v_x$  selon l'axe d'émission d'un rayonnement de fréquence  $\nu$ , la fréquence de l'émission vue par la molécule sera multipliée par un facteur  $(1 - v_x/c)$  ou  $c$  est la vitesse de la lumière. En utilisant la loi de distribution des vitesses de Maxwell, on montre que le profil d'élargissement résultant est une gaussienne de mi-largeur à mi-hauteur :

$$\delta\nu_d = \sqrt{\frac{2k_B T \ln 2}{mc^2}} \nu, \quad (1.7)$$

où  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $T$  la température du gaz,  $m$  la masse de la molécule et  $\nu$  la fréquence du rayonnement. Contrairement à l'élargissement collisionnel, l'élargissement doppler dépend de la fréquence du rayonnement. À la longueur d'onde 2  $\mu$ m et à pression et température ambiante, la largeur de l'élargissement doppler est de l'ordre de 2 pm (130 MHz).

## Elargissement réel

Dans le proche infrarouge, l'élargissement collisionnel est prépondérant pour des altitudes inférieures à 15 km. Au-delà, le profil de raie est une convolution des profils doppler et collisionnel que l'on appelle profil de Voigt. Le calcul numérique de la convolution ayant une complexité élevée, il est préférable d'utiliser l'une des approximations numériques du profil de Voigt que l'on trouve dans la littérature (Humlíček 1982 ; Liu *et al.* 2001).

Pour plus de précision ( $< 1\%$ ), d'autres effets doivent être pris en compte comme le couplage entre les transitions, la dépendance en vitesse des paramètres collisionnels ou l'effet des collisions sur la vitesse des particules. Ce dernier point est intégré par certains modèles alternatifs au profil de Voigt (Galatry 1961 ; Rautian et Sobel'man 2007).

### Les bases de données spectroscopiques

Différentes bases de données spectroscopiques existent comme le GEISA ou HITRAN. Elles contiennent en particulier les forces des raies et les coefficients d'élargissement collisionnel. J'ai utilisé dans cette thèse la version 2012 d'HITRAN (Rothman *et al.* 2013). Pour l'interprétation des paramètres de cette base de données on peut se reporter aux tableaux 1 et 2 de (Rothman *et al.* 2005) et aux annexes de (Rothman *et al.* 1998).

### Domaines de longueur d'onde d'intérêt pour la mesure du CO<sub>2</sub> et CH<sub>4</sub> à 2 μm

La Figure 1.3 représente les spectres d'absorption de l'atmosphère des domaines de longueur d'onde exploités pendant la thèse. Ces domaines ont été choisis car ils contiennent des raies du

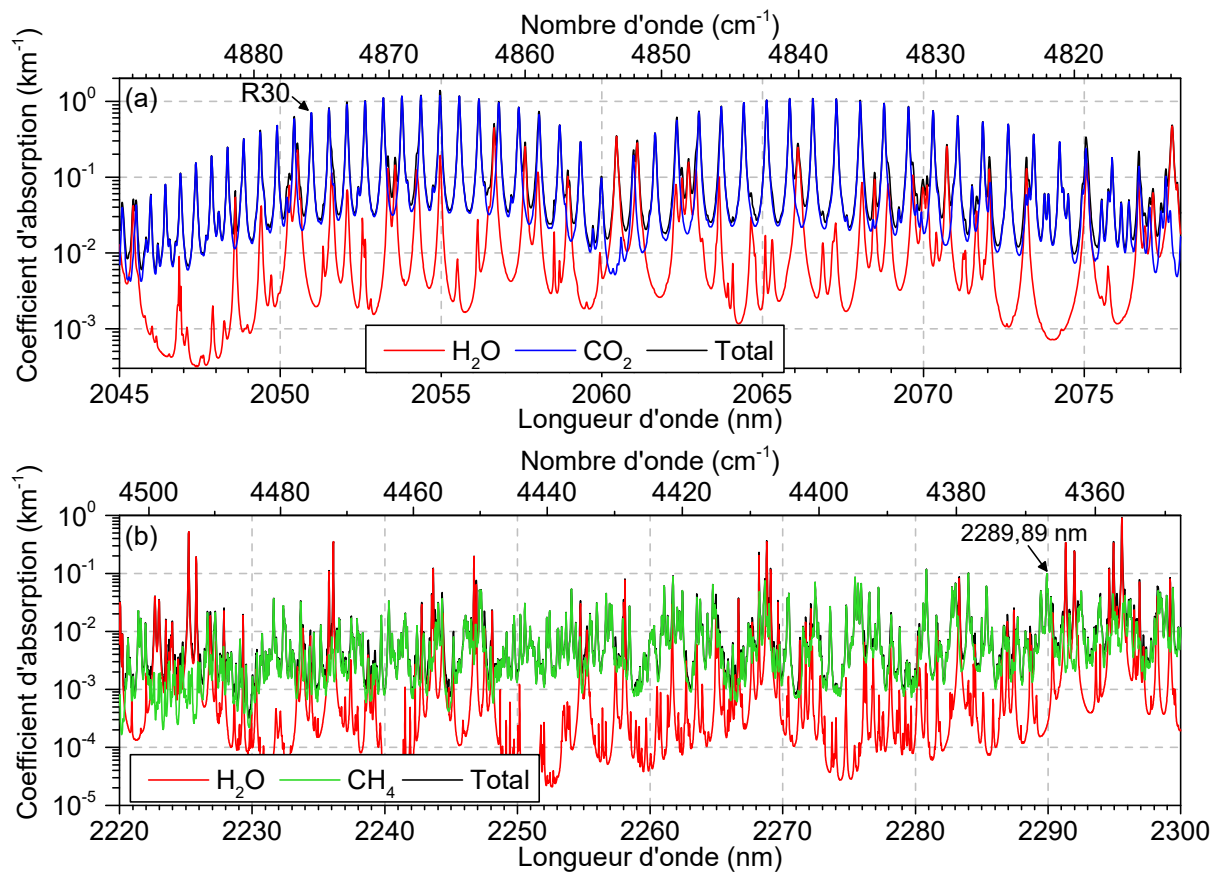


Figure 1.3 – (a) Spectre d'absorption du CO<sub>2</sub> et de H<sub>2</sub>O autour de 2,6 μm. (b) groupe de raies du CH<sub>4</sub> dont l'absorption domine celle de la vapeur d'eau dans le domaine spectral 2 μm. Spectres calculés à partir de la base de données HITRAN 2012 pour  $P = 1$  atm,  $T = 15^\circ\text{C}$ ,  $[\text{H}_2\text{O}] = 1,2\%$ ,  $[\text{CO}_2] = 400$  ppm,  $[\text{CH}_4] = 1700$  ppb.



CO<sub>2</sub> et du CH<sub>4</sub> susceptibles d'être utilisées pour la mesure spatiale à 2 μm (Ehret *et al.* 2008) avec en particulier la raie R30 à 2051 nm du CO<sub>2</sub> et la raie à 2289 nm du CH<sub>4</sub>. Ces spectres sont tous les deux inclus dans la couverture spectrale de l'émetteur utilisé (Barrientos Barria *et al.* 2014b).

### 1.1.3 La mesure IP-DIAL en détection directe

#### Equation du signal

Dans le cas d'une mesure IP-DIAL réalisée sur une cible dure à une distance  $R$ , la puissance reçue à la longueur d'onde  $\lambda$  peut s'écrire de manière simplifiée (Ehret *et al.* 2008) :

$$P_\lambda(R) = \Upsilon_\lambda \frac{A_{pup}}{R^2} O_\lambda(R) \rho_{\lambda,i}^* T_\lambda^2(R) \frac{E_\lambda}{\Delta t_{eff}}. \quad (1.8)$$

Elle dépend des paramètres instrumentaux :

- $\Upsilon_\lambda$  est la transmission du système de réception,
- $A_{pup}$  est la surface effective de la pupille d'entrée du télescope,
- $O_\lambda$  est la fonction de recouvrement entre le faisceau émis et le champ du télescope, détaillée au paragraphe 1.1.5.
- $E_\lambda$  est l'énergie de l'impulsion monochromatique émise à la longueur d'onde  $\lambda$ ,

et des paramètres extérieurs au système :

- $\rho_{\lambda,i}^*$  est la réflectance directionnelle. Elle caractérise la proportion du flux incident diffusé dans la direction du lidar par unité d'angle solide. Son unité est le  $sr^{-1}$ . Elle est égale à la valeur de sa fonction de distribution de réflectance bidirectionnelle (BRDF) pour l'angle  $i$  formé par l'axe du lidar et le plan de la surface ciblée. Dans le cas d'une surface lambertienne, elle s'exprime en fonction de l'albédo (ou réflectance)  $\rho_\lambda$  :  $\rho_\lambda^* = \rho_\lambda / \pi$  (Kavaya *et al.* 1983). L'albédo caractérise le pouvoir réfléchissant d'une surface. Il est nul pour une surface noire et égale à 1 pour une surface blanche. Il est en général comprise entre 0,01 et 0,90 pour les surfaces naturelles (Wang *et al.* 2013).
- $T_\lambda$  est la transmission du milieu sondé donnée par l'équation de Beer-Lambert (1.1).

$\Delta t_{eff}$  est la longueur effective de l'impulsion. Elle prend en compte, la largeur temporelle initiale de l'impulsion  $\Delta t_L$ , l'élargissement dû au différentiel de profondeur de la cible  $\Delta h$  et la bande passante de détection  $\Delta f$ . L'impulsion détectée étant le résultat de la convolution de l'impulsion émise avec les fonctions transfert de ces deux phénomènes, la longueur effective de l'impulsion s'écrit :

$$\Delta t_{eff} = \sqrt{\Delta t_L^2 + \left(\frac{1}{3\Delta f}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta h}{c}\right)^2}. \quad (1.9)$$

#### Estimation de la concentration

On se place ici dans le cas IP-DIAL à deux longueurs d'onde que l'on rencontre le plus fréquemment dans la littérature. La grandeur d'intérêt de la mesure IP-DIAL est la différence entre les épaisseurs optiques aux longueurs d'onde *on* et *off*, appelée épaisseur optique différentielle. Elle peut s'écrire en fonction des puissances reçues aux deux longueurs d'onde et du rapport entre les énergies émises associées (Ehret *et al.* 2008) :

$$EOD = OD_{on} - OD_{off} = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{P_{off} E_{on}}{P_{on} E_{off}} \right) + C, \quad (1.10)$$

où  $C$  est une constante contenant la dépendance spectrale des paramètres de l'équation 1.8 :

$$C = \frac{1}{2} \left[ \ln \left( \frac{\gamma_{off}}{\gamma_{on}} \right) + \ln \left( \frac{O_{off}(R)}{O_{on}(R)} \right) + \ln \left( \frac{\rho_{off}}{\rho_{on}} \right) \right]. \quad (1.11)$$

L'épaisseur optique différentielle peut s'écrire comme la somme des composantes dues aux aérosols et aux gaz :

$$EOD = EOD_{gaz\ mesuré} + EOD_{gaz\ non\ mesurés} + EOD_{aérosols}. \quad (1.12)$$

L'épaisseur optique du gaz mesuré (abrégiée  $EOD_{gaz}$ ) s'écrit d'après la loi de Beer-Lambert :

$$EOD_{gaz} = \int_0^R (\sigma_{on}(r) - \sigma_{off}(r)) n_{air}(r) x_{gaz}(r) dr, \quad (1.13)$$

où,  $x_{gaz}(r)$  est le rapport de volume local du gaz,  $n_{air}(r)$  la densité volumique de l'air (en particules par mètre cube) et  $\sigma_{on,off}$  la section efficace aux longueurs d'onde  $on$  ou  $off$ .

En supposant  $DOD_{gaz\ non\ mesurés}$ ,  $DOD_{aérosols}$  et  $C$  sont suffisamment petits ou connus, les équations 1.10 et 1.13 permettent d'avoir une relation entre le rapport de volume du gaz visé  $x_{gaz}(r)$  et les signaux mesurés  $P_{on}$  et  $P_{off}$ . Les longueurs d'onde  $on$  et  $off$  sont généralement suffisamment proches de manière à ce que les paramètres dont  $C$  dépend soient identiques aux deux longueurs d'onde et que  $C$  soit nul. On cherche également à se placer à des longueurs d'onde pour lesquelles les épaisseurs optiques des gaz non mesurés soient négligeables.

En première approximation, on peut considérer que le terme  $(\sigma_{on}(r) - \sigma_{off}(r)) n_{air}(r)$  de l'équation 1.13 est constant. Cette hypothèse est valide si la pression et la température sont homogènes, par exemple dans le cas d'une mesure DIAL horizontale. Le rapport de volume moyen du gaz sur la ligne de visée  $\bar{x}_{gaz} = \frac{1}{R} \int_0^R x_{gaz}(r) dr$  peut s'écrire alors en fonction de l'épaisseur optique différentielle :

$$\bar{x}_{gaz} = \frac{EOD}{(\sigma_{on} - \sigma_{off}) n_{air} R}. \quad (1.14)$$

Dans certains cas, et en particulier si la hauteur varie sur la ligne de visée, l'hypothèse d'une température et d'une pression homogène visée n'est pas valide. D'après l'équation 1.13, l'épaisseur optique différentielle mesurée est alors proportionnelle à la moyenne du rapport de volume du gaz pondérée par une fonction  $w(r)$  appelée fonction de poids (Dufour et Bréon 2003) égale à :

$$w(r) = (\sigma_{on}(r) - \sigma_{off}(r)) n_{air}(r). \quad (1.15)$$

On introduit donc la moyenne pondérée par  $w(r)$  du rapport de volume du gaz,  $X_{gaz}$  définie par :

$$X_{gaz} = \frac{\int_0^R x_{gaz}(r)w(r)dr}{\int_0^R w(r)dr}. \quad (1.16)$$

Cette grandeur est le produit de la mesure IP-DIAL et s'estime à partir de l'épaisseur optique du gaz mesuré :

$$X_{gaz} = \frac{EOD_{gaz}}{\int_0^R w(r)dr}. \quad (1.17)$$

### Estimation de l'erreur sur la concentration

En supposant les bruits décorrélés tir à tir, la contribution du bruit de détection à la variance de l'épaisseur optique est égale à (Ehret *et al.* 2008) :

$$\sigma_{EOD}^2 = \frac{1}{4} \left( \frac{1}{SNR_{off}^2} + \frac{1}{SNR_{on}^2} + \frac{1}{SNR_{off}^L} + \frac{1}{SNR_{on}^L} \right) \quad (1.18)$$

où  $SNR_{off,on}$  et  $SNR_{off,on}^L$  sont les rapports signal à bruit respectifs des puissances reçues  $P_{off,on}$  et des énergies laser émises  $E_{off,on}$ .

Si  $\int_0^R w(r)dr$ ,  $EOD_{gaz}$  non mesurés,  $EOD_{aérosols}$  et  $C$  sont connus avec suffisamment de précision, alors la variance du rapport de volume pondéré est proportionnelle à celle de l'épaisseur optique différentielle et s'obtient à partir de l'équation 1.17.

### Cas particulier de la mesure depuis l'espace

Pour une mesure IP-DIAL depuis l'espace, il est peu pertinent de réaliser la moyenne du rapport de volume sur la distance (entre le sol et le satellite) : pour calculer cette grandeur, on somme les rapports de volumes de couches d'épaisseur  $\delta z$  pour lesquelles le nombre de molécules d'air varie fortement le long de la colonne d'atmosphère. Il est donc préférable de parler de rapport de volume moyenné sur la pression. En effet, en réalisant une intégrale sur la pression, on réalise une sommation sur des couches  $\delta P$  pour lesquelles, en supposant la loi des gaz parfaits, le nombre de molécules d'air est constant.

Pour la mesure satellite, on utilisera donc le formalisme développé dans la littérature (Ehret *et al.* 2008 ; Kiemle *et al.* 2014) en passant des coordonnées d'altitude (variable  $z$ ) à des coordonnées de pression (variable  $p$ ) grâce à la relation (dérivée de la loi des gaz parfaits) :

$$\frac{\partial z}{\partial p} = -\frac{k_B T}{pm_{air}g}, \quad (1.19)$$

où  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $T$  est la température,  $p$ , la pression,  $m_{air}$  la masse moyenne d'une molécule d'air et  $g$  l'accélération de la pesanteur terrestre. En considérant que le satellite sonde l'atmosphère selon un axe vertical et en utilisant la relation  $n_{air} = p/k_B T$ , l'équation 1.13, devient :

$$EOD_{gaz} = \frac{1}{m_{air}g} \int_{P_{z_{sat}}}^{P_{surf}} (\epsilon_{on}(p) - \epsilon_{off}(p)) x_{gaz}(p) dp, \quad (1.20)$$

où  $P_{z_{sat}}$  est la pression au niveau du satellite et  $P_{surf}$ , la pression à la surface en bas de la colonne sondée.

La fonction de poids  $w(r)$  et la moyenne pondérée du rapport de volume du gaz  $X_{gaz}$  se définissent alors par :

$$w(r) = \frac{1}{m_{air}g} (\epsilon_{on}(p) - \epsilon_{off}(p)) n_{air}(p), \quad (1.21)$$

$$X_{gaz} = \frac{\int_0^{P_{surf}} x_{gaz}(p) w(p) dp}{\int_0^{P_{surf}} w(p) dp}. \quad (1.22)$$

Cette dernière grandeur s'estime à partir de l'épaisseur optique différentielle mesurée :

$$X_{gaz} = \frac{EOD_{gaz}}{\int_0^{P_{surf}} w(p) dp}. \quad (1.23)$$

## 1.1.4 La mesure RR-DIAL en détection directe

### Equation du signal

De même que pour la mesure IP-DIAL, on se place ici dans le cas de la mesure à deux longueurs d'onde. Le milieu diffusant se comporte comme une suite de couches de profondeur  $\Delta r = c\Delta t_L/2$  pour lesquelles  $\rho_\lambda^*(r) = \beta(r)\Delta r$  où  $\beta(r)$  est le coefficient de rétrodiffusion du milieu en  $m^{-1}sr^{-1}$ . On peut montrer que la puissance reçue est donnée par (cf. 1.1.3 pour les notations) :

$$P_\lambda(r) = \Upsilon_\lambda \frac{A}{r^2} O_\lambda(r) \frac{c}{2} \beta(r) T_\lambda^2(r) E_\lambda \quad (1.24)$$

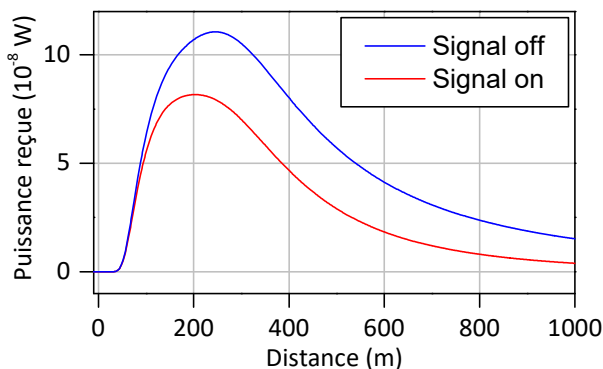


Figure 1.4 – Exemple de signaux lidar simulés pour des longueurs d'onde *off* et *on*. L'absence initiale de signal pour les distances inférieures à 100 m est due au fait que les plans proches du télescope, qui est conjugué à l'infini, ne sont pas bien imagés sur le détecteur. Ce phénomène est pris en compte par la fonction de recouvrement détaillée au paragraphe 1.1.5. Pour les grandes distances ( $> 500$  m), le recouvrement est égal à 1 et la décroissance du signal est due au facteur  $1/r^2$  de l'équation 1.24 et à l'absorption.

### Coefficient de rétrodiffusion

Dans l'infrarouge, le coefficient de rétrodiffusion moléculaire (de l'ordre de  $10^{-9} m^{-1}sr^{-1}$ ) est en général inférieur à la diffusion des aérosols dans le premier kilomètre au-dessus de la surface (Collis et Russell 1976). Une conséquence de la prépondérance de la diffusion des aérosols est d'éviter l'élargissement Doppler du spectre d'émission lors de la rétrodiffusion, les aérosols se déplaçant beaucoup plus lentement que les particules de gaz. Dans les simulations de mesures depuis le sol présentées dans ce manuscrit, on se limitera à la couche limite atmosphérique et on prendra la valeur de  $\beta_{ref} = 6 \cdot 10^{-7} m^{-1}sr^{-1}$  évaluée à  $2,1 \mu m$  dans (Sugimoto *et al.* 1990) pour le coefficient de rétrodiffusion des aérosols. L'énergie rétrodiffusée par une tranche d'atmosphère de  $1,5 m$  d'épaisseur ayant un coefficient de rétrodiffusion égal à  $\beta_{ref}$ , est équivalente à celle d'une surface ayant un albédo d'environ  $3 \cdot 10^{-7}$ . Pour une impulsion de 10 ns, la puissance optique reçue en provenance des aérosols est ainsi environ  $10^{-6}$  fois plus petite que la puissance que l'on aurait par la réflexion sur une cible dure. La

variabilité du coefficient de rétrodiffusion est néanmoins très grande puisqu'elle dépend de la composition en aérosols de l'atmosphère. L'eau liquide ou solide contenue dans les nuages peut ajouter une rétrodiffusion supplémentaire dont le coefficient peut aller jusqu'à  $10^{-2} m^{-1}sr^{-1}$  pour des nuages denses (Collis et Russell 1976).

### Estimation de la concentration

Pour la mesure RR-DIAL, l'épaisseur optique différentielle entre l'émetteur et une distance  $r$  est donnée pour une mesure deux longueurs d'onde (*on* et *off*) par :

$$DOD(r) = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{P_{off}(r)E_{on}}{P_{on}(r)E_{off}} \right) + C(r) \quad (1.25)$$

$$C = \frac{1}{2} \left[ \ln \left( \frac{D_{off}}{D_{on}} \right) + \ln \left( \frac{O_{off}(r)}{O_{on}(r)} \right) + \ln \left( \frac{\beta_{off}(r)}{\beta_{on}(r)} \right) \right]. \quad (1.26)$$

De même que pour la mesure IP-DIAL, elle est la somme des contributions des aérosols et des gaz :

$$DOD(r) = DOD_{gaz\ mesuré}(r) + DOD_{gaz\ non\ mesurés}(r) + DOD_{aérosols}(r) \quad (1.27)$$

La concentration locale ou rapport de volume local du gaz mesuré est proportionnelle à la dérivée de l'épaisseur optique du gaz :

$$x(r) = \frac{1}{w(r)} \frac{dDOD_{gaz\ mesuré}}{dr}(r) \quad (1.28)$$

où  $w(r)$  est la fonction de poids définie par l'équation 1.21.

Dans la pratique, l'épaisseur optique différentielle mesurée ne peut être dérivée directement à cause du bruit entachant les signaux. Dans la littérature, la dérivée est souvent évaluée en calculant la pente de l'épaisseur optique différentielle entre les deux extrémités d'un intervalle  $\Delta R$  (Schotland 1974). Cette méthode a pour inconvénient de nécessiter un filtrage préalable du signal de fréquence de coupure de l'ordre de  $1/\Delta R$  pour minimiser l'impact du bruit. Ce filtrage peut détériorer le signal en cas forte variation de la rétrodiffusion (nuages...). Pour cette raison, on préférera recourir dans ce manuscrit à une régression linéaire pour l'évaluation de la pente. On détaillera cette dernière méthode dans le cas général de la mesure multi-longueurs d'onde dans le paragraphe 1.3.2.3.

### Estimation de l'erreur sur la concentration

D'après l'équation 1.28, l'incertitude sur la concentration locale est égale à la somme quadratique des incertitudes sur la fonction de poids et sur la pente de l'épaisseur optique différentielle. L'évaluation de cette dernière erreur est déterminée par le type de régression utilisée. Le calcul d'erreur de la pente dans le cas une régression linéaire est détaillé à la fin du chapitre au paragraphe 1.3.2.3. L'incertitude sur la concentration sera dépendante des bruits de détection, des incertitudes sur le rapport des fonctions de recouvrement et le rapport des coefficients de rétrodiffusion pour les deux longueurs d'ondes. Elle sera indépendante des

incertitudes sur les paramètres pour lesquels l'erreur ajoute un offset constant à toute l'épaisseur optique, c'est-à-dire des incertitudes sur le rapport des énergies émises  $E_{off,on}$  et sur le rapport des transmissions de l'instrument  $D_{off,on}$ .

### 1.1.5 Fonction de recouvrement

#### Calcul de la fonction de recouvrement

La puissance reçue sur le détecteur dépend du recouvrement géométrique entre le champ d'émission et le champ de réception. Ce facteur est pris en compte par la fonction de recouvrement  $O_\lambda(r)$  dans l'équation du signal 1.24. On peut la définir comme la proportion de la puissance rétrodiffusée/réfléchi à une distance  $r$  captée par le détecteur sur la puissance issue du même plan traversant la pupille (Stelmaszczyk *et al.* 2005) :

$$O(r) = \frac{P_{détectée}(r)}{P_{pupille}(r)}. \quad (1.29)$$

On définit un paramètre  $f(r, \vec{\rho})$  caractérisant le champ de réception en un point de l'espace de coordonnées cylindrique  $(r, \vec{\rho})$  comme la puissance issue de ce point captée par le détecteur sur celle traversant la pupille :

$$f(r, \vec{\rho}) = \frac{P_{détectée}(r, \vec{\rho})}{P_{pupille}(r, \vec{\rho})}. \quad (1.30)$$

On peut alors écrire la fonction de recouvrement en fonction du paramètre  $f$  et du profil normalisé du faisceau émis à une distance  $r$ ,  $G(r, \vec{\rho})$ :

$$O(r) = \iint_{plan\ r} G(r, \vec{\rho}) f(r, \vec{\rho}) d^2 S(\vec{\rho}). \quad (1.31)$$

Le profil du faisceau sera considéré gaussien dans les simulations présentées dans ce manuscrit. Pour calculer le paramètre  $f$ , on utilisera le modèle simplifié du télescope de réception présenté sur la Figure 1.5 : on considérera une pupille et une obturation circulaires contenues dans un même plan.

Un exemple de champ de réception pour un télescope de réception en configuration infini-foyer est représenté sur la Figure 1.6 (a). On peut distinguer trois zones : (i) la zone grisée, hors du champ total du télescope, (ii) la zone en dégradé, dans le champ total du télescope mais qui n'est pas entièrement imagée sur la surface du détecteur, (iii) la zone rouge foncée qui correspond au champ pleine lumière et pour laquelle tout le flux passant à travers la pupille arrive sur le détecteur. La présence d'aberrations dans le système optique réduira le volume de cette zone.

La Figure 1.6 (b) donne la fonction de recouvrement entre le faisceau tracé en trait tireté et le champ du télescope pour une configuration où leurs axes sont confondus (ou monoaxiale). Pour les courtes distances ( $< 100\ m$ ), l'obturation cache le faisceau. On est dans la « zone aveugle » de la configuration dans laquelle seule la diffusion multiple va donner lieu à un signal.



Pour des distances intermédiaires (100 – 300 m), le faisceau entre progressivement dans le champ du télescope. Pour les grandes distances, le faisceau d'émission est totalement contenu dans le champ pleine lumière, la fonction de recouvrement est égale à 1. La mesure est alors par exemple, moins sensible au dépointé possible de la source d'émission.

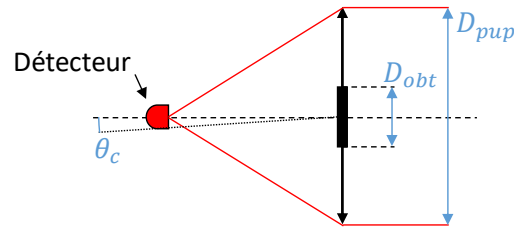


Figure 1.5 – Modèle simplifié du télescope de réception utilisé pour le calcul de la fonction de recouvrement. L'angle de champ  $\theta_c$  est dépendant uniquement de la distance entre le détecteur et la pupille  $d_{dét-pup}$  et du rayon du détecteur  $r_{dét}$  :  $\theta_c = r_{dét}/d_{dét-pup}$ .

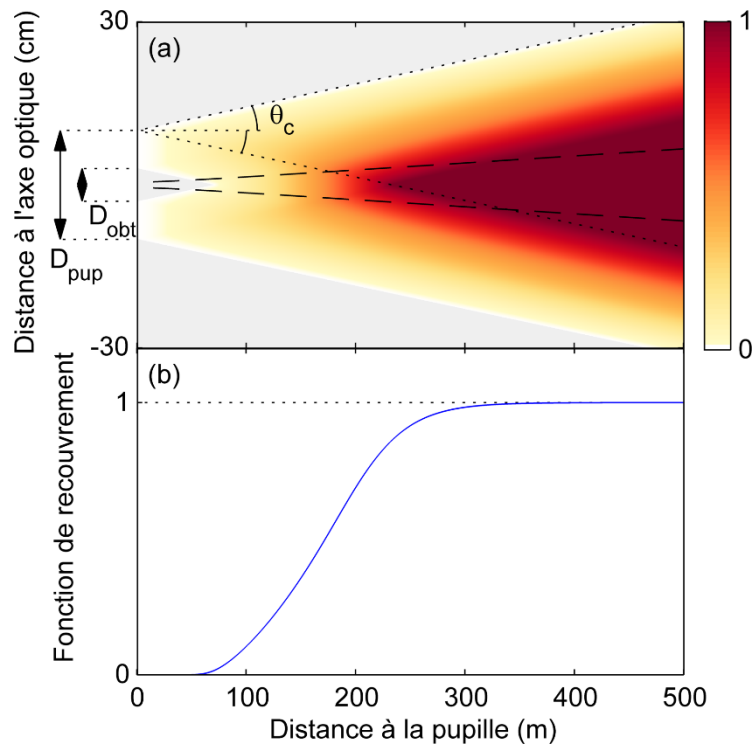


Figure 1.6 – (a) Champ d'un télescope en configuration infini-foyer pour un diamètre de la pupille  $D_{pup} = 20 \text{ cm}$ , un diamètre d'obturation  $D_{obt} = 6 \text{ cm}$  et un angle de champ  $\theta_c = 400 \mu\text{rad}$ . L'échelle de couleur donne la valeur du paramètre  $f$  défini par l'équation 1.30. Les grands pointillés représentent la largeur à  $e^{-2}$  d'un faisceau gaussien de divergence à  $e^{-2}$  égale à  $100 \mu\text{rad}$ . (b) Fonction de recouvrement  $O(r)$  entre faisceau et le champ du télescope.

## 1.2 Sources d'erreurs de la mesure DIAL

Dans cette partie, les principaux types de bruits et d'erreurs qui entachent le signal lidar sont introduits dans le but d'évaluer le rapport signal à bruits (RSB) sur le signal mesuré. On considèrera le bruit de speckle qui impacte la puissance optique sur le détecteur, le bruit de grenaille lié à l'aspect discret de la photodétection, les bruits de la chaîne électronique analogique et le bruit de numérisation. La prise en compte de ces bruits ne détermine pas seule l'incertitude sur le signal qui dépend également d'autres phénomènes liés aux conditions de mesures comme la variabilité atmosphérique ainsi que des sources de biais comme les impuretés spectrales de la source.

### 1.2.1 Bruit de speckle

Dans la mesure lidar, les variations microscopiques de l'élément rétrodiffusant ou réfléchissant contribuent au champ observé en ajoutant une somme de déphasages aléatoires. Cela est dû au fait que la plupart des milieux rétrodiffusants ou surfaces que l'on rencontre (hormis les miroirs) ont des inhomogénéités d'ordres de grandeur supérieurs à la longueur d'onde. Ces variations de phase du champ se traduisent par des fluctuations d'intensité dans le plan d'observation appelées grains de speckle. Le flux lumineux traversant le diaphragme est alors entaché d'un bruit dû à ces fluctuations d'intensité. C'est le bruit de speckle.

Dans le cas où le nombre de déphasages aléatoires impactant le front d'onde est grand et que ceux-ci sont d'un ordre de grandeur supérieur à  $\pi$ , la statistique d'intensité résultante en chaque point du plan d'observation suit une loi exponentielle  $p$  de moyenne  $\bar{I}$  et de variance  $1/\bar{I}^2$  (Goodman 2007) :

$$p(I) = \frac{1}{\bar{I}} \exp\left(-\frac{I}{\bar{I}}\right). \quad (1.32)$$

Lors d'une mesure lidar, le bruit sur l'énergie collectée va dépendre du nombre de réalisations de cette statistique d'intensité, c'est-à-dire du nombre total de grains traversant la pupille pendant la mesure. Le speckle est ainsi intégré spatialement sur la surface de collection et temporellement à la fois sur la durée de l'impulsion, si celle-ci n'est pas limitée par transformée de Fourier et sur l'intervalle de distance sondé pendant le temps d'intégration. Dans le cas où ces deux types d'intégration temporelle coexistent, plusieurs figures de speckle se superposent dans le plan d'observation ce qui contribue à une diminution du bruit de speckle. On associe aux trois types d'intégrations les paramètres spatial  $M_s$  et temporels  $M_t$  et  $M'_t$  définis par les équations 4-130 et 4-139 de (Goodman 2007). La statistique de la valeur intégrée du bruit de speckle tend à s'approcher de loi normale à mesure que le paramètre  $M = M_s M_t M'_t$  est grand. Sa variance  $\sigma_{speckle}^2$  sur la puissance du signal est inversement proportionnelle à  $M$  :

$$\sigma_{speckle}^2 = \frac{P^2}{M}. \quad (1.33)$$

où  $P$  est l'espérance mathématique de la puissance reçue. Le rapport signal sur bruit du speckle est alors égal à  $1/\sqrt{M}$ .

Si le nombre de grains de speckle qui leur correspondent est grand, les paramètres  $M_s$ ,  $M_t$ ,  $M'_t$  sont grands devant 1, ils correspondent aux nombres de grains intégrés spatialement et temporellement. Leurs expressions analytiques se simplifient alors : ainsi le paramètre  $M_s$  tend vers :

$$M_s \simeq \frac{\mathcal{A}_i}{\mathcal{A}_c} \quad (\mathcal{A}_i \gg \mathcal{A}_c), \quad (1.34)$$

avec  $\mathcal{A}_i$  l'aire de la surface d'intégration,  $\mathcal{A}_c$  la surface de corrélation de la figure de speckle. L'ordre de grandeur de  $\mathcal{A}_c$  est de l'ordre de celui de la tache de diffraction. Ainsi, pour un profil d'intensité gaussien de rayon  $r_0$  à  $1/e^2$  de la diffusion à une distance  $z$  de la pupille,  $\mathcal{A}_c = \lambda^2 z^2 / 2\pi r_0^2$ .

Le paramètre  $M_t$  se simplifie si le temps de cohérence  $\tau_c$  est négligeable devant la largeur temporelle de l'impulsion :

$$M_t \simeq \frac{\Delta t_L}{\tau_c} \quad (\Delta t_L \gg \tau_c), \quad (1.35)$$

Enfin, le paramètre  $M'_t$  est donné par :

$$M'_t \simeq \frac{\Delta t'}{\tau_c} \quad (\Delta t' \gg \tau_c), \quad (1.36)$$

où  $\Delta t'$  est la durée correspondant à l'intervalle de distance sondé pendant le temps d'intégration.  $\Delta t' = (2\Delta f)^{-1}$  avec  $\Delta f$  la bande passante de l'acquisition pour une mesure RR-DIAL.  $\Delta t' = 2\Delta h/c$  pour une mesure IP-DIAL.

A l'inverse, les paramètres  $M_s$ ,  $M_t$ ,  $M'_t$  tendent vers 1 si le nombre de taches de speckle intégrées leur correspondant tend vers 0, c'est-à-dire si la taille de la pupille est négligeable devant la taille d'un grain de speckle pour  $M_s$ , si l'impulsion est limitée par transformée de Fourier pour  $M_t$  et si l'intervalle de distance sondé est négligeable devant  $\tau_c/2$  pour  $M'_t$  (par exemple pour une cible dure plane). Le rapport signal sur bruit de speckle ne peut donc pas être inférieur à 1. Pour le calcul des paramètres  $M_s$ ,  $M_t$ ,  $M'_t$  dans le cas général, on pourra se reporter à la section 4.6 de (Goodman 2007) et à la section 6.1 de (Goodman 2015).

Pour la zone dans laquelle le recouvrement est égal à 1, seule la pupille diaphragme le flux rétrodiffusé. La variance du bruit de speckle sur la puissance s'écrit alors dans le cas IP-DIAL pour une cible dure plane :

$$\sigma_{speckle}^2 = P^2 \frac{\lambda^2 \tau_c}{2\pi^2 \theta_L^2 R_p^2 \Delta t_L}, \quad (1.37)$$

où  $\theta_L$  est le demi-angle du champ d'émission à  $1/e^2$  et  $R_p$  est le rayon de la pupille.

Dans le cas d'une mesure RR-DIAL :

$$\sigma_{speckle}^2 = P^2 \frac{\lambda^2 \tau_c^2}{\pi^2 \theta_L^2 R_p^2 \Delta t_L \Delta f}. \quad (1.38)$$

Lorsque la fonction de recouvrement est inférieure à 1, le flux mesuré est aussi diaphragmé après la pupille (par le détecteur ou par un diaphragme de champ). Il faut donc en toute rigueur tenir également compte des fluctuations du flux sur la surface de ce second diagramme ce qui ajoute un bruit de speckle supplémentaire borné par :

$$\sigma'_{speckle}{}^2 < P^2 \frac{16\lambda^2 f^2}{\pi^2 R_p^2 R_{dét}^2} \frac{1}{M_t M'_t}, \quad (1.39)$$

## 1.2.2 Bruit de grenaille

Le bruit de grenaille ou *shot noise* en anglais est relatif aux caractères discret et aléatoire des interactions entre la lumière et la matière, c'est-à-dire des processus d'émission, de diffusion et d'absorption qui interviennent dans la mesure lidar. Il s'ensuit que les évènements photo-électriques au sein du détecteur se produisent de manière aléatoire et indépendante dans le temps. En conséquence, on peut montrer que le nombre de paires électron-trou créées dans un intervalle de temps  $\Delta t$  a une distribution statistique qui suit la loi de Poisson :

$$p(n) = \frac{A^n}{n!} e^{-A}, \quad (1.40)$$

où  $A$  est le nombre moyen de paires électron-trou créées pendant  $\Delta t$ . Lorsque  $A$  est grand ( $\gg 10$ ), la distribution de Poisson s'approche d'une distribution normale de même variance égale à  $A$ .

Dans le cas d'une photodiode *p-i-n*, la variance du courant photoélectrique la traversant, intégré dans un intervalle de temps  $\Delta t$  est alors :

$$\langle i_g^2 \rangle = \frac{e I_{ph}}{\Delta t}. \quad (1.41)$$

Dans cette équation,  $I_{ph} = \eta P_i / h\nu$  est le courant photoélectrique moyen avec  $\eta$  l'efficacité quantique du détecteur,  $P_i$  la puissance incidente et  $h\nu$  l'énergie d'un photon.

Dans le cas d'un détecteur utilisant l'effet d'avalanche (photodiode à avalanche ou photomultiplicateur), le processus d'amplification ajoute un bruit supplémentaire. Ce bruit est quantifié par un facteur d'excès de bruit  $F$ . La variance du courant en sortie du détecteur est donnée par (Stillman et Wolfe 1977 eq. 62) :

$$\langle i_g^2 \rangle = F \frac{e G^2 \eta P_i}{\Delta t h\nu}. \quad (1.42)$$

où  $G$  est le gain du processus d'amplification avalanche (le courant en sortie du détecteur est alors égal à  $I_s = G\eta P_i / h\nu$ ).

### Contribution du rayonnement du fond atmosphérique au bruit de grenaille

Le rayonnement parasite contribue au photocourant et doit donc être inclus dans le calcul du bruit de grenaille. Il provient à la fois de la diffusion du Soleil sur l'atmosphère et sur le sol et du rayonnement thermique de l'atmosphère. Ces deux composantes sont représentées sur la

Figure 1.7. La diffusion du Soleil détectée dépend des conditions atmosphériques, de la position du Soleil et de l'orientation du télescope de réception. Il a été évalué en utilisant la version Web du code de transfert radiatif atmosphérique COART développé par la NASA (Jin *et al.* 2006) pour des conditions défavorables. Pour des conditions nuageuses ou pour la nuit, le rayonnement provenant du Soleil peut être très inférieur à celui représenté. Le rayonnement thermique de l'atmosphère a été calculé à partir de la formule de Planck en assimilant l'atmosphère à un corps noir de 20 °C.

Pour des longueurs d'ondes inférieures à 2  $\mu m$ , le rayonnement dû à la diffusion du Soleil est prépondérant. Il devient négligeable à partir de 2,5  $\mu m$ . Pour la zone intermédiaire 2–2,5  $\mu m$  dans laquelle on se place dans ce manuscrit une luminance de  $10^{-2} W m^{-2} \mu m^{-1} Str^{-1}$  sera considérée.

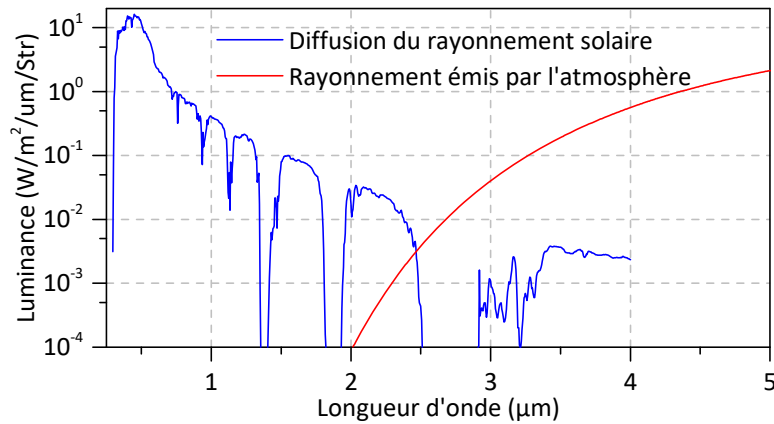


Figure 1.7 – Exemple de rayonnement du fond atmosphérique vu part un lidar au sol dirigé vers le ciel. Le rayonnement provenant de la diffusion du rayonnement solaire a été calculé pour des conditions atmosphériques sans nuages avec un Soleil au zénith, un angle de visée de 45° de la verticale et le modèle d'aérosols « MODTRAN Maritime ». Le rayonnement thermique de l'atmosphère représenté est celui d'un corps noir à 20 °C.

Pour calculer le bruit de grenaille induit par le rayonnement du fond atmosphérique, il faut évaluer la puissance reçue en intégrant la luminance spectrale dans l'angle solide formé par le champ du télescope et sur la bande passante optique du détecteur ou du filtre spectral :

$$P_{fond\ atmosphérique} = D_{\lambda} A \pi \theta_c^2 \int_{BP\ détecteur} L_F(\lambda) d\lambda. \quad (1.43)$$

### 1.2.3 Courant d'obscurité du photo-détecteur

Le courant d'obscurité est le courant résiduel qui subsiste lorsque que le détecteur est polarisé en inverse et qu'il ne reçoit aucun rayonnement. Dans les photodiodes, il est dû principalement à deux phénomènes (Rogalski 2010) :

- La diffusion des porteurs de charge (électrons et trous) dans les zones dopées vers la zone de déplétion due à leur excitation thermique. Le courant d'obscurité induit par la diffusion est proportionnel à un facteur  $\exp(-E_g/k_B T)$  où  $E_g$  est l'énergie de gap de la jonction.
- Les générations-recombinaisons des porteurs de charge dans la zone de déplétion qui induisent un courant proportionnel à un facteur  $\exp(-E_g/2k_B T)$ .

Le courant d'obscurité génère du bruit de grenaille qui peut être fortement réduit en refroidissant le détecteur. La contribution du courant d'obscurité au bruit est généralement incluse dans la puissance équivalente de bruit (NEP) fournie dans les documentations des constructeurs.

Pour les photodiodes comme les APDs, le courant d'obscurité est la somme d'un courant amplifié et d'un courant non-amplifié qui génèrent tous deux un bruit de grenaille.

### 1.2.4 Bruit de Johnson

Le bruit de Johnson est présent dans tous les éléments électroniques qui ont une résistance. Il résulte de l'agitation thermique des porteurs de charge. Pour une résistance  $R$  à une température  $T$ , sa variance en courant ou en tension est décrite par la formule de Nyquist :

$$\langle v_{th}^2 \rangle = 4k_B R T \Delta f, \quad \langle i_{th}^2 \rangle = \frac{4k_B T \Delta f}{R}. \quad (1.44)$$

Pour une photodiode mise en parallèle avec une résistance de charge  $R_c$ , le bruit de Johnson de la photodiode est en général négligeable devant celui de la résistance de charge dont l'impédance est beaucoup plus petite. Pour une photodiode utilisée en mode générateur de courant, le bruit de Johnson peut être modélisé par celui d'une résistance en parallèle de la photodiode (cf. Figure 1.8).

### 1.2.5 Bruit de la chaîne électronique analogique

Pour les applications lidars, le courant issu du détecteur est en général trop faible pour être numérisé directement et nécessite l'utilisation d'un amplificateur transimpédance (convertissant le courant en tension) pour être mesuré. La chaîne électronique analogique est ainsi composée d'un détecteur, d'un amplificateur transimpédance et de la résistance de charge de la carte d'acquisition. On donne sur la Figure 1.8 un modèle de bruit simple de la chaîne électronique analogique.

Le bruit de la chaîne de détection analogique provient du bruit thermique généré par l'agitation des porteurs de charges dans les résistances et du bruit sur la tension d'alimentation de l'amplificateur. Le bruit de l'amplificateur peut se modéliser comme un bruit en courant et un bruit en tension à son entrée. Il se calcule à partir de l'expression suivante (Ehret *et al.* 2008) :

$$\langle v_{ampli}^2 \rangle = \left( R_a^2 i_a + e_a + 4k_B T R_a + 2\pi \frac{C_p^2}{3C_a^2} e_a^2 \right) \Delta f \quad (1.45)$$

Pour simplifier l'estimation du bruit, on ne considèrera pour la modélisation que la densité spectrale de bruit induite par le NEP donné par le constructeur. La variance de la tension en sortie de la chaîne électronique analogique due au bruit d'amplification et au bruit thermique de la résistance de charge s'écrit alors :

$$\langle v_{c.e.a.}^2 \rangle = R_a^2 NEC_{ampli}^2 \Delta f + 4k_B T_c R_c \Delta f \quad (1.46)$$

avec  $R_a$  de gain de l'amplificateur transimpédance,  $T_p$  la température de la résistance  $R_p$  de la photodiode,  $T_c$  la température de la résistance  $R_c$  de la résistance de la carte d'acquisition,  $NEC_{ampli}$  l'intensité équivalente de bruit de l'amplificateur à son entrée en  $A/\sqrt{Hz}$ .

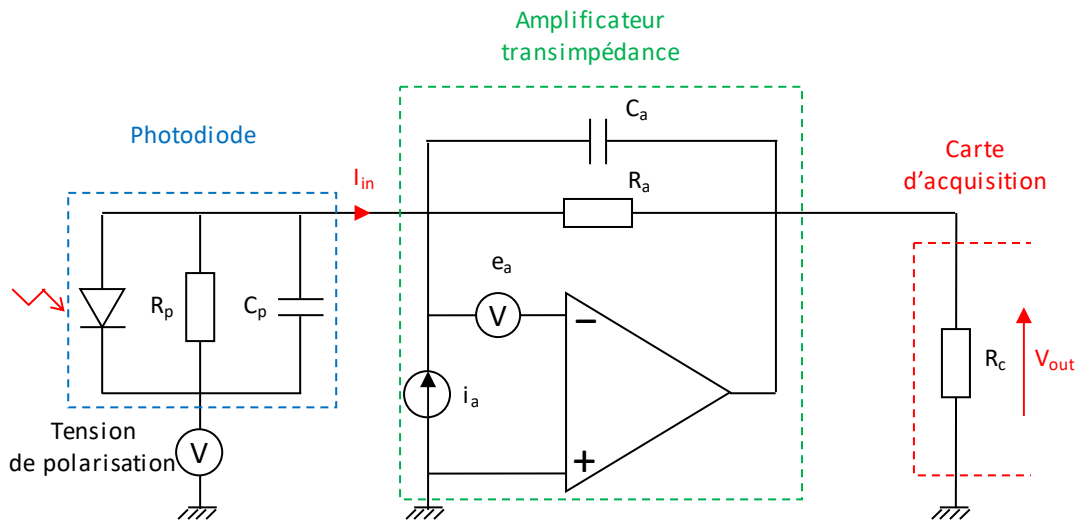


Figure 1.8 – Modèle de bruit de la chaîne électronique analogique de détection.  $e_a$  et  $i_a$  représentent les densités spectrales de bruit en tension et en courant de l'amplificateur transimpédance. Le gain de l'amplificateur est de  $V_{out}/I_{in} = R_a$  et sa bande passante est égale à  $\Delta f = (2\pi R_a C_a)^{-1}$ .

## 1.2.6 Erreur de quantification

La numérisation du signal lidar est une opération destructrice d'information puisqu'elle discrétise le signal analogique en temps et en amplitude. Les numériseurs disponibles actuellement permettent d'avoir des fréquences d'acquisition de l'ordre du GHz ce qui autorise une résolution temporelle suffisante pour la mesure DIAL directe. Pour limiter le repliement de spectre du bruit, il est cependant nécessaire d'avoir une fréquence d'échantillonnage inférieure à deux fois la fréquence de coupure de la bande passante analogique. La quantification en amplitude du signal peut être plus problématique. En effet, la résolution minimale des numériseurs rapides disponibles est de l'ordre de 200  $\mu V$  et les amplitudes des signaux lidar en détection directe sont parfois d'ordres inférieurs à cette limite.

En considérant que la numérisation s'effectue de manière idéale, c'est-à-dire que la tension est arrondie au niveau de quantification de plus proche, l'erreur maximale possible est de la moitié du pas de discrétisation  $\delta V$ . La fonction transfert d'une numérisation idéale et l'erreur

qu'elle produit est donnée sur la Figure 1.9 (a) et un exemple de numérisation d'un signal sur la Figure 1.9 (b).

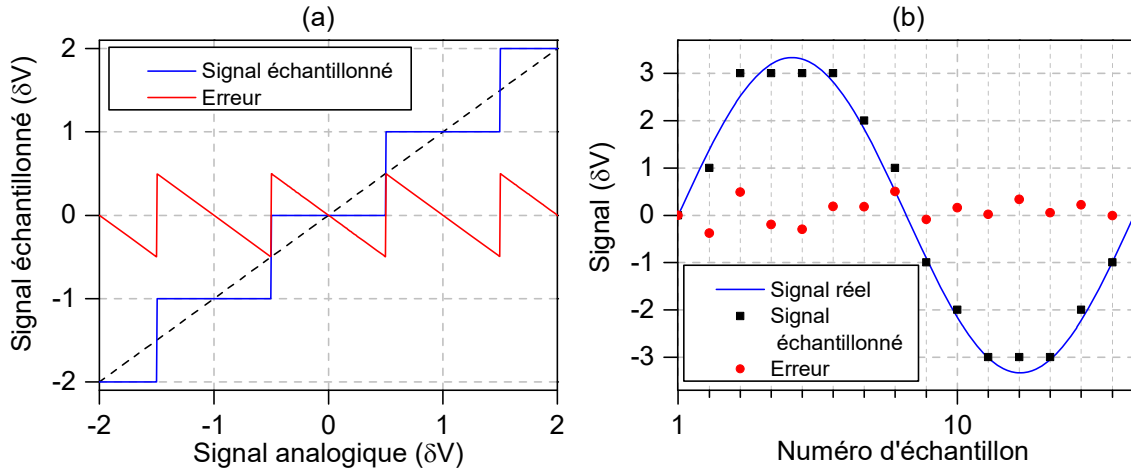


Figure 1.9 – (a) trait bleu : fonction transfert d'une numérisation idéale de pas  $\delta V$ , trait rouge : erreur de quantification (b) exemple : numérisation d'un signal sinusoïdal.

### Effet de la moyenne sur l'erreur de quantification

Pour une numérisation idéale, l'erreur de quantification produite est déterministe et se répète si le signal analogique ne change pas. Comme le signal analogique de la mesure lidar est entaché d'un bruit, il est possible d'avoir pour un même signal numérisé plusieurs fois, des valeurs différentes du signal échantillonné. Il est ainsi possible d'avoir une incertitude inférieure au pas de quantification sur le signal moyenné.

Pour calculer l'erreur de quantification en fonction de l'amplitude du bruit, on se place dans le cas d'un bruit gaussien d'écart type  $\sigma$ . La fonction de masse (équivalent discret de la densité de probabilité) de la tension numérisée  $V_{num}$  d'un signal de tension non bruité  $V_s$  s'écrit :

$$\forall v \in \{k \delta V, k \in \mathbb{Z}\}, \quad p(v) = \int_{v-\frac{\delta V}{2}}^{v+\frac{\delta V}{2}} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{(x-V_s)^2}{2\sigma^2}} dx \quad (1.47)$$

La valeur de la moyenne des signaux tend vers l'espérance mathématique de la tension numérisée. L'erreur de quantification sur la moyenne  $E[V_{num}] - V_s$ , calculée numériquement en fonction de la moyenne du signal analogique, est représentée sur la Figure 1.10 (a) pour différents écarts types du bruit. La valeur maximale de l'erreur de quantification est tracée en fonction de l'écart type du bruit analogique sur la figure Figure 1.10 (b). On remarque que l'erreur décroît rapidement à mesure que l'écart type augmente. Ainsi, pour un écart type du bruit analogique supérieur à la 0,8 fois le pas de quantification  $\delta V$ , l'erreur de quantification est inférieure à  $10^{-6}\delta V$ . Pour les mesures lidar, on veillera à se placer dans ces conditions de manière à pouvoir négliger l'erreur de quantification.



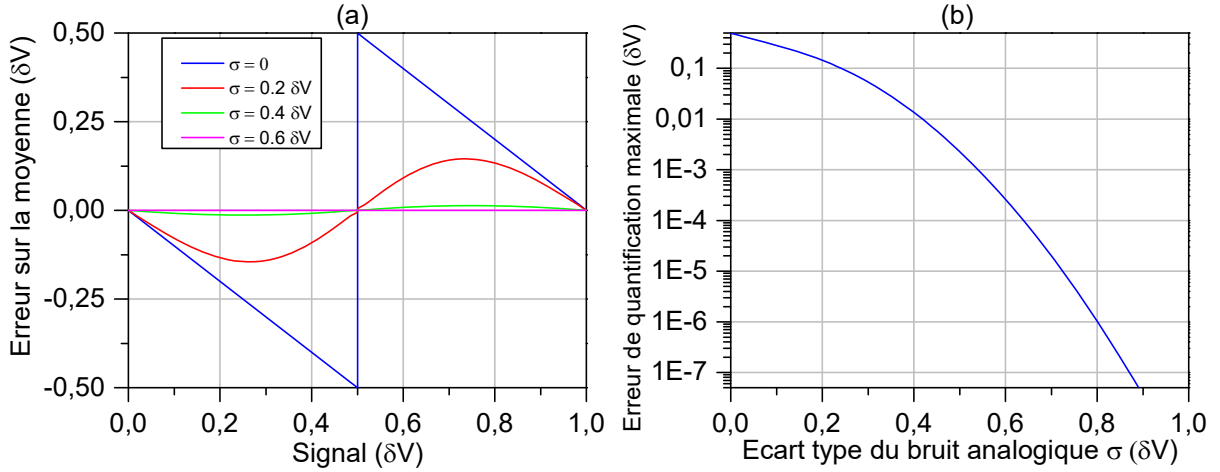


Figure 1.10 – (a) Erreur sur la moyenne du signal quantifié, entre deux niveaux de quantification (0 et 1), en fonction de la moyenne du signal analogique pour différents écarts types du bruit sur le signal analogique. (b) Erreur maximale sur la moyenne du signal quantifié en fonction de l'écart type du bruit du signal analogique.

## 1.2.7 Spectre du rayonnement émis

Le spectre réel de l'émetteur du lidar est susceptible d'induire une erreur par rapport au spectre utilisé pour l'inversion. Cette erreur peut provenir de trois facteurs : (i) d'une erreur sur la mesure de la longueur d'onde émise, (ii) de la largeur spectrale du spectre de l'émission (iii) de l'impureté de l'émission (par exemple un mode parasite émis en plus du mode principal). Pour une mesure RR-DIAL à deux longueurs d'onde, l'erreur relative sur la concentration mesurée induite par une erreur spectrale est égale à l'erreur relative sur la fonction de poids (voir éq. 1.28) :

$$\frac{\delta x(r)}{x(r)} = \frac{w_{inv}(r) - w_{eff}(r)}{w_{eff}(r)} \quad (1.48)$$

où :  $w_{inv}$  est la fonction de poids utilisée pour l'inversion (généralement calculée pour une émission monochromatique) et  $w_{eff}$  est la fonction de poids effective. La fonction de poids effective s'obtient en remplaçant les sections efficaces monochromatiques de l'équation 1.21 par les sections efficaces effectives définies au paragraphe suivant. De même, pour la mesure IP-DIAL, l'erreur relative sur la concentration intégrée est égale à l'erreur relative sur l'intégrale de la fonction de fonction de poids (voir éq. 1.17) :

$$\frac{\delta X}{X} = \frac{\int_0^R w_{inv}(r) dr - \int_0^R w_{eff}(r) dr}{\int_0^R w_{eff}(r) dr} \quad (1.49)$$

## Section efficace effective

Pour un rayonnement émis avec un spectre  $L(\nu)$ , la section effective vue par le rayonnement ayant parcouru un chemin optique  $l$  peut s'écrire (Ehret *et al.* 1993) :

$$\sigma_{eff}(l) = \frac{\int L(\nu)T(\nu, l)\sigma(\nu, l)d\nu}{\int L(\nu)T(\nu, l)d\nu}, \quad (1.50)$$

où :  $T(\nu, l)$  est la transmission vue par le rayonnement au chemin optique  $l$  et  $\sigma(\nu, l)$  est le spectre de section efficace au chemin optique  $l$ . En effectuant un développement limité sur la transmission, on peut montrer que si les variations d'épaisseur optique (c'est-à-dire de  $\ln(T(\nu, l))$ ) sont petites devant 1 pour les fréquences contenues dans le spectre émis, la section efficace effective se simplifie et peut s'écrire en fonction de la distance  $r$  au système lidar :

$$\sigma_{eff}(r) = \frac{\int L(\nu)\sigma(\nu, r)d\nu}{\int L(\nu)d\nu}. \quad (1.51)$$

Si le spectre d'émission est connu, des sections efficaces effectives peuvent être utilisées dans l'inversion. En général, la forme du mode fréquentiel émis a un profil stable et son effet peut être corrigé par utilisation de la section efficace effective. En revanche, la connaissance de sa position doit être connue de manière précise. Cela peut se faire en ayant une mesure de la longueur d'onde bien calibrée. Une autre incertitude sur le spectre émis est la présence d'un rayonnement à une fréquence différente du mode fréquentiel émis ce qui est quantifié par la pureté spectrale.

## Pureté spectrale

En choisissant un intervalle spectral  $\Delta\nu_{pureté}$ , centré sur la fréquence centrale du rayonnement et suffisamment petit pour que les variations de fréquence dans cet intervalle aient un impact négligeable sur le résultat de la mesure, on peut définir la pureté comme le rapport de la l'énergie émise dans cet intervalle spectral et l'énergie totale (Ismail et Browell 1989) :

$$S = \frac{E_{\Delta\nu_{pureté}}}{E_{tot}}. \quad (1.52)$$

Pour quantifier l'erreur induite par une impureté sur la mesure DIAL, considérons un signal reçu à une fréquence  $\nu_0$  contenant une fréquence  $\nu_{imp}$ . On peut montrer que, pour de petites impuretés ( $1 - S \ll 1$ ), l'épaisseur optique effective du signal mesuré diffère de l'épaisseur optique réelle à la fréquence  $\nu_0$  par :

$$\Delta EO = EO_{mesurée} - EO_{\nu_0} \cong -(1 - S)(e^{EO_{\nu_0}} - e^{EO_{\nu_{imp}}} - 1). \quad (1.53)$$

Ainsi, pour être certain d'avoir une précision supérieure à 0.4 % sur la mesure d'une épaisseur optique de 2 – ce qui correspond à la spécification de la mesure spatiale du CO<sub>2</sub> à 2  $\mu\text{m}$  selon (Ehret *et al.* 2008) – il est nécessaire d'avoir une pureté spectrale supérieure à 99,97 %.

Dans le cas où les épaisseurs optiques sont petites sur les intervalles de distance utilisés pour l'inversion (ce qui est le cas pour les mesures résolues spatialement), l'erreur sur l'épaisseur optique devient proportionnelle au différentiel d'épaisseur optique entre la fréquence émise et la fréquence de l'impureté :

$$\Delta EO = (1 - S)(EO_{\nu_0} - EO_{\nu_{imp}}). \quad (1.54)$$

Si une mesure résolue spatialement exploite un différentielle d'épaisseur optique entre les signaux *on* et *off* du même ordre de grandeur que le différentiel maximum possible dans la zone spectrale dans laquelle peuvent exister les impuretés, alors l'erreur la concentration mesurée est au maximum de l'ordre de  $\sqrt{2}(1 - S)$ .

### 1.2.8 Autres sources d'erreurs

De nombreux autres facteurs sont susceptibles d'introduire des erreurs dans la mesure DIAL. On distingue :

- (i) Les paramètres géométriques. Des variations spatiales du faisceau émis (dépointé où profil spatial) peuvent, si elles modifient la fonction de recouvrement  $O(r)$ , induire un biais.
- (ii) Les dépendances spectrales de certains paramètres comme la transmission des optiques, les coefficients de rétrodiffusion et d'extinction, la détectivité du détecteur. Ces dépendances doivent être caractérisées précisément dans le cas de la mesure spatiale. Elles seront négligées dans ce manuscrit.
- (iii) La variabilité temporelle du support diffusant entre les tirs aux différentes longueurs d'onde. Cette erreur peut induire une contrainte forte sur le temps séparant les impulsions dans les mesures aéroportées et les mesures spatiales dans lesquelles le lidar se déplace rapidement par rapport au milieu sondé.
- (iv) Les incertitudes sur le système de détection incluant la réponse temporelle et la non-linéarité de la chaîne d'acquisition.
- (v) Les incertitudes sur la température la pression et la concentration du milieu sondé. Ces paramètres induisent des erreurs sur le calcul de la section efficace (voir § 1.1.2) et sur la densité volumique de l'air utilisée pour le calcul du rapport de volume.
- (vi) L'incertitude sur la concentration de vapeur d'eau. Le spectre de la vapeur d'eau est la principale source d'interférences spectrales pour la mesure de  $\text{CO}_2$  et  $\text{CH}_4$  à 2  $\mu\text{m}$ . La concentration de vapeur d'eau intervient également pour le calcul de la grandeur d'intérêt qu'est la concentration en air sec.
- (vii) Les biais de traitement : filtrage du signal et linéarisations.
- (viii) La validité des modèles physiques utilisés (loi des gaz parfaits, profil de Voigt...).

Les importances relatives de ces erreurs varient en fonction du type et des conditions de mesure. Ces sources d'erreurs seront en majeure partie étudiées dans le chapitre 3 à partir des mesures expérimentales et en s'appuyant sur des simulations.

## 1.3 Traitement du signal lidar DIAL

L'émetteur étudié dans cette thèse a la particularité d'être rapidement accordable. Il permet ainsi de réaliser des mesures multi-longueurs d'onde et par conséquent, des mesures multi-espèces. Dans cette sous-partie, une méthode de traitement permettant d'exploiter cette caractéristique de l'instrument est proposée. On donnera d'abord une méthode de filtrage du signal. On construira ensuite un estimateur de la concentration pour chaque type de mesures, IP-DIAL et RR-DIAL.

### 1.3.1 Filtrage numérique

Le filtrage permet de supprimer les fréquences du signal contenant seulement du bruit pour ne garder que les fréquences contenant l'information utile. La bande passante du système analogique n'est parfois pas adaptée et laisse passer les hautes fréquences qui doivent alors être supprimées par filtrage numérique.

Pour le lidar RR-DIAL on choisira ainsi un filtre numérique passe-bas de l'ordre de 10 MHz (soit une distance caractéristique du filtre de 15 m). On utilisera pour cela la convolution avec une fenêtre rectangulaire simple ou une fenêtre Hann qui permet un meilleur filtrage des hautes fréquences pour une fréquence de coupure identique. Contrairement à un filtrage gaussien, ces fenêtres ont une largeur finie ce qui permet de limiter le temps de calcul. L'opération de filtrage peut s'écrire en notation matricielle :

$$\mathbf{y}_F = M_F \mathbf{y}, \quad (1.55)$$

où  $\mathbf{y}$  et  $\mathbf{y}_F$  sont les vecteurs colonne des signaux numérisés dans le temps et filtrés et  $M_F$  la matrice de filtrage. L'information sur l'erreur d'un vecteur est contenue dans sa matrice de covariance. Il est nécessaire de connaître cette matrice de  $\mathbf{y}_F$  pour quantifier l'incertitude du résultat de l'inversion d'une mesure RR-DIAL. On peut calculer la matrice de covariance du signal filtré  $C_{\mathbf{y}_F}$  si l'on connaît la covariance du signal numérisé  $C_{\mathbf{y}}$  en utilisant la relation :

$$C_{\mathbf{y}_F} = M_F C_{\mathbf{y}} M_F^T. \quad (1.56)$$

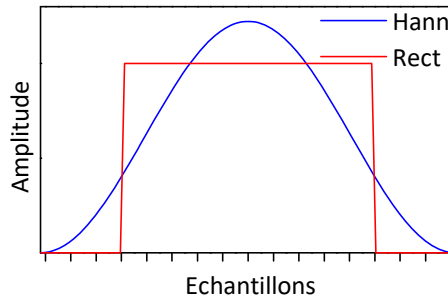


Figure 1.11 – Fenêtre de Hann et fenêtre rectangulaire normalisées représentées pour une même bande passante de filtrage. Les bandes passantes à  $-3$  dB de ces filtres sont liées aux tailles de leur fenêtre par :  $\Delta f_{-3dB,Hann} \approx 0.72/\Delta t_{Hann}$  et  $\Delta f_{-3dB,rect} \approx 0.44/\Delta t_{rect}$ .

La fenêtre rectangulaire et la fenêtre de Hann sont présentées sur la Figure 1.11. Le filtrage avec une fenêtre rectangulaire permet, avec un pas d'échantillonnage du signal filtré égal à la largeur de la fenêtre et si la covariance du signal initial est suffisamment petite, d'avoir une matrice de covariance diagonale ce qui simplifie les calculs. La fenêtre de Hann permet de supprimer plus efficacement les hautes fréquences tout en préservant le signal non bruité mais complique le calcul de la matrice de covariance.

### 1.3.2 Estimation de la concentration pour une mesure DIAL multi-longueurs d'onde et multi-espèces

Plusieurs méthodes d'inversion multi-longueurs d'ondes existent dans la littérature. Dans le cas de la mesure DIAL, (Warren 1985) décrit une approche utilisant le ratio entre des paires consécutives de tirs pour minimiser l'impact des variations de la diffusion, (Warren 1996) utilise une méthode de test du maximum de vraisemblance et (Warren et Vanderbeek 2007) propose un algorithme basé sur un filtre de Kalman pour une inversion rapide pendant la mesure.

Les mesures passives d'absorption de gaz (dites DOAS pour *Differential Optical Absorption Spectroscopy*), parce qu'elles exploitent un grand nombre d'informations spectrales, ont également donné lieu à des développements de méthodes multi-spectrales et multi-espèces en particulier dans le contexte de la mesure depuis l'espace. Ces méthodes présentent des similarités avec la mesure DIAL car elles mesurent un spectre d'absorption à partir de la connaissance du spectre d'une source (rayonnement de l'atmosphère et/ou du Soleil). Elles consistent généralement à ajuster des spectres de référence aux spectres d'absorptions mesurés (Platt et Stutz 2008). Les mesures passives ont notamment introduit le concept de fonction de poids (Buchwitz *et al.* 2000 ; Dufour et Bréon 2003) que nous utiliserons dans le cas de la mesure IP-DIAL spatiale.

De manière similaire aux méthodes évoquées, nous développerons une méthode d'inversion qui consiste à linéariser l'équation lidar en lui appliquant le logarithme. Une fois un système linéaire obtenu, nous le résoudrons au sens des moindres carrés en suivant la méthode décrite par (Warren 1985). On pourra se reporter à la thèse d'Alexandre Dobroc (Dobroc 2013) pour une comparaison de la méthode des moindres carrés linéaires avec la méthode du maximum de vraisemblance (moindres carrés non-linéaires) dans le cas de la mesure spectroscopique.

De même que pour l'inversion à deux longueurs d'onde, nous distinguerons ici l'inversion intégrée colonne pour laquelle le signal à chaque longueur d'onde n'est connu qu'à deux instants différents (à l'émission et à la réception de l'impulsion) et l'inversion résolue spatialement pour laquelle le signal est reçu continuellement dans le temps.

### 1.3.2.1 Inversion IP-DIAL multi-longueurs d'onde

On considère un milieu contenant  $K$  espèces absorbantes sondé avec  $N$  longueurs d'onde. Pour une longueur d'onde  $\lambda_i$ , le produit de la mesure IP-DIAL peut s'écrire sous la forme :

$$y_{\lambda_i} = \frac{E_{\lambda_i, re\grave{c}ue}}{E_{\lambda_i, \acute{e}mise}} = A e^{-2 \sum_{k=1}^K \int_0^R \sigma_k(\lambda_i, r) \rho_{air}(r) x_k(r) dr} + b_{\lambda_i}, \quad (1.57)$$

où :  $E_{\lambda_i, \acute{e}mise}$  et  $E_{\lambda_i, re\grave{c}ue}$  sont les énergies émises et reçues,  $A = \Upsilon_{\lambda_i} A_{pup} O_{\lambda_i}(r_2) \rho_{\lambda_i}^*$ ,  $R$  est la distance de la cible dure au lidar et  $b_{\lambda_i}$  est le bruit sur  $y_{\lambda_i}$ . Pour calculer les rapports de volume des espèces à partir des mesures, on fait l'hypothèse que la constante  $A$  est indépendante de la longueur d'onde. Dans le cas contraire, on peut corriger  $y_{\lambda_i}$  de la dépendance de  $A$  à la longueur d'onde si elle est connue ou en tenir compte dans l'incertitude sur  $y_{\lambda_i}$ . On applique ensuite le logarithme à l'équation 1.57 de manière à obtenir un système de  $N$  équations variant linéairement avec la concentration au premier ordre :

$$\ln(y_{\lambda_i}) = \ln(A) + 2 \sum_{k=1}^K \int_0^R \sigma_k(\lambda_i, r) \rho_{air}(r) x_k(r) dr + b'_{\lambda_i}, \quad (1.58)$$

où  $b'_{\lambda_i}$  est le bruit sur  $\ln(y_{\lambda_i}) = \ln(E_{\lambda_i, re\grave{c}ue}) - \ln(E_{\lambda_i, \acute{e}mise})$ . La moyenne et l'écart type du bruit  $b'_{\lambda_i}$  peuvent s'approximer en effectuant un développement limité d'ordre 2 sur  $\ln(E_{\lambda_i, \acute{e}mise, re\grave{c}ue})$  :

$$\ln(E_{\lambda_i} + e_{\lambda_i}) \approx \ln(E_{\lambda_i}) + \frac{e_{\lambda_i}}{E_{\lambda_i}} - \frac{e_{\lambda_i}^2}{2E_{\lambda_i}^2}, \quad (1.59)$$

où l'on note  $e_{\lambda_i}$  la distribution gaussienne du bruit sur  $E_{\lambda_i}$  centrée sur 0 et d'écart type  $\sigma_{E_{\lambda_i}}$ . Ainsi, la variance et la moyenne de la distribution du bruit  $b'_{\lambda_i}$  sont (en supposant le bruit indépendant tir à tir) :

$$\sigma_{\ln(y_{\lambda_i})}^2 = \frac{\sigma_{E_{\lambda_i, \acute{e}mise}}^2}{E_{\lambda_i, \acute{e}mise}^2} + \frac{\sigma_{E_{\lambda_i, re\grave{c}ue}}^2}{E_{\lambda_i, re\grave{c}ue}^2}, \quad (1.60)$$

$$\langle b'_{\lambda_i} \rangle = \frac{1}{2} \left( \frac{\sigma_{E_{\lambda_i, \acute{e}mise}}^2}{E_{\lambda_i, \acute{e}mise}^2} - \frac{\sigma_{E_{\lambda_i, re\grave{c}ue}}^2}{E_{\lambda_i, re\grave{c}ue}^2} \right). \quad (1.61)$$

Le logarithme favorise les valeurs faibles du bruit. Il introduit ainsi une erreur systématique sur  $\ln(y_{\lambda_i})$ , égale à  $\langle b'_{\lambda_i} \rangle$ , qui diminue quadratiquement avec l'écart type du bruit sur l'énergie. Pour des rapports signaux à bruit importants, cette erreur devient très vite négligeable par rapport à l'écart-type (moins de 0.5 % de l'écart type pour un rapport signal à bruit supérieur à 10). Elle peut cependant limiter l'incertitude de mesure si l'on moyenne après le logarithme, ce qui diminuera l'écart-type mais ne modifiera pas l'erreur systématique. Pour supprimer l'erreur systématique, le biais donné par l'équation 1.61 doit alors être retranché à  $\ln(y_{\lambda_i})$ .

On cherche maintenant à avoir un système d'équations linéaire reliant l'information mesurée contenue dans les  $\ln(y_{\lambda_i})$  à la concentration des espèces absorbantes. Si l'atmosphère

sondée est homogène en pression et en température, on peut sortir le terme en  $\sigma_k(\lambda_i, r)\rho_{air}(r)$  dans l'intégrale de l'équation 1.58 et obtenir un système linéaire où les inconnues sont les concentrations moyennes des espèces absorbantes. L'hypothèse d'une atmosphère homogène n'est néanmoins pas valable pour des mesures où le différentiel de hauteur est important sur la ligne de visée. Pour avoir un système linéaire et construire un estimateur sans considérer le terme  $\sigma_k(\lambda_i, r)\rho_{air}(r)$  constant, on se limite à l'ordre 0 des rapports de volume que l'on note  $x_{k,0}$ .

On obtient l'équation matricielle :

$$\mathbf{Y} = \mathbf{X}\boldsymbol{\theta} + \mathbf{b}'$$

$$\begin{bmatrix} \ln(y_{\lambda_1}) \\ \vdots \\ \ln(y_{\lambda_N}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & -2 \int_0^R \sigma_1(\lambda_1, r)\rho_{air}(r)dr & \cdots & -2 \int_0^R \sigma_K(\lambda_1, r)\rho_{air}(r)dr \\ \vdots & \vdots & \cdots & \vdots \\ 1 & -2 \int_0^R \sigma_1(\lambda_N, r)\rho_{air}(r)dr & \cdots & -2 \int_0^R \sigma_K(\lambda_N, r)\rho_{air}(r)dr \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \ln(A) \\ x_{1,0} \\ \vdots \\ x_{K,0} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} b'_{\lambda_1} \\ \vdots \\ b'_{\lambda_i} \end{bmatrix} \quad (1.62)$$

Pour pouvoir calculer le vecteur des concentrations moyennes  $\boldsymbol{\theta} = [\ln(A); x_1; \dots; x_{K,0}]$ , il faut que ce système comporte un nombre d'équations supérieur ou égal au nombre d'inconnues c'est-à-dire que l'on ait l'inégalité entre le nombre  $N$  de longueurs d'onde et le nombre d'espèces absorbantes :  $N \geq K + 1$ . En cas d'égalité la solution s'obtient en inversant la matrice carrée  $X$ . Si  $N > K + 1$ , le système est surdéterminé. Pour le résoudre, on utilise la méthode bayésienne en construisant l'estimateur des moindres carrés pondérés du vecteur des concentrations  $\boldsymbol{\theta}$  :

$$\hat{\boldsymbol{\theta}} = (X^T C_{\mathbf{Y}}^{-1} X)^{-1} X^T C_{\mathbf{Y}}^{-1} \mathbf{Y}, \quad (1.63)$$

avec  $C_{\mathbf{Y}}$ , la matrice de covariance du vecteur  $\mathbf{Y}$ . Cette matrice est diagonale si le bruit n'est pas corrélé entre les différentes longueurs d'onde :

$$C_{\mathbf{Y}} = \text{diag} \left( \sigma_{\ln(y_{\lambda_1})}^2, \dots, \sigma_{\ln(y_{\lambda_N})}^2 \right). \quad (1.64)$$

Les variances des concentrations estimées du vecteur  $\hat{\boldsymbol{\theta}}$  correspondent au termes diagonaux de la matrice de covariance de  $\hat{\boldsymbol{\theta}}$  :

$$C_{\boldsymbol{\theta}} = (X^T C_{\mathbf{Y}}^{-1} X)^{-1}. \quad (1.65)$$

### 1.3.2.2 Cas de la mesure IP-DIAL depuis un satellite

De même que pour la mesure IP-DIAL à deux longueurs d'onde (§ 1.1.3), il est possible de transposer ces résultats à la mesure spatiale en utilisant la coordonnée pression. Les équations associées aux signaux aux  $N$  longueurs d'onde (eq. 1.58) se mettent sous la forme du système :

$$\ln(y_{\lambda_i}) = \ln(A) + \frac{2}{m_{air}g} \sum_{k=1}^K \int_0^{P_{surf}} \sigma_k(\lambda_i, p) x_k(p) dp + b'_{\lambda_i}, \quad (1.66)$$

où,  $m_{air}$  est la masse moyenne d'une molécule d'air,  $g$ , la constante d'accélération gravitationnelle et  $P_{surf}$  est la pression de surface. Le système peut être linéarisé comme précédemment en considérant l'ordre 0 des rapports de volume  $x_{k,0}$  :

$$\ln(y_{\lambda_i}) = \ln(A) + \frac{2}{m_{air}g} \sum_{k=1}^K x_{k,0} \int_0^{P_{surf}} \sigma_k(\lambda_i, p) dp + b'_{\lambda_i}. \quad (1.67)$$

Il est possible de linéariser plus finement le système en introduisant des aprioris de la forme  $x_k(p) = x_{k,0} f_k(p)$  où  $f_k(p)$  est la répartition *a priori* du rapport de volume en fonction de la pression et  $x_{k,0}$  le paramètre de régression. Ce type d'apriori peut être utile pour des espèces dont la concentration varie particulièrement avec l'altitude comme la vapeur d'eau. Il permet d'avoir un système d'équations établi avec un spectre de section efficace plus proche du spectre effectif de l'atmosphère. Le système linéaire peut alors s'écrire :

$$\ln(y_{\lambda_i}) = \ln(A) + \frac{2}{m_{air}g} \sum_{k=1}^K x_{k,0} \int_0^{P_{surf}} \sigma_k(\lambda_i, p) f_k(p) dp + b'_{\lambda_i}. \quad (1.68)$$

La matrice  $X$  de l'équation 1.62 devient :

$$X = \begin{bmatrix} 1 & -\frac{2}{m_{air}g} \int_0^{P_{surf}} \sigma_1(\lambda_1, p) f_1(p) dp & \cdots & -\frac{2}{m_{air}g} \int_0^{P_{surf}} \sigma_K(\lambda_1, p) f_K(p) dp \\ \vdots & \vdots & \cdots & \vdots \\ 1 & -\frac{2}{m_{air}g} \int_0^{P_{surf}} \sigma_1(\lambda_N, p) f_1(p) dp & \cdots & -\frac{2}{m_{air}g} \int_0^{P_{surf}} \sigma_K(\lambda_N, p) f_K(p) dp \end{bmatrix} \quad (1.69)$$

De même que précédemment, l'estimation du vecteur des rapports de volume  $\hat{\theta}$  et sa matrice de covariance se calculent à partir des équations :

$$\hat{\theta} = (X^T C_Y^{-1} X)^{-1} X^T C_Y^{-1} Y, \quad (1.70)$$

$$C_{\theta} = (X^T C_Y^{-1} X)^{-1}. \quad (1.71)$$

Pour assimiler les rapports de volume mesurés dans les modèles de transports des gaz à effet de serre, il est essentiel de connaître les fonctions de poids associées aux grandeurs mesurées. Ces fonctions  $w_k(p)$  donnent la contribution d'une couche d'atmosphère à une pression  $p$  aux concentrations estimées  $\widehat{x_{k,0}}$  (éléments du vecteur  $\hat{\theta}$ ). Elles sont définies implicitement pour chaque espèce  $k$  par (Dufour et Bréon 2003) :



$$\int_0^{P_{surf}} \widehat{x}_k(p) w_k(p) dp = \int_0^{P_{surf}} x_k(p) w_k(p) dp, \quad (1.72)$$

où :  $\widehat{x}_k(p)$  sont les profils de concentration à estimer. Le modèle utilisé faisant l'hypothèse que  $\widehat{x}_k(p) = \widehat{x}_{k,0} f_k(p)$ , les concentrations estimées par l'équation 1.70, notés  $\widehat{x}_{k,0}$ , peuvent s'écrire en fonction des profils réels des gaz  $x_k(p)$  :

$$\widehat{x}_{k,0} = \frac{\int_0^{P_{surf}} x_k(p) w_k(p) dp}{\int_0^{P_{surf}} f_k(p) w_k(p) dp}. \quad (1.73)$$

Cette équation permet ainsi d'interpréter les concentrations estimées  $\widehat{x}_{k,0}$  dans un modèle de transport de gaz. Les fonction de poids peuvent être évaluée avec une approche perturbative en calculant la contribution de chaque couche de l'atmosphère à partir l'équation 1.70. Il s'agit de calculer, pour chaque altitude, l'impact d'une perturbation locale de la concentration d'un gaz sur le vecteur  $\hat{\theta}$  des concentrations estimées.

### 1.3.2.3 Inversion RR-DIAL multi-longueurs d'onde

Contrairement à l'inversion intégrée colonne, on dispose pour l'inversion résolue d'une information continue dans le temps à chaque longueur d'onde. La démarche consiste alors à calculer pour chaque espèce une grandeur également continue dans le temps : la concentration intégrée en distance, puis à estimer sa pente pour avoir la concentration. Pour avoir une information résolue sur la concentration, le signal est divisé en intervalles de distance sur chacun desquels on effectue une inversion. Pour un intervalle de distance  $[r_1, r_2]$  du signal issu de la rétrodiffusion, le signal reçu à la longueur d'onde  $\lambda_i$  est donné par l'équation 1.24 que l'on note :

$$y_{\lambda_i}(r) = A_{\lambda_i} B(r) e^{-2 \sum_{k=1}^K \sigma_k(\lambda_i) CL_k(r)} + b_{\lambda_i}(r), \quad (1.74)$$

où :  $y_{z,\lambda_i}$  est le signal mesuré à la  $i$ ème longueur d'onde,  $K$  est le nombre d'espèces absorbantes,  $\sigma_k(\lambda_i)$  est la section efficace sur l'intervalle de distance  $[r_1, r_2]$  dont on considère la pression et la température constantes,  $b_{\lambda_i}(r)$  est la variable aléatoire du bruit gaussien d'écart type noté  $\sigma_i(r)$ . Dans cette équation, on fait l'hypothèse que les facteurs  $\mathcal{Y}_{\lambda} \frac{A}{r^2} O_{\lambda}(r) \frac{c}{2} \beta(r) E_{\lambda}$  de l'équation 1.24 peuvent s'écrire comme un terme contenant leur dépendance spectrale  $A_{\lambda_i}$  et un terme contenant leur dépendance en distance,  $B(r)$ . Enfin,  $CL_k$  est la concentration intégrée (ou concentration distance) de l'espèce  $k$  définie par :

$$CL_k(r) = \int_{r_0}^r n_{air}(r') x_k(r') dr'. \quad (1.75)$$

### Estimation de la concentration intégrée

En suivant la même démarche que pour l'inversion IP-DIAL multi-longueurs d'onde, on linéarise l'équation 1.74, ce qui donne l'équation :

$$\ln(y_{\lambda_i}(r)) - \ln(A_{\lambda_i}) = \ln(B(r)) - \sum_{k=1}^K \sigma_k(\lambda_i) CL_k(r) + b'_{\lambda_i}(r), \quad (1.76)$$

où  $b'_{\lambda_i}(r)$  est le bruit du logarithme du signal mesuré. Comme vu au paragraphe 1.3.2.1, si le rapport signal à bruit est grand ( $y_{\lambda_i}(r) \gg \sigma_i(r)$ ),  $b'_{\lambda_i}(r)$  peut s'approcher par un bruit gaussien d'écart type  $\sigma_i(r)/y_{\lambda_i}(r)$  centré sur  $-\sigma_i^2(r)/2y_{\lambda_i}^2(r)$ . Les signaux mesurés aux  $N$  longueurs d'onde permettent d'établir un système d'équations qui peut se mettre sous forme matricielle :

$$\mathbf{Y}_r - \mathbf{A} = X\boldsymbol{\vartheta}_r + \mathbf{b}'$$

$$\begin{bmatrix} \ln(y_{\lambda_1}(r)) \\ \vdots \\ \ln(y_{\lambda_N}(r)) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \ln(A_{\lambda_1}) \\ \vdots \\ \ln(A_{\lambda_N}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & -2\sigma_1(\lambda_1) & \cdots & -2\sigma_K(\lambda_1) \\ \vdots & \vdots & \cdots & \vdots \\ 1 & -2\sigma_1(\lambda_N) & \cdots & -2\sigma_K(\lambda_N) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \ln(B(r)) \\ CL_1(z) \\ \vdots \\ CL_K(z) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} b'_{\lambda_1}(r) \\ \vdots \\ b'_{\lambda_i}(r) \end{bmatrix} \quad (1.77)$$

A partir de ce système, on peut construire l'estimateur des moindres carrés pondérés du vecteur des concentrations intégrées  $\boldsymbol{\vartheta}_z$  qui s'écrit :

$$\widehat{\boldsymbol{\vartheta}}_r = (X^T C_{\mathbf{Y}_r}^{-1} X)^{-1} X^T C_{\mathbf{Y}_r}^{-1} (\mathbf{Y}_r - \mathbf{A}), \quad (1.78)$$

avec  $C_{\mathbf{Y}_r}$ , la matrice de covariance des logarithmes des signaux aux  $N$  longueurs d'onde. Cette matrice est diagonale si le bruit n'est pas corrélé entre les différentes longueurs d'onde :

$$C_{\mathbf{Y}_r} = \text{diag} \left( \frac{\sigma_1^2(r)}{y_{\lambda_1}^2(r)}, \dots, \frac{\sigma_N^2(r)}{y_{\lambda_N}^2(r)} \right). \quad (1.79)$$

La matrice de covariance de  $\widehat{\boldsymbol{\vartheta}}_r$  s'écrit :

$$C_{\widehat{\boldsymbol{\vartheta}}_r} = (X^T C_{\mathbf{Y}_r} X)^{-1}. \quad (1.80)$$

Dans la mesure RR-DIAL, la grandeur d'intérêt est la dérivée de la concentration intégrée, on peut donc omettre le terme  $\mathbf{A}$  de l'équation 1.78 qui est constant en fonction de la distance. Ainsi, les variations spectrales des coefficients devant l'exponentielle de l'équation RR-DIAL (eq. 1.74) n'entachent pas l'estimation de la concentration.

### Estimation de la concentration d'une espèce à partir de sa concentration intégrée

L'estimation de la concentration  $x_k$  d'une espèce  $k$  sur l'intervalle de distance  $[r_1, r_2]$  revient à estimer la pente de  $CL_k(r)$  (cf Figure 1.12). On utilisera pour cela une régression linéaire (moindre carré non-pondéré) :

$$\widehat{\boldsymbol{\beta}}_k = \begin{bmatrix} \widehat{x}_k \\ \widehat{CL}_k(r=0) \end{bmatrix} = \frac{1}{\rho_{air}} (Z^T Z)^{-1} Z^T \mathbf{C} \mathbf{L}_k, \quad (1.81)$$

où :  $Z = [\mathbf{r}, \mathbf{1}]$  est une matrice contenant le vecteur colonne des abscisses dans l'intervalle  $[r_1, r_2]$  et un vecteur colonne de 1,  $\mathbf{C} \mathbf{L}_k$  est le vecteur des concentrations intégrées associées.

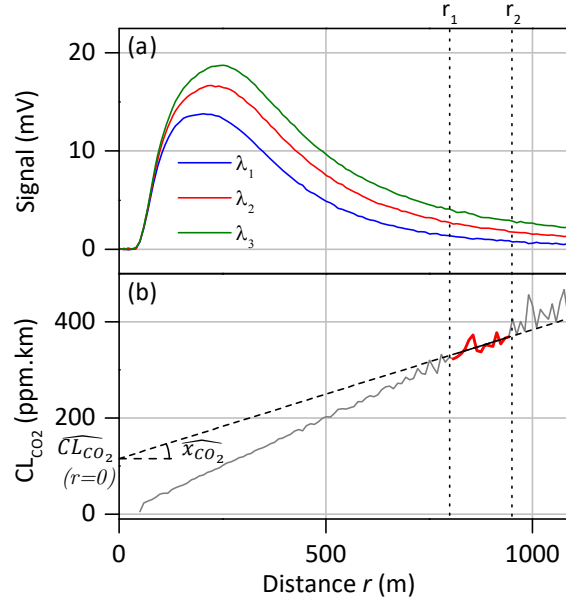


Figure 1.12 – Utilisation de l'inversion multi-longueurs d'onde : (a) signaux lidar simulés absorbés par le CO<sub>2</sub> en concentration atmosphérique, (b) concentration-intégrée du CO<sub>2</sub> calculée à partir des signaux simulés. La concentration locale du dioxyde de carbone estimée  $x_{CO_2}$  correspond à la pente de la concentration intégrée sur l'intervalle de distance considéré (trait rouge).

### Estimation de l'erreur sur la concentration estimée

La variance de la concentration estimée,  $\widehat{x}_k$ , est le premier terme de la diagonale de la matrice de covariance de  $\widehat{\beta}_k$  qui se calcule à partir des matrices de covariance des vecteurs des concentrations intégrées  $C_{CL_k}$  :

$$C_{\widehat{\beta}_k} = (Z^T Z)^{-1} Z^T C_{CL_k}^{-1} Z (Z^T Z)^{-1} \quad (1.82)$$

Les éléments  $(m, n)$  des matrices de covariance des vecteurs concentrations intégrées  $C_{CL_k}$  sont donnés par :

$$\begin{aligned} [C_{CL_k}]_{(m,n) \in [1..L]^2} &= cov(\mathbf{CL}_{k,r_m}, \mathbf{CL}_{k,r_n}) \\ &= cov(M_{r_m} \mathbf{Y}_{r_m}, M_{r_n} \mathbf{Y}_{r_n}) \\ &= [M_{r_m} C_{\mathbf{Y}_{r_m}, \mathbf{Y}_{r_n}} M_{r_n}^T]_{k,k} \end{aligned} \quad (1.83)$$

où :  $r_m$  et  $r_n$  pour  $(m, n) \in [1..L]^2$ , sont les abscisses des échantillons du signal dans l'intervalle d'estimation  $[r_1, r_2]$ ,  $M_r = (X^T C_{\mathbf{Y}_r}^{-1} X)^{-1} X^T C_{\mathbf{Y}_r}^{-1}$  et  $C_{\mathbf{Y}_{r_m}, \mathbf{Y}_{r_n}}$  est la matrice de covariance entre les vecteurs  $\mathbf{Y}_{r_m}$  et  $\mathbf{Y}_{r_n}$ . Dans le cas où les bruits des signaux aux différentes longueurs d'onde ne sont pas corrélés, la matrice  $C_{\mathbf{Y}_{r_m}, \mathbf{Y}_{r_n}}$  peut s'écrire en fonction de la covariance du signal à la longueur d'onde  $\lambda_i$ ,  $C_{y_{\lambda_i}}$  :

$$C_{\mathbf{Y}_{r_m}, \mathbf{Y}_{r_n}} = \text{diag} \left( \left[ \frac{[C_{\mathbf{y}_{\lambda_i}}]_{(m,n)}}{E(y_{r_m, \lambda_i})E(y_{r_n, \lambda_i})} \right]_{i \in [1..N]} \right) \quad (1.84)$$

## 1.4 Simulation des performances d'une mesure RR-DIAL du CO<sub>2</sub> à deux longueurs d'onde

Cette partie propose de simuler une mesure DIAL à deux longueurs d'onde du CO<sub>2</sub>. L'objectif est de prévoir les performances de l'instrument conçu dans la thèse et d'appréhender l'importance des différents bruits. Le modèle de simulation présenté a été aussi utilisé dans la thèse pour dimensionner le système et de connaître l'incidence de chaque paramètre sur les performances de l'instrument en RR-DIAL et en IP-DIAL.

### Modèle de simulation

Les différentes composantes du modèle utilisés sont représentées sur la Figure 1.13. Une première partie calcule le rapport signal à bruit en fonction de la distance de rétrodiffusion et comprend : un module de calcul des sections efficaces, un module de calcul de la puissance reçue incluant une modélisation géométrique du système, un module de calcul des bruits. Une deuxième partie inverse les signaux simulés pour avoir une estimation de l'erreur aléatoire de la mesure. Les entrées comprennent un modèle atmosphérique et un modèle instrumental.

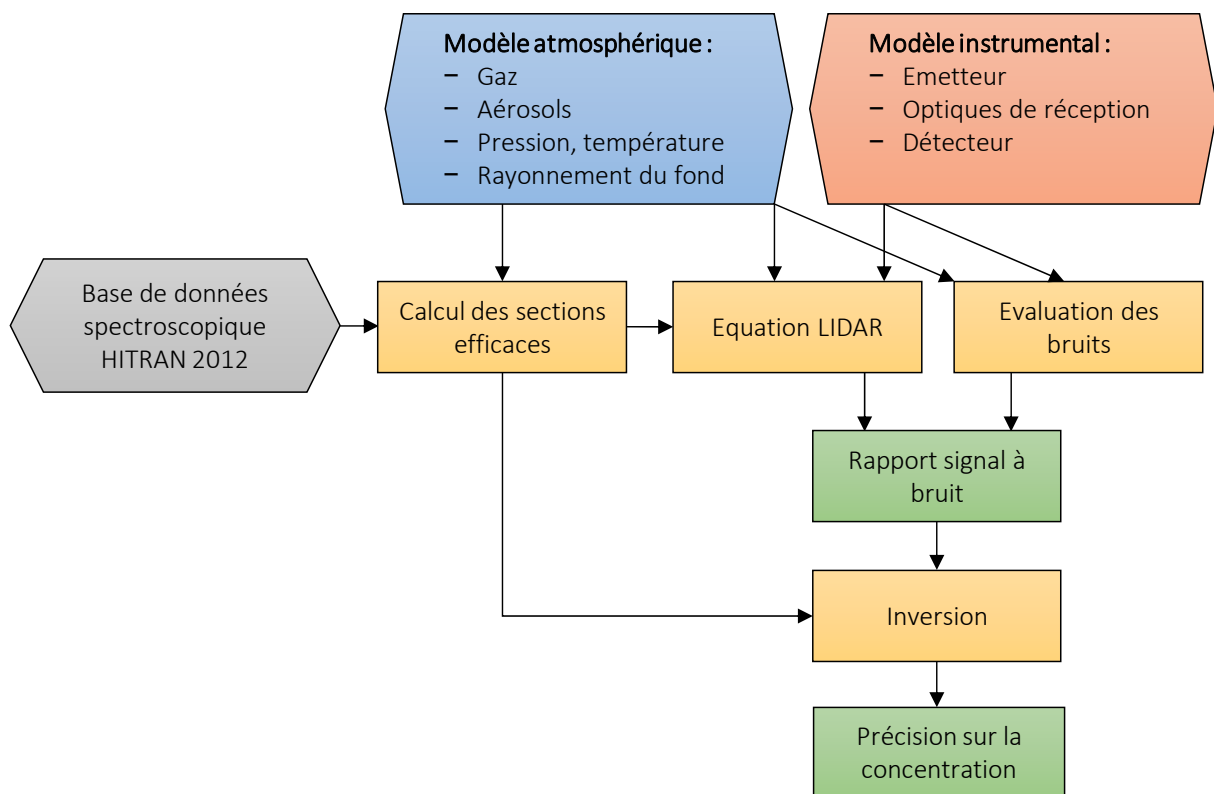


Figure 1.13 – Diagramme des principales composantes du modèle de simulation des performances d'un lidar DIAL atmosphérique. Les entrées du système sont représentées par des hexagones, les étapes de la modélisation et les sorties sont représentées par des rectangles.

## Paramètres de la simulation

Les paramètres utilisés dans cette simulation sont ceux de l'architecture du système conçu pendant la thèse (voir chapitre 2) et sont résumés dans le Tableau 1.1. Les longueurs d'onde simulées sont positionnées sur une raie d'absorption R30 à 2  $\mu\text{m}$  du  $\text{CO}_2$  sur laquelle une grande partie des mesures expérimentales ont été réalisées. Nous avons choisi ici un différentiel d'épaisseur optique maximal en plaçant la longueur d'onde *on* au centre de la raie et la longueur d'onde *off* au minimum d'absorption, sur le côté de la raie où les interférences avec la vapeur d'eau sont minimales (cf. Figure 1.14).

Tableau 1.1 – Paramètres de la simulation.

<b>Paramètres atmosphériques</b>	
Concentration de $\text{CO}_2$	400 ppm
Humidité relative	80 %
Coefficient de rétrodiffusion	$6 \cdot 10^{-7} \text{ m}^{-1}\text{str}^{-1}$
Coefficients d'extinction <sup>1</sup> (aérosols)	$10^{-4} \text{ m}^{-1}$
Pression	1 bar
Température	20 °C
Rayonnement du fond	$10^{-2} \text{ Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}\text{Str}^{-1}$
<b>Paramètres de l'émetteur</b>	
Energie par impulsion <sup>2</sup>	5 mJ
Fréquence de répétition	30 Hz
Durée de l'impulsion	10 ns
Divergence de l'émission	500 $\mu\text{rad}$
Longueur d'onde ON	2050,9694 nm
Longueur d'onde OFF	2051,1900 nm
<b>Paramètres du système de réception</b>	
Aire de collection (télescope 2)	620 $\text{cm}^2$
Angle de champ	666 $\mu\text{rad}$
Transmission	0,9
<b>Paramètres du détecteur et de l'amplificateur</b>	
Sensibilité du détecteur	1,3 A/W
Gain de l'amplificateur	$10^5 \text{ V} \cdot \text{A}^{-1}$
NEP	$3 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$
Bande passante électronique	30 MHz
Bande passante optique	1,2 – 2,6 $\mu\text{m}$

1. Coefficient d'extinction à 2  $\mu\text{m}$  issu de (Elterman 1968)

2. Le cristal du préamplificateur ayant été endommagé lors d'un alignement, l'énergie disponible pendant les mesures était de 5 mJ et non de 20 mJ comme démontré dans (Barrientos Barria et al. 2014b).

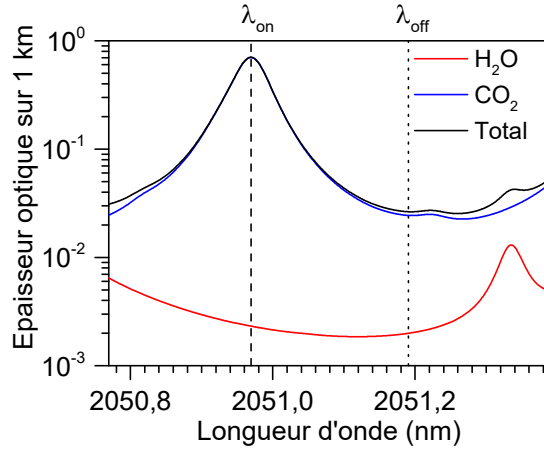


Figure 1.14 – Epaisseur optique du dioxyde de carbone et de la vapeur d’eau sur 1 km d’atmosphère pour une température de 300 K, une pression de 1 Bar et une humidité relative de 55 %.

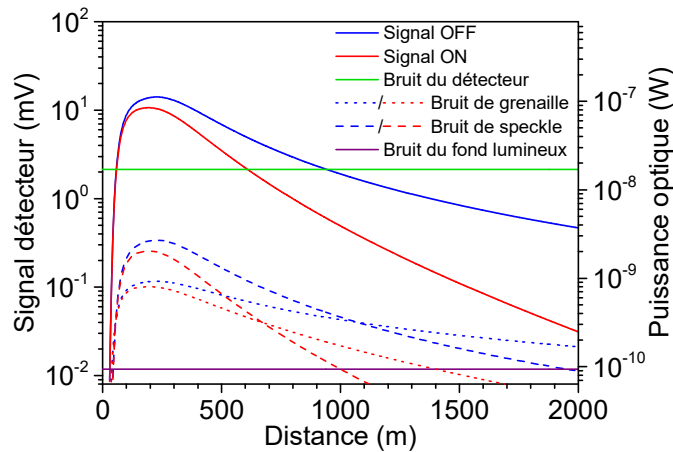


Figure 1.15 – Signaux lidar *on* et *off* comparés à leurs bruits respectifs pour 1 tir. Le bruit limitant est le bruit de détecteur pour les signaux aux deux longueurs d’onde.

La Figure 1.15 représente les signaux reçus *on* et *off* pour 1 tir, avec les bruits correspondants pour une bande passante égale à celle du détecteur (30 MHz). Le bruit du détecteur est le bruit dominant pour les signaux aux deux longueurs d’onde et son amplitude est d’au moins un ordre de grandeur plus grande que celle des autres bruits.

La Figure 1.16 (a) donne l’erreur aléatoire de l’épaisseur optique différentielle estimée, calculée en différentiant l’équation 1.25 pour différents nombres de tirs intégrés et un filtrage numérique des signaux de 3,6 MHz de fréquence de coupure.

La Figure 1.16 (b) donne l’erreur aléatoire totale de la concentration de CO<sub>2</sub> calculée sur des intervalles de distance de 150 m en fonction de la position du centre de cet intervalle. Entre 200 et 700 m, l’erreur aléatoire est inférieure à 5 ppm (1,3 % de la concentration totale) pour un total de 10 000 tirs intégrés (11 minutes).

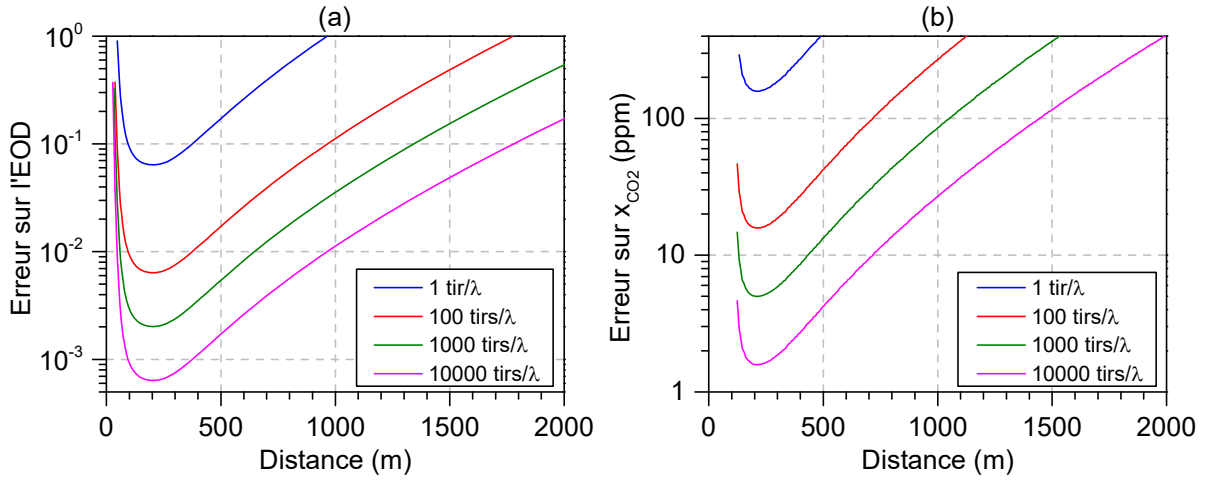


Figure 1.16 – Erreur quadratique aléatoire sur l'épaisseur optique différentielle (a) et sur le rapport de volume du  $CO_2$  évaluée sur un intervalle de distance de 150 m (b) pour différents nombres de tirs intégrés par longueur d'onde. À 30 Hz pour deux longueurs d'ondes,  $100 \text{ tirs}/\lambda \sim 7 \text{ s}$ ,  $1000 \text{ tirs}/\lambda \sim 1 \text{ min}$ ,  $10000 \text{ tirs}/\lambda \sim 11 \text{ min}$ .

Ces erreurs constituent les performances d'erreur aléatoire attendues pour notre système DIAL. Elles sont néanmoins à relativiser au regard des inconnues du système, principalement le coefficient de rétrodiffusion qui, comme vu au paragraphe 1.1.4, est très dépendant du lieu et de la date de la mesure. Ces performances peuvent être également significativement dégradées par les sources d'erreurs s'ajoutant aux bruits de détection vues au paragraphe 1.2.

## 1.5 Conclusion

Nous avons proposé dans ce chapitre un modèle de la mesure lidar DIAL comprenant les équations du signal dans les cas d'une mesure intégrée (eq. 1.8) ou d'une mesure résolue spatialement (eq. 1.24). Un modèle des principaux bruits a été détaillé dans le but d'estimer le rapport signal à bruit et de comprendre les limitations de la mesure DIAL.

On a également proposé une méthode de traitement du signal pouvant être appliquée dans le cas d'une mesure multi-longueurs d'onde et multi-espèces. Elle comprend trois étapes : le filtrage du signal par convolution, le calcul de la concentration intégrée de chaque espèce, puis le calcul de la concentration locale par estimation de la pente de la concentration intégrée.

Enfin, nous avons simulé les performances du système lidar dans la configuration de la thèse. Nous avons ainsi montré que notre système était limité principalement par le bruit de détection. L'erreur statistique attendue sur la mesure de  $CO_2$  avec le système DIAL prévu est inférieure à 5 ppm sur le domaine de distance 200 – 700 m pour une inversion réalisée sur des intervalles de distance de 150 m et un temps d'intégration d'une dizaine de minutes. L'erreur statistique de la mesure pourra être significativement réduite avec un détecteur de bruit plus faible comme une APD. Les erreurs systématiques peuvent cependant dégrader la précision de la mesure. Elles seront étudiées au Chapitre 3 à partir des résultats expérimentaux.



# Chapitre 2 : Réalisation d'un système lidar DIAL pour la mesure des gaz à effet de serre depuis le sol

Dans ce chapitre, nous exposerons les travaux qui ont mené à la réalisation d'un système lidar DIAL à 2  $\mu\text{m}$  pour la mesure des gaz à effet de serre depuis le sol. Dans un premier temps, nous présenterons l'émetteur utilisé : une source paramétrique à haute énergie, développée à l'ONERA antérieurement à la thèse. Nous détaillerons le travail réalisé au cours de la thèse sur la caractérisation de la pureté spectrale de la source et sur son contrôle. Dans un second temps, nous décrirons la réalisation du module de réception (télescope et détecteur) et son couplage avec la source.

## 2.1 L'émetteur lidar à haute énergie pour la mesure atmosphérique du $\text{CO}_2$ , $\text{CH}_4$ et de la vapeur d'eau

### 2.1.1 Introduction

Les sources paramétriques optiques (OPO) ont des caractéristiques particulièrement adaptées à la mesure des constituants atmosphériques : elles peuvent émettre dans l'infrarouge proche et moyen où absorbent de nombreux gaz et sont largement accordables. La maîtrise de leurs caractéristiques spectrales peut permettre la sélectivité et la précision de la mesure. Les travaux réalisés sur les OPO à l'ONERA depuis les années 90 ont mené à l'architecture appelée *nested cavity* OPO (NesCOPO) émettant un rayonnement monomode et largement accordable (Berrou 2008). L'architecture NesCOPO a été perfectionnée et caractérisée finement pendant la thèse de Bertrand Hardy (Hardy-Baranski 2011) ce qui a permis de l'intégrer par la suite dans des systèmes plus complexes. Le NesCOPO a ainsi été mis en œuvre dans des applications de spectroscopie *in situ*, notamment de l'analyse locale de gaz par spectroscopie photo-acoustique (Aoust 2016), dans un mini-lidar portable pour la détection de fuite ainsi que pour la détection multi-espèces de gaz à courte portée (Barrientos Barria *et al.* 2014a). Le NesCOPO a aussi été intégré dans un banc à haute énergie à 2  $\mu\text{m}$  utilisant un schéma oscillateur paramétrique optique/amplification paramétrique optique (OPO/OPA). L'un des objectifs de

la réalisation de ce banc est de démontrer le potentiel de l’architecture utilisée pour la mesure lidar à longue portée des gaz à effet de serre. La thèse de Jessica Barrientos Barria qui a précédé la mienne a permis de mettre en évidence ses performances en terme de longueurs d’onde à émettre, d’énergie par impulsion, de stabilité en fréquence, de largeur spectrale et de qualité de faisceau (Barrientos Barria 2014). L’architecture de ce banc et ses caractéristiques ont fait l’objet de deux publications antérieures au début de ma thèse (Raybaut *et al.* 2009 ; Barrientos Barria *et al.* 2014b) et sont résumées au paragraphe 2.1.2. Une partie de mon travail de thèse a consisté à quantifier sa pureté spectrale et à réaliser un dispositif pour la mesurer en direct. Ce travail est exposé dans le paragraphe 2.1.3.

## 2.1.2 La source paramétrique optique à 2 $\mu\text{m}$

### 2.1.2.1 Rappels d’optiques non linéaire

Pour comprendre le fonctionnement de la source, il est utile de rappeler le principe de la conversion paramétrique optique. Elle consiste à produire au sein d’un milieu non linéaire (ici des cristaux) deux ondes appelées ondes signal et complémentaire (ou *idler* en anglais) de fréquences  $\omega_s$  et  $\omega_c$  à partir d’une onde de pompe de fréquence  $\omega_p$ . La conservation de l’énergie relie les fréquences des différentes ondes par l’équation  $\omega_p = \omega_s + \omega_c$ . Pour que la conversion soit effective, les ondes signal et complémentaire doivent rester en phase avec l’onde de pompe lors de la propagation dans le milieu non linéaire. Cela se traduit par la condition d’accord de phase que l’on peut écrire en fonction des vecteurs d’ondes associés aux trois ondes :  $\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_c$ . L’accord de phase peut être réalisé en utilisant les propriétés de biréfringence des matériaux, c’est-à-dire la variation de l’indice de réfraction en fonction de la polarisation. La condition d’accord de phase induit des contraintes sur le choix du cristal, sur les fréquences, la polarisation et la direction de propagation des trois ondes. Pour relaxer ces contraintes et avoir accès par exemple à des matériaux avec des coefficients de conversion non linéaire plus importants, on peut utiliser la technique du quasi-accord de phase. Il s’agit de moduler périodiquement les propriétés non linéaires d’un matériau de manière à maîtriser le sens du transfert d’énergie entre les ondes au cours de la propagation dans le cristal. L’émetteur utilisé dans cette thèse comprend deux types de cristaux :

- Le niobate de lithium périodiquement polarisé (PPLN), matériau rencontré couramment dans l’infrarouge car possédant un coefficient non linéaire élevé ( $d_{eff} = 21,6 \text{ pm/V}$ ) (Fejer *et al.* 1992). Son domaine spectral s’étend jusqu’à 4,3  $\mu\text{m}$ . Les longueurs d’onde émises sont déterminées par la période du cristal et par sa température. Son procédé de fabrication le limite à de petites ouvertures (2 mm maximum pour les cristaux commerciaux). Il a de plus un seuil de dommage élevé par rapport au KTP. Ces caractéristiques expliquent qu’il soit utilisé au début de la chaîne OPO/OPA où l’énergie de l’impulsion est petite ( $\sim 1 \text{ mJ}$ ).
- Le titanyl phosphate de potassium (KTP), son coefficient non linéaire utilisé pour l’accord en biréfringence est plus faible que celui du PPLN ( $d_{eff} = 2 \text{ pm/V}$ ), mais son

seuil de dommage est élevé et il existe à de larges ouvertures ( $\sim cm$ ). Il est donc utilisé à la fin de la chaîne d'amplification, là où l'énergie traversant les cristaux est la plus élevée. L'accord de phase est déterminé par biréfringence en jouant sur l'angle du cristal.

### 2.1.2.2 Architecture de l'émetteur

La particularité de l'émetteur réside dans l'utilisation d'un *nested cavity* OPO (NesCOPO) qui est à l'origine du caractère monomode et accordable de l'émission (Hardy *et al.* 2011, 2012). Le NesCOPO est schématisé sur la Figure 2.1.a. Les ondes signal et complémentaire oscillent dans deux cavités dissociées. Cette double résonance permet d'une part de minimiser le seuil d'oscillation et d'autre part de réaliser un filtrage fréquentiel sur la fréquence émise. En effet si les deux cavités sont correctement dissociées, il est possible, selon la bande de gain paramétrique utilisée, de n'avoir qu'une seule coïncidence entre les modes des deux cavités (cf. Figure 2.1.b), l'émission est alors monomode. Le cristal du NesCOPO utilisé ici est un PPLN

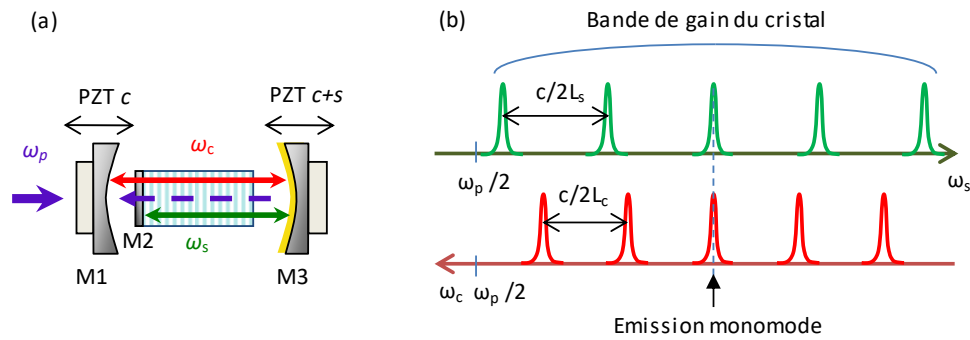


Figure 2.1 – (a) Schéma de principe du NesCOPO ; (b) effet de la dissociation sur le spectre du NesCOPO : si les longueurs des cavités signal et complémentaire,  $L_s$  et  $L_c$ , sont correctement dissociées, l'émission est monomode. En pratique,  $L_s \approx L_c \approx 1 cm$  et la dissociation est de l'ordre de 10 %. Les intervalles spectraux libres des deux cavités sont donc tous deux d'environ 6 GHz.

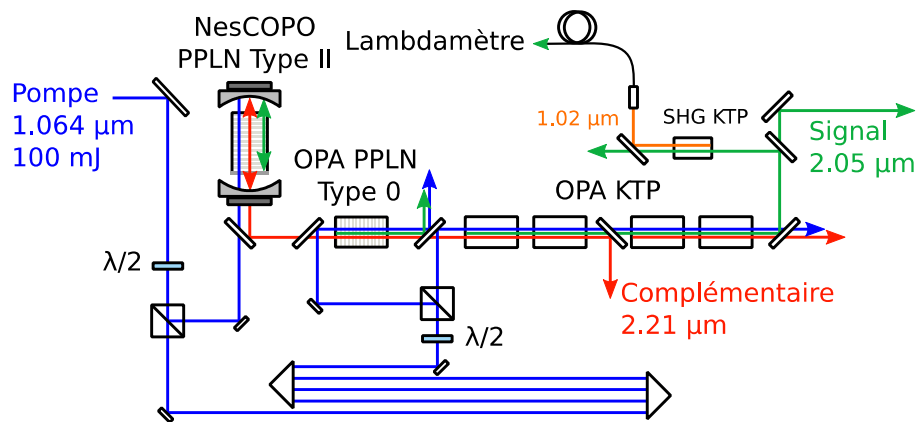


Figure 2.2 – Schéma de l'émetteur en configuration OPO/OPA pour une émission à  $2,05 \mu m$ .

de 10 mm de long en quasi-accord de phase de type 2 (polarisations croisées du signal et du complémentaire). Le choix de ce quasi-accord de phase permet d'avoir une bande de gain paramétrique suffisamment étroite proche de la dégénérescence pour obtenir une émission monomode aux longueurs d'onde autour de 2,05  $\mu\text{m}$  (Berrou 2008). Le miroir M2 de la cavité signal est déposé sur une face du cristal. Le miroir semi réfléchissant M1 de la cavité complémentaire et le miroir M3 commun aux deux cavités sont montés sur des transducteurs piézoélectriques ce qui permet de contrôler les longueurs des deux cavités et de pouvoir ainsi choisir la position de la coïncidence dans la bande de gain. La modulation de la fréquence émise peut ainsi se faire tir à tir au sein de la bande de gain. La pompe est réfléchiée comme les deux autres ondes par le miroir M3 et traverse ainsi deux fois le cristal de manière à maximiser le rendement de conversion (Hardy *et al.* 2011).

Un schéma expérimental de l'émetteur est donné sur la Figure 2.2 (Barrientos Barria *et al.* 2014b). Il est pompé par un laser Nd:YAG mono fréquence délivrant des impulsions de 100 mJ pendant 12 ns, à une fréquence de 30 Hz,. Une petite partie de cette énergie (0,5 mJ) est utilisée pour pomper le NesCOPO. Les 30  $\mu\text{J}$  émis par le NesCOPO à la longueur d'onde complémentaire sont amplifiés par deux étages d'amplification : (i) Un préamplificateur accroît l'énergie du complémentaire extraite de l'OPO et recrée une onde signal à 2,05  $\mu\text{m}$ . C'est un PPLN de 12 mm utilisé en quasi-accord de phase de type 0 (mêmes polarisations des trois ondes). (ii) Une chaîne de quatre cristaux de KTP de 25 mm placés en compensation de *walk-off* pour éviter la séparation spatiale des ondes filles avec l'onde de pompe. Une lame dichroïque est placée entre le troisième et le quatrième KTP pour retirer le complémentaire et limiter la saturation de la conversion paramétrique. Cela permet de maximiser l'énergie du signal et de préserver la qualité du faisceau. Une ligne à retard de 10 ns est insérée sur le trajet du faisceau de pompe avant les étages d'amplification pour compenser le temps de construction de l'OPO.

La longueur d'onde est mesurée tir à tir après doublage en fréquence dans un cristal de KTP par lambdamètre « WSU 10 High Finesse » avec une précision (sur la fréquence doublée) de 1 MHz. Le détecteur en silicium du lambdamètre limite sa sensibilité à des longueurs d'onde inférieures à 1.1  $\mu\text{m}$  ce qui justifie l'emploi du doublage.

### 2.1.2.3 Performances de l'émetteur

Les principales caractéristiques de la source paramétrique sont reportées dans le Tableau 2.1. Des énergies par impulsion de 20 mJ pour le signal et de 17 mJ pour le complémentaire ont pu être démontrées, ce qui correspond à une efficacité de conversion de la pompe de 37 %. La largeur spectrale du rayonnement émis a été mesurée par battement avec une diode laser (cf. Figure 2.3) et est d'environ 60 MHz (Mammez *et al.* 2015b).

Tableau 2.1 – Caractéristiques de la source paramétrique

Energie du signal (mesurée à 2,05 $\mu\text{m}$ )	20 mJ
Energie du complémentaire (mesurée à 2.29 $\mu\text{m}$ )	17 mJ
Rendement optique total	37 %
Fréquence de répétition	30 Hz
Durée de l'impulsion	10 ns
Facteur de qualité du faisceau $M^2$	< 1,5
Largeur spectrale	60 MHz
Stabilité tir à tir	4 MHz
Dérive sur 10 s (avec asservissement)	< 1 MHz
Domaine spectral	1900 – 2300 nm

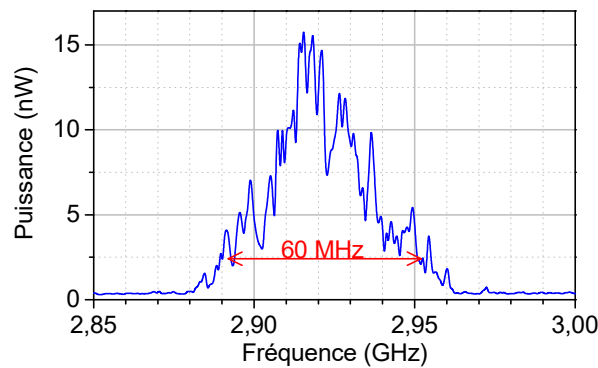


Figure 2.3 – Densité spectrale de puissance du battement de l'impulsion à 2  $\mu\text{m}$  en sortie du banc avec une diode laser continue.

### Stabilisation en fréquence du NesCOPO

Pour que la mesure DIAL soit optimale, la position de la coïncidence dans la bande de gain doit pouvoir être ajustée puis maintenue à la longueur d'onde voulue. Pour cela, il est nécessaire de compenser la dérive des peignes de modes des deux cavités. Cette dérive peut être due : (i) aux variations de la longueur optique des cavités signal et complémentaire (dus par exemple à des vibrations), (ii) à des variations des conditions d'accord de phase liées aux variations de température du cristal, (iii) ou à des fluctuations de la longueur d'onde de pompe. Un module de pilotage et de stabilisation a été réalisé pour le pilotage du NesCOPO pendant la thèse de Bertrand Hardy et adapté à cette source dans le cadre du postdoctorat de Dominique Mammez (Mammez *et al.* 2015a). Ce module calcule, à partir des précédentes longueurs d'onde d'émission mesurées, les corrections en tension à appliquer aux transducteurs piézoélectriques de manière à choisir puis stabiliser la position de la coïncidence dans la bande de gain. La variance d'Allan de la fréquence de l'onde signal, présentée sur la Figure 2.4 pour une cavité asservie et non asservie, montre que l'asservissement corrige les dérives en fréquence à des

échelles supérieures à 0,3 s. La précision sur le maintien de la fréquence est alors limitée par le bruit blanc qui entache la tension de commande des transducteurs.

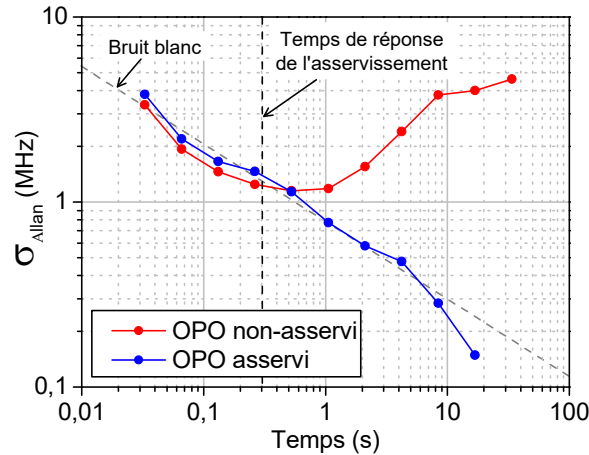


Figure 2.4 – Ecart type d’Allan de la fréquence émise par l’émetteur avec et sans rétroaction sur la longueur des cavités.

### Couverture spectrale de l’émetteur

L’accordabilité du NesCOPO peut s’effectuer tir à tir au sein de la bande de gain (sur quelques nanomètres) en changeant les longueurs des cavités grâce aux transducteurs piézoélectriques. Il est possible d’accéder à une couverture spectrale plus large en jouant sur deux paramètres du cristal : (i) la température : dans ce but, le cristal du NesCOPO est monté dans un four dont la plage de température s’étend de 30 à 100 °C, (ii) la période de quasi-accord de phase, le cristal contient plusieurs pistes de périodes différentes, utilisables grâce à un actionneur électrique translatant le cristal. Pour exploiter l’accordabilité du NesCOPO, il est également nécessaire d’ajuster la température du préamplificateur et l’angle des KTP. Le quasi-accord de phase de type 0 du cristal du préamplificateur offre cependant une bande de gain paramétrique beaucoup plus large que celle du NesCOPO ce qui fait que sa température est un paramètre peu critique. La Figure 2.5 (page suivante) présente, à titre d’exemple, les domaines spectraux accessibles pour le signal et le complémentaire en utilisant l’accord en température par le signal du NesCOPO pour deux périodes de quasi-accord de phase différentes. Cette période de quasi-accord de phase permet ainsi d’adresser de multiples raies du dioxyde de carbone d’intensités variées ainsi que des raies de la vapeur d’eau (Barrientos Barria *et al.* 2014b). L’accord en température et les différentes pistes du cristal permettent d’adresser en particulier les raies d’absorption du CO<sub>2</sub> et du CH<sub>4</sub> identifiées pour l’application spatiale (Ehret *et al.* 2008) ainsi que de nombreuses raies de la vapeur d’eau (cf. Tableau 2.2).

Tableau 2.2 – Paramètres de la source à 2  $\mu\text{m}$

Espèce	Température du cristal	Période de quasi-accord de phase possible* ( $\mu\text{m}$ )	Longueur d'onde (signal $\lambda_s$ , complémentaire $\lambda_c$ )
CO <sub>2</sub>	88,5	14,369	$\lambda_s = 2051 \text{ nm}$
H <sub>2</sub> O	94,5	14,369	$\lambda_s = 2056 \text{ nm}$
CH <sub>4</sub>	30	14,380	$\lambda_c = 2289 \text{ nm}$

\* Le cristal du NesCOPO contient différentes pistes de pas de quasi-accord de phase distincts. Plusieurs d'entre elles peuvent être utilisées pour émettre aux longueurs d'onde voulues.

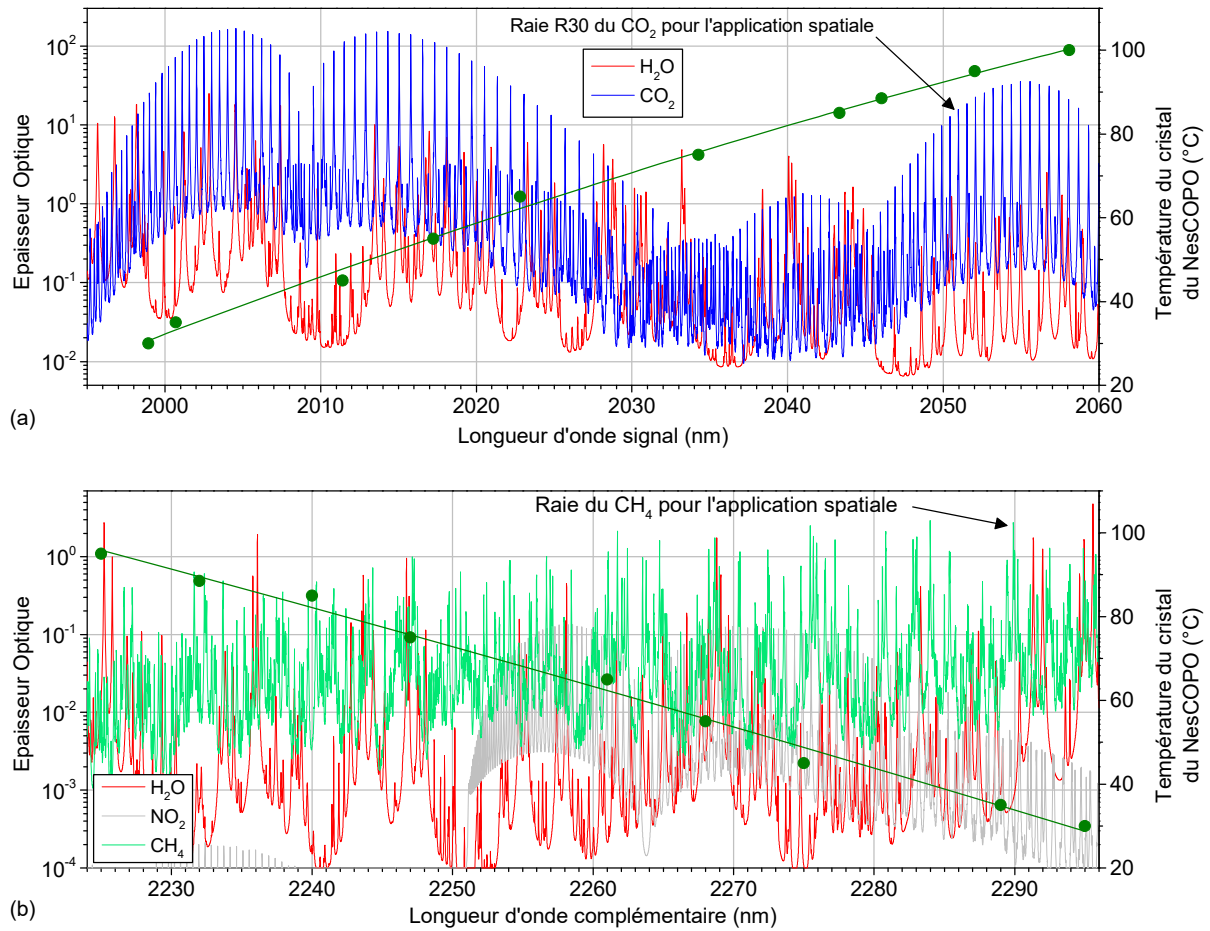


Figure 2.5 – (a) Domaine de longueur d'onde signal accessible en jouant sur la température du cristal pour une période de quasi-accord de phase du NesCOPO égale à 14,369  $\mu\text{m}$ . (b) Domaine de longueur d'onde complémentaire accessible pour une période de quasi-accord de phase égale à 14,380  $\mu\text{m}$ . Les points verts représentent les mesures expérimentales. Ces spectres d'absorption sont calculés pour une colonne d'atmosphère (en simple passage) et pour des concentrations atmosphériques standards.

### 2.1.3 Mesure de la pureté spectrale de l'émetteur

La pureté spectrale de l'émetteur est un paramètre critique de la mesure DIAL (voir § 1.2.7). Pour l'émetteur étudié, la largeur spectrale des modes ( $\sim 60$  MHz) est négligeable par rapport à la largeur des raies d'absorption ( $\sim 5$  GHz), les impuretés spectrales, si elles existent, sont susceptibles de provenir principalement de modes parasites appelés modes secondaires. Les modes secondaires peuvent exister s'il y a une ou plusieurs coïncidences en plus du mode principal, partielles ou totales, entre les peignes de modes signal et complémentaire dans la bande de gain paramétrique du NesCOPO. Ces coïncidences peuvent être dues à une dissociation insuffisante (recouvrement des modes voisins) ou au contraire trop grande (recouvrement de modes de part et d'autre de la bande de gain). Pour notre émetteur, la pureté correspond donc au rapport entre l'énergie du mode principal et l'énergie totale.

La mesure de la pureté peut être réalisée en utilisant un filtre spectral atténuant fortement le mode principal. Comme proposé par Schwemmer *et al.* (1987), la mesure de pureté peut s'opérer pour les longueurs d'onde proches du centre d'une raie d'absorption en utilisant la transmission d'une cellule de gaz comme filtre spectral. Nous avons ainsi réalisé une mesure de pureté de notre émetteur pour une émission au centre de la raie R30 à 2051 nm du CO<sub>2</sub>. Cette mesure est décrite au paragraphe 2.1.3.1. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle ne peut être mise en œuvre qu'à des longueurs d'onde précises (i.e. aux centres de raies). Néanmoins, elle permet d'évaluer la capacité de l'émetteur à satisfaire les spécifications de pureté.

Dans le but d'obtenir une information sur la pureté de l'émission à n'importe quelle longueur d'onde, nous avons aussi réalisé un dispositif de détection du battement entre les modes voisins de l'OPO, en suivant l'approche de (Mahnke et Wirth 2010). Nous le présentons au paragraphe 2.1.3.2. Son aptitude à détecter les impuretés a été évaluée par comparaison avec la méthode de la cellule de gaz.

On notera que les mesures de puretés présentées ci-après sont effectuées à partir de l'énergie prélevée en sortie du banc puis injectée dans une fibre monomode. Un éventuel couplage des impuretés avec des modes spatiaux différents du mode spatial principal et filtrés à l'injection dans la fibre monomode, constitue donc une limite de ces mesures.

#### 2.1.3.1 Mesure de la pureté spectrale avec une cellule de CO<sub>2</sub>

Il s'agit de construire un filtre spectral coupe-bande à la fois très fin (largeur inférieure à 1 GHz) et de très grande dynamique, c'est-à-dire avec une transmission inférieure à  $10^{-4}$  pour le mode principal (Durand *et al.* 2009). Dans ce but, nous avons utilisé une cellule de gaz multi-passages dont la longueur de 30 m permet de travailler à basse pression et d'avoir ainsi une bonne finesse spectrale tout en ayant une forte absorption au centre de raie. Le dispositif expérimental de mesure de la pureté avec cette cellule gaz est présenté sur la Figure 2.6. Une partie du rayonnement est extraite en sortie de l'émetteur puis injectée dans une fibre monomode. L'énergie est ensuite répartie dans un bras de référence et un bras sur quel on place la cellule de gaz.



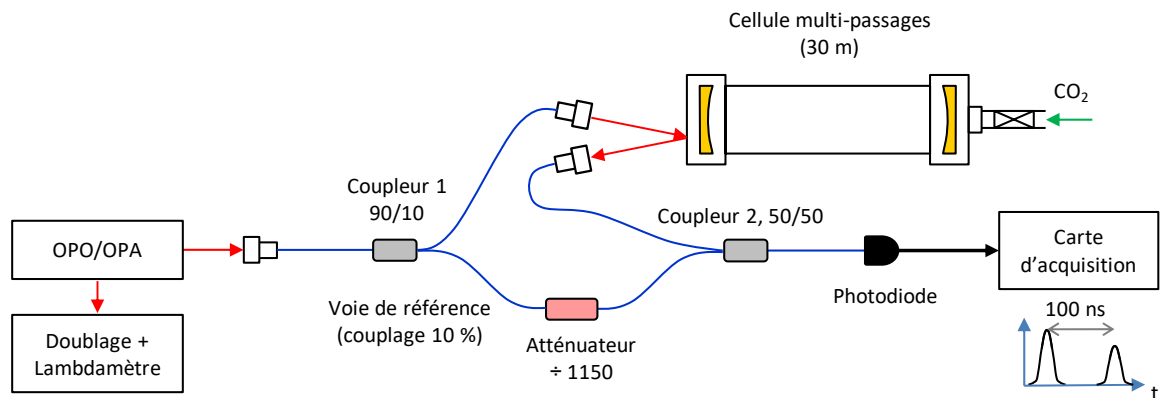


Figure 2.6 – Montage expérimental. Les traits rouges représentent la propagation dans l'espace libre et les traits bleu des fibres monomodes.

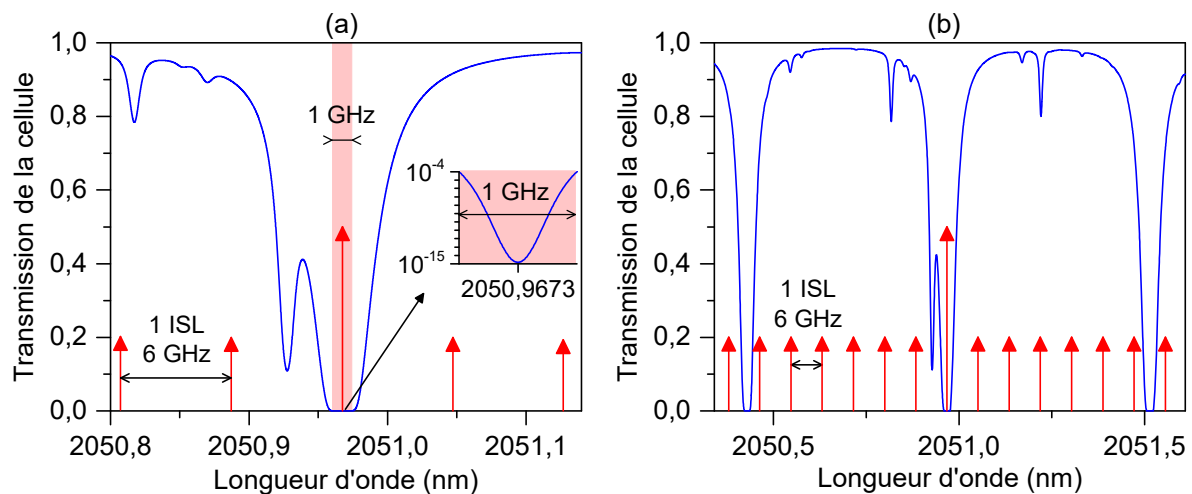


Figure 2.7 – (a) et (b) : Spectre d'absorption théorique de la cellule multi-passage de 30 m, remplie avec du  $\text{CO}_2$  à une pression de 90 mBar. La zone rouge sur la figure (a), d'une largeur de 1 GHz, couvre la portion du spectre dont la transmission est inférieure à  $10^{-4}$ . Elle est représentée dans l'encart avec une échelle logarithmique. Les flèches rouges verticales représentent les modes de l'OPO, espacés d'un intervalle spectral libre (ISL) de l'OPO pour un mode principal au centre de la raie.

Pour utiliser la raie R30 à 2051 nm du  $\text{CO}_2$  comme filtre spectral, nous avons choisi de remplir la cellule avec du  $\text{CO}_2$  pur à une pression cible de 50 mBar. Nous avons d'abord fait un vide de l'ordre de  $10^{-3}$  mBar dans la cellule en nous assurant que les fuites soient assez faibles pour qu'elles ne modifient pas significativement le spectre d'absorption pendant la durée de notre expérience. La cellule a été ensuite remplie avec du  $\text{CO}_2$  pur. Le capteur de pression dont nous disposons n'étant pas calibré pour un tel milieu, nous avons contrôlé le remplissage de la cellule en évaluant le spectre d'absorption en direct, grâce à une diode laser balayée en longueur d'onde. Pour cela, nous surveillons en particulier l'intensité de la raie isotopique à

2051,927 nm. La pression obtenue, évaluée *a posteriori* par ajustement du spectre mesuré à la diode laser à un spectre théorique à 90 mBar, correspond au spectre d'absorption représenté sur la Figure 2.7. On a placé sur ce spectre les modes des cavités du NesCOPO qui sont espacés d'un intervalle spectral libre (6 GHz). En plaçant le mode principal dans un intervalle de  $\pm 400$  MHz autour du centre de raie, on l'atténue très fortement (transmission  $< 10^{-6}$ ) tout en conservant une transmission supérieure à 80 % pour les modes secondaires. La fraction de lumière transmise par le gaz de la cellule, si elle est très supérieure à  $10^{-6}$ , est donc approximativement égale au taux d'impureté. On notera que l'on fait l'hypothèse que les impuretés ne sont pas atténuées par la cellule. Dans notre cas, la transmission des modes est supérieure à 75 % et l'hypothèse peut être considérée comme valide (aucun mode ne se superpose avec une raie d'absorption comme le montre la Figure 2.7 (b)).

### Calibration du coefficient de normalisation entre la voie référence et la voie cellule

Pour établir un lien entre l'énergie détectée après la cellule et le taux d'impureté, il est nécessaire de connaître, pour chaque tir, l'énergie  $E_0$  que l'on détecterait après la cellule pour une absorption nulle. Dans ce but, on utilise une voie de référence que l'on calibre préalablement pour établir une relation entre l'énergie détectée sur cette deuxième voie et  $E_0$ . La voie de référence est couplée au même détecteur que la voie cellule, ce qui est permis par le retard de 100 ns introduit par les 30 m de chemin optique sur la voie cellule. Un atténuateur fibré est placé sur la voie de référence de manière à ramener l'impulsion de référence dans la même dynamique que l'impulsion transmise par la cellule. La calibration s'effectue en deux temps : (i) premier temps : on injecte d'abord la voie de référence par un signal issu de la diode laser à 2051 nm modulée en externe par un Mach-Zender électro-optique fibré. L'utilisation de la diode laser permet d'avoir une puissance stable dans le temps et de moyennner ainsi le signal sur un grand nombre de périodes de modulation. Le rapport des amplitudes de modulation mesurées en sortie de la voie de référence avec et sans atténuateur donne son coefficient d'atténuation à 2  $\mu\text{m}$  estimé égal à 1150. (ii) Deuxième temps : on déplace l'atténuateur fibré avant le coupleur 1 de manière à ce qu'il atténue les deux voies (cf. Figure 2.6). Ainsi, on peut injecter le montage par un rayonnement issu de l'émetteur avec un mode principal non absorbé par la cellule (soit à une longueur d'onde hors de la raie) tout en restant dans la même dynamique que la voie de référence. Pour cette configuration, on trouve un rapport entre l'énergie de la voie de référence et l'énergie de la voie cellule égal à 3,3. Le taux d'impureté, approximativement égal à la fraction d'énergie transmise par le gaz, est alors donné par :

$$(1 - S) \approx T_{gaz} = \frac{1150 E_{voie\ cellule}}{3.3 E_{référence}}. \quad (2.1)$$

## Résultat et discussion

La Figure 2.8 montre un chronogramme de la pureté mesurée avec la cellule de gaz pour 150 tirs. La longueur d'onde de ces tirs se situe proche du centre de la raie et le mode principal est très fortement atténué (transmission  $< 10^{-6}$ ). L'énergie détectée sur la voie cellule provient donc exclusivement des impuretés du rayonnement. Sur la séquence présentée on détecte quelques tirs d'impuretés supérieures à  $2 \cdot 10^{-4}$  mais la majorité des tirs ont un taux d'impureté en moyenne égal à  $1,2 \cdot 10^{-4}$  et l'écart type de leur distribution autour de cette valeur correspond au bruit de détection. Tout au long de l'expérience (6000 tirs), le taux d'impureté n'est pas descendu en dessous de cette valeur même après des changements de position des deux miroirs de la cavité complémentaire (déplacements de l'ordre de 1 pm de manière à ce le mode principal soit toujours au centre de la raie). On peut faire l'hypothèse qu'il s'agit d'un résidu de l'onde pompe ou de l'onde complémentaire non filtré par les lames dichroïques à la sortie de l'émetteur. Un taux de pureté inférieur à  $2 \cdot 10^{-4}$  est néanmoins très bon et peut satisfaire aux besoins de la mesure spatiale (voir § 1.2.7).

### 2.1.3.2 Détection du battement entre modes voisins

Le principe de cette méthode est de détecter le battement entre le mode principal du NesCOPO et ses modes voisins à l'intervalle de fréquence les séparant (1 ISL soit ici 6 GHz). Le dispositif expérimental utilisé est présenté sur la Figure 2.9. L'impulsion lumineuse contenant un battement à 6 GHz est détectée par une photodiode InGaAs rapide (10 GHz de bande passante). Le battement est isolé spectralement et amplifié par deux étages composés chacun d'un filtre passe-bande centré sur 6 GHz et d'un amplificateur. Le battement est ensuite ramené à basse fréquence en le faisant battre dans le domaine électronique à l'aide d'un oscillateur commandé en tension (VCO), réglé à une fréquence d'environ 6,5 GHz. Le

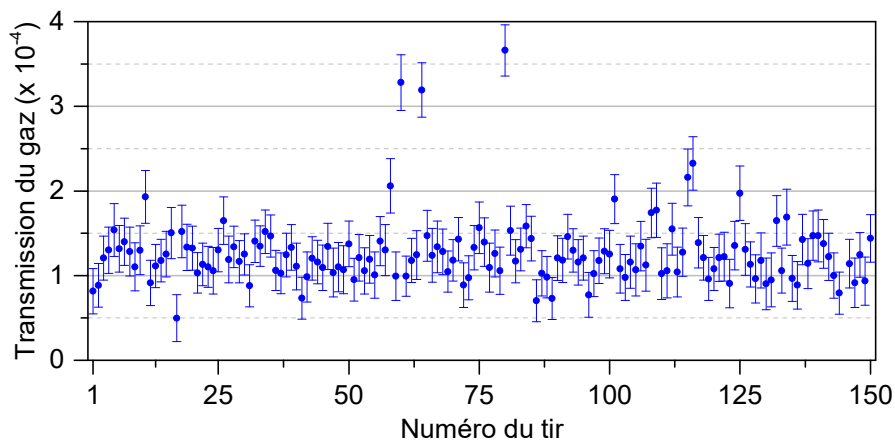


Figure 2.8 – Transmission de la cellule de gaz pour 100 tirs. La longueur d'onde mesurée pour ces tirs est autour de 2050,967 nm (transmission  $< 10^{-12}$  pour le mode principal), le taux d'impureté de ces tirs est approximativement égal à la transmission. Les barres d'erreur correspondent à plus ou moins l'erreur quadratique moyenne due au bruit du détecteur.

battement à 500 MHz résultant est échantillonné à 2 GHz par une carte d'acquisition de 1,5 GHz de bande-passante puis converti numériquement dans l'espace des fréquences en utilisant un algorithme de transformée de Fourier rapide (FFT). L'énergie de battement est alors estimée en effectuant l'intégrale de l'intensité du pic de la densité spectrale d'énergie (égale au carré de la valeur absolue de la transformée de Fourier) correspondant au battement (autour de 500 MHz).

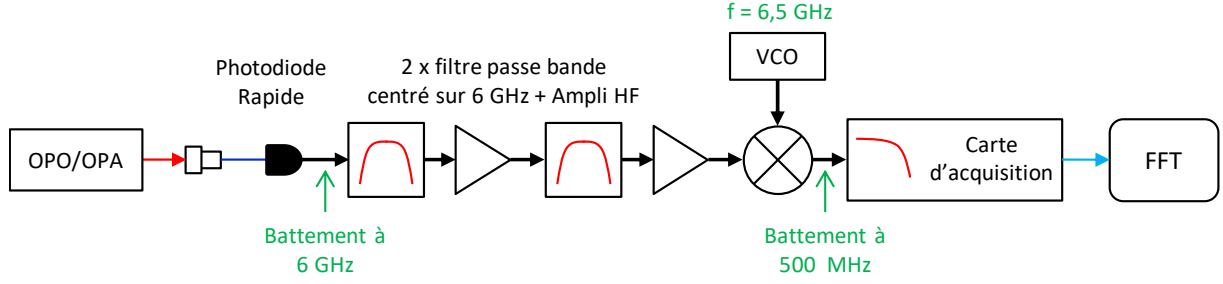


Figure 2.9 – Dispositif expérimental de détection des impuretés entre modes voisins. La photodiode rapide est une photodiode *p-i-n* InGaAs de 10 GHz de bande passante de la marque EOT. Les filtres passe-bande sont centrés sur 6 GHz. Le VCO est un oscillateur commandé en tension.

### Description théorique de la mesure de battement

Pour comprendre à quoi correspond la grandeur mesurée, on donne ici une courte description théorique de la mesure en considérant le battement d'un mode voisin avec le mode principal. Pour une description théorique plus détaillée, on se reportera à (Mahnke et Wirth 2010). On fait l'hypothèse que les deux modes ont la même distribution spatiale. L'expression temporelle du photocourant peut s'écrire :

$$I_{ph}(t) = 2S \left( P_p(t) + P_s(t) + 2\sqrt{P_p(t)P_s(t)} \cos(2\pi f_{ISL}t) \right), \quad (2.2)$$

où,  $S$  est la sensibilité de la photodiode,  $f_{ISL}$  est l'intervalle spectral libre du NesCOPO,  $P_p$  et  $P_s$  sont les puissances reçues par la photodiode des modes principal et secondaire. La dépendance temporelle de la tension en entrée de la carte d'acquisition s'écrit alors :

$$V(t) = K \sqrt{P_p(t)P_s(t)} \cos(2\pi(f_{VCO} - f_{ISL})t), \quad (2.3)$$

où  $K$  est une constante dépendant uniquement du dispositif de mesure.

L'énergie de ce signal est définie par :

$$E_V = \int V^2(t) dt \quad (2.4a)$$

$$= \int |TF(V)|^2(f) df. \quad (2.4b)$$

En écrivant la puissance des modes  $P_{p,s}(t) = E_{p,s}W_{p,s}(t)$ , où  $E_{p,s}$  est l'énergie du mode et  $W_{p,s}(t)$  son profil temporel normalisé et en faisant l'hypothèse de « l'enveloppe lentement variable » on obtient l'équation suivante :

$$E_V = K^2 E_p E_s \int W_p(t) W_s(t) dt. \quad (2.5)$$

L'énergie du signal numérisé dépend donc linéairement des énergies des modes signal et complémentaire et du facteur  $\int W_p(t) W_s(t) dt$  qui quantifie le recouvrement temporel des modes. Pour estimer  $E_V$  en intégrant le minimum de bruit, on se place dans le domaine fréquentiel et on intègre la densité spectrale d'énergie du signal autour de la fréquence de battement  $f_b = f_{VCO} - f_{ISL}$  (cf. Figure 2.10.b). En utilisant une voie annexe de référence  $V_{ref} = K' E_{tot}$  mesurant l'énergie totale de l'impulsion ( $E_{tot} \approx E_p$ ), et en considérant les hypothèses : (i) les modes voisins sont les uniques impuretés, (ii) les deux modes ont une distribution temporelle identique quelle que soit leur énergie, on peut établir que le taux d'impureté suit la loi linéaire suivante :

$$\tau_{impureté} = \frac{E_s}{E_{tot}} \propto X_{batt}, \quad (2.6)$$

où,  $X_{batt}$  est la grandeur « sortie » de la mesure de battement égale à l'énergie de battement sur le carré de l'énergie de l'impulsion :

$$X_{batt} = \frac{E_V}{E_{tot}^2} = \frac{K^2 \int_{pic} \text{à } f_b |TF(V)|^2(f) df}{K'^2 V_{ref}^2}. \quad (2.7)$$

### Signal de battement

La Figure 2.10 montre un exemple de signal de battement numérisé et la densité spectrale d'énergie correspondante. La fréquence d'échantillonnage étant supérieure à deux fois la fréquence de battement, on peut reconstituer le signal de battement en convoluant le signal numérisé (ronds noirs) avec un sinus cardinal. La densité spectrale d'énergie est calculée à partir de la portion utile du signal numérisé. Pour bien évaluer l'aire pic on augmente la résolution de la FFT en ajoutant des zéro au signal de battement.

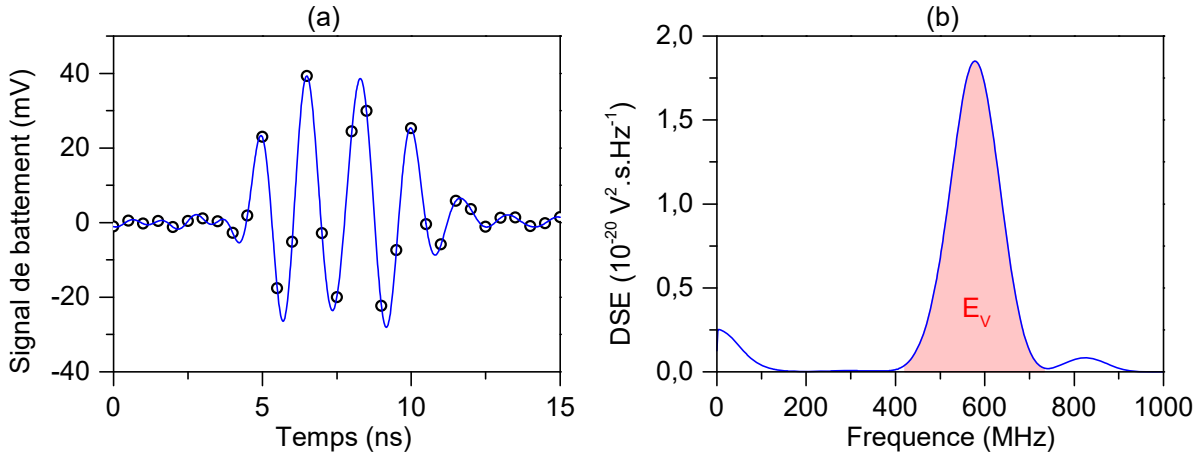


Figure 2.10 – (a) Signal de battement échantillonné (ronds noirs) par la carte d’acquisition et reconstruit par interpolation « sinc » (trait bleu) pour une impulsion contenant des modes voisins au mode principal. (b) Densité spectrale d’énergie de ce signal de battement. L’aire du pic (en rouge) correspond à l’énergie du signal de battement  $E_V$ . La résolution de la FFT a été accrue par la technique du *zero-padding*.

### Evaluation de la mesure de battement par comparaison avec la mesure de la cellule

Pour évaluer la mesure de battement, nous l’avons effectuée simultanément avec la mesure avec la cellule. Les deux dispositifs sont fibrés à deux endroits distincts du banc. On note que cette configuration peut créer des différences de couplage entre l’espace libre et les fibres des deux voies pour les différents modes longitudinaux si ceux-ci sont couplés avec des modes spatiaux différents. Les voies cellule et battement sont ensuite échantillonnées simultanément à 2 GHz par la carte d’acquisition (Agilent U1084A). L’impulsion de référence de la voie cellule est utilisée comme référence en énergie de la voie pureté ( $V_{ref}$  de l’équation 2.7).

La Figure 2.11 (a) donne un chronogramme de la transmission du gaz de la cellule de  $\text{CO}_2$ , égale au taux d’impureté de la source et du résultat de la mesure de battement  $X_{batt}$  pour 2000 tirs. Pendant la mesure, les cavités de l’OPO ont été volontairement dérégées pour faire apparaître des impuretés significatives. Pour certains tirs dont le taux d’impureté est grand, l’énergie transmise sur la voie cellule sature la carte d’acquisition. La valeur du taux impureté mesuré avec la cellule de  $\text{CO}_2$  est alors une borne inférieure du taux d’impureté réel. Ces tirs sont représentés par un triangle noir. Sur ce chronogramme, on peut distinguer les zones suivantes : les zones 1 et 4 dont les tirs ont un taux d’impureté faible (globalement inférieur à  $2 \cdot 10^{-4}$ ), la zone 2 dans laquelle le nombre de tirs impurs est important et le signal de battement est fort et la zone 3 dans laquelle le nombre de tirs impurs est grand mais pour laquelle le signal de battement est faible.

Sur la Figure 2.11 (b) on a représenté  $X_{batt}$  en fonction du taux d’impureté tout en conservant le code couleur défini pour les différentes zones sur la Figure 2.11 (a). Cette représentation met en évidence la corrélation entre le signal de battement et l’impureté pour

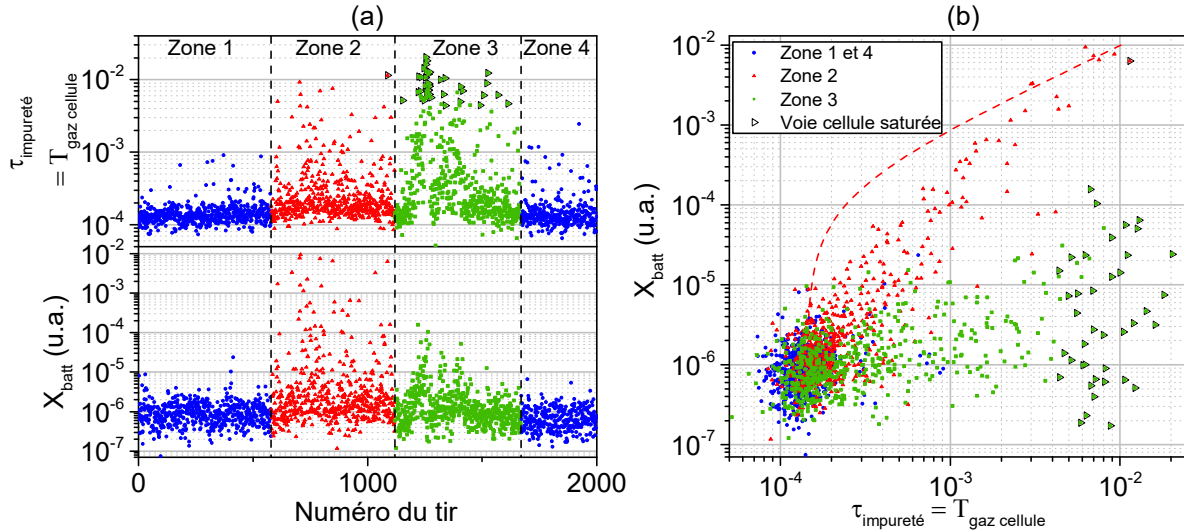


Figure 2.11 – (a) En haut : chronogramme du taux d’impureté en sortie de l’émetteur mesuré avec la cellule de gaz. En bas : chronogramme de la grandeur  $X_{\text{batt}}$  (en bas) quantifiant le signal de la voie battement. (b)  $X_{\text{bat}}$  en fonction du taux d’impureté. Les tirets rouges représentent une relation linéaire entre  $X_{\text{bat}}$  et le taux d’impureté. On constate que cette relation linéaire n’est pas vérifiée pour la séquence de tirs présentée.

la zone 2 ainsi que la faiblesse du signal de battement par rapport au taux d’impureté pour la zone 3. Le contraste entre ces deux zones peut s’expliquer par la présence d’un mode voisin induisant un signal de battement dans la zone 2 et d’un mode parasite non voisin pour la zone 3. On observe que dans la zone de présence du mode voisin, la plus grande partie des tirs dont le taux d’impureté est supérieur à  $5 \cdot 10^{-4}$  sont détectés par la voie battement. Néanmoins, on ne retrouve pas une loi linéaire entre  $X_{\text{batt}}$  et le taux d’impureté comme prévu par l’équation 2.6 (en pointillées sur la Figure 2.11 (b)). Cela peut s’expliquer par un recouvrement temporel variable entre le mode principal et le mode voisin ou par la présence de modes supplémentaires non-voisins au mode principal qui ne sont pas détectés par la voie battement.

### 2.1.3.3 Conclusion sur la mesure de la pureté spectrale de l’émetteur

Dans cette partie, nous avons dans un premier temps mesuré la pureté de l’émetteur au centre de la raie grâce à une cellule de  $\text{CO}_2$  puis, dans un deuxième temps, détecté les modes voisins au mode principal grâce à leur battement. L’approche de la cellule peut être mise en œuvre pour contrôler la pureté à la longueur d’onde *on* d’une mesure de  $\text{CO}_2$  à 2051 nm, mais contraint à la placer au maximum d’absorption de la raie ce qui impose une forte absorption linéique et limite la mesure atmosphérique à de moyennes portées ( $< 2$  km). L’approche de la mesure du battement peut permettre de détecter une partie des tirs impurs pour toutes les longueurs d’ondes mais seulement lorsque ceux-ci contiennent des modes voisins. Elle a pu être mise en œuvre pendant des mesures Lidar que j’ai réalisés dans mon travail de thèse. Ces mesures seront présentées au chapitre 3.

Pour mesurer la pureté à une longueur d'onde d'émission hors de la raie avec la mesure de la cellule, il serait possible de décaler la fréquence du rayonnement au centre de la raie par l'utilisation d'un modulateur acousto-optique. Une des limitations de cette solution est la limitation des décalages en fréquence des acousto-optiques disponibles actuellement. Ainsi, si certains acousto-optiques permettent des décalages en fréquence jusqu'au 1.7 GHz, ceux-ci opèrent généralement dans des bandes spectrales inférieures à 1,6  $\mu\text{m}$ .

La mesure du battement pourrait voir sa détectivité améliorée en amplifiant le VCO avant le mixage. Pour pallier le principal défaut de cette mesure qui est sa limitation aux seuls modes voisins, il serait envisageable d'utiliser des composants de plus grande bande passante. Ainsi, en utilisant une photodiode à 2  $\mu\text{m}$  de 25 GHz de bande passante (une telle photodiode est commercialisée par Discovery Semiconductors), il serait possible, en utilisant un VCO pour chaque fréquence de battement (par exemple 4 VCO à 6,5 GHz, 12,5 GHz, 18,5 GHz et 24,5 GHz), de détecter les 8 modes les plus proches du mode principal. Ce type de VCO oscillant à des fréquences supérieures à 10 GHz sont peu courants mais néanmoins commercialisés par des marques comme Norden Millimeter. Une alternative consisterait à utiliser des générateurs micro-ondes. Il serait également envisageable de réduire la largeur spectrale de la bande de gain en allongeant le cristal de l'OPO de manière à ce que tous les modes soient contenus dans un intervalle de  $\pm 25$  GHz.

Une autre solution proposée dans la littérature pour garantir que la mesure ne soit pas biaisée par les impuretés spectrales consiste à filtrer le flux reçu par le lidar par un filtre passe bande étroit. Dans le cadre de l'application de la mesure de la vapeur d'eau par lidar DIAL, la NASA a ainsi supporté le développement d'un réseau de Bragg fibré de 32  $\mu\text{m}$  de bande passante autour de la longueur d'onde 946 nm et pouvant être accordé en température ou mécaniquement (De Young 2001 ; Ai *et al.* 2014). Ce dispositif nécessite l'injection dans une fibre monomode ce qui limite considérablement le champ de réception. Une autre solution, l'utilisation combinée d'un réseau de Bragg et d'un étalon Fabry-Pérot, est présentée dans (Lumeau *et al.* 2010). Ils démontrent une bande passante de 25  $\mu\text{m}$  à 1055 nm pour une extinction supérieure à 25 dB. Ce type de filtre reste très coûteux et également très sensible au désalignement.



## 2.1.4 Calibration du lambdamètre

Le caractère accordable de l'émetteur fait de la connaissance de la longueur d'onde un élément déterminant de la mesure. Le lambdamètre dont nous disposons est un instrument de la marque HighFinesse (WSU-10) comprenant des interféromètres de Fizeau et réglé en température. Nous avons calibré le lambdamètre au moyen du montage représenté Figure 2.12 comprenant une cellule fibrée de CO<sub>2</sub> (80 cm, 15 Torr) de la marque Wavelength References, et en utilisant le rayonnement à 2051 nm issu de l'émetteur. Ce montage a permis de mesurer la transmission relative de la cellule autour de la raie R30 à 2 μm du CO<sub>2</sub> sur un grand nombre de tirs. Le spectre mesuré a été ensuite recalé en amplitude et en longueur d'onde sur le spectre théorique de la cellule par minimisation de l'erreur quadratique (cf. Figure 2.13). Le décalage

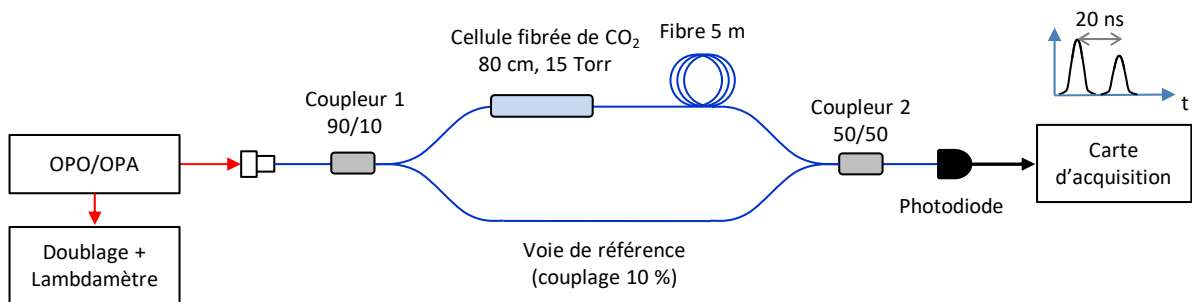


Figure 2.12 – Montage expérimental pour la calibration du lambdamètre. Les traits rouges représentent la propagation en espace libre et les traits bleus, des fibres monomodes. Une fibre de 5 m est placée sur la voie de la cellule de CO<sub>2</sub> pour introduire un délai entre les deux voies et les visualiser toutes deux sur le signal d'un même détecteur. Le rapport des deux voies donne la transmission relative de la cellule.

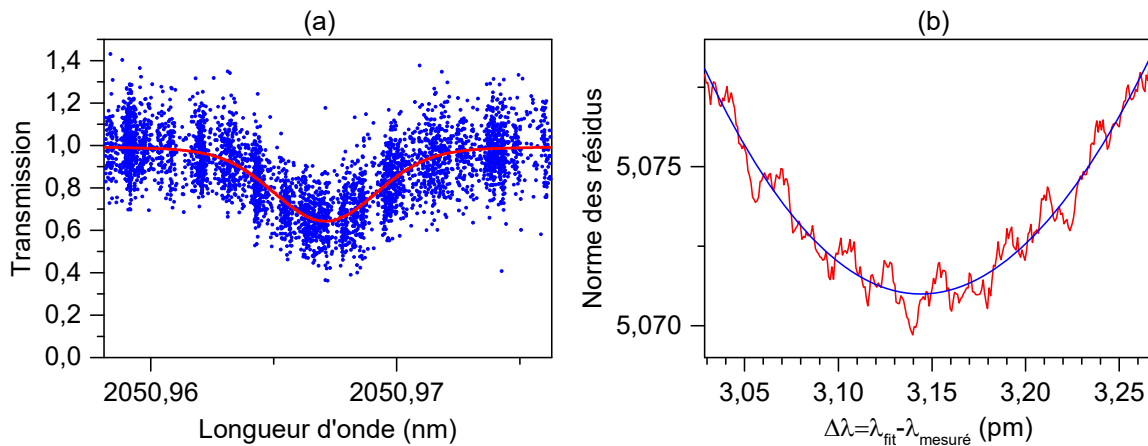


Figure 2.13 – (a) spectre d'absorption mesuré (points bleus) recalé sur un spectre d'absorption théorique (trait rouge). (b) Norme du résidu entre le spectre mesuré et le spectre théorique pour différents décalages de la longueur d'onde à 2 μm. Pour estimer plus précisément son minimum on l'interpole avec un polynôme d'ordre 3.

entre le spectre théorique et le spectre mesuré, multiplié par un facteur 1/2 pour tenir compte du doublage, donne la calibration à 1025,5 nm. La précision de la calibration obtenue est de l'ordre du MHz ( $\sim 0,02$  pm).

Les deux calibrations du lambdamètre que j'ai réalisées pendant ma thèse avec cette méthode sont résumées dans le Tableau 2.3. La différence entre ces deux calibrations peut s'expliquer par des variations thermiques résiduelles non corrigées par l'asservissement en température. Ainsi, de précédentes caractérisations du lambdamètre, réalisées par des membres de l'équipe avec une diode à 1560 nm, doublée à 780 nm et stabilisée sur une transition atomique du Rubidium, avaient montré des variations de la longueur d'onde mesurée dans un intervalle de 15 MHz avec un temps caractéristique de l'ordre de la dizaine d'heures. Sur des temps plus courts (30 minutes), les variations observées étaient de l'ordre de 2,5 MHz. Pour des mesures requérant une précision élevée, il peut être donc nécessaire de calibrer le lambdamètre dans l'heure de la mesure comme recommandé par le constructeur.

Tableau 2.3 – Calibrations du lambdamètre à 1025,5 nm réalisées pendant la thèse.

Date	$\lambda_{réel} - \lambda_{mesuré}$	$f_{réel} - f_{mesuré}$
15 septembre 2015	$1,57 \pm 0,01$ pm	$- 448 \pm 3$ MHz
08 juillet 2016	$1,44 \pm 0,02$ pm	$- 410 \pm 6$ MHz

Tableau 2.4 – Calibration du système {doublage en fréquence + lambdamètre} à 2051 nm

Date	$\lambda_{réel} - \lambda_{mesuré}$	$f_{réel} - f_{mesuré}$
15 septembre 2015	$3,14 \pm 0,02$ pm	$- 224 \pm 1,5$ MHz
08 juillet 2016	$2,88 \pm 0,04$ pm	$- 205 \pm 3$ MHz

## 2.2 Intégration de l'émetteur dans une architecture lidar RR-DIAL

Au cours de la thèse, nous avons intégré l'émetteur dans une architecture lidar avec pour objectif de réaliser des mesures atmosphériques à longue portée des gaz à effet de serre depuis le laboratoire. Pour cela, nous avons couplé la source avec un système de réception comprenant différentes sous-parties détaillées dans les paragraphes qui suivent : un télescope de collection, un détecteur amplifié, un module d'acquisition. La disposition des éléments du système est illustrée sur la Figure 2.14. Les parties émission et réception sont séparées par un mur ce qui permet de limiter la lumière parasite détectée (susceptible de provenir en particulier du laser de pompe). Le faisceau est émis à travers une fenêtre ouverte à un angle de  $45^\circ$  de la verticale de manière à pouvoir passer au-dessus du talus présent devant la fenêtre.

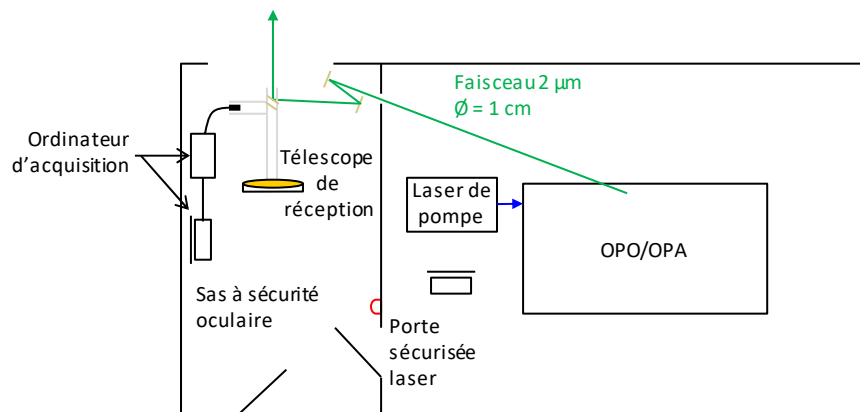


Figure 2.14 – Disposition du système lidar DIAL à  $2 \mu\text{m}$

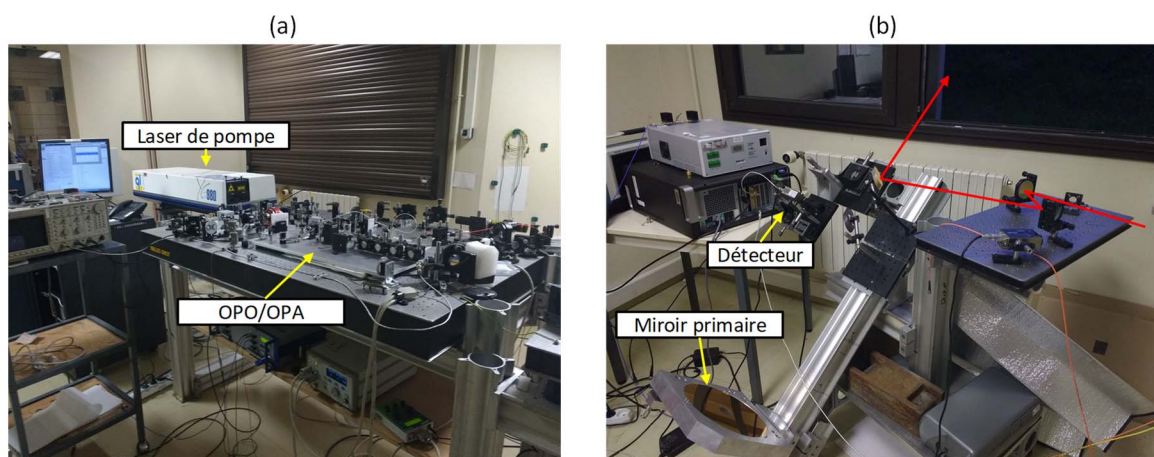


Figure 2.15 – (a) Émetteur lidar. (b) Système de réception.

## 2.2.1 Optiques de réception

Le système de réception doit satisfaire à des critères d'ouverture et de champ de manière à maximiser le flux reçu et assurer le recouvrement avec le champ d'émission. Pour relaxer le critère de champ, le faisceau est agrandi par un télescope (une lentille divergente et une convergente) en sortie de l'émetteur de manière à avoir un demi-angle de divergence égal à  $250 \mu\text{rad}$ . Nous avons testé deux télescopes de collection différents que l'on présente sur la Figure 2.16. Leurs caractéristiques sont résumées dans le Tableau 2.5. Le premier télescope était composé d'un miroir primaire en aluminium d'un mètre de focale suivi d'un ménisque en  $\text{CaF}_2$  pour obtenir une focale équivalente plus petite. Cette première configuration permettait d'avoir un champ important mais introduisait de fortes aberrations imputables à la présence du ménisque et qui détérioraient le recouvrement émission-réception. Pour augmenter le flux

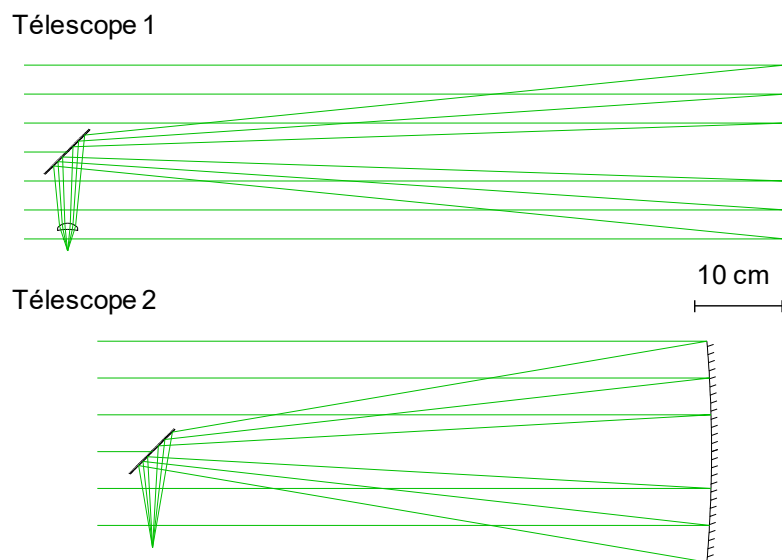


Figure 2.16 – Architectures optiques des deux télescopes de collection réalisés et testés

Tableau 2.5 – Paramètres des télescopes de collection utilisés

	Télescope 1	Télescope 2
Diamètre d'ouverture	20 cm	25,4 cm
Diamètre d'obturation	5,08 cm	5,08 cm
Focale du miroir primaire	1000 mm	750 mm
Forme	Inconnue	Parabolique
Dépôt réfléchissant	Aluminium	Or
Lentille additionnelle	$\text{CaF}_2$ , 50 mm	–
Focale équivalente	355 mm	750 mm
Transmission à $2 \mu\text{m}$	85 %	96 %
Diamètre de la tâche image	150 $\mu\text{m}$ (aberration sphérique)	$\ll \phi_{\text{airy}}$

reçu, nous avons fait l'acquisition d'un miroir parabolique plus grand (25,4 cm de diamètre contre 20 cm pour le premier soit une agrémentation de 60 % de la surface de collection) recouvert d'or et de 0,75 m de focale. Le nombre d'ouverture correspondant est parmi les plus grands disponibles commercialement pour ce type de miroir. L'augmentation de la focale liée à la suppression du ménisque a pu être compensée par l'utilisation d'un doublé de lentilles asphériques devant le détecteur (cf. paragraphe 2.2.2). Le télescope 2 présente de plus l'avantage d'être achromatique puisqu'il n'est composé que de miroirs, ce qui permet de le préaligner au moyen d'un laser émettant dans le visible.

### 2.2.2 Détecteur et amplification

Parmi les détecteurs disponibles commercialement, les meilleures détectivités à 2  $\mu\text{m}$  sont obtenues pour des photodiodes Indium Gallium Arsenide (InGaAs) dites « étendues » (rapport Indium sur Gallium augmenté par rapport à l'InGaAs utilisé usuellement à 1,6  $\mu\text{m}$ ) que nous avons donc utilisées pendant la thèse. Ces photodiodes débitent un courant très faible (quelques dizaines de nano-Ampères pour notre application) et doivent donc être amplifiées avant la conversion analogique-numérique. Deux configurations différentes d'amplification ont été testées : détecteur avec amplificateur intégré (marque Femto) et détecteur et amplificateur séparés (FD05D/ FD10D de Thorlabs et amplificateur Femto). Il s'est avéré que la seconde configuration avec une liaison câblée entre la photodiode et l'amplificateur n'était pas utilisable en raison des perturbations électromagnétiques auxquelles elle était particulièrement sensible.



Figure 2.17 – Photodiode amplifiée Femto montée sur le télescope 1.

Tableau 2.6 – Paramètres de la photodiode amplifiée Femto

Type	Photodiode <i>p-i-n</i>
Semi-conducteur	InGaAs étendu
Domaine spectral	1 – 2,6 $\mu\text{m}$
Diamètre	300 $\mu\text{m}$
Sensibilité	1,3 A/W
Gain trans-impédance	$1 \cdot 10^5$ V/A
NEP	$3 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$
Bande-passante	30 MHz

Ces perturbations électromagnétiques provenaient de la décharge électrique de l'alimentation haute tension de la cellule de Pockels déclenchant le laser de pompe. D'après nos observations (modification de la perturbation par la manipulation des câbles, diminution de son amplitude avec leur raccourcissement), le couplage était principalement de type rayonnant. Ainsi, la compacité de la connectique photodiode-amplificateur et son intégration dans un boîtier métallique permet de limiter l'impact de la perturbation avant l'amplification. Les caractéristiques du détecteur amplifié utilisé sont présentées dans le Tableau 2.6.

### Réponse du détecteur en fonction de la géométrie de l'éclairement

De premières mesures lidar atmosphériques du dioxyde de carbone nous ont permis de mettre en évidence l'existence d'un biais induit par la réponse de la chaîne de détection (voir § 3.2.2). Dans un premier temps, la réponse impulsionnelle de l'ensemble {détecteur et carte d'acquisition} a pu être caractérisée en éclairant l'ensemble de la pastille du détecteur par de très courtes impulsions (150 fs) à 2  $\mu\text{m}$  à une fréquence de répétition d'1 kHz (source cohérente disponible à l'ONERA). La réponse impulsionnelle mesurée et son intégrale sont représentées sur la Figure 2.18. On observe un premier pic dont la largeur temporelle de 15 ns est cohérente avec la bande passante du détecteur. Ce pic est suivi d'une trainée s'étendant sur plusieurs  $\mu\text{s}$  et contenant près de 37 % de l'énergie. Ce type de réponse, qui a pu être observé dans d'autres systèmes lidars pour des causes diverses (Refaat *et al.* 2008 ; Dumas 2016 ; Dumas *et al.* 2017), modifie le profil du signal détecté et introduit une erreur systématique dans la mesure.

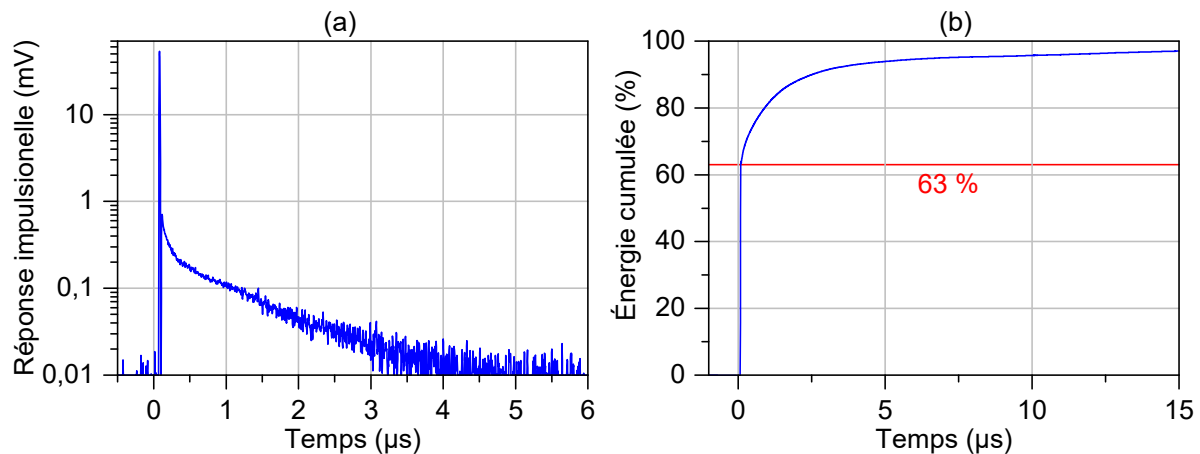


Figure 2.18 – (a) Réponse impulsionnelle du détecteur et de la carte d'acquisition moyennée sur 500 mille tirs. (b) Énergie cumulée (intégrale de la tension mesurée) de la réponse impulsionnelle normalisée à  $t = 30 \mu\text{s}$ .

Dans notre cas, nous avons pu établir que cette trainée provenait du détecteur et plus particulièrement de la bordure entourant la zone utile. Cette dépendance de la réponse du détecteur à la géométrie de l'éclairement a été mise en évidence grâce au montage expérimental schématisé sur la Figure 2.19. Le principe du montage consiste à balayer la pastille du détecteur avec un faisceau de petite taille provenant d'une diode laser continue fibrée à 2  $\mu\text{m}$  modulée

par un modulateur électro-optique fibré (marque Photline). Le modulateur est piloté par un générateur de fonctions de la marque Agilent pouvant convertir des signaux échantillonnés sur 14 bits en signaux analogiques avec des temps de variation rapides ( $\sim 3$  ns). Le faisceau est ensuite focalisé sur le détecteur au moyen d'un objectif de microscope. La position relative du détecteur par rapport au faisceau est contrôlée par l'intermédiaire de trois platines de translation dotées de vis micrométriques. En optimisant la réponse du détecteur près des bords de la pastille, nous avons positionné la photodiode dans le plan de focalisation du faisceau. Le diamètre du faisceau au niveau de la photodiode a pu être évalué à  $50 \mu\text{m}$  en mesurant l'amplitude du déplacement du faisceau éteignant le signal près d'une partie inerte du détecteur. Comme nous disposons de moins de puissance optique avec la diode laser que pour la mesure précédente, nous avons mesuré la réponse à une modulation de l'intensité en créneau ce qui permet d'intégrer une plus grande quantité d'énergie que dans le cas de la mesure d'une réponse impulsionnelle.

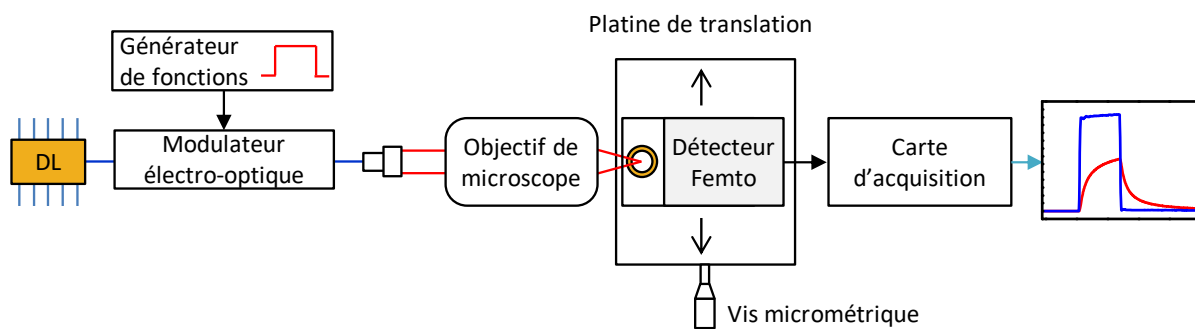


Figure 2.19 – Montage expérimental de la mesure de la réponse du détecteur Femto en fonction de la zone de la photodiode éclairée.

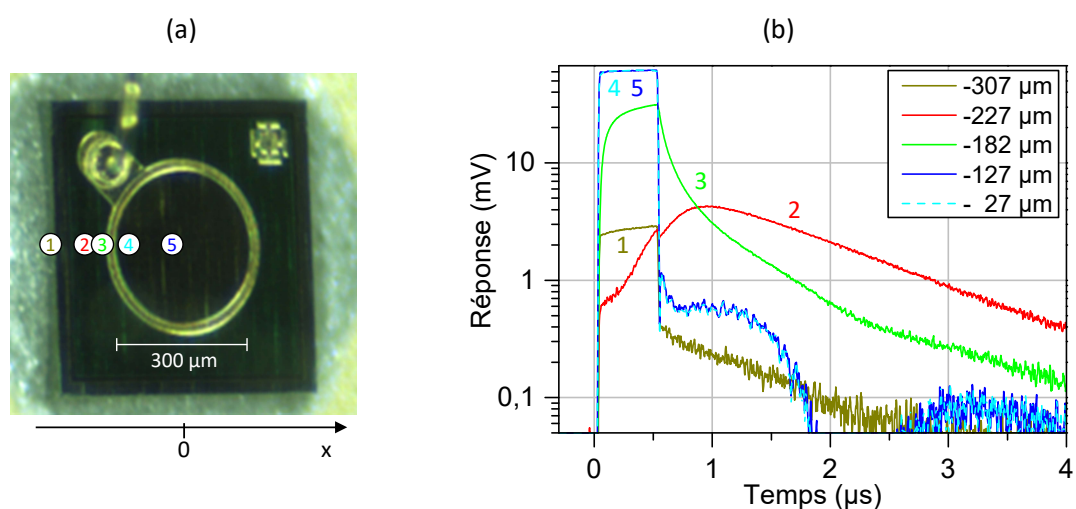


Figure 2.20 – (a) Photographie de la pastille détective du détecteur Femto. (b) Réponse à un créneau pour les positions du faisceau numérotées de 1 à 5 sur la figure (a).

La Figure 2.20 (b) donne la réponse du détecteur en fonction de l'abscisse de la tache d'éclairement sur la photodiode. Les positions des taches d'éclairement sont illustrées Figure 2.20 (a) sur une photographie de la photodiode prise au microscope. On observe que la réponse de la photodiode est homogène et rapide au sein de la zone utile de 300  $\mu\text{m}$  délimitée par l'électrode dorée (taches 4 et 5). La provenance des oscillations observées à la fin de ces créneaux n'a pas été identifiée (générateur de fonction, électro-optique ou chaîne d'acquisition). Hors de la zone délimitée par l'électrode, la réponse rapide disparaît et laisse place à une réponse beaucoup plus lente dont le temps caractéristique croît et l'amplitude diminue à mesure que l'on s'éloigne du centre de la photodiode (taches 2 et 3). Sur les bords de la pastille (tache 1), nous avons constaté une réponse rapide de faible amplitude.

### Physique de la réponse temporelle d'une photodiode $p-i-n$

D'après (Rogalski 2010), le temps de réponse temporelle d'une photodiode  $p-i-n$  dépend de trois effets : le temps caractéristique  $RC$  associé au circuit équivalent, le temps de transit des porteurs de charges dans la zone de déplétion et le temps caractéristique de la diffusion des porteurs de charges des zones dopées vers la zone de déplétion généralement plus lent que le deuxième effet. Les deux premiers effets déterminent la réponse rapide du détecteur. On peut donc supposer que la partie lente de la réponse provient de la diffusion de paires électron-trou

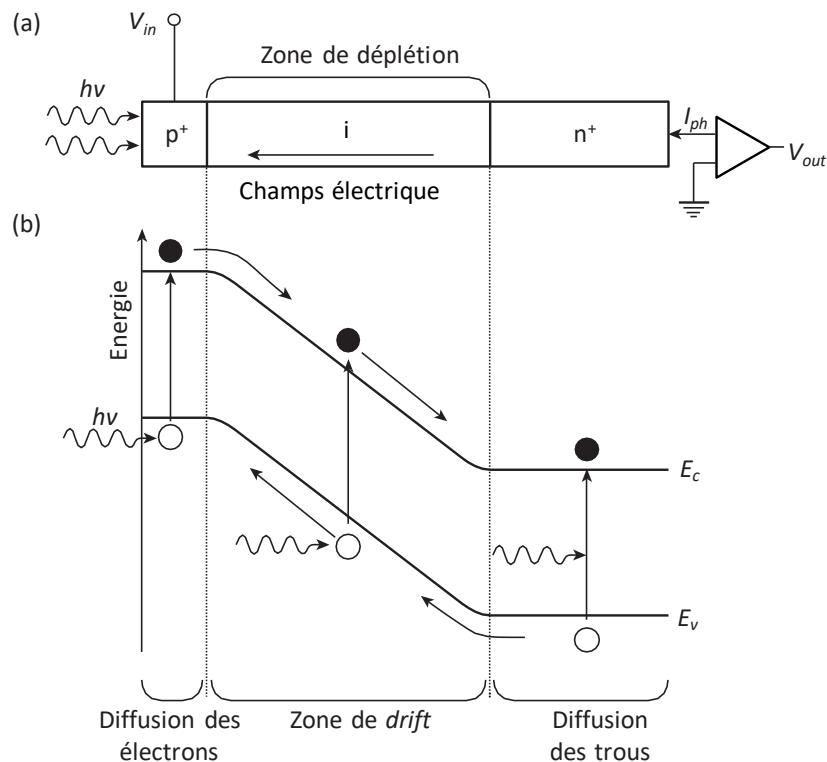


Figure 2.21 – (a) Structure d'une photodiode  $p-i-n$ . (b) Diagramme des bandes d'énergie.  $E_v$  et  $E_c$  sont les énergies respectives des bandes de Valence et de conduction. Figure adaptée de (Rogalski 2010).



créées par des interactions photo-électriques hors de la zone de déplétion comme illustré sur la Figure 2.21. Le temps de réponse  $\tau_{diff}$  est alors fonction de la distance  $d$  entre l'interaction photo-électrique et la zone de déplétion et du coefficient de diffusion des porteurs de charges minoritaires  $D_{diff}$  (Senior et Jamro 2009) :

$$\tau_{diff} = \frac{d^2}{2D_c}. \quad (2.8)$$

Plusieurs types de configuration InGaAs existent dans la littérature et celle de la présente photodiode n'a pas été déterminée. On donne sur la Figure 2.22 une configuration courante de photodiode InGaAs à titre d'exemple. Pour ce type de configuration, on peut supposer que les interactions photo-électriques qui ont lieu hors de la zone centrale, là où le champ électrique est faible, peuvent créer des paires électron-trou susceptibles de diffuser lentement vers la zone centrale où elles seront rapidement entraînées par le champ électrique.

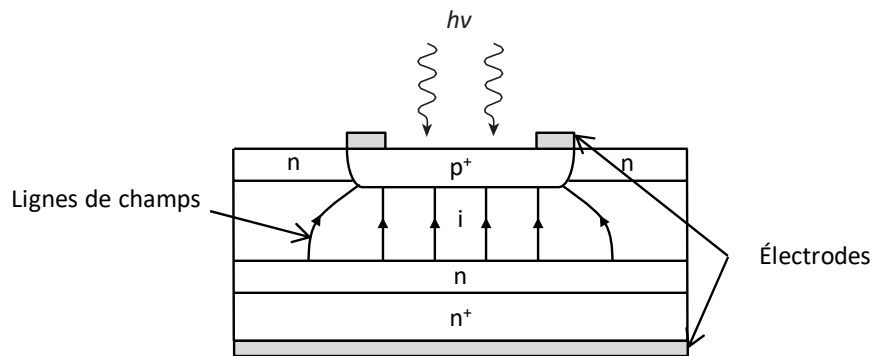


Figure 2.22 – Exemple de configuration d'une photodiode InGaAs *p-i-n* rencontrée couramment dans la littérature (Gallant *et al.* 1988 ; Linga *et al.* 1992).

### Contrôle de l'éclairement sur la photodiode

Pour supprimer la composante long terme de la réponse et éviter la déformation des signaux, nous avons introduit un dispositif de contrôle de l'éclairement du détecteur que l'on présente sur la Figure 2.23. Il s'agit d'un télescope composé de deux lentilles asphériques de 5 et 2 cm de focale conjuguant le détecteur avec diaphragme de 500  $\mu\text{m}$ . La taille de l'image du diaphragme sur le détecteur est de 200  $\mu\text{m}$  ce qui permet d'assurer que l'éclairement soit entièrement contenu dans la zone active de 300  $\mu\text{m}$  de la photodiode. L'alignement entre le détecteur et le diaphragme est réalisé en éclairant le diaphragme avec un créneau généré par la diode laser et le modulateur électro-optique. Un diffuseur est alors placé devant le diaphragme pour s'assurer que l'intégralité des chemins optiques possibles entre le diaphragme et le détecteur soient pris en compte. Pour ajuster la position longitudinale du détecteur, on optimise la réponse sur un bord de l'électrode dans la zone utile de la photodiode (maximisation de l'amplitude et minimisation de la trainée). Le détecteur est ensuite positionné transversalement au centre de zone de réponse maximale. L'ensemble du dispositif est monté

sur des platines de translation pour pouvoir positionner le diaphragme au foyer du télescope de collection.

Des mesures de la réponse impulsionnelle du module de détection après l'ajout du dispositif montrent que celui-ci permet de supprimer efficacement la composante long terme de la réponse du détecteur. Ces réponses seront présentées dans la partie consacrée à l'analyse des sources d'erreur des mesures DIAL réalisées, au paragraphe 3.3.5.

L'utilisation d'un détecteur fibré a également été expérimentée. Cette solution n'a pas été satisfaisante en raison de sa sensibilité au rayonnement électromagnétique du *Q-switch* du laser de pompe due à l'absence d'amplificateur intégré au détecteur.

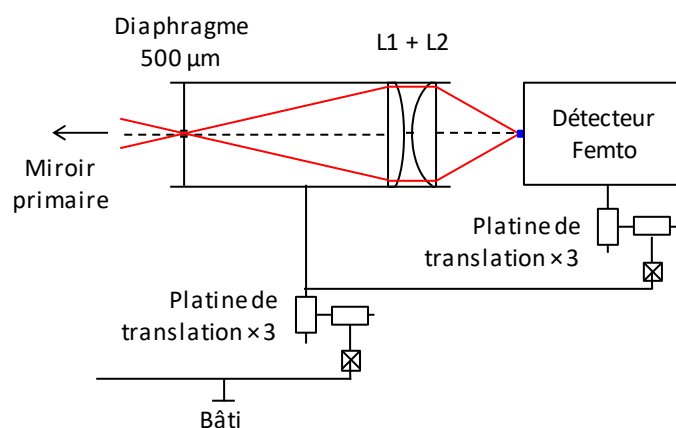


Figure 2.23 – Dispositif de contrôle de l'éclairage sur la photodiode InGaAs.

### 2.2.3 Energie de normalisation

L'énergie émise par l'émetteur fluctue dans le temps (variations tir à tir de l'ordre de 20 % de l'énergie totale). Il est nécessaire de normaliser chaque tir par une estimation de l'énergie émise. Cette normalisation a été réalisée par la mesure de la diffusion de la lumière sur les miroirs d'émission près du télescope au moyen d'un détecteur annexe placé derrière un miroir d'émission ou directement par le détecteur du signal lidar. Cette deuxième solution a pour avantage de ne pas utiliser de voie supplémentaire sur la carte d'acquisition et de réserver la deuxième voie pour la mesure de la pureté spectrale. Elle implique cependant d'utiliser la même dynamique d'échantillonnage vertical pour la normalisation et la mesure lidar ce qui limite soit le rapport signal à bruit de la mesure de normalisation, soit l'échantillonnage de la mesure lidar.

Dans l'objectif d'améliorer la normalisation, une sphère intégrante a été acquise. Ce composant permet de produire un rayonnement dont l'intensité est proportionnelle à l'intégrale de la puissance du faisceau tout en détruisant l'information spatiale de l'intensité de faisceau qui peut biaiser la mesure de l'énergie de normalisation. L'utilisation de la sphère intégrante n'a cependant pas pu être mise en œuvre pendant la thèse mais sera testée ultérieurement.

## 2.2.4 Couplage émission-réception

Pour avoir un recouvrement émission-réception égal à 1 sur la plus grande distance possible et maximiser la profondeur du signal nous avons opté pour une configuration dans laquelle les axes d'émission et de réception sont confondus. Ce couplage est illustré sur la Figure 2.24 pour la configuration du système de réception utilisée en fin de thèse : elle comprend le télescope n°2 ainsi que le dispositif décrit précédemment de contrôle de l'éclairement sur la photodiode.

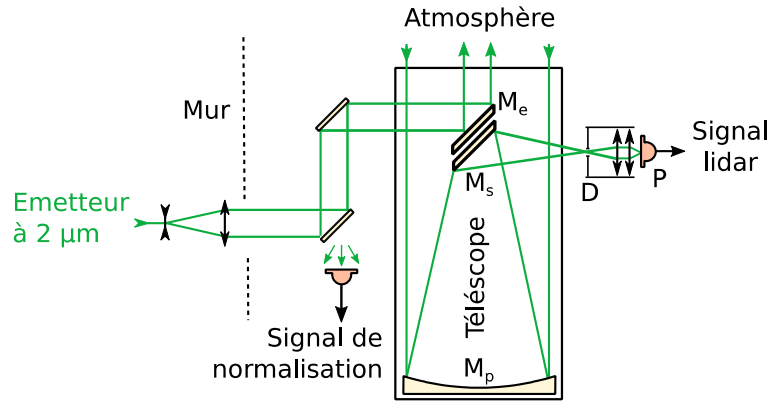


Figure 2.24 – Schéma du couplage émission-réception. Légende :  $M_p$ , miroir primaire,  $M_s$ , miroir secondaire,  $M_e$ , miroir d'envoi,  $D$ , diaphragme,  $P$ , photodiode. L'émetteur est celui de la Figure 2.2

### Alignement de l'ensemble émission-réception

Pour cette dernière configuration nous avons défini une procédure d'alignement qui comporte trois étapes :

- i. Alignement du sous-ensemble  $\{M_p, M_s, Diaphragme\}$  à l'aide d'un faisceau collimaté de 20 cm de diamètre à 632,8 nm. Ce faisceau est obtenu en injectant le rayonnement d'un laser hélium dans une fibre dont l'autre extrémité est placée au centre d'un miroir de grand diamètre. La collimation est vérifiée sur 30 m. Pour cet étape le télescope est désolidarisé du bâti, l'alignement s'effectue dans un couloir dans un plan horizontal.
- ii. Superposition des axes d'émission et de réception : le télescope est d'abord mis en place sur le bâti. Un faisceau issu d'un laser hélium-néon est superposé au faisceau à 2 µm au niveau du banc d'émission (avant les deux lentilles d'agrandissement du faisceau). A cet endroit, la forte intensité du faisceau à 2 µm permet de le repérer au moyen d'un papier thermique ou d'un papier crayonné (les cartes fluorescentes sont inopérantes à 2 µm). Le faisceau à 2 µm est ensuite aligné sur l'axe du télescope en superposant le faisceau rouge avec l'axe du télescope repéré au moyen d'un diaphragme coulissant sur un rail solidaire au bâti du télescope (retiré par la suite).
- iii. Alignement du diaphragme et du détecteur au moyen de la diode à 2 µm. Cette procédure est détaillée précédemment à la fin du paragraphe 2.2.2.

## 2.2.5 Acquisition

La numérisation est opérée par une carte d'acquisition U1084A, 8 bits, de la marque Agilent Keysight et disposant de deux voies. Chaque voie peut être échantillonnée à une fréquence maximale de 2 GHz et dispose d'une bande passante sélectionnable (20 MHz, 200 MHz ou 1,5 GHz). Un programme d'acquisition interagissant avec la carte et le lambdamètre a été

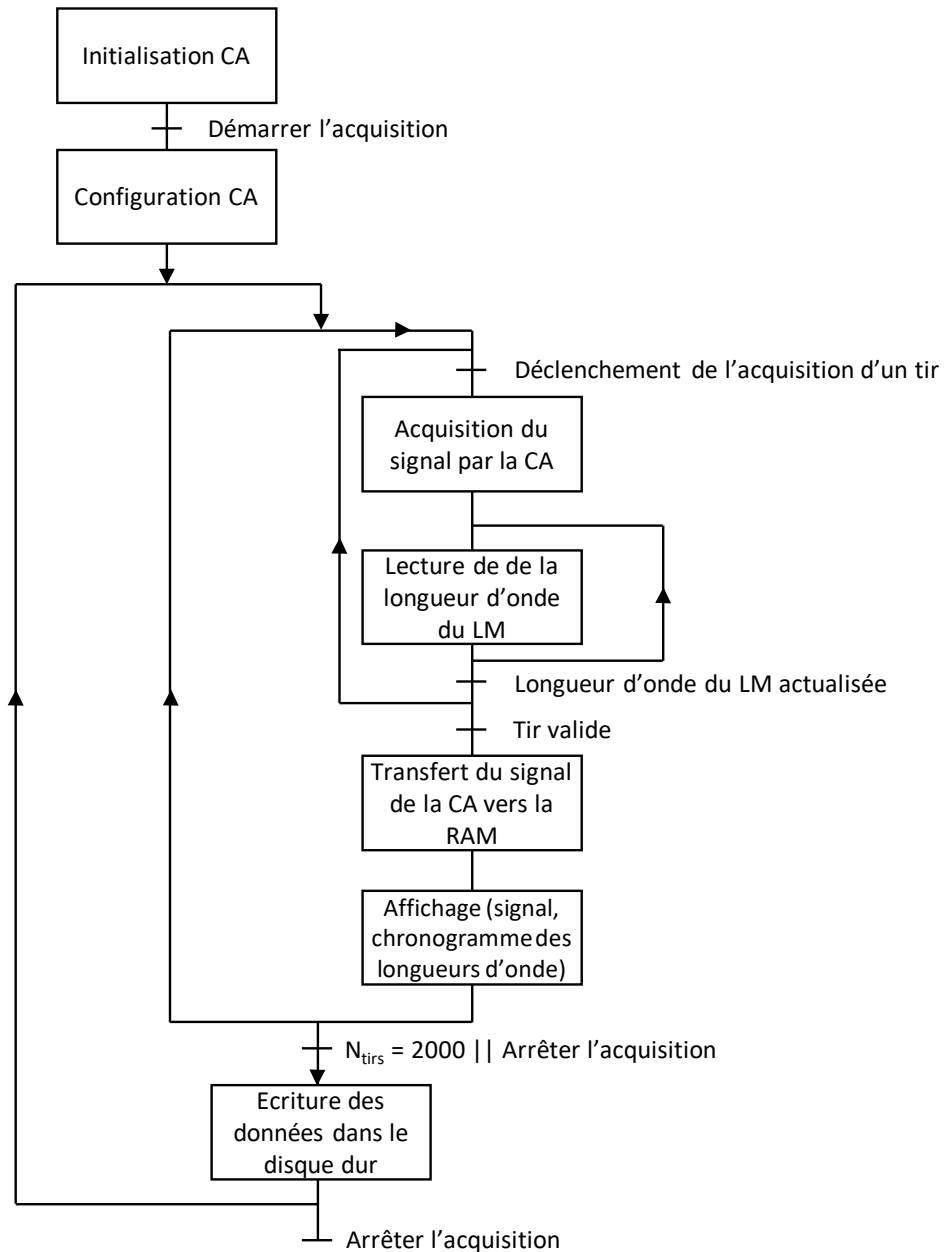


Figure 2.25 – Diagramme de fonctionnement du programme d'acquisition. *CA* : carte d'acquisition, *LM* : lambdamètre. « Tir valide » signifie que le temps écoulé entre le déclenchement de l'acquisition par la détection d'une impulsion et la lecture de la longueur d'onde est inférieur à la période de répétition du laser. On s'assure ainsi que la longueur d'onde lue correspond bien au tir enregistré.

réalisé sur Matlab. Son rôle est d'assurer les tâches de configuration, de pilotage, de transfert des données, d'affichage et d'enregistrement relatives aux deux instruments. Son diagramme de fonctionnement est donné sur la Figure 2.25.

Une des principales difficultés de ce programme réside dans la gestion des contraintes temporelles. En effet, des étapes comme le transfert des données, l'actualisation de la longueur d'onde du lambdamètre, l'affichage ou l'enregistrement sont chronophages. Si la durée de l'ensemble des tâches effectuées après chaque tir excède 33 ms, des tirs peuvent être omis. L'écriture des données enregistrées sur le disque dur étant un processus lent, le choix a été fait de stocker dans un premier temps les tirs dans la mémoire vive (première boucle d'acquisition), puis d'effectuer périodiquement (tous les 1000 ou 2000 tirs) l'enregistrement dans le disque dur pour libérer la RAM (deuxième boucle d'acquisition). Pendant ce temps d'enregistrement de plusieurs dizaines de secondes, les tirs émis ne sont pas accumulés.

## 2.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit une source à 2  $\mu\text{m}$  réalisée antérieurement à la thèse dont les performances énergétiques et spectrales sont adaptées à la mesure lidar atmosphérique de gaz. En particulier, sa large accordabilité lui permet de mesurer les trois principaux gaz à effet de serre : le  $\text{CO}_2$ , le  $\text{CH}_4$  et la vapeur d'eau.

Mon travail concernant la source a porté principalement sur caractérisation de la pureté spectrale. J'ai ainsi démontré que la source pouvait opérer avec une pureté supérieure à 99,98 % grâce à l'utilisation d'une cellule de  $\text{CO}_2$  pur comme filtre spectral. Nous avons également proposé dans ce chapitre un dispositif de détection du battement des modes voisins au mode principal avec le mode principal. Nous avons estimé qu'il permettait de détecter les modes voisins dont l'intensité est supérieure à  $5 \cdot 10^{-4}$  fois celle du mode principal. Des pistes d'améliorations en termes de détectivité et de bande passante de ce dispositif ont été identifiées.

La source présentée a été intégrée dans une architecture DIAL au cours de la thèse. Il s'est agi en particulier de concevoir un système de réception comprenant un télescope de collection, un détecteur et un module d'acquisition. L'étude de la réponse du détecteur a montré que celle-ci était susceptible, sous certaines conditions d'éclairement, de déformer le signal. Pour y remédier, nous avons introduit un dispositif limitant l'éclairement à la zone active du détecteur en le conjuguant avec un diaphragme.

# Chapitre 3 : Mesures DIAL atmosphériques du CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub> et H<sub>2</sub>O à 2 μm

Dans ce chapitre, nous nous intéressons aux mesures réalisées pendant la thèse avec le système DIAL présenté dans le chapitre précédent. Dans un premier temps, nous étudierons les mesures DIAL classiques (c'est à dire à deux longueurs d'onde) du dioxyde de carbone. Sa concentration est plus stable que celle de la vapeur d'eau et son absorption est plus importante que celle du méthane. Pour ces raisons, les mesures de dioxyde de carbone serviront de support à la recherche des sources d'erreur instrumentale. Dans un second temps, nous illustrerons la polyvalence de l'émetteur par des mesures atmosphériques multi-espèces.

## 3.1 Introduction

### 3.1.1 Chronologie

La Figure 3.1 représente un chronogramme des principales mesures DIAL effectuées pendant la thèse. Après la conception du système lidar et de premiers tests, nous avons abouti à une configuration opérationnelle en juillet 2015 qui comprenait : le télescope 1 présenté dans le paragraphe 2.2.1, le détecteur Femto et la carte d'acquisition. Nous avons alors pu mener

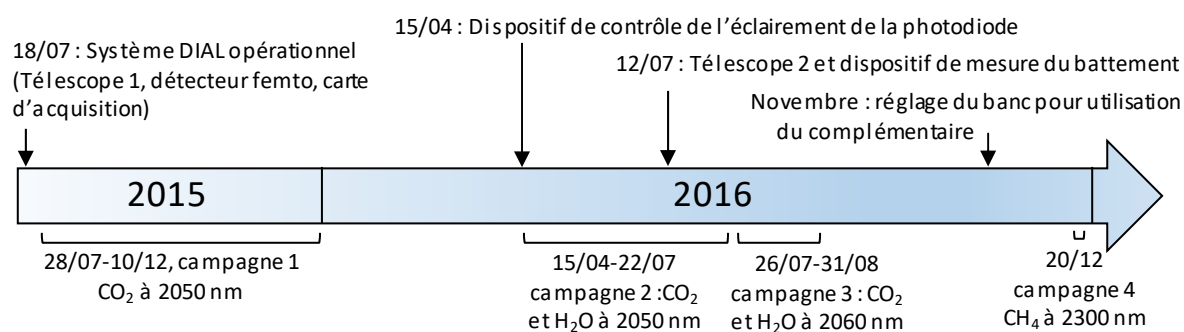


Figure 3.1 – Chronogrammes des campagnes de mesures réalisées pendant la thèse.

une première campagne de tests de sondage du CO<sub>2</sub> sur la raie à 2051 nm du dioxyde de carbone fin 2015 (campagne 1). Cette campagne nous a permis de repérer plusieurs défauts que nous nous sommes efforcés de corriger début 2016. Ainsi, les concentrations trouvées inférieures à la concentration naturelle du dioxyde de carbone (entre 200 et 300 ppm au lieu de 400) nous ont permis d'identifier la présence d'un biais lié à l'éclairement des bords du détecteur. Comme détaillé dans le paragraphe 2.2.2, nous avons pu remédier à ce problème en contrôlant l'éclairement sur la photodiode. D'autres améliorations ont également été apportées comme la modification du mode de déclenchement de l'acquisition : initialement réalisée à partir d'un signal TTL issu du laser de pompe elle a été ensuite effectuée sur un signal optique au moyen d'un détecteur placé à proximité du lidar. Ce nouveau mode de déclenchement a permis de minimiser les signaux parasites provenant du couplage entre l'émetteur et la réception.

La campagne 2 a ensuite été consacrée principalement à la réalisation de mesures du dioxyde de carbone dans le but de valider le système et de caractériser ses performances. Ces mesures ont été analysées de manière approfondie pour identifier les axes d'amélioration du lidar. Pendant cette campagne, le système a continué d'être amélioré avec notamment le remplacement du miroir primaire (passage du télescope 1 au télescope 2, voir § 2.2.1) et l'ajout du dispositif de détection des modes voisins présenté au paragraphe 2.1.3.2 pour la mesure de la pureté spectrale.

Nous nous sommes ensuite attachés à illustrer la polyvalence de l'émetteur pendant les campagnes 3 et 4 en réalisant des mesures multi-longueurs d'onde et multi-espèces dans diverses zones spectrales entre 2050 nm et 2300 nm. Pendant la campagne 2, nous avons également pu démontrer l'aptitude du lidar à réaliser des mesures sur le long terme (quelques heures). Ces différentes campagnes de mesure et les résultats obtenus sont détaillés ci-après.

### 3.1.2 Site de mesure

Les mesures présentées dans ce chapitre ont été réalisées depuis le laboratoire au sous-sol du bâtiment J3 de l'ONERA, à Palaiseau à une quinzaine de kilomètres au sud de Paris. Comme illustré sur la Figure 3.2, l'axe de visée lidar est orienté vers le sud-est à 45° de la verticale. L'ONERA se trouve à 1,7 km du Site Instrumental de Recherche Atmosphérique (SIRTA) de l'Institut Pierre Simon Laplace (IPSL), également situé sur le plateau de Saclay. L'IPSL met quotidiennement à disposition les mesures réalisées au SIRTA sur un site internet dédié ([sirta.ipsl.fr](http://sirta.ipsl.fr)), en particulier des mesures de pression, de température et d'humidité (Haeffelin *et al.* 2005). Nous nous servons de ces mesures comme données d'entrée pour inverser nos signaux lidar.





Figure 3.2 – Vue aérienne de l’ONERA et ligne de visée du lidar. Le lidar se situe au sous-sol du bâtiment J3 de l’ONERA à Palaiseau.

### 3.1.3 Domaines spectraux utilisés

Les domaines spectraux utilisés pendant nos mesures sont représentés sur la Figure 3.3. Pour la mesure de  $\text{CO}_2$  seul, nous avons utilisé la raie R30 à 2051 nm spécifiée pour la mesure depuis l’espace (Ehret *et al.* 2008). Cette raie permet de minimiser les interférences spectrales avec la vapeur d’eau. Pour la mesure de  $\text{H}_2\text{O}$  seul, nous nous sommes placés à 2060,5 nm où se trouve une raie de forte intensité de  $\text{H}_2\text{O}$  peu perturbée par l’absorption du  $\text{CO}_2$ . Pour la mesure simultanée de  $\text{H}_2\text{O}$  et  $\text{CO}_2$ , nous nous sommes placés dans un premier temps sur la raie R32 du  $\text{CO}_2$  qui est entourée par des raies de  $\text{H}_2\text{O}$ , puis, dans un deuxième temps, sur la raie P10 du  $\text{CO}_2$  ce qui permet d’avoir moins d’absorption sur la longueur d’onde *off*. Le  $\text{CH}_4$  a été mesuré en positionnant la longueur d’onde complémentaire sur la raie à 2290 nm, une des raies les plus fortes du  $\text{CH}_4$  dans le domaine spectral 2  $\mu\text{m}$ , également peu perturbée par  $\text{H}_2\text{O}$ .

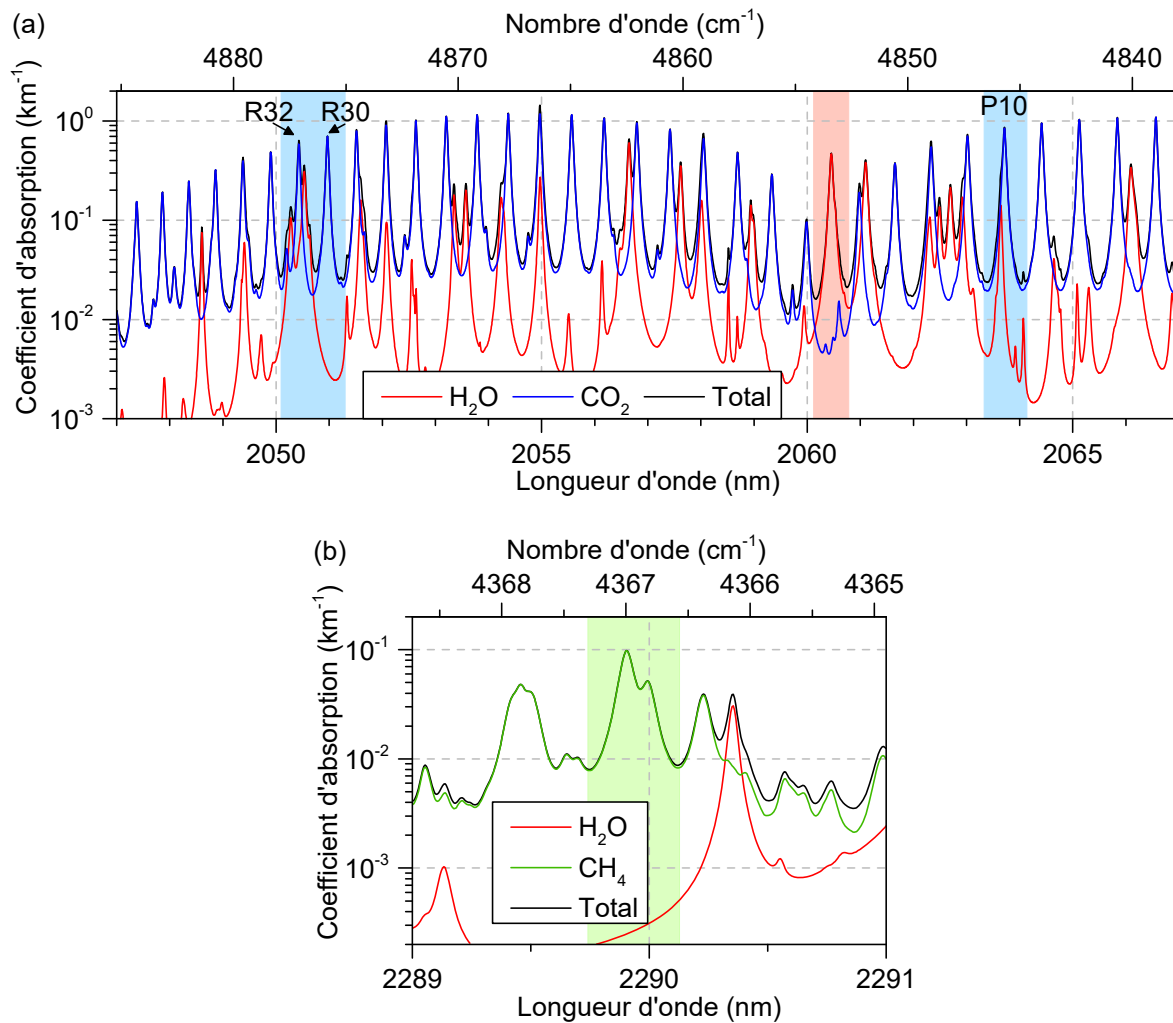


Figure 3.3 – (a) zones bleues et rouge : zones spectrales utilisées pour la mesure de CO<sub>2</sub> seul (raie R30), de H<sub>2</sub>O seul (raie à 2060,5 nm) et pour la mesure simultanée de CO<sub>2</sub> et H<sub>2</sub>O (raies R32 et P10 du CO<sub>2</sub>). (b) zone verte : raies d'absorption utilisées pour la mesure de CH<sub>4</sub>. Paramètres atmosphériques utilisés :  $P = 1$  bar,  $T = 20$  °C,  $x_{CO_2} = 400$  ppm,  $x_{CH_4} = 1,7$  ppm, humidité relative : 70 % (soit 1,6 % d'humidité absolue).

### 3.1.4 Acquisition

Pour avoir un profil de diffusion le plus similaire possible pour les tirs *on* et *off*, la longueur d'onde est modulée tir à tir. Ce basculement s'effectue en modulant la longueur de la cavité complémentaire de façon synchrone avec les tirs du laser. Les longueurs d'onde émises sont ainsi séparées d'un nombre entier d'ISL du NesCOPO (6 GHz soit environ 84 pm). La Figure 3.4 montre des séquences de longueurs d'onde émises pendant une mesure de CO<sub>2</sub> seul à 2051 nm (espacement *on-off* de deux ISLs) et pendant une mesure de CO<sub>2</sub> et H<sub>2</sub>O à 2063 nm (3 longueurs d'ondes espacées d'un ISL). Sur la Figure 3.5, on a représenté la séquence de longueur d'onde d'une acquisition complète. Les groupes de tirs de différentes couleurs représentent les tirs enregistrés dans un même fichier et sont séparés par le temps d'enregistrement ( $\sim 10$  s).

Pendant les mesures effectuées, le NesCOPO opérait sans asservissement. Les positions des miroirs de la cavité étaient, en cas de dérive, corrigées en changeant manuellement la tension

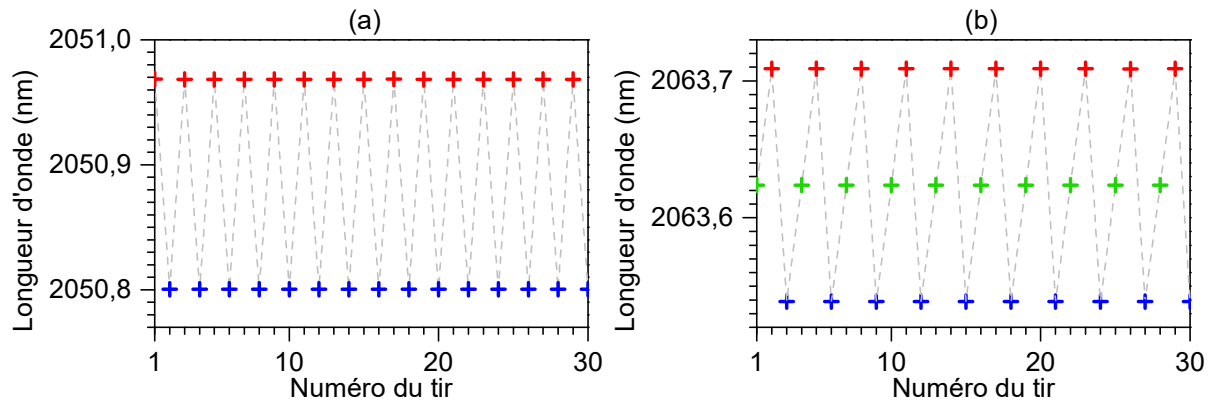


Figure 3.4 – Extraits de séquences de longueurs d'ondes émises : (a) mesure de CO<sub>2</sub> du 15/04/2016, (b) mesure à trois longueurs d'onde de CO<sub>2</sub> et H<sub>2</sub>O du 25/08/2016.

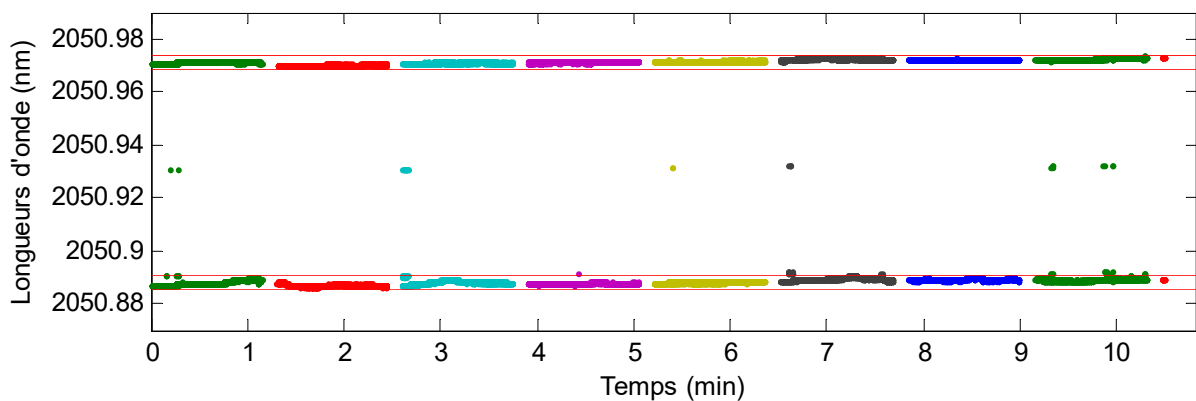


Figure 3.5 – Séquence complète de longueurs d'onde émises pour la mesure du 13/07/2015 (espacement *on-off* de d'un ISL). Les traits rouges représentent les bornes des tirs sélectionnés pour le post-traitement.

des cales piézo-électriques. Ce type de dérive est visible sur la Figure 3.35 où un décalage des longueurs d'onde vers les valeurs supérieures est observable. L'information sur la longueur d'onde est néanmoins connue tir à tir ce qui peut permettre de corriger à posteriori les concentrations en tenant compte de la valeur mesurée à chaque tir.

La Figure 3.6 montre un exemple de signal échantillonné sur 256 valeurs par la carte d'acquisition. On peut distinguer sur ce signal le pic de diffusion sur les optiques d'émission, le signal sur les aérosols qui croît d'abord avec la fonction de recouvrement puis diminue avec le facteur  $1/R^2$  puis des échos obtenus sur les nuages. La Figure 3.7 donne le signal normalisé par l'énergie émise en fonction de la distance pour les cents premiers tirs. On peut observer sur le signal des nuages (entre 900 et 1300 m) l'alternance entre les tirs *on* et *off*.

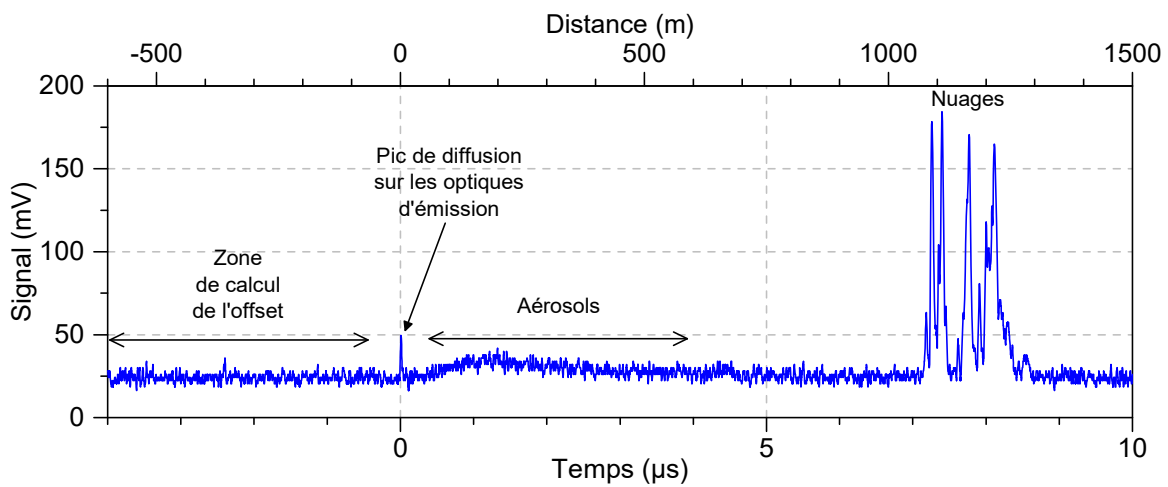


Figure 3.6 – Signal lidar du 15/04/2016 pour un tir en sortie de la carte d'acquisition (échantillonné sur 256 valeurs) pour une bande passante de 20 MHz.

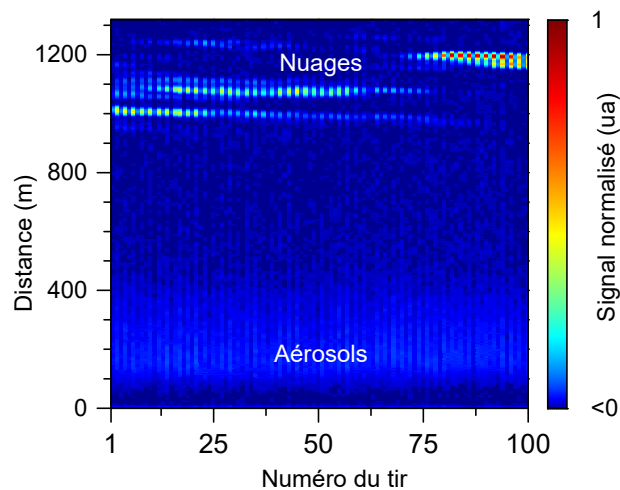


Figure 3.7 – Signaux lidar sur 100 tirs du 15/04/2016. Chaque tir a été normalisé par l'énergie émise puis filtré à 3,5 MHz.

### 3.1.5 Traitement du signal

Pour estimer la concentration à partir des données brutes, la procédure de traitement suivante est mise en œuvre :

1. Tri des tirs sur des critères de longueurs d'ondes, de saturation de la chaîne de détection, d'énergie émise et de pureté
2. Soustraction de traces « aveugles »
3. Soustraction de l'*offset* mesuré sur le signal avant le déclenchement
4. Normalisation des tirs par l'énergie émise
5. Pondération et moyenne des tirs
6. Filtrage numérique avec une fenêtre de Hann de 30 m de largeur soit une bande passante d'environ 3,5 MHz.
7. Correction des signaux par l'absorption des espèces non mesurées (H<sub>2</sub>O)
8. Calcul de l'épaisseur optique différentielle (EOD) pour le cas deux longueurs d'onde ou de la concentration intégrée (CL) pour le cas multi-longueurs d'onde/multi-espèces sur les intervalles de distance d'inversion
9. Evaluation de la concentration par estimation la pente de EOD/CL au moyen d'une régression linéaire.

Pour chaque intervalle de distance, la pression et la température sont estimées à partir de leurs valeurs au sol mesurées au SIRTAs, des variations de la température de l'*US standard atmosphere* (U.S. Standard Atmosphere 1976) et de l'équation barométrique donnant la pression en fonction de l'altitude :

$$p(z) = p(z_0)e^{-\int_{z_0}^z \frac{M_{air}g}{RT(z')} dz'} \quad (3.1)$$

où  $z_0$  est l'altitude au sol,  $M_{air}$ , la masse molaire de l'air,  $g$  l'accélération de la pesanteur,  $T(z)$  la température en fonction de l'altitude.

#### Tri des tirs

Les tirs sont d'abord triés en fonction de leur longueur d'onde. Pour cela, on définit des intervalles d'acceptabilité (de l'ordre de quelques pm) autour des longueurs d'onde moyennes émises. Seuls les tirs dont la longueur d'onde est comprise dans l'un de ces intervalles seront inclus dans l'inversion. Sur la Figure 3.5, les traits horizontaux rouges représentent ainsi les intervalles d'acceptabilité de 5 pm (375 MHz) utilisés pour l'inversion. Comme cela sera vu au paragraphe 3.3.8, la dispersion des longueurs d'onde dans un intervalle spectral de cette largeur induit une erreur négligeable par rapport aux autres sources d'erreur dans notre cas. On observe que la longueur d'onde de certains tirs se situe entre deux modes du NesCOPO ce qui correspond à la valeur donnée par le lambdamètre pour des tirs impurs contenant plusieurs modes. De tels tirs sont alors éliminés par l'algorithme de tri.

Dans un deuxième temps, les tirs qui saturent la carte d'acquisition sont éliminés. Le signal des nuages, dont l'intensité est très variable, est généralement à l'origine des tirs saturés. Le seuil de saturation du détecteur (1–2 V) n'est pas pris en compte car situé au-delà des

dynamiques de la carte d'acquisition utilisées (200 ou 500 mV). Les tirs dont l'énergie de normalisation est inférieure à un certain seuil (par exemple 80 % de l'énergie moyenne des tirs) sont également supprimés. Les tirs de faible énergie peuvent correspondre à une coïncidence des peignes signal et complémentaire imparfaite et sont donc plus susceptibles d'être impurs.

Enfin, pour certaines acquisitions, nous avons acquis simultanément le signal lidar et le signal de battement avec les modes voisins générés par le dispositif décrit au paragraphe 2.1.3.2. Dans ce cas, on définit un seuil de détection sur l'énergie de battement (en  $V^2.s$ ) au-dessus duquel les tirs sont éliminés. Ce dispositif ne garantit pas la détection de toutes les impuretés puisque seuls les modes voisins sont détectés et que sa calibration est imparfaite.

### Soustraction d'une trace aveugle

Pour supprimer les erreurs systématiques indépendantes du signal lidar, le détecteur est masqué afin de faire l'acquisition d'une trace aveugle. L'acquisition est alors réalisée pour un nombre de tirs important (supérieur au nombre de tirs de la mesure). Cette trace aveugle, soustraite aux tirs lidar, permet alors de supprimer en partie la perturbation électromagnétique due à la cellule de Pockels. Cette perturbation, visible sur la Figure 3.8, consiste en des oscillations à une fréquence d'environ 7 MHz s'étendant sur 3  $\mu s$ .

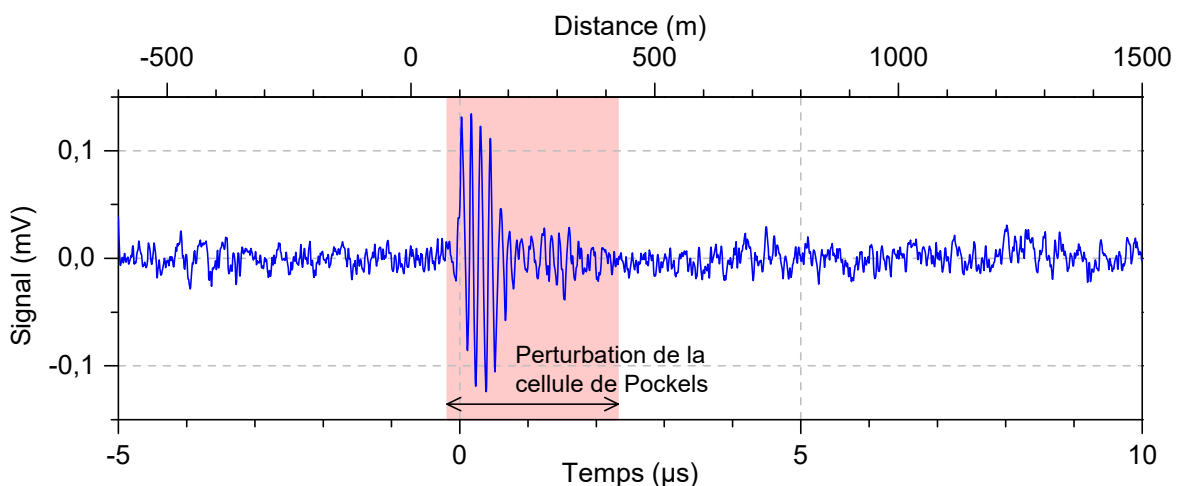


Figure 3.8 – Trace aveugle mesurée sur 20 000 tirs pour une bande passante d'acquisition de 20 MHz.

### Soustraction de l'offset

L'offset est évalué pour la voie lidar et la voie de normalisation sur le signal avant déclenchement. Cet offset est dû principalement aux électroniques du détecteur. Néanmoins, nous avons constaté que le niveau d'offset pouvait être modifié par la présence de nuages sur la ligne de visée. L'offset est évalué sur une durée de 3 à 5  $\mu s$  avec une erreur de 0,1 mV (correspondant au bruit de détection) pour un tir.

## Normalisation

La normalisation est effectuée soit sur la diffusion sur les optiques d'émission détectée sur la voie lidar soit sur une voie dédiée. Pour évaluer l'énergie du pic détecté, plusieurs méthodes ont été expérimentées : la mesure du maximum du pic ou son intégration. La deuxième méthode s'est avérée insatisfaisante : l'énergie comprise entre les bornes d'intégration variant avec la variabilité du temps de temps de déclenchement du laser. La méthode finalement retenue consiste à filtrer le pic de diffusion pour diminuer l'effet du bruit puis à évaluer son maximum.

## Pondération et moyenne

L'étape de tri peut causer un déséquilibre entre les nombres de tirs pris en compte aux différentes longueurs d'onde. Par exemple, en cas de saturation, les tirs *off* étant en moyenne plus intenses que les tirs *on*, ceux-ci ont plus de chance d'être éliminés. Pour compenser ce déséquilibre, les tirs sont pondérés comme illustré sur la Figure 3.9. Un intervalle de temps  $\tau$  pendant lequel l'atmosphère est considérée figée est défini. Pour chaque tir  $i$  émis à une date  $t_i$ , on vérifie que toutes les longueurs d'onde sont présentes dans l'intervalle temporel  $[t_i, t_i + \tau]$ . Si c'est le cas, on ajoute au coefficient de pondération de chaque tir de l'intervalle un poids égal à 1 divisé par le nombre de fois que sa longueur d'onde est détectée dans l'intervalle. En pratique,  $\tau$  est choisi le plus petit possible. Par exemple, pour une mesure à deux longueurs d'onde,  $\tau$  sera pris légèrement supérieur à l'intervalle temporel entre deux tirs. De cette manière, on assure un équilibre entre les tirs aux différentes longueurs d'onde sur des échelles de temps petites.

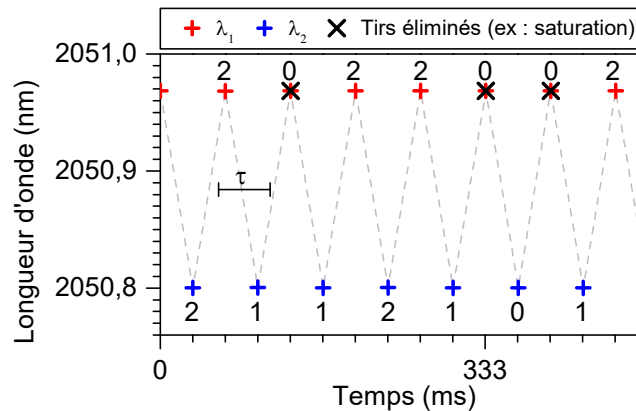


Figure 3.9 – Exemple de chronogramme des longueurs d'onde et pondération des tirs. Les chiffres notés à côté des points du graphe correspondent au poids attribué à chaque tir.

On effectue ensuite, à chaque longueur d'onde  $\lambda_l$ , la moyenne pondérée des tirs normalisés :

$$y_{moy,\lambda_l} = \frac{\sum a_i y_{i,\lambda_l}}{\sum a_i}, \quad (3.2)$$

où  $y_{i,\lambda_l}$  est le signal normalisé du  $i^{\text{ème}}$  tir à la longueur d'onde  $\lambda_l$  et  $a_i$  son coefficient de pondération.

## Estimation de la matrice de covariance du signal

Pour estimer l'erreur sur la concentration d'une mesure RR-DIAL il est nécessaire de connaître la matrice de covariance des signaux sur lesquels on réalise l'inversion (eqs. 1.82, 1.83 et 1.84). Cette matrice dépend de l'écart type du bruit et de la corrélation de celui-ci. Cette corrélation du bruit entre les échantillons du signal dépend de la bande passante et du pas d'échantillonnage. Elle est nulle si la fréquence d'échantillonnage est inférieure à la bande passante. Pour ne pas perdre d'information et intégrer le maximum de bruit, on choisira néanmoins une fréquence d'échantillonnage supérieure à deux fois la bande passante d'acquisition<sup>1</sup>. Les signaux sont ensuite sous-échantillonnés en post-traitement à une fréquence inférieure à la bande passante de manière à supprimer la corrélation. Ce sous-échantillonnage est effectué en moyennant les échantillons non-conservés. La matrice de covariance du signal est alors diagonale et sa diagonale est égale à la variance du bruit.

D'après la simulation réalisée au paragraphe 1.4, le bruit de détecteur est le bruit dominant de notre système. Sous cette hypothèse, la variance du bruit peut être évaluée sur une partie du signal sans signal optique. Nous utiliserons donc le début du signal (avant le déclenchement) pour évaluer la variance du bruit.

## Evaluation de l'épaisseur optique différentielle ou de la concentration intégrée et de la matrice de covariance associée

Dans le cas d'une mesure DIAL classique à deux longueurs d'onde on calcule l'épaisseur optique différentielle à partir des signaux moyennés et normalisés  $\mathbf{y}_{moy,\lambda_{on}}$  et  $\mathbf{y}_{moy,\lambda_{off}}$  :

$$EOD = -\frac{1}{2} \ln \left( \frac{\mathbf{y}_{moy,\lambda_{on}}}{\mathbf{y}_{moy,\lambda_{off}}} \right). \quad (3.3)$$

L'erreur sur l'épaisseur optique différentielle est caractérisée par la matrice de covariance :

$$C_{EOD} = \frac{1}{4} \left( C_{\ln(\mathbf{y}_{moy,\lambda_{on}})} + C_{\ln(\mathbf{y}_{moy,\lambda_{off}})} \right) \quad (3.4)$$

où :  $C_{\ln(\mathbf{y}_{moy,\lambda})}$  est la matrice de covariance du logarithme du signal à la longueur d'onde  $\lambda$  qui se calcule à l'ordre un à partir de la matrice de covariance du signal  $C_{\mathbf{y}_{moy,\lambda}}$  par :

$$C_{\ln(\mathbf{y}_{moy,\lambda})} = \text{diag}(\mathbf{y}_{moy,\lambda})^{-1} C_{\mathbf{y}_{moy,\lambda}} \text{diag}(\mathbf{y}_{moy,\lambda})^{-1} \quad (3.5)$$

Dans le cas multi-longueurs d'onde ou multi-espèces, la concentration intégrée et sa matrice de covariance sont estimées pour chaque espèce à partir des équations 1.82 et 1.83.

---

<sup>1</sup> La bande passante utilisée pour la voie lidar est de 20 MHz ou de 200 MHz selon les mesures. Une fréquence d'échantillonnage de 500 MHz peut donc convenir. Les deux voies de la carte d'acquisition fonctionnant à la même fréquence d'échantillonnage, le signal sera échantillonné à 2 GHz (fréquence maximum) lors de l'utilisation de la voie pureté (§ 2.1.3.2) de manière à résoudre au mieux le battement à 600 MHz.



### **Evaluation de la concentration et de l'erreur**

La concentration et l'erreur sont estimées en évaluant la pente de l'épaisseur optique différentielle (eq. 1.28) ou de la concentration intégrée à l'aide d'un moindre carré linéaire (voir l'exemple pour la concentration intégrée eqs. 1.78 et 1.80).

## 3.2 Mesures DIAL du dioxyde de carbone atmosphérique

### 3.2.1 Concentrations attendues

Si la concentration globale annuelle moyenne du dioxyde de carbone dans l'atmosphère a été évaluée à environ 402 ppm en 2016 (NOAA), celle-ci présente des variations sur différentes échelles temporelles et spatiales. La concentration de CO<sub>2</sub> varie ainsi d'environ 5 ppm avec le cycle des saisons (maximale en mai et minimale en septembre/octobre) et présente des variations diurnes de plusieurs ppm (concentration plus importante le jour). On observe également des variations en fonction de la latitude, la concentration étant en général plus importante aux pôles qu'à l'équateur (variations de l'ordre de quelques ppm). La concentration peut aussi être impactée par des sources locales comme des infrastructures routières ou des usines. Pour avoir une estimation des concentrations mesurables sur notre site, nous nous sommes référés aux articles de Bréon *et al.* (2015) et de Gibert *et al.* (2015). Bréon *et al.* donne un suivi des concentrations mesurées sur plusieurs sites d'Île de France en novembre-décembre 2010. L'un des sites de mesure est le Laboratoire des Science du Climat et de l'environnement (LSCE) à Gif-sur-Yvette à environ 10 km de l'ONERA. Les résultats présentés pour ce site montrent des variations de concentration entre 395 ppm et 450 ppm. Les mesures de Gibert *et al.* sont des mesures RR-DIAL réalisées sur un axe horizontal depuis les laboratoires du LMD à Palaiseau à moins de 2 km de notre site de mesure. Les résultats présentés montrent des variations temporelles (à une échelle de temps de 22h) et spatiales comprises entre 380 et 480 ppm pour une mesure sur des intervalles de distance de 150 m.

### 3.2.2 Mesure avec éclairage non contrôlé de la photodiode (campagne 1)

La campagne 1 a consisté en de premières mesures test qui ont permis d'identifier un problème lié à la réponse impulsionnelle du lidar. Un exemple de mesure à deux longueurs d'onde sur la raie R30 à 2051 nm du CO<sub>2</sub> réalisée pendant cette campagne 1 est présenté en traits continus sur la Figure 3.10. L'inversion des signaux obtenus (Figure 3.10 (a), traits continus) a donné lieu à des résultats non plausibles et à une épaisseur optique dont les variations étaient fortement corrélées à la forme des signaux (Figure 3.10 (b)). Ces résultats nous ont conduits à nous interroger sur la qualité de la réponse impulsionnelle de la chaîne de détection. La mesure de cette réponse pour un éclairage global de la pastille détectrice nous a permis de conclure que celle-ci induisait une déformation des signaux à l'origine du biais (voir § 2.2.2). Dans un premier temps, nous avons tenté de corriger l'effet de la réponse de la chaîne de détection. Pour cela, nous avons considéré que le signal mesuré  $y(t)$  suit le modèle linéaire suivant :

$$y(t) = p(t) \otimes h(t) \tag{3.6}$$

où,  $p(t)$  est la puissance optique détectée et  $h(t)$  la réponse impulsionnelle de la chaîne de détection et  $\otimes$ , le produit de convolution. Pour retrouver le profil du signal optique  $p(t)$ , nous avons utilisé l'algorithme de déconvolution de Van-Cittert, mis en œuvre pour des signaux lidar dans (Refaat *et al.* 2008), qui consiste à appliquer itérativement la relation suivante jusqu'à convergence :

$$y_{n+1} = y_n + (y_0 - h' \otimes y_n), \quad (3.7)$$

où,  $y_0$  est le signal mesuré,  $h'$ , la réponse impulsionnelle normalisée en énergie,  $y_n$ , le signal correspondant à la  $n$ -ième itération et  $\otimes$ , le produit de convolution dans le domaine temporel. Cet algorithme de déconvolution a pu être validé par des simulations incluant l'effet de la réponse temporelle (par convolution) et un modèle de bruit.

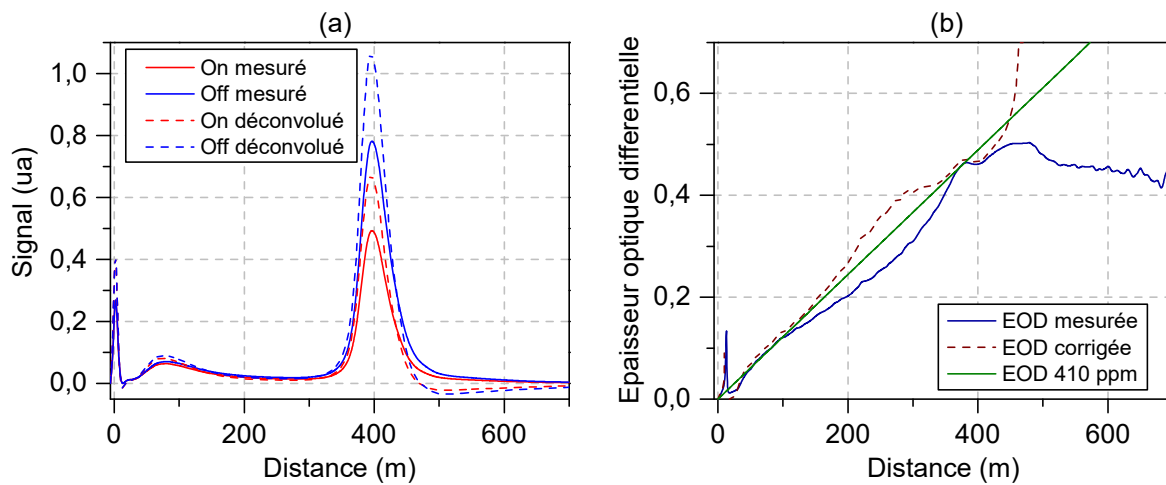


Figure 3.10 – (a) signaux lidar mesurés et déconvolués du 10/12/2015 pour un total de 24 000 tirs.  $\lambda_{on} = 2050,975 \text{ nm}$ ,  $\lambda_{off} = 2051,06 \text{ nm}$  (b) épaisseur optique différentielle des signaux mesurés et des signaux déconvolués. Le trait vert donne l'épaisseur optique théorique pour une concentration de 410 ppm.

Les signaux en pointillés de la Figure 3.10 (a) correspondent aux signaux déconvolués de la réponse de la chaîne d'acquisition. Cette réponse temporelle a été mesurée en éclairant de manière homogène toute la pastille du détecteur (réponse de la Figure 2.18). La composante lente de la réponse temporelle du détecteur induit un retard sur une partie de l'énergie du signal. L'opération de déconvolution permet de réaliser l'effet inverse en ramenant l'énergie retardée plus tôt dans le signal. On constate à la fin des signaux *on* et *off* sur la Figure 3.10 (a) qu'une quantité trop importante d'énergie est déplacée puisque ceux-ci deviennent négatif. L'épaisseur optique différentielle correspondant aux signaux déconvolués est représentée en pointillés sur Figure 3.10 (b). Les épaisseurs optiques différentielles corrigées et non corrigées de la réponse encadrent une épaisseur optique différentielle linéaire correspondant à une concentration de  $\text{CO}_2$  de 410 ppm. Ces résultats suggèrent que la composante lente de la réponse du détecteur est surestimée par rapport à la réponse effective. Cela s'explique par le

fait que, pendant une mesure RR-DIAL la géométrie de l'éclairement dans le plan du détecteur varie avec la distance de rétrodiffusion ce qui entraîne une réponse variable de la photodiode (voir § 2.2.2). En effet, comme le montre la simulation présentée sur la Figure 3.11, pour des distances inférieures à 300 m, la tache image est plus grande que la pastille détectrice. Les bords du détecteur sont alors éclairés ce qui induit une composante lente dans la réponse temporelle. À partir de 300 m, en supposant que les axes d'émission et les axes de réception sont bien superposés, l'éclairement est entièrement compris dans la pastille détectrice et la composante lente de la réponse temporelle disparaît.

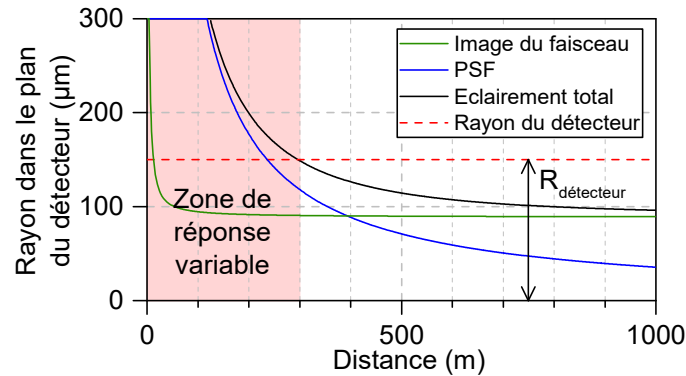


Figure 3.11 – Simulation du rayon de zone éclairée du détecteur en fonction de la distance de rétrodiffusion pour une divergence d'émission de  $500 \mu\text{rad}$  et les paramètres du télescope 1. La taille de la zone éclairée dépend de la taille de l'image du faisceau et de la taille de la PSF (*Point Spread Function*) dans le plan du détecteur. La PSF est calculée ici en fonction de l'écart entre le plan image et le plan focal en faisant l'hypothèse que le télescope est en configuration infini-foyer.

Cette variabilité de la réponse temporelle a deux conséquences : (i) le modèle linéaire de l'équation 3.6 qui suppose une réponse temporelle constante est insuffisant pour décrire la fonction de transfert de la chaîne d'acquisition, (ii) la réponse de la chaîne d'acquisition est dépendante des paramètres géométriques de l'émission et de la réception. Ces paramètres ne sont pas parfaitement connus à cause des incertitudes sur l'alignement du système. Les signaux de la campagne 1 se sont ainsi avérés inexploitable. Suite à cette campagne, nous avons cherché à contrôler l'éclairement sur la photodiode ce qui a abouti au dispositif de contrôle de l'éclairement de la photodiode présenté au paragraphe 2.2.2. Ce dispositif a été mis œuvre dans les campagnes suivantes nous permettant ainsi de nous affranchir le plus possible de la composante lente de la réponse impulsionnelle.

### 3.2.3 Mesures avec éclaircissement contrôlé

La Figure 3.12 représente deux mesures de dioxyde de carbone réalisées pendant la campagne 2 dont les paramètres sont résumés dans le Tableau 3.1.

La première (mesure A) a été effectuée un matin d’avril sous un ciel nuageux et en présence d’un peu de brume expliquant que le RSB soit plus important par rapport aux autres mesures. L’ensemble des 7 983 tirs utilisés pour l’inversion a été acquis en 8 minutes pour deux longueurs d’onde *on* et *off* séparées d’un ISL (6 GHz soit 84 pm).

La seconde (mesure B) a été effectuée en juillet à la mi-journée avec un ciel dégagé. Cette deuxième acquisition a duré près de 20 minutes pour deux longueurs d’onde *on* et *off* séparées de deux ISLs. La concentration locale estimée à partir de ces signaux est représentée sur les graphes (d) et (h) de la Figure 3.12. En tenant compte des barres d’erreur, les concentrations obtenues sont compatibles avec les concentrations relevées dans la littérature (§ 3.2.1).

Tableau 3.1 – Paramètres d’acquisition des mesures DIAL atmosphériques de CO<sub>2</sub> présentées

	Mesure A	Mesure B
Date et heure	15/04/2016 10h14	19/07/2016 12h19
Télescope	Télescope 1	Télescope 2
Energie émise	5-10 mJ	5-10 mJ
Couplage CA	DC	AC
Bande passante CA	20 MHz	200 MHz
Fréquence d’échantillonnage	500 MHz	2 GHz <sup>†</sup>
Calibre CA	500 mV	500 mV
Normalisation	Voie dédiée (voie 2)	Voie signal (voie 1)
RSB normalisation	40 – 60	20 – 25
Mesure du battement	Non	Oui (voie 2)
Longueur d’onde <i>on</i> moyenne	2050,972 nm	2050,964 nm
Longueur d’onde <i>off</i> moyenne	2050,887 nm	2050,795 nm
Section efficace différentielle	5,98 10 <sup>-22</sup> cm <sup>2</sup>	6,92 10 <sup>-22</sup> cm <sup>2</sup>
Nombre de tirs	7 983	15 513
Durée de l’acquisition	7 min 53	19 min 47 s
Soustraction d’une ligne de base	Non	Oui
Filtrage numérique	Fenêtre de Hann de 30 m	Fenêtre de Hann de 30 m
P*, T*, humidité relative*	989 mBar, 13 °C, 80 %	1000 mBar, 31 °C, 40 %
Concentration en vapeur d’eau*	1,2 %	1,8 %

<sup>†</sup> : fréquence d’échantillonnage adaptée à la mesure du battement à 600 MHz

\* : données provenant du site internet du SIRTA : [sirta.ipsl.fr](http://sirta.ipsl.fr)

CA : carte d’acquisition

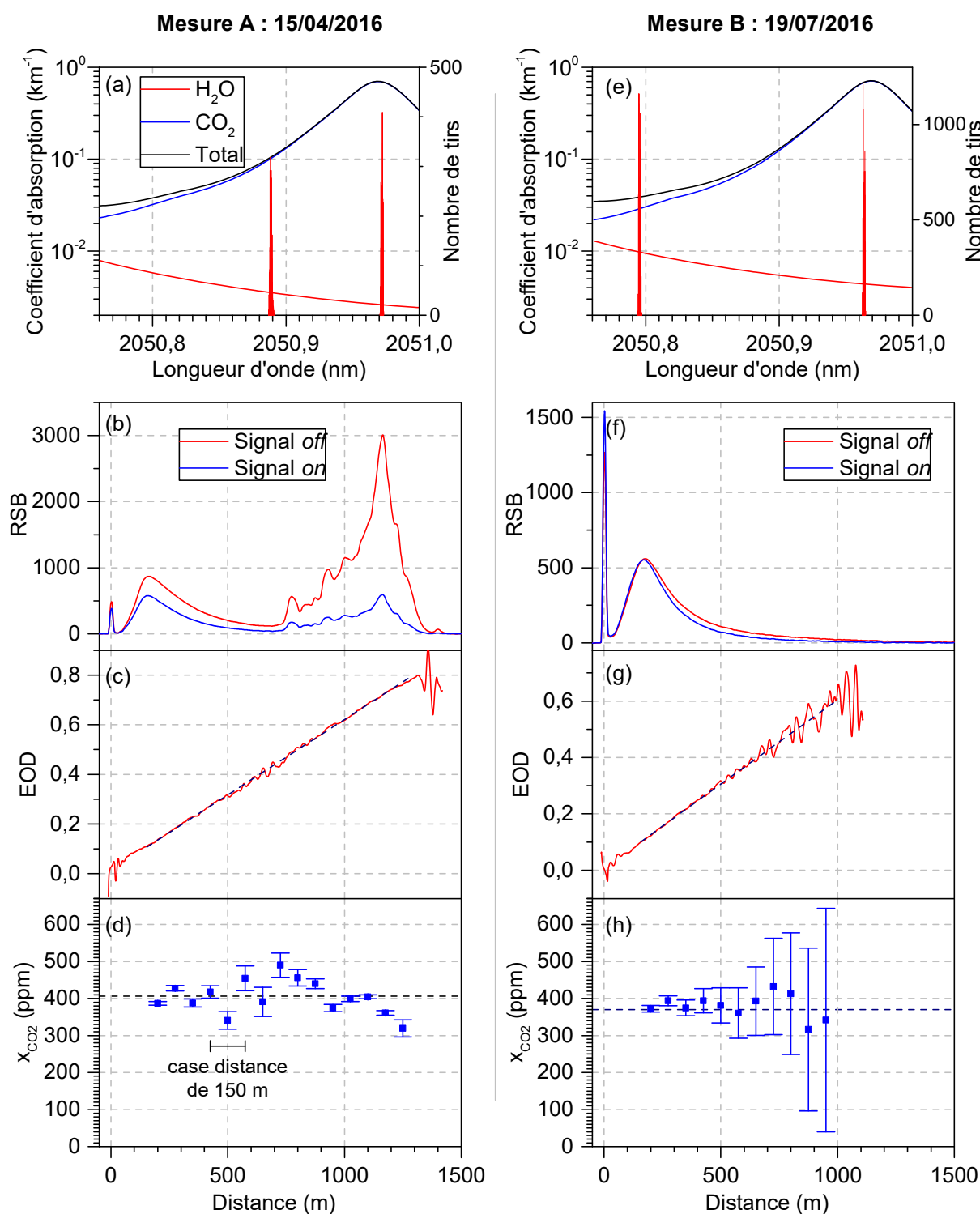


Figure 3.12 – Mesures atmosphériques de  $\text{CO}_2$  réalisées le 15/04/2016 et le 16/07/2016. Sont représentés : les histogrammes des longueurs d'onde sur des spectres d'absorption théoriques ((a) et (e)), les signaux *on* et *off* moyennés, filtrés à 3,5 MHz et donnés en rapport signal à bruit de détecteur ((b) et (f)), les épaisseurs optiques différentielles simple passage ((c) et (g)) et les concentrations du  $\text{CO}_2$  évaluées sur des intervalles de distance de 150 m ((d) et (h)). Les barres d'erreurs correspondent à l'écart type de l'erreur statistique due au bruit du détecteur. Les lignes pointillées des figures (d) et (h) représentent les concentrations correspondant à une évaluation de la pente sur l'EOD entre 200 et 1000 m (respectivement  $406,5 \pm 0,7$  ppm et  $370 \pm 13$  ppm).

## Mesure IP-DIAL sur les nuages

Pour obtenir une estimation précise de la concentration moyenne, on peut également effectuer une inversion intégrée colonne entre le signal des aérosols et celui des nuages pour le set de données de la mesure A. Cette inversion est décrite schématiquement sur la Figure 3.13. La concentration moyenne est calculée à partir de l'épaisseur optique mesurée entre 200 m et 1000 m. Pour diminuer l'effet du bruit, l'épaisseur optique différentielle est estimée pour chaque borne en effectuant sa moyenne sur un intervalle de distance de 100 m.

La concentration moyenne estimée est de 407,6 ppm avec une erreur quadratique moyenne de 0,8 ppm calculée à partir du bruit de détection ce qui correspond à une concentration d'environ 415 ppm en air sec en utilisant la mesure d'hygrométrie du SIRTA. Dans le paragraphe 3.3.2 nous verrons que les variations tir à tir du coefficient de rétrodiffusion des nuages ajoutent une erreur supplémentaire à cette mesure.

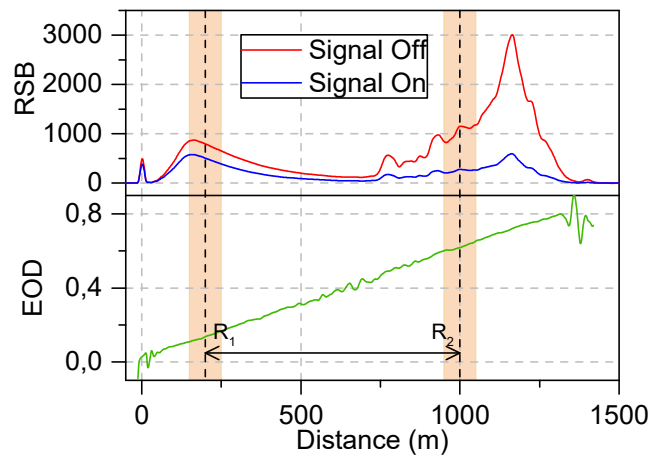


Figure 3.13 – Bornes de l'inversions IP-DIAL schématisées sur les signaux *on* et *off* et sur l'épaisseur optique différentielle de la mesure A.

### 3.3 Analyse des erreurs de la mesure RR-DIAL

Cette partie propose une analyse d'erreur de la mesure DIAL à partir des mesures de dioxyde de carbone réalisées à 2051 nm. Nous analyserons d'abord les erreurs aléatoires en estimant les bruits de détection à partir des signaux mesurés et en étudiant l'effet de la variabilité de la diffusion et des erreurs de normalisation. Ensuite, nous évaluerons les erreurs systématiques provenant de l'émetteur (dépointé), de la chaîne de détection (réponse temporelle, non linéarité et ligne de base) ainsi que des incertitudes sur les paramètres atmosphériques et spectraux.

#### 3.3.1 Bruit de détecteur, bruit de grenaille et bruit de speckle

La simulation présentée au chapitre 3 a permis d'identifier le bruit de détecteur comme étant le bruit dominant de nos mesures RR-DIAL. Pour vérifier cette hypothèse nous estimons ici les différents bruits de détection – les bruits de détecteurs, de grenaille et de speckle – à partir des signaux mesurés. Cette analyse a également pour objectif d'évaluer l'amplitude des bruits de détection pour les signaux provenant des nuages dont les intensités sont supérieures aux intensités simulées. Ces bruits seront estimés sur la moyenne des signaux normalisés qui est le signal utilisé pour l'inversion. Pour une longueur donné cette moyenne s'écrit :

$$s_{moy}(t) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{1}{E_{norm,i}} \widehat{v}_i(t), \quad (3.8)$$

où  $\widehat{v}_i$  est le signal mesuré du  $i$ ème tir en Volt,  $E_{norm,i}$ , l'énergie de normalisation associée et  $N$  le nombre de tir moyennés. Les variances des bruits associés à  $s_{moy}$  s'écrivent :

$$\sigma_{détecteur}^2(t) = \frac{1}{N^2} G^2 S^2 NEP^2 \Delta f \sum_{i=1}^N \frac{1}{E_{norm,i}^2}, \quad (3.9)$$

$$\sigma_{grenaille}^2(t) = \frac{1}{N^2} \frac{eG}{\Delta t} \sum_{i=1}^N \frac{1}{E_{norm,i}^2} v_i(t), \quad (3.10)$$

$$\sigma_{speckle}^2(t) = \frac{1}{N^2 M} \sum_{i=1}^N \frac{1}{E_{norm,i}^2} v_i^2(t), \quad (3.11)$$

où  $v_i$  est le signal idéal (c'est-à-dire non bruité) du  $i$ ème tir en volts,  $G$  le gain du détecteur,  $S$  sa sensibilité,  $\Delta f$  la bande passante d'acquisition et  $M$ , le nombre de taches de speckle. En raison du carré sur le terme  $v_i$  de l'équation 3.11, l'estimation du speckle à partir des signaux mesurés est biaisée. Un développement limité à l'ordre 1 permet de montrer que la variance estimée du bruit speckle de  $s_{moy}$ ,  $\widehat{\sigma_{speckle}^2}$  diffère de la variance réelle  $\sigma_{speckle}^2$  par :

$$\Delta \sigma_{speckle}^2(t) = \widehat{\sigma_{speckle}^2}(t) - \sigma_{speckle}^2(t) = \frac{1}{N^2 M} \sigma_{1\ tir}^2(t) \sum_{i=1}^N \frac{1}{E_{norm,i}^2}, \quad (3.12)$$



où  $\sigma_{1\ tir}^2(t)$  est la variance du bruit de détection pour un seul tir. La variance du bruit de speckle est donc surestimée de  $\Delta\sigma_{speckle}^2(t)$  à cause des bruits de détection. La contribution du bruit de détecteur à  $\Delta\sigma_{speckle}^2(t)$  peut être estimée sur le pré-*trig* où le flux photonique est nul et où l'on a donc  $\Delta\sigma_{speckle}^2 = \widehat{\sigma_{speckle}^2}$ . L'estimation du bruit de speckle peut ainsi être corrigée facilement du biais dû au bruit du détecteur.

La Figure 3.14 donne les écart types des bruits de grenaille et de speckle pour le signal *off* de la mesure A, normalisés par  $\sigma_{détecteur}$ . Ils sont respectivement 20 et 15 fois plus faibles que  $\sigma_{détecteur}$  pour la zone des aérosols (ce qui est cohérent avec les ordres de grandeurs simulés) et 15 et 3 fois plus faibles que  $\sigma_{détecteur}$  pour la zone des nuages. Le bruit de speckle est plus important dans la zone des nuages que dans la zones aérosols car le signal tir à tir y est provisoirement beaucoup plus fort (il est ensuite atténué par la moyenne) et son effet est accentué par le carré sur  $v_i$  de l'équation 3.11. Quoiqu'il en soit, les bruits de grenaille et de speckle restent relativement faibles par rapport au bruit de détecteur sur l'intégralité du signal moyenné.

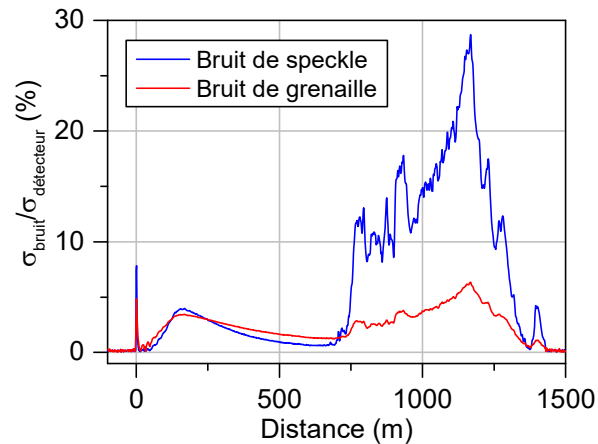


Figure 3.14 – Bruit de speckle et bruit de grenaille estimés pour le signal *off* de la mesure A exprimés par rapport au bruit de détecteur. Le biais de l'équation 3.12 ( $\sim 1\%$  de  $\sigma_{détecteur}$ ) a été retranché.

### 3.3.2 Variabilité du milieu diffusant

La mesure DIAL s'appuie sur l'hypothèse que le support du signal (ici les particules diffusantes) est identique pour toutes les longueurs d'onde. D'après (Schotland 1974), la variabilité de la diffusion ajoute une source d'erreur supplémentaire à l'estimation de la concentration liée à deux facteurs : la variabilité du coefficient de rétrodiffusion et la variabilité de l'extinction due aux aérosols.

#### Modèle analytique

On note  $\beta'(r) = \beta(r)e^{-\int_0^r \alpha_{ext}(r')dr'}$  le coefficient de l'équation lidar qui comprend le coefficient de diffusion  $\beta(r)$  et l'extinction due aux aérosols de coefficient d'extinction  $\alpha_{ext}(r)$ .

En considérant que la mesure est constituée de  $N$  paires de tirs *off-on*, on note pour la  $i$ ème paire :  $\beta'_i(r) = \beta'_{i\text{ème } off}(r)$  et  $\Delta\beta'_i(r) = \beta'_{i\text{ème } on}(r) - \beta'_{i\text{ème } off}(r)$  qui correspond à la variabilité du coefficient  $\beta'(r)$  pendant les 33 ms séparant les deux tirs de la paire. En effectuant un développement de Taylor à l'ordre 1 sur l'épaisseur optique différentielle calculée à partir des signaux moyennés, on montre que l'épaisseur optique différentielle estimée  $\widehat{EOD}(r)$  diffère de l'épaisseur optique différentielle réelle  $EOD$  par :

$$\widehat{EOD}(r) - EOD(r) = \frac{1}{2} \frac{\sum_{i=1}^N \Delta\beta'_i(r)}{\sum_{i=1}^N \beta'_i(r)} = \frac{1}{2} \frac{\langle \Delta\beta'_{33\text{ ms}}(r) \rangle}{\langle \beta'(r) \rangle}, \quad (3.13)$$

où  $\langle \Delta\beta'_{33\text{ ms}}(r) \rangle$  et  $\langle \beta'(r) \rangle$  représentent les valeurs moyennes de  $\Delta\beta'_i(r)$  et de  $\beta'_i(r)$  pendant la mesure. L'erreur induite par la variabilité de la diffusion peut ainsi être vue comme un bruit supplémentaire s'ajoutant à l'épaisseur optique dont l'amplitude est fonction des variations de la diffusion entre les deux tirs de chaque paire de tir *on-off* c'est-à-dire aux variations de diffusion sur une durée de 33 ms. Cette erreur sur l'épaisseur optique différentielle est à comparer avec celle provenant des bruits de détection donnée par  $\frac{1}{2} \sqrt{1/SNR_{on}^2 + 1/SNR_{off}^2}$ .

### Analyse des tirs *off*

Pour estimer les variations de diffusion, on analyse exclusivement les tirs *off* de manière à ne pas être perturbé par l'absorption de  $\text{CO}_2$ . Ceux-ci ont également un meilleur rapport signal à bruit que les tirs *on* ce qui permet de mieux estimer les variations de diffusion. Pour obtenir un ordre de grandeur de  $\langle \Delta\beta'_{33\text{ ms}}(r) \rangle$ , on scinde les tirs *off* en deux groupes : un groupe des *off* pairs et l'autre des *off* impairs. De cette manière, les tirs au sein de chaque groupe sont séparés de 133 ms et les tirs des deux groupes sont décalés de 66 ms. Les moyennes des tirs normalisés de ces deux groupes, notés  $s_{2i}$  et  $s_{2i+1}$  sont représentées sur la Figure 3.15 (a). La moyenne des *off* pairs est par exemple égale à (en considérant que seule la diffusion varie tir à tir) :

$$s_{2i}(r) = K_{\lambda_{off}} \frac{O(r)}{r^2} T_{\lambda_{off}}^2(r) \frac{2}{N} \sum_{i=1}^{N/2} \beta'_{2i}(r), \quad (3.14)$$

où  $K_{\lambda_{off}}$  est une constante instrumentale. La différence entre  $s_{2i}$  et  $s_{2i+1}$ , représentée par un trait bleu sur Figure 3.15 (b), est proportionnelle à la moyenne des variations sur 66 ms de  $\beta'(r)$  notée  $\langle \Delta\beta'_{66\text{ ms}}(r) \rangle$ . Cette différence correspond ainsi aux variations de diffusion que l'on aurait entre des signaux *on* et *off* pour une mesure similaire réalisée sur une même durée mais avec une fréquence de répétition de 15 Hz. On a calculé de la même manière la différence correspondant à une mesure réalisée à une fréquence de répétition de 7,5 Hz (trait rouge) qui est proportionnelle à  $\langle \Delta\beta'_{133\text{ ms}}(r) \rangle$ .

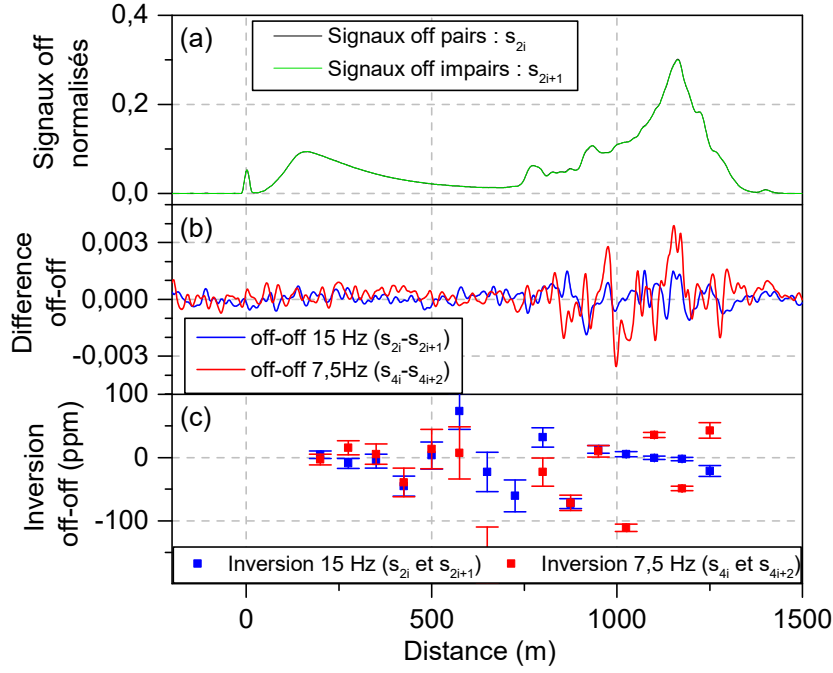


Figure 3.15 – (a) moyennes des signaux *off* pairs (notée  $s_{2i}$ ) et impairs (notée  $s_{2i+1}$ ) normalisés de la mesure A (quasiment superposées). (b) trait bleu : différence entre  $s_{2i}$  et  $s_{2i+1}$  proportionnelle à  $\langle \Delta\beta'_{66\text{ ms}} \rangle$ , trait rouge : différence entre  $s_{4i}$  (1 *off* sur 4) et  $s_{4i+2}$  (1 *off* sur 4) décalés de 133 ms) proportionnelle à  $\langle \Delta\beta'_{133\text{ ms}} \rangle$ . (c) inversions *off-off* avec en bleu, l'inversion des *off* « 15 Hz » et en rouge l'inversion des *off* 7,5 Hz.

La Figure 3.15 (b) montre d'abord que le signal des variations de la diffusion est masqué par le bruit hors de la zone des nuages et peut donc être considéré comme négligeable. Dans la zone des nuages, le rapport  $\langle \Delta\beta'(r) \rangle / \langle \beta'(r) \rangle$  peut être estimé en effectuant le rapport de la différence *off-off* (figure (b)) sur l'amplitude du signal normalisé (figure (a)) : ainsi,  $\langle \Delta\beta'_{66\text{ ms}}(r) \rangle / \langle \beta'(r) \rangle \sim 1$  à 2 % et  $\langle \Delta\beta'_{133\text{ ms}}(r) \rangle / \langle \beta'(r) \rangle \sim 2$  à 4 %. La variation moyenne de la diffusion pour les tirs à 7,5 Hz,  $\langle \Delta\beta'_{133\text{ ms}}(r) \rangle$ , est plus importante que celle pour les tirs à 15 Hz,  $\langle \Delta\beta'_{66\text{ ms}}(r) \rangle$ , pour deux raisons : d'une part le nombre de tirs moyennés est deux fois moins important, d'autre part l'amplitude de la diffusion varie plus pendant 66 ms que pendant 133 ms comme le déplacement des nuages est plus important. En extrapolant ces mesures, on peut estimer que pour la zone des nuages de la mesure A,  $\langle \Delta\beta'_{33\text{ ms}}(r) \rangle / \langle \beta'(r) \rangle \sim 0,5$  à 1 %, ce qui correspond à une erreur sur l'épaisseur optique différentielle de 0,0025 à 0,005. En comparaison, l'erreur due au bruit du détecteur  $\frac{1}{2} \sqrt{1/SNR_{on}^2 + 1/SNR_{off}^2}$  est de l'ordre de 0,001 à 0,003 sur la zone des nuages. Le bruit dû aux variations de diffusion est donc prépondérant dans la zone des nuages.

L'impact des variations de diffusion sur les nuages peut aussi être visualisé sur des inversions *off-off* avec les mêmes groupes de signaux *off*. Ces inversions sont représentées sur la Figure 3.15 (c). Elles consistent à simuler des mesures pour lesquelles on s'attend à une concentration nulle à 15 Hz et 7,5 Hz en attribuant à un *off* sur deux la section efficace de la longueur d'onde

*on*. Le traitement des signaux est alors identique à celui de la mesure A. Dans la zone des nuages, les barres d'erreurs uniquement dues au bruit de détecteur sont incompatibles avec une concentration nulle ce qui met en évidence l'existence d'un bruit additionnel lié aux variations de la diffusion atmosphérique.

Pour limiter ce bruit, on peut diminuer l'intervalle de temps entre les tirs *on* et *off*, par exemple en augmentant la fréquence de répétition du laser ou en opérant en mode *double-pulse*. Une autre solution consisterait à augmenter le champ du lidar (émission et réception) de manière à ce que la zone couverte ait une taille supérieure au déplacement du nuage entre deux tirs. Pour la mesure effectuée, le vent à l'altitude des nuages était de l'ordre de 10 m/s (mesure LIDAR doppler du SIRTA) ce qui correspond à un déplacement des nuages de 0,33 m entre chaque tir alors que le faisceau laser avait un diamètre de 0,08 m à leur niveau.

### 3.3.3 Erreur sur la normalisation

#### Comparaison de deux voies de normalisation

Pour vérifier la validité de la normalisation effectuée, on se propose de comparer les énergies de normalisation mesurée par deux détecteurs distincts. Le premier détecteur est celui de la voie lidar qui capte de la diffusion de la lumière sur les optiques d'émission dans la pièce du lidar. Le second est un détecteur placé directement derrière un miroir doré de la voie d'émission. Ces deux détecteurs sont des photodiodes InGaAs amplifiées de la marque Femto. Les figures (a) et (b) de la Figure 3.16 représentent les énergies de normalisation du deuxième détecteur en fonction de celle du premier pour des mesures réalisées pendant deux journées différentes lors de la campagne 1. Les énergies de normalisation sont données en rapport signal à bruit calculé à partir du bruit du détecteur. Pour chaque mesure, la longueur d'onde basculait tir à

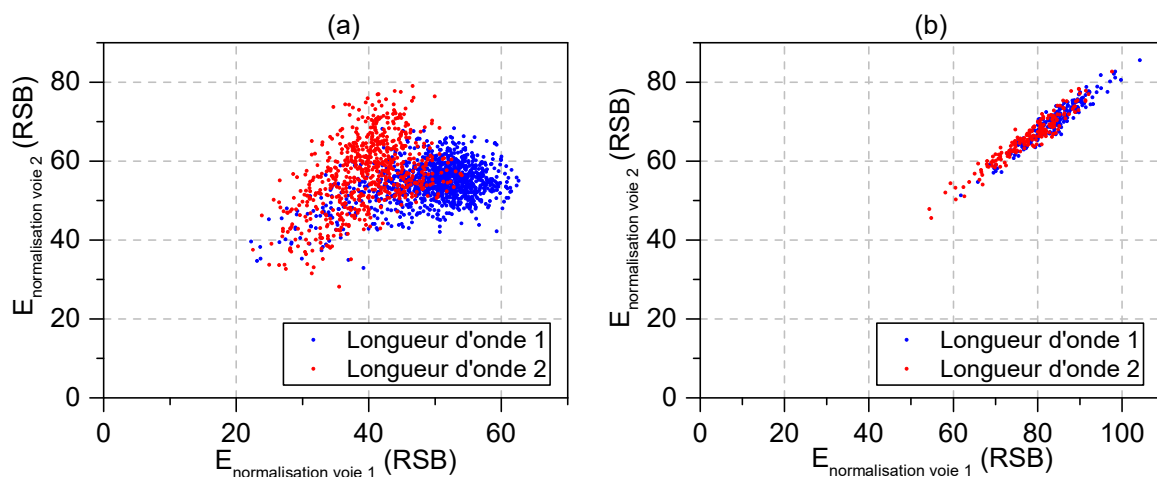


Figure 3.16 – Comparaison de l'énergie de normalisation mesurée par deux détecteurs Femto placés à deux endroits distincts du système lidar. Cette même mesure a été réalisée pendant deux journées différentes de la campagne 1 (graphes (a) et (b)).

tir entre deux modes du NesCOPO. La figure (a) montre une dispersion importante des points et une relation non linéaire entre les deux normalisations en particulier pour la longueur d'onde 1. À l'inverse, les énergies de normalisation de la mesure présentées sur la figure (b) suivent une relation de proportionnalité. Cette différence peut s'expliquer par un mauvais alignement des optiques d'émission pour la figure (a). Si le faisceau est diaphragmé par les optiques d'émission la normalisation peut alors être couplée au dépointé du NesCOPO. Il est également possible que la qualité de l'alignement du NesCOPO diffère d'une mesure à l'autre et induise une variabilité du profil spatial du faisceau ou de sa position sur les miroirs qui se répercute sur la normalisation. L'emploi d'une sphère intégrante qui diffuse de manière homogène le flux lumineux vu par le détecteur de normalisation permettrait de minimiser ces effets.

### Effet de l'erreur de normalisation sur la mesure DIAL

Pour une longueur d'onde  $\lambda$ , on introduit pour chaque tir  $i$  l'erreur  $e_i$  sur l'énergie de normalisation mesurée  $E_i$ . Pour chaque longueur d'onde, le signal normalisé et moyenné est égal à :

$$s_\lambda(r) = K'_\lambda \frac{O(r)}{r^2} T_{\lambda_{off}}^2(r) \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{E_i}{E_{norm,i} + e_i} \beta'_i(r), \quad (3.15)$$

où :  $K'_\lambda$  est une constante instrumentale,  $E_i$  est l'énergie émise. et  $E_{norm,i}$  est l'énergie de normalisation mesurée, et  $e_i$  l'erreur sur  $E_{norm,i}$ . À l'ordre 1, l'erreur induite sur l'épaisseur optique différentielle est égale à :

$$\widehat{EOD}(r) - EOD(r) = \frac{1}{2} \frac{\sum_{i=1}^N \beta'_i(r) \left( \frac{e_{i\text{ème } off}}{E_{norm,i\text{ème } off}} - \frac{e_{i\text{ème } on}}{E_{norm,i\text{ème } on}} \right)}{\sum_{i=1}^N \beta'_i(r)}, \quad (3.16)$$

où :  $\beta'_i(r)$  est le coefficient moyen  $\beta'(r)$  (défini au § 3.3.2) de la  $i$ ème paire *on-off*. Ainsi, si  $\beta'_i(r)$  est constant pendant la mesure, alors l'erreur induite sur l'épaisseur optique est constante et n'a donc pas d'effet sur la mesure de concentration RR-DIAL pour laquelle on mesure la pente. À l'inverse, si  $\beta'_i(r)$  varie pendant la mesure, l'erreur sur la normalisation induit un biais qui varie avec la distance et impacte la mesure de la concentration. Contrairement à l'erreur vue au paragraphe 3.3.2, ce sont ici les variations long terme de  $\beta'$  et non les variations sur l'intervalle de temps séparant les *on* des *off* qui impactent la mesure. Si l'erreur sur la normalisation est une variable aléatoire gaussienne alors l'erreur induite sur l'épaisseur est un biais d'amplitude aléatoire donné par :

$$\widehat{EOD}(r) - EOD(r) = \frac{1}{2} x_E \frac{\sqrt{2 \sum_{i=1}^N \beta_i'^2(r)}}{\sum_{i=1}^N \beta'_i(r)}, \quad (3.17)$$

où :  $x_E$  est une variable aléatoire gaussienne centrée sur 0, d'écart type, noté  $\sigma_{x_E}$ , égal à l'inverse du rapport signal à bruit de normalisation  $RSB_{norm}$ . Les courbes de la Figure 3.17 (b)

donnent différents profils possibles de ce biais pour la mesure A pour laquelle  $RSB_{norm} \approx 50$ . Le terme en  $\beta'_i$ , relatif à la variabilité du milieu diffusant est évalué à partir des tirs off.

Comme vu précédemment, le biais sur EOD est constant dans la zone des aérosols. Dans la zone des nuages, le biais est variable avec des variations de l'ordre de 0,001. Il est fort aux distances où le signal moyen est le produit de seulement une petite partie des tirs (par exemple au début de la zone des nuages). À l'inverse, au milieu de la zone des nuages, le signal est réparti de manière plus homogène sur l'ensemble des tirs et le biais diminue. L'estimation de la concentration peut donc être impactée dans la zone des nuages. En particulier, vers 750 m, le biais sur EOD peut varier de 0,0003 à 0,0011 sur 100 m ce qui correspond à une erreur sur la concentration de l'ordre de 2 % soit d'environ 10 ppm.

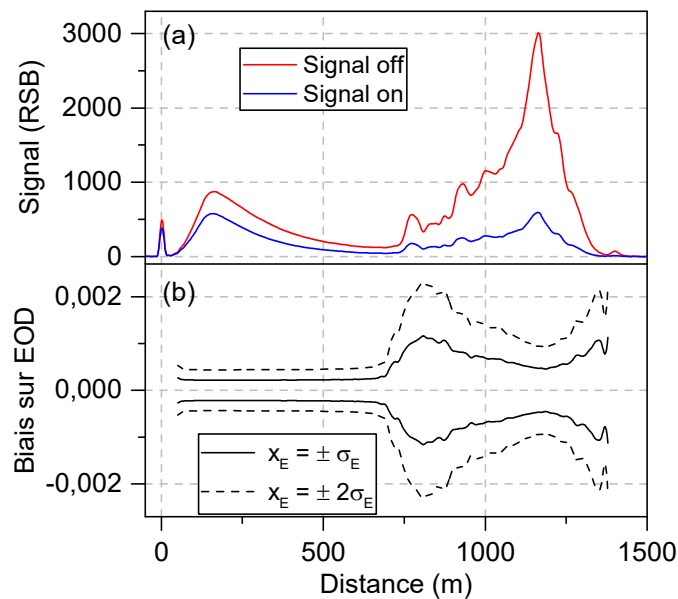


Figure 3.17 – (a) Signaux lidar de la mesure A. (b) Biais sur l'épaisseur optique différentielle dû à l'erreur sur la normalisation. Le biais est calculé à partir de l'équation 3.17 pour différentes réalisations possibles de la variable  $x_E$ . Le terme en  $\beta'_i$  de l'équation 3.17 est évalué en remplaçant  $\beta'_i(r)$  par le signal normalisé du  $i$ ème tir *off*. Le bruit de détection de chaque tir *off* introduit un biais sur le calcul de  $\sum_{i=1}^N \beta_i'^2(r)$  qui est corrigé.

### 3.3.4 Dépointé

#### Caractérisation du dépointé

Les figures (a) et (b) de la Figure 3.18 montrent le profil du faisceau mesuré le 16/06/2016 en sortie du banc d'émission et la position de son barycentre sur plusieurs tirs (la longueur d'onde du NesCOPO n'était pas modulée). Le mode d'émission du NesCOPO a été changé à mi-mesure ce qui a résulté en un déplacement de la position moyenne du faisceau de 2 mm soit d'environ 30 % de sa largeur à mi-hauteur. Une mesure similaire a été réalisée à 10 m de la sortie du banc et a montré un dépointé entre modes du même ordre de grandeur ce qui semble

indiquer que ce dépointé correspond à une translation transversale et non à un dépointé angulaire.

Les changements de modes résultent des déplacements du premier miroir du NesCOPO. On peut supposer que le dépointé entre les modes dépend de l’alignement de ses cavités. Celui-ci est donc susceptible de varier d’une mesure à l’autre.

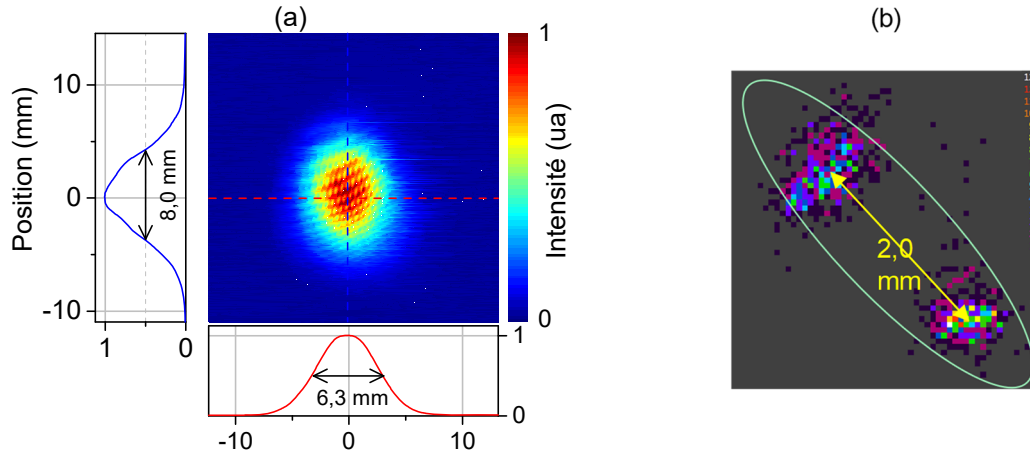


Figure 3.18 – (a) Profil du faisceau en sortie du banc d’émission mesurée avec une caméra Pyrocam IV (b) Position du barycentre du faisceau pour deux modes différents du NesCOPO. La couleur de chaque pixel indique le nombre de tirs pour lesquels les barycentres sont mesurés dans ce pixel.

### Effet du dépointé sur la mesure DIAL

Le dépointé peut avoir deux effets sur la mesure DIAL : il change tir à tir le volume sondé. Il modifie ainsi l’éclairement du support renvoyant le rayonnement et peut modifier la fonction de recouvrement.

Dans le cas d’une mesure IP-DIAL où la cible est fixe, la réflectance de la cible peut varier en fonction du mode émis ce qui peut biaiser la mesure. Dans le cas d’une cible en mouvement par rapport au lidar (nuages, mesure aéroportée), cet effet se moyenne et peut alors induire une erreur statistique similaire à celle provoquée par le déplacement des nuages vue au paragraphe 3.3.2. Pour les aérosols, on supposera que leur répartition est homogène et la modification du milieu sondé peut être négligée.

Pour évaluer l’effet du dépointé sur la fonction de recouvrement, on réalise une simulation (mêmes paramètres que dans le § 1.4) pour laquelle l’axe des tirs *on* est décalé de 2 mm de l’axe des tirs *off* (axe du lidar). Cette simulation est présentée sur la Figure 3.19. La fonction de recouvrement (quasiment identique pour les deux longueurs d’onde) est représentée sur la figure (a). Les erreurs induites sur l’épaisseur optique et sur la concentration locale sont données sur les figures (b) et (c). L’erreur sur la concentration locale est calculée en effectuant la dérivée de l’épaisseur optique. Pour les mesures RR-DIAL expérimentales, celle-ci est évaluée sur des intervalles de distance de 150 m, ce qui peut en atténuer les variations. L’erreur due au dépointé est importante dans les 200 premiers mètres. Au-delà de cette distance, le recouvrement

augmente et l'erreur devient négligeable. Dans les mesures réalisées, nous avons ainsi couramment constaté ce type de décrochement de la concentration au début du signal. Il a été observé que l'erreur induite peut-être aussi bien positive (meilleur recouvrement pour du *on*) que négative (meilleur recouvrement pour du *off*). Pour limiter ce type d'erreur, les 200 premiers mètres du signal ne sont pas exploités.

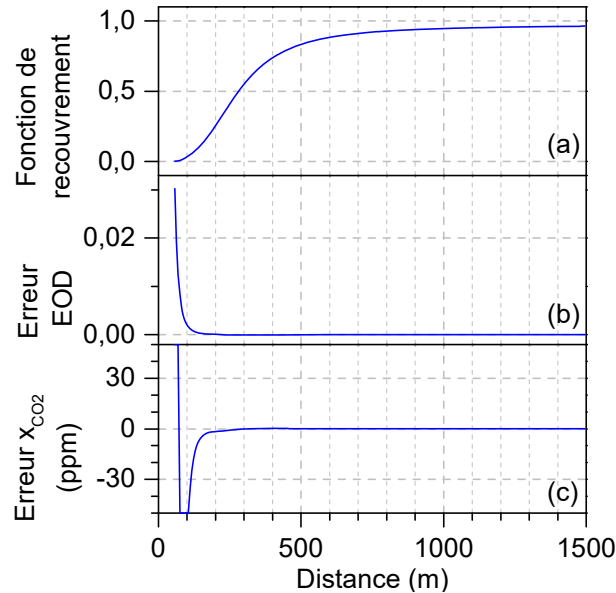


Figure 3.19 – (a) Fonction de recouvrement simulée, (b) Erreur sur l'épaisseur optique calculée pour un décalage de l'axe du *on* de 2 mm par rapport à l'axe du *off* (confondu avec l'axe du lidar).

### Estimation de la fonction de recouvrement

Dans la simulation présentée ci-dessus, le lidar est dans une configuration idéale : le plan objet du télescope est considéré à l'infini et les axes des optiques et de l'émission sont considérés parallèles. En pratique, cette configuration est connue de manière incertaine : l'alignement de l'axe d'émission avec l'axe de réception est réalisé par maximisation du champ lointain (vers 500 m) du signal moyenné sur une trentaine de tirs et donc assez bruité. Une estimation du recouvrement peut-être réalisée à l'aide du  $PR^2$  du signal (signal multiplié par le carré de la distance) en faisant l'hypothèse que la diffusion est homogène et que l'extinction due aux aérosols est négligeable. On a représenté sur la Figure 3.20 le  $PR^2$  des signaux des mesures A et B ainsi que le  $PR^2$  corrigé de l'absorption (évalué à partir de l'équation 1.78). Pour la mesure A, le  $PR^2$  est constant avant les nuages, mais est rapidement perturbé par ceux-ci. Pour la mesure B, on observe que le  $PR^2$  décroît d'abord après 300 m ce qui peut s'expliquer par l'extinction due aux aérosols (coefficient d'extinction de l'ordre de  $0,1 \text{ km}^{-1}$  (Elterman 1968)). La brusque décroissance après 1200 m (soit une hauteur d'environ 800 m en tenant compte de l'angle d'inclinaison de  $45^\circ$  de l'axe du lidar) peut correspondre à la fin de la couche limite. D'après des mesures réalisées à Palaiseau la hauteur de la couche limite peut varier entre 300 et 1500 m (Menut *et al.* 1999). Si ces mesures sont compatibles avec un



recouvrement unitaire, il n'en reste pas moins une incertitude importante sur la fonction de recouvrement due au bruit entachant le signal sur lequel l'alignement des axes d'émission et de réception est effectué.

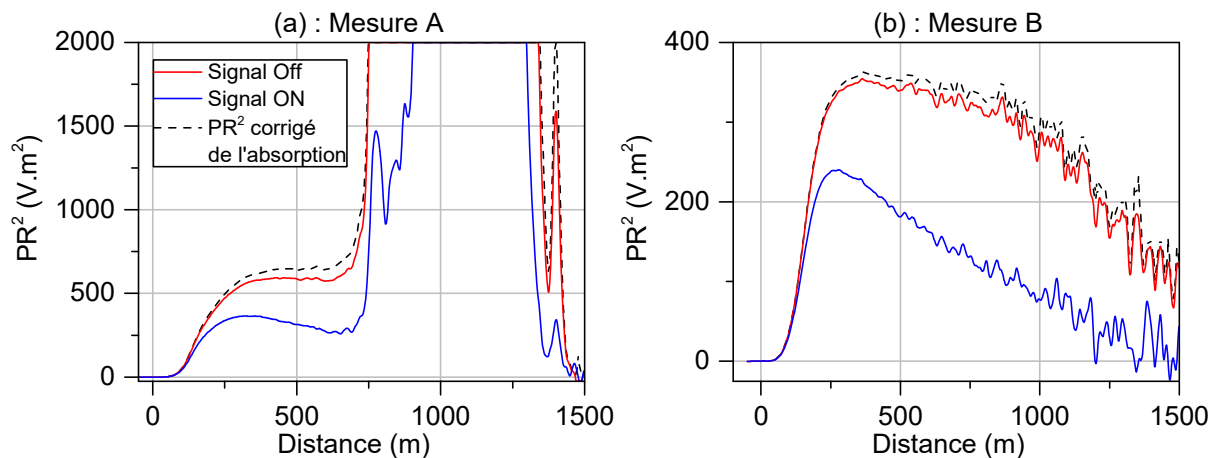


Figure 3.20 –  $PR^2$  calculés pour les signaux des mesures A et B. On a représenté en pointillés les  $PR^2$  corrigés de l'absorption ( $CO_2$  et  $H_2O$ ). Le  $PR^2$  de la mesure A est plus important que celui de la mesure B ce qui peut s'expliquer par la brume présente le jour de la mesure A.

### Perspectives d'améliorations

Les incertitudes sur le comportement de la source et sur le recouvrement rendent difficile l'estimation de l'erreur liée au dépointé. Pour y remédier, il serait d'abord nécessaire de mieux connaître la nature et l'amplitude du dépointé par des mesures additionnelles de position du faisceau (mesures dans des plans très espacés, au foyer d'une lentille) et de répéter ces mesures sur des échelles de temps différentes (heure/jour) pour apprécier leurs évolutions dans le temps.

Pour diminuer l'erreur due au dépointé, il serait utile de diminuer l'incertitude sur le recouvrement en augmentant la précision de l'alignement. Pour cela, il serait envisageable d'effectuer l'alignement non sur le signal des aérosols mais à partir d'un écho sur une cible dure immobile, ce qui peut se faire en tirant à l'horizontale au moyen d'un miroir orientable devant le lidar. L'augmentation du rapport signal à bruit, réalisable par divers moyens (augmentation de la surface du télescope ou de l'énergie émise), peut également permettre d'effectuer un meilleur alignement sur le signal des aérosols. Enfin, l'utilisation d'un champ d'émission plus étroit ou d'un champ de réception plus large maximisera les chances d'obtenir un recouvrement égale à 1 et diminuera ainsi l'effet du dépointé.

### 3.3.5 Réponse temporelle de la chaîne de détection

Malgré la mise en œuvre du dispositif de contrôle de l'éclairement, il est nécessaire de vérifier la réponse impulsionnelle résiduelle de la chaîne de détection qui peut être la source d'un biais additionnel. Dans ce qui suit, on évalue la réponse impulsionnelle de la chaîne de détection du lidar avec le système de contrôle de l'éclairement et son impact sur la mesure RR-DIAL.

#### 3.3.5.1 Mesure de la réponse impulsionnelle

Pour que la mesure de la réponse de notre chaîne d'acquisition soit la plus proche de la mesure DIAL, nous l'avons mesurée immédiatement après nos mesures atmosphériques en utilisant les impulsions issues de notre émetteur (le signal lidar était alors supprimé en cachant la voie de réception). Pour cela, nous cachons le miroir primaire du télescope pour recueillir uniquement le signal à  $2\ \mu\text{m}$  diffusé sur les optiques d'émission. Le baflage présent autour du détecteur implique que seul le rayonnement passant par le diaphragme puisse l'atteindre. L'utilisation de l'émetteur comme source de lumière à la place des crêneaux générés par un électro-optique (voir § 2.2.2) permet de s'abstraire de fonctions transferts parasites non-comprises dans la chaîne de détection (c'est à dire celles du générateur de fonctions et de l'EOM). La Figure 3.21 montre deux réponses impulsionnelles mesurées lors de deux journées successives pendant la campagne de mesures 2. On a retranché à chacune une ligne de base mesurée dans les mêmes conditions et sur un même nombre de tir.

Sur la réponse 1, on observe des oscillations de faibles amplitudes ( $1/4000^{\text{ème}}$  de l'amplitude de la réponse principale), à une fréquence d'environ  $500\ \text{kHz}$ , mais qui s'étendent sur quelques  $\mu\text{s}$  et dont l'aire est de l'ordre de  $1\ \%$  de l'aire du pic principal de la réponse. Ces

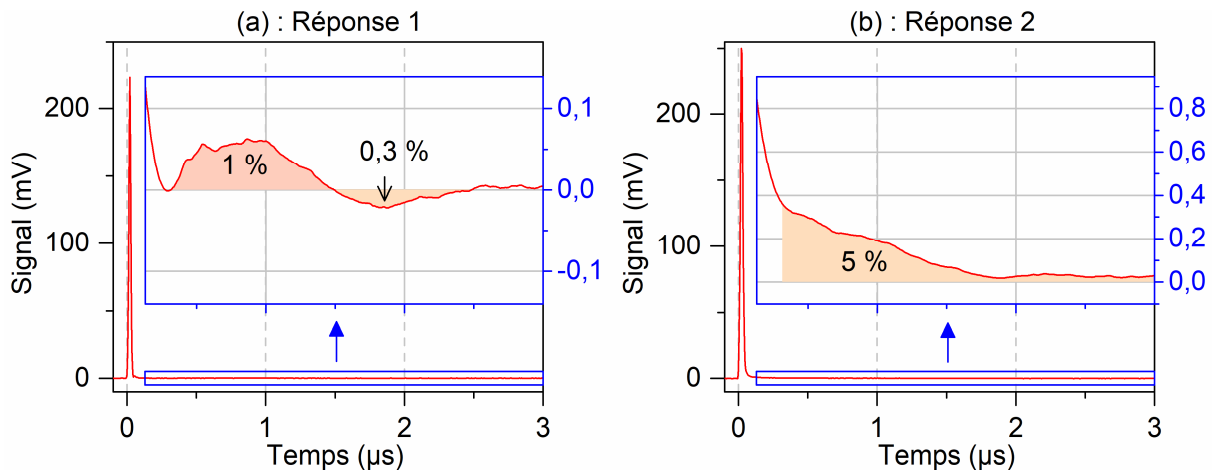


Figure 3.21 – (a) Réponse impulsionnelle mesurée à  $2\ \mu\text{m}$  sur 60 000 tirs, le 20/07/2016. (b) réponse impulsionnelle mesurée à  $2\ \mu\text{m}$  sur 20 000 tirs le 19/07/2016. Les encarts bleus représentent des agrandissements des ordonnées. Les pourcentages sur les zones colorées donnent leurs aires relatives des zones colorées par rapport à l'aire du pic principal de la réponse.

oscillations n'ont pas été constatées sur la ligne de base et ne sont donc pas causées par le rayonnement de l'alimentation de la cellule Pockels. Elles proviennent donc probablement des électroniques de détection.

Sur la réponse 2, on constate une réponse lente similaire à celle observée lors d'un éclairage non contrôlé du détecteur mais d'amplitude plus faible, à laquelle s'ajoutent les oscillations constatées sur la réponse (a). Cette réponse lente résiduelle peut s'expliquer par la subsistance du phénomène de diffusion électron-trou dans le semi-conducteur possiblement dû à un alignement imparfait du détecteur.

### 3.3.5.2 Impact de la réponse impulsionnelle sur la mesure RR-DIAL

#### Modèle de réponse impulsionnelle

Pour évaluer analytiquement l'impact d'une composante lente de la réponse de la chaîne d'acquisition sur la mesure RR-DIAL, le modèle simplifié de réponse impulsionnelle suivant est adopté :

$$h(t) = \underbrace{(1-m)\delta(t)}_{\text{réponse rapide}} + \underbrace{m\delta(t-\tau)}_{\text{réponse lente}} \quad (3.18)$$

où  $\delta$  est la fonction delta de Dirac et  $m \ll 1$  est la proportion d'énergie retardée avec un retard  $\tau$ . On peut montrer, en convoluant le signal avec la réponse impulsionnelle puis en effectuant un développement limité sur le logarithme, que l'épaisseur optique estimée  $\widehat{DEO}$  diffère alors de l'épaisseur optique réelle  $DEO$  par :

$$\widehat{DEO}(r) - DEO(r) \cong m \frac{r^2}{\left(r - \frac{cT}{2}\right)^2} \frac{O\left(r - \frac{cT}{2}\right)}{O(r)} \underbrace{\left( e^{\int_0^{\frac{cT}{2}} \alpha_{off}(r') dr'} - e^{\int_0^{\frac{cT}{2}} \alpha_{on}(r') dr'} \right)}_{<0} \quad (3.19)$$

où  $O(r)$  est la fonction de recouvrement et  $\alpha_{off,on}(r)$ , le coefficient d'absorption au longueurs d'onde *on* et *off* à la distance  $r$ . L'erreur sur l'épaisseur optique augmente ainsi exponentiellement avec le retard induit par la composante lente de la réponse. Pour une composante lente positive ( $m > 0$ ) l'erreur tend vers une valeur négative lorsque  $r$  croît ce qui va dans le sens d'une sous-estimation de la concentration. Ce modèle illustre la difficulté de l'évaluation de l'effet des réponses impulsionnelles mesurées sur la mesure RR-DIAL. En effet, les composantes long-terme de faible énergie peuvent causer une erreur importante tout en étant difficiles à mesurer. Dans le paragraphe suivant, on se limitera ainsi aux premières  $\mu$ s des réponses mesurées au paragraphe 3.3.5.1 pour évaluer leur effet sur la mesure DIAL.

#### Simulation de la mesure RR-DIAL à partir des réponses mesurées

Nous cherchons ici à évaluer l'erreur pouvant être induite par les réponses mesurées précédemment dans ce chapitre (réponses 1 et 2 de la Figure 3.21). Pour cela, les signaux non-bruités générés par la simulation que l'on a présentée au paragraphe 1.4 seront utilisés. L'effet des réponses impulsionnelles est simulé par la convolution. Pour limiter la propagation des erreurs, on restreint les réponses impulsionnelles à leur signal se détachant clairement du bruit,

c'est-à-dire aux 2,5 premières  $\mu\text{s}$  pour la réponse 1 de la Figure 3.21 et aux 4 premières  $\mu\text{s}$  pour la réponse 2. L'épaisseur optique différentielle et sa dérivée sont calculées à partir des concentrations simulées puis comparées avec leurs valeurs idéales. L'erreur sur l'épaisseur optique et l'erreur sur la concentration locale (proportionnelle à l'erreur sur la dérivée de l'épaisseur optique) sont présentées sur la Figure 3.22 pour les réponses impulsionnelles 1 et 2. On constate que l'erreur sur l'épaisseur optique est négative et que l'erreur sur la concentration est au maximum de 1 % ( $\sim 5$  ppm) pour la réponse 1 et de 7 % ( $\sim 30$  ppm) pour la réponse 2. Comme la géométrie de l'éclairement sur la photodiode varie avec la distance de rétrodiffusion, la réponse du détecteur est susceptible de varier en fonction de la distance et l'erreur de différer de l'erreur simulée. L'erreur calculée ne peut donc pas être retranchée à la mesure. Néanmoins les erreurs simulées permettent d'avoir un ordre de grandeur de l'erreur entachant la mesure liée à la réponse de la chaîne d'acquisition. Les nuages n'ont pas été pris en compte pour cette simulation. Néanmoins, les nuages générant des signaux importants, ceux-ci sont peu susceptibles d'être perturbés par la réponse temporelle du signal en amont. En revanche, le signal de faible intensité mesuré en aval peut être fortement biaisé par l'énergie retardée du signal des nuages.

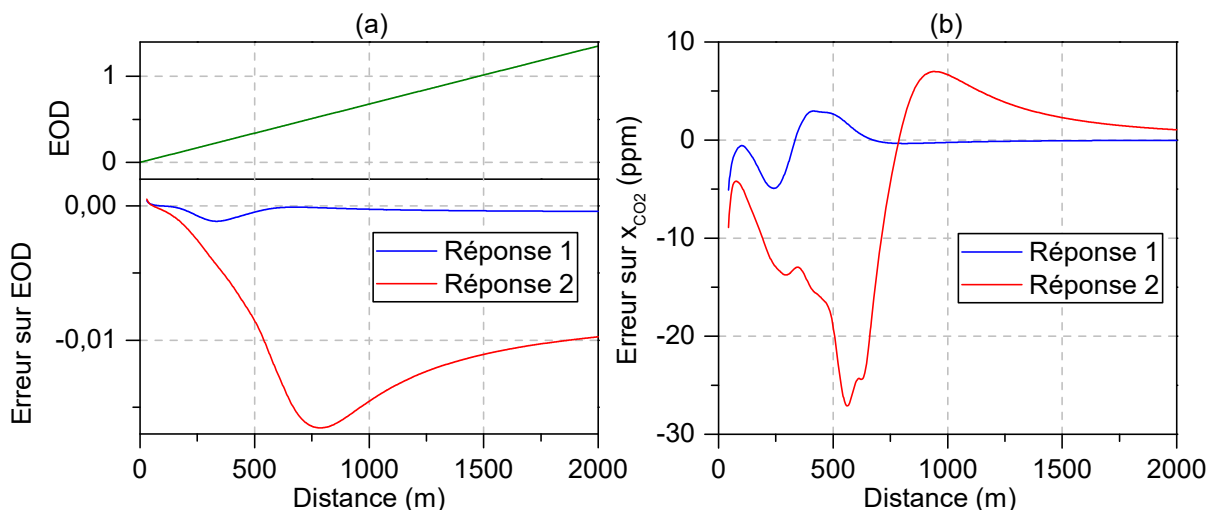


Figure 3.22 – Effet sur la mesure RR-DIAL de la convolution des signaux simulés (signaux du § 1.4) avec les réponses impulsionnelles mesurées 1 et 2. (a) en bas : erreur sur l'estimation de l'épaisseur optique, en haut : épaisseur optique réelle. (b) erreur sur la concentration locale de dioxyde de carbone.

### 3.3.5.3 Perspectives d'améliorations

Les mesures de la réponse temporelle montrent d'abord que celle-ci peut varier en fonction de la mesure ce qui est probablement lié à un désalignement du système contrôlant l'éclairement du détecteur. Différentes solutions peuvent être envisagées pour mieux contrôler cet éclairement : la pose d'une couche opaque sur les zones « lentes » de la photodiode ou l'utilisation d'une photodiode fibrée.

Ces mesures ont également permis de constater la présence d'oscillations basse fréquence sur la réponse. Si ces oscillations sont évaluées avec suffisamment de précision et qu'elles ne varient pas en fonction de la distance de rétrodiffusion, leur effet peut être corrigé par l'utilisation d'un algorithme de déconvolution (voir § 3.2.2).

### 3.3.6 Linéarité de la chaîne de détection

Dans le paragraphe précédent, nous nous sommes intéressés à la réponse temporelle de la chaîne de détection en faisant l'hypothèse que celle-ci était linéaire, c'est-à-dire que le signal mesuré est égal à la convolution du signal photonique avec la réponse impulsionnelle. L'objet de ce paragraphe est d'étudier la non linéarité de la réponse de la chaîne d'acquisition composée du détecteur Femto avec amplificateur intégré et de la carte d'acquisition. Les photodiodes InGaAs ont en général une bonne linéarité : une étude du NIST sur 18 photodiodes InGaAs a montré que celles-ci avaient une non linéarité inférieure à 0,08 % (Yoon *et al.* 2003). Une possible non linéarité de la chaîne d'acquisition est donc plus susceptible de provenir de l'amplificateur ou de la carte d'acquisition. Nous présenterons ici, dans un premier temps, une mesure de la linéarité de la chaîne de détection dans son ensemble. Dans un deuxième temps, nous présenterons une caractérisation de la non linéarité de la carte d'acquisition seule.

De nombreuses méthodes sont décrites dans la littérature pour caractériser la linéarité d'un système de photodétection. On pourra se référer à (Refaat et Johnson 2012) pour avoir un inventaire de ces méthodes.

#### Linéarité du système {détecteur amplifié et carte d'acquisition}

La non linéarité d'un système de photo-détection peut-être définie comme l'écart entre sa réponse  $\mathcal{R}(P)$  (en V/W) à la puissance  $P$ , et sa réponse à une puissance de référence  $\mathcal{R}(P_{ref})$  (Refaat et Johnson 2012) :

$$NL(P) = \frac{\mathcal{R}(P) - \mathcal{R}(P_{ref})}{\mathcal{R}(P_{ref})}. \quad (3.20)$$

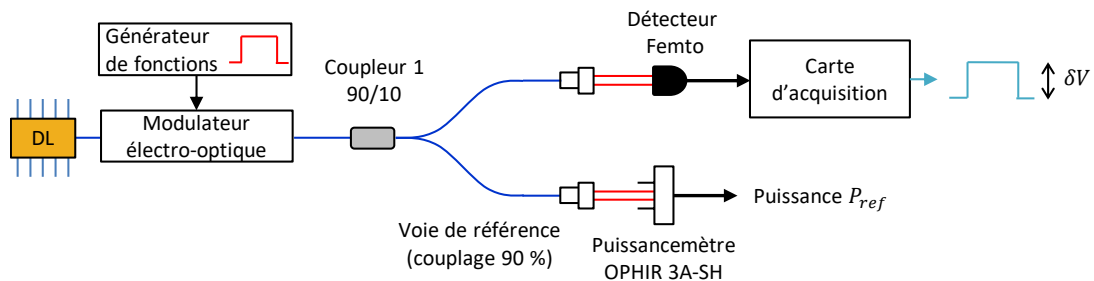


Figure 3.23 – Schéma du montage expérimental pour la mesure de la linéarité de la chaîne de détection.

Pour caractériser la linéarité de la chaîne d'acquisition, nous avons comparé sa réponse avec celle d'un puissance-mètre bas flux (OPHIR 3A-SH) dont la documentation précise que la non linéarité est inférieure à 1 %. Le schéma du montage est représenté sur la Figure 3.23. Nous avons utilisé comme source lumineuse une diode laser continue à 2051 nm modulée en créneaux de 10  $\mu$ s à une fréquence de 10 kHz par un modulateur électro-optique. La commande de l'électro-optique fibré a été choisie de manière à ce que la puissance optique à sa sortie soit le plus faible possible pour la valeur basse du créneau. La puissance est ensuite répartie entre la voie de référence et la voie du détecteur lidar au moyen d'un coupleur fibré. L'amplitude du créneau est ensuite comparée à la puissance mesurée pour plusieurs consignes de courant de la diode laser. A chaque mesure, l'amplitude du créneau est évaluée après l'avoir moyennée sur un minimum de 20 000 périodes. L'erreur aléatoire dominante provient du puissance-mètre dont la documentation précise qu'elle est de l'ordre de 3 %.

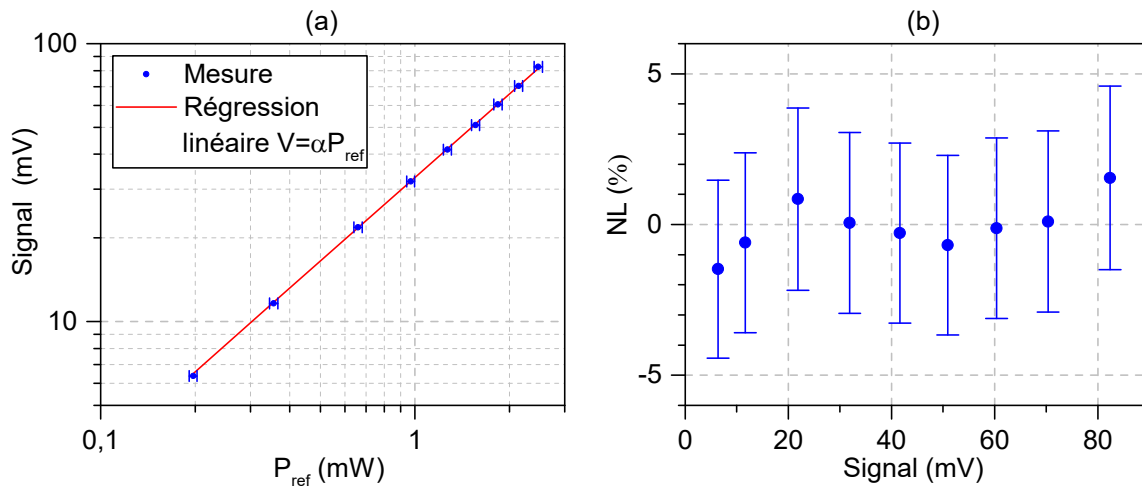


Figure 3.24 – (a) Signal mesuré à la carte d'acquisition en fonction de la puissance optique de référence, (b) Non linéarité mesurée.

La Figure 3.24 (a) représente l'amplitude du créneau mesuré par l'ensemble détecteur amplifié et carte d'acquisition en fonction de la mesure au puissance-mètre. La non linéarité correspondante, représentée sur Figure 3.24 (b) est inférieure à l'erreur de mesure de 3%.

### Linéarité de la carte d'acquisition

La non linéarité d'un convertisseur analogique numérique se caractérise au moyen de deux grandeurs : la non linéarité différentielle et la non linéarité intégrale. Pour décrire analytiquement ces deux grandeurs, on adopte les notations illustrées sur la Figure 3.25. Sur cette figure, on donne un exemple de fonction de transfert entre la tension analogique d'entrée de la carte d'acquisition et le code numérique de sortie (donné par la carte sous forme de nombres entiers entre -128 et 127). On note  $T_k$  le niveau de transition analogique (en V) entre le code  $k$  et le code  $k + 1$  et  $\varepsilon_k$  la différence entre  $T_k$  et le niveau de transition idéal correspondant. On note  $\delta V$  le pas de quantification de référence (égal par exemple au pas de

quantification moyen). La non linéarité différentielle (DNL) et la non linéarité intégrale (INL) se définissent alors par (Linnenbrink *et al.* 2006) :

$$DNL(k) = \frac{T_k - T_{k-1}}{\delta V} - 1, \quad (3.21)$$

$$INL(k) = \frac{\varepsilon_k}{\delta V}. \quad (3.22)$$

Les non linéarités ainsi calculées ont pour unité le LSB, pour *least significant bit* qui correspond au pas de l'échantillonnage  $\delta V$ .

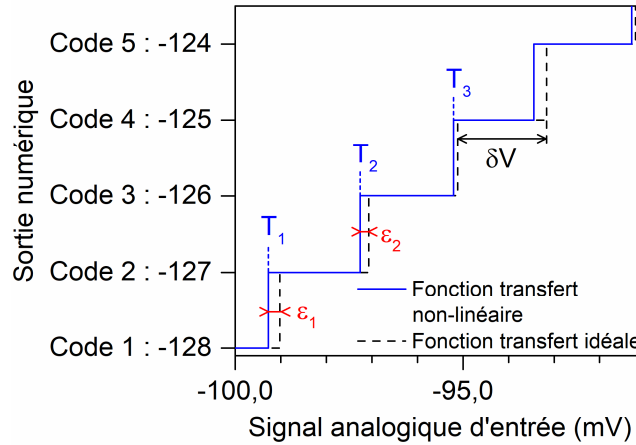


Figure 3.25 – Exemple de fonction de transfert non-linéaire d'une carte d'acquisition (trait bleu). En pointillés : fonction de transfert idéale (pas constant  $\delta V$ ).

Une méthode simple pour caractériser la fonction de transfert d'un convertisseur analogique numérique consiste à appliquer un signal connu en entrée et d'analyser la statistique des codes obtenus en sortie. Dans la littérature, deux types de signal d'entrée sont, en autres, utilisés : le signal sinusoïdal (Blair 1994) ou le bruit gaussien (Martins et Serra 1999 ; Moschitta *et al.* 2003). Ces signaux ont l'avantage de pouvoir être générés facilement avec un minimum de distorsion. La caractérisation de la carte présentée ici a été effectuée à partir d'un bruit gaussien généré par un amplificateur de la marque Femto. La sortie de l'amplificateur – auquel rien n'est branché en entrée – est connectée à la voie 1 de la carte d'acquisition. Une fréquence d'échantillonnage suffisamment basse est choisie de manière à ce que les échantillons du bruit soient indépendants. Après avoir acquis un nombre important d'échantillons noté  $N$  ( $\sim 10^7$ ), on réalise l'histogramme de la distribution des échantillons de bruit sur les codes de la carte d'acquisition (voir Figure 3.26 (a)). Un fit gaussien sur cet histogramme permet de déterminer l'écart-type  $\sigma$  et la moyenne  $\mu$  du bruit. Les niveaux de transitions  $T_k$  peuvent être estimés par l'équation (Moschitta *et al.* 2003) :

$$\widehat{T}_k = \sigma\sqrt{2} \operatorname{erf}^{-1}(2CH_k - 1) + \mu, \quad (3.23)$$

où  $CH_k$  est l'histogramme cumulé normalisé de la distribution mesurée. L'erreur sur  $T_k$  a pour variance :

$$\sigma_{T_k}^2 = \frac{\sigma^2}{N} \frac{\Phi\left(\frac{T_k - \mu}{\sigma}\right) \left(1 - \Phi\left(\frac{T_k - \mu}{\sigma}\right)\right)}{\phi\left(\frac{T_k - \mu}{\sigma}\right)}, \quad (3.24)$$

où  $\Phi$  est la fonction de répartition de la loi normale et  $\phi$ , sa densité de probabilité.

Les figures (b) et (c) de la Figure 3.26 représentent les non linéarités intégrale et différentielle calculées pour trois mesures différentes de la non linéarité. Les deux premières mesures ont été réalisées avec le calibre 50 mV de la carte d'acquisition pour un écart-type du bruit de 10 mV et sont séparées d'une journée. La troisième mesure, réalisée immédiatement

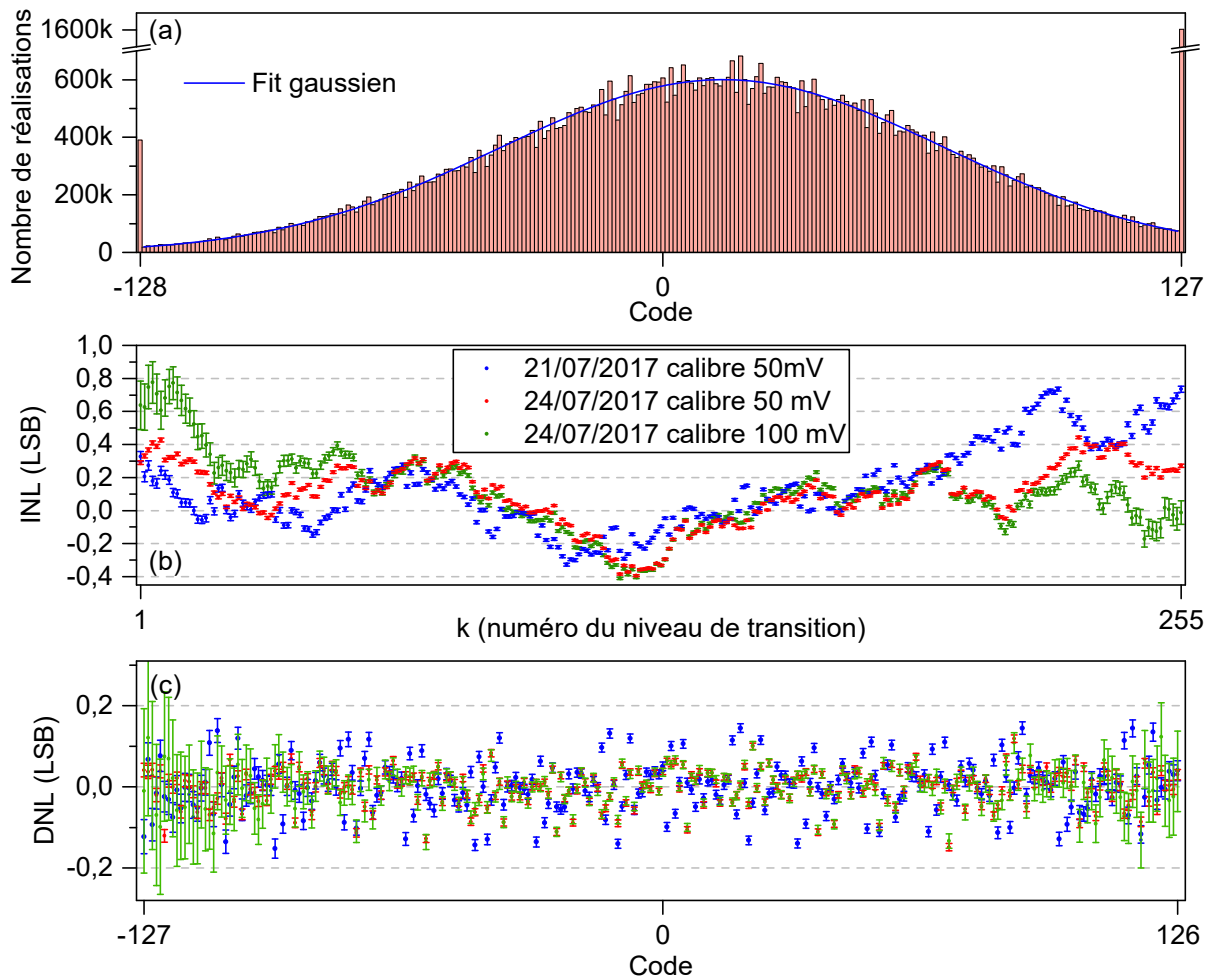


Figure 3.26 – Caractérisation de la non linéarité de la carte d'acquisition Agilent U1048A : (a) histogramme de la distribution du bruit mesuré le 21/07/2017 pour le calibre de la carte de 50 mV. (b) non linéarité intégrale. (c) non linéarité différentielle. Pour chaque mesure, le pas de quantification référence  $\delta V$  est pris égal au pas de quantification moyen entre les codes  $-64$  et  $+63$ . Les barres d'erreur sont calculées à partir de l'équation 3.24.



après la deuxième (sans redémarrer la carte d'acquisition) a été faite avec le calibre 100 mV de la carte d'acquisition pour un écart type du bruit de 14 mV. Les mesures réalisées le même jour (en vert et en rouge) montrent une bonne correspondance. Comme la non linéarité est identique pour différentes amplitudes de bruit, elle provient bien de la carte d'acquisition et non de l'amplificateur générant le bruit. On observe que la non linéarité diffère d'un jour à l'autre (en particulier la non linéarité différentielle). L'ordre de grandeur de la non linéarité mesurée est de 1 LSB (*1 least significant bit* soit 1/256 de l'intervalle d'acquisition) pour la non linéarité intégrale et de 0,1 LSB pour la non linéarité différentielle.

Pour interpréter ces mesures, il est utile de préciser le fonctionnement de la carte d'acquisition. La Figure 3.27 présente un schéma simplifié de la carte d'acquisition U1084A d'après sa documentation. Chaque voie est d'abord filtrée et amplifiée (avec un gain fonction du calibre de la carte) au niveau du FEA puis est convertie dans le domaine numérique par le ADC. La non linéarité (exprimée en LSBs) est indépendante du calibre et donc de l'amplificateur. Elle provient donc majoritairement du convertisseur ADC.

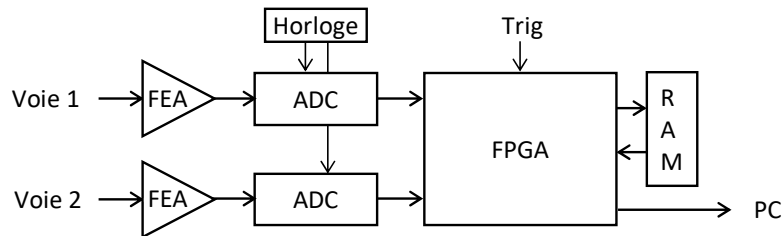


Figure 3.27 – Schéma simplifié de la carte d'acquisition Agilent U1084A d'après la documentation constructeur. FEA : *Front-end Amplifier*, ADC : *Analog to Digital Converter*, FPGA : *Field Programmable Gate Array*, RAM : mémoire vive.

### Effet de la non linéarité de la carte d'acquisition sur la mesure DIAL

Pour évaluer l'effet de la non linéarité de la carte sur la mesure DIAL, on simule l'échantillonnage des signaux simulés du paragraphe 1.4 à partir d'une fonction de transfert de la carte mesurée. On a augmenté le coefficient de rétrodiffusion simulé entre 1000 et 1500 m de manière à observer l'effet de la non linéarité sur des signaux utilisant une plus grande plage de la dynamique de la carte d'acquisition comme pour le signal provenant des nuages. Les signaux simulés sont présentés sur la Figure 3.28 (a). Comme il a été vu au paragraphe 1.2.6, le bruit de détection joue un rôle important dans la numérisation puisqu'il atténue l'erreur de quantification et celui-ci doit être pris en compte. Pour calculer le biais induit par la non linéarité de la carte, on évalue le signal moyen en sortie de la carte d'acquisition  $v$  en fonction du signal d'entrée  $\mu$  entaché d'un bruit d'écart type  $\sigma$  :

$$v(\mu, \sigma) = \sum_{k=1}^{256} V_k p_{\mu, \sigma}(k), \quad (3.25)$$

où,  $V_k$  est la tension associée au code  $k$  de la carte et  $p_{\mu,\sigma}(k)$ , la probabilité que la mesure de  $\mu$  produise le code  $k$  donnée par :

$$p_{\mu,\sigma}(k) = \int_{T_{k-1}}^{T_k} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} dx = \frac{1}{2} \left( \operatorname{erf} \left( \frac{T_k - \mu}{\sqrt{2}\sigma} \right) - \operatorname{erf} \left( \frac{T_{k-1} - \mu}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right). \quad (3.26)$$

L'échantillonnage est simulé sur la même fenêtre d'échantillonnage que celui des mesures A et B, c'est-à-dire sur l'intervalle  $[-100, 400]$  mV, soit avec un pas d'échantillonnage de 1,95 mV. La non linéarité utilisée pour la simulation est celle mesurée le 25/07/2017 pour le calibre de 50 mV. Les figures (b) et (c) de la Figure 3.28 présentent les résultats de cette simulation, les erreurs sur l'épaisseur optique et sur la concentration locale, pour deux écarts types de bruit différents qui correspondent à ceux de la mesure A (réalisée avec une bande passante d'acquisition de 20 MHz) et de la mesure B (200 MHz). Dans la zone des aérosols, le biais sur la concentration simulée est de l'ordre de 10 ppm. Pour le nuage (entre 1000 et

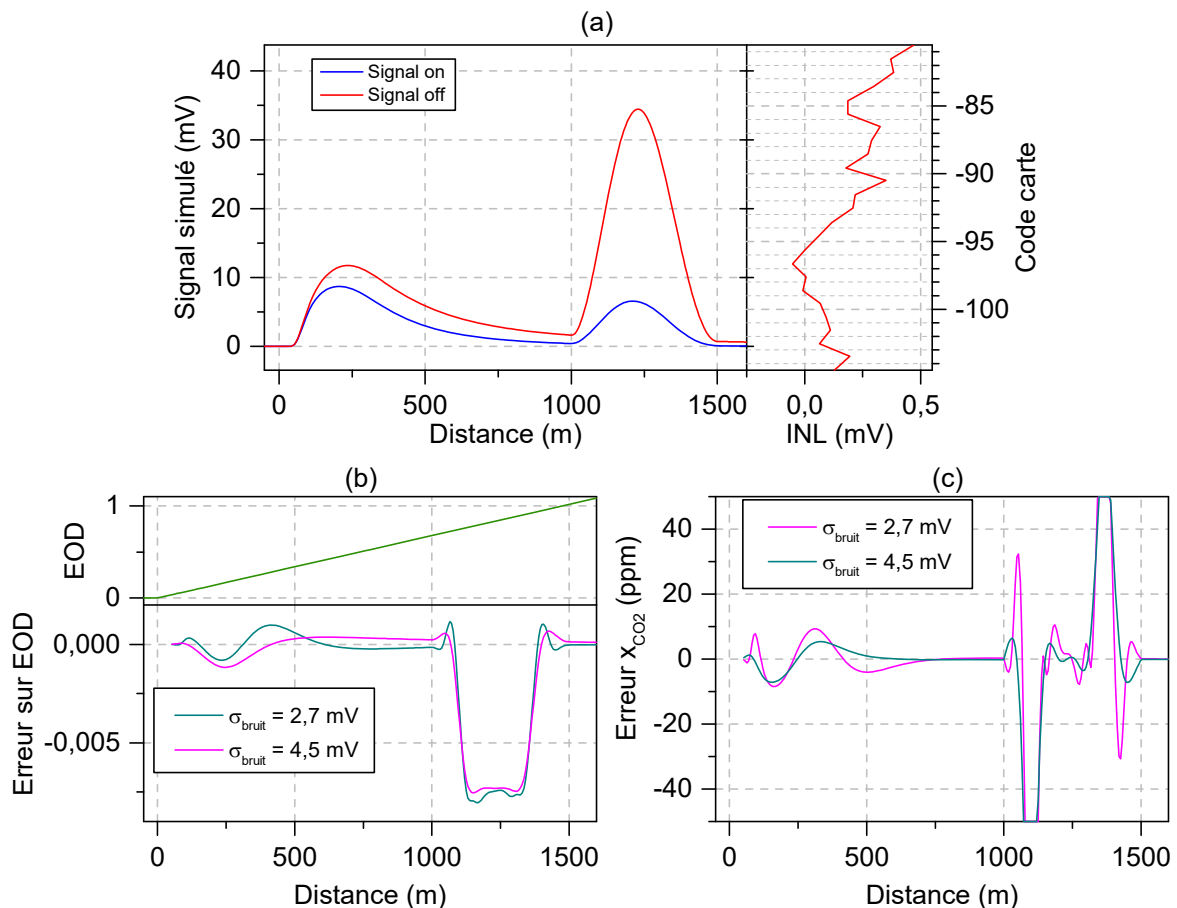


Figure 3.28 – Simulation d'un échantillonnage non linéaire de la carte d'acquisition pour des écarts types du bruit correspondants aux bandes passantes 20 MHz (2,7 mV) et 200 MHz (4,5 mV) de la carte. (a) : signaux simulés (à gauche) et non linéarité de l'échantillonnage de la carte d'acquisition simulée (à droite). (b) : erreur sur l'épaisseur optique différentielle. (c) : erreur sur la concentration locale.

1500 m), on observe un biais important qui s'explique par le fait que les signaux *on* et *off* ont des amplitudes différentes et sont donc impactés de manières différentes par la non linéarité intégrale de la carte. L'erreur sur la concentration est particulièrement forte sur les flancs du nuage où l'intensité du signal évolue rapidement. En pratique, l'erreur sur la concentration mesurée serait atténuée par rapport aux résultats présentés car, pour les signaux expérimentaux, la concentration locale n'est pas évaluée ponctuellement comme c'est le cas ici mais sur des intervalles de distance de 150 m. On notera également que le nuage simulé est très différent des nuages expérimentaux qui génèrent, au cours des mesures, des signaux fortement variables.

### Perspectives d'améliorations

L'utilisation d'une carte d'acquisition avec un codage sur un nombre de bits plus élevé (10 ou 12 bits) permettrait de réduire le pas d'échantillonnage tout en conservant une dynamique importante et aurait ainsi pour effet potentiel de diminuer l'impact de la linéarité différentielle. Néanmoins, la non linéarité (différentielle ou intégrale) est intrinsèque au convertisseur utilisé et peut évoluer d'une carte à l'autre.

D'après sa documentation, la carte d'acquisition est calibrée en interne à chaque démarrage par une source de tension 16 bit. La non linéarité mesurée pourrait s'expliquer par un changement de la température de la carte après la calibration ce qui la rendrait invalide. Il pourrait ainsi être préférable de réaliser la calibration avant chaque acquisition une fois sa température stabilisée. Une calibration réalisée préalablement à chaque mesure par un dispositif comme celui utilisé ici pour la mesure de la non linéarité peut également être envisagée.

### 3.3.7 Ligne de base

#### Mesure de la ligne de base

Le traitement du signal lidar peut inclure la soustraction d'une ligne de base mesurée peu avant ou peu après la mesure. Cette étape permet de soustraire d'éventuels signaux parasites constants perturbant la mesure. Différents types de signaux parasites peuvent perturber la mesure comme le bruit électromagnétique provenant la cellule Pockels du laser ou un couplage entre les voies de carte d'acquisition. Au début de nos campagnes lidar, nous déclenchions l'acquisition à partir d'un signal créneau provenant du laser ce qui causait une perturbation de l'ordre du mV sur la voie lidar. L'utilisation d'un détecteur optique pour le déclenchement, générant un signal moins fort et beaucoup plus court, a permis de diminuer fortement le signal parasite observé. Pour la plus grande partie de nos mesures, des lignes de bases ont néanmoins été acquises (en cachant le détecteur de la voie lidar) pour pouvoir retrancher d'éventuels biais.

Trois lignes de bases mesurées lors de mesures DIAL de la campagne 3 sont représentées sur la Figure 3.29 pour une même configuration du lidar. Leurs zéros sont calculés sur le signal précédant le déclenchement. Sur la Figure 3.29 (a), les lignes de bases sont filtrées à 10 MHz ce qui permet de visualiser la perturbation électromagnétique de la cellule de Pockels. Cette perturbation varie peu d'une mesure à l'autre et peut donc être retranchée efficacement aux

signaux lidar. Sur la Figure 3.29 (b), les lignes de bases sont filtrées à 1 MHz pour visualiser leurs variations sur le long terme. Sur les lignes de bases en traits bleu et vert, on observe une déviation l'ordre de  $5 \mu\text{V}$  par rapport au zéro. Cet *offset* varie sur l'échelle d'une heure ce qui peut rendre inefficace le fait de le soustraire au signal lidar.

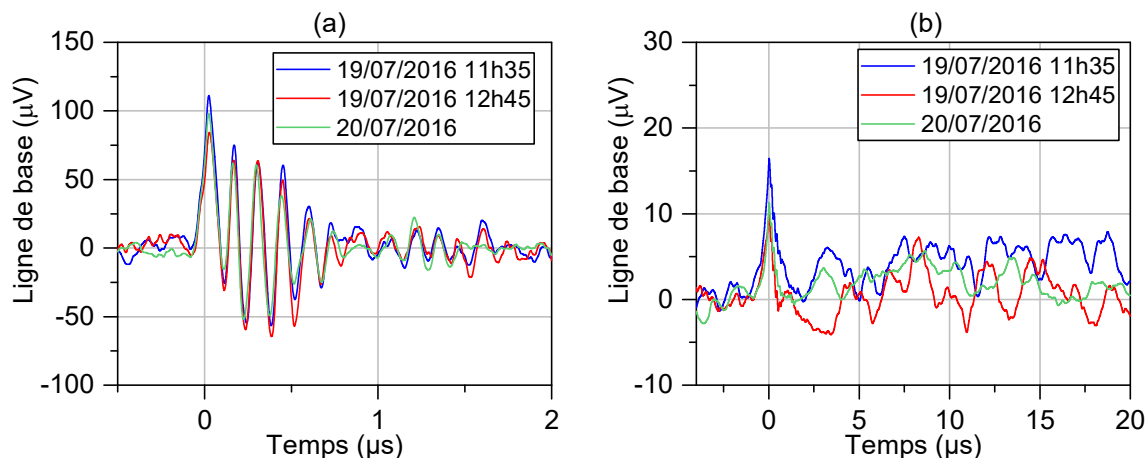


Figure 3.29 – Lignes de bases acquises les 19 et 20 juillet 2017 mesurées sur 20 000 tirs. (a) : filtrage 10 Mhz, (b) : filtrage 1 Mhz.

### Effet de la ligne de base sur la mesure RR-DIAL

Les mesures pour lesquelles une ligne de base a été acquise ont été inversées en la soustrayant préalablement. C'est le cas de la mesure B pour laquelle on présente sur la Figure 3.30 deux inversions avec et sans soustraction d'une ligne de base. Ces inversions diffèrent peu, ce qui peut s'expliquer d'une part par le fait que le bruit électromagnétique est filtré pendant le traitement – sa fréquence est d'environ 7 MHz et la fréquence de coupure du filtre est de 3,5 MHz – d'autre part, par le fait que l'*offset* mesuré au paragraphe précédent est négligeable par rapport au bruit des signaux moyennés.

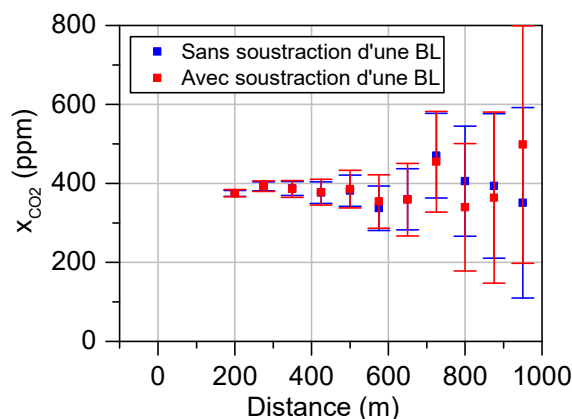


Figure 3.30 – Inversion de la mesure B avec et sans soustraction d'une ligne de base complète et sans signal.

Pour mieux évaluer l'effet de l'*offset*, on simule un *offset* constant de 5  $\mu\text{V}$  sur les signaux du paragraphe 1.4. Les résultats de cette simulation sont présentés sur la Figure 3.31. L'erreur induite par l'*offset* croît à mesure que l'amplitude du signal diminue. Le biais sur l'estimation de la concentration est négatif au-delà de 200 m et inférieur à 10 ppm jusqu'à 1000 m. Néanmoins, pour un meilleur rapport signal à bruit, la ligne de base pourrait avoir un effet significatif sur la mesure DIAL.

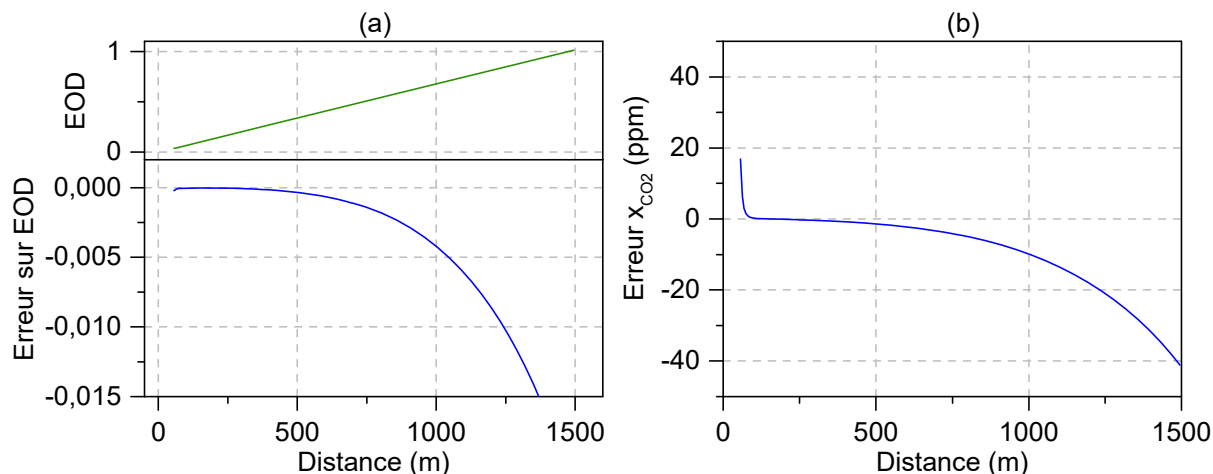


Figure 3.31 – Effet d'un *offset* de 5  $\mu\text{V}$  sur la mesure RR-DIAL. (a) Erreur sur l'épaisseur optique différentielle. (b) Erreur sur la concentration locale.

### 3.3.8 Biais spectraux

#### Erreurs spectrales liées aux incertitudes sur les paramètres atmosphériques

Les sections efficaces des deux espèces absorbantes,  $\text{CO}_2$  et  $\text{H}_2\text{O}$  sont calculées à partir des paramètres atmosphériques (pression, température et humidité) mesurées à l'observatoire SIRTÀ à Palaiseau. Pour estimer les incertitudes liées à ces paramètres, nous avons évalué leurs variations temporelles autour des dates des mesures sur une échelle de 3 h. L'erreur sur l'estimation de la concentration est ensuite calculée en considérant les variations possibles du coefficient d'absorption différentiel ( $\alpha_{on} - \alpha_{off}$ ) sur la raie à 2051 nm en fonction de chaque paramètre atmosphérique. Ces erreurs sont résumées dans le Tableau 3.2.

Tableau 3.2 – Biais spectraux dus aux incertitudes sur les paramètres atmosphériques pour une mesure RR-DIAL sur un intervalle de distance de 150 m.

Paramètre	Incetitude sur le paramètre	Biais sur $x_{\text{CO}_2}$
Pression	1 hPa	< 0,2 ppm
Température	1°C	< 1,2 ppm
Concentration en vapeur d'eau	20 % d'humidité relative	< 1 ppm

## Calibration du lambdamètre

Pendant la thèse, le lambdamètre a été calibré à deux reprises (voir § 2.1.4). Ces calibrations sont réalisées avec une bonne précision ( $\sim 0,02$  pm à  $2$   $\mu$ m soit  $1,5$  MHz). Cependant, la mesure du lambdamètre dérive sur le long terme à cause principalement de la variabilité thermique. La différence de  $0,2$  pm ( $15$  MHz) entre les deux calibrations réalisées sera ici utilisée pour évaluer l'ordre de grandeur des fluctuations  $\delta\lambda$  de la mesure du lambdamètre à  $2$   $\mu$ m. L'erreur sur la mesure de concentration  $\delta x_{CO_2}$  peut alors être estimée à partir de l'erreur induite sur la section efficace :

$$\frac{\delta x_{CO_2}}{x_{CO_2}} < \frac{2}{\sigma_{diff}} \max \left( \left| \frac{d\sigma(\lambda)}{d\lambda} \right| \right) \delta\lambda, \quad (3.27)$$

où  $\sigma_{diff}$  est la section efficace différentielle entre les longueurs d'onde *on* et *off*. Le maximum de  $|d\sigma(\lambda)/d\lambda|$  (obtenu sur les flancs de raie) étant de  $1,5 \cdot 10^{-20}$  cm<sup>2</sup>/nm l'erreur sur la concentration de CO<sub>2</sub> est estimée inférieure à  $0,5$  % soit  $2$  ppm. Une calibration régulière du lambdamètre (idéalement effectuée juste avant la mesure) permettrait de compenser les dérives du lambdamètre sur le long terme et d'améliorer sensiblement la précision de la mesure de longueur d'onde.

## Fluctuations des longueurs d'onde émises

Les longueurs d'onde des tirs émis fluctuent à cause des variations thermiques de la cavité du NesCOPO, de la dérive de la position des cales piézo-électriques et des fluctuations de la longueur d'onde du laser de pompe. Ces fluctuations sont connues puisque la longueur d'onde est mesurée tir à tir et leur effet peut donc être corrigé. Néanmoins, pour simplifier le traitement, les moyennes des longueurs d'onde *on* et *off* émises,  $\lambda_{moy}^{on}$  et  $\lambda_{moy}^{off}$  sont utilisées pour l'inversion. Le terme de transmission des signaux moyennés (*on* ou *off*) s'écrit (on néglige ici les variations de diffusion) :

$$T_{eff}^{on,off}(r) = e^{-n_{air}(r) \int_0^r \rho(r') \sigma_{\lambda_{moy}^{on,off}}(r') dr'} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N e^{-n_{air}(r) \int_0^r \left( \sigma_{\lambda_i^{on,off}}(r') - \sigma_{\lambda_{moy}^{on,off}}(r') \right) \rho(r') dz'}, \quad (3.28)$$

où  $\sigma_{\lambda_{moy}^{on,off}}$  est la section efficace à la longueur d'onde moyenne, et  $\sigma_{\lambda_i^{on,off}}$  celle à la *i*ème longueur d'onde *on* ou *off*. Un développement limité à l'ordre 1 sur le logarithme de la transmission effective permet d'écrire la section efficace effective :

$$\sigma_{eff}^{on,off} \approx \sigma_{\lambda_{moy}^{on,off}} + \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sigma_{\lambda_i^{on,off}} - \sigma_{\lambda_{moy}^{on,off}}. \quad (3.29)$$

Cette section efficace effective peut être utilisée pour inverser les signaux. L'utilisation de la section efficace à la longueur d'onde moyenne permet néanmoins de s'approcher de la section efficace effective. En effet, en écrivant la section efficace en fonction de la longueur d'onde à l'ordre 2 autour de la  $\lambda_{moy}$ , la section effective s'écrit :

$$\sigma_{eff}^{on,off} \approx \sigma_{\lambda_{moy}^{on,off}} + \frac{1}{N} \left( \frac{d^2\sigma}{d\lambda^2} \right)_{\lambda_{moy}^{on,off}} \sum_{i=1}^N (\lambda_i - \lambda_{moy}^{on,off})^2. \quad (3.30)$$

À l'ordre 1 sur la longueur d'onde, la section effective est égale à la section efficace moyenne. Pour un profil de raie lorentzien (cas basse altitude), l'erreur est ainsi plutôt faible sur les flancs où la dérivée seconde est petite et importante au sommet de la raie où la dérivée seconde est maximum. Pour les mesures A et B pour lesquelles la dispersion des longueur d'onde sélectionnées est inférieure à 5 pm (350 MHz), l'application numérique montre que l'erreur relative sur la section efficace est inférieure à 0,05 % soit une erreur de 0,2 ppm sur la concentration.

### Pureté spectrale

Le dispositif de détection du battement entre modes voisins, présenté au paragraphe 2.1.3.2, a été mis en œuvre lors de la mesure B. Comme expliqué dans le paragraphe 2.1.3.2, la mesure du battement ne donne qu'une estimation partielle de la pureté et il est donc difficile de définir un seuil limite d'impureté au-delà duquel les tirs sont rejetés. Le seuil est donc défini par rapport au bruit de la mesure de battement. L'énergie du battement des tirs de la mesure B est représentée sur la Figure 3.32 (a). Un seuil de  $1,3 \cdot 10^{-15} \text{ V}^2 \cdot \text{s}$  a ainsi été défini pour détecter les tirs dont l'énergie de battement est plus importante que l'énergie du bruit entachant sa détection. Pour cette mesure, 6 % des tirs avaient une intensité de battement au-dessus du seuil de détection défini. Les inversions de la mesure B avec et sans retrait des tirs détectés comme impurs, présentées sur Figure 3.32 (b), ne montrent pas de différences significatives. Il semble donc que, pour cette mesure, les modes voisins ne soient pas assez importants pour induire un biais supérieur à l'erreur due au bruit de détection. Pour évaluer l'effet de la mesure de pureté un rapport signal à bruit plus important serait nécessaire.

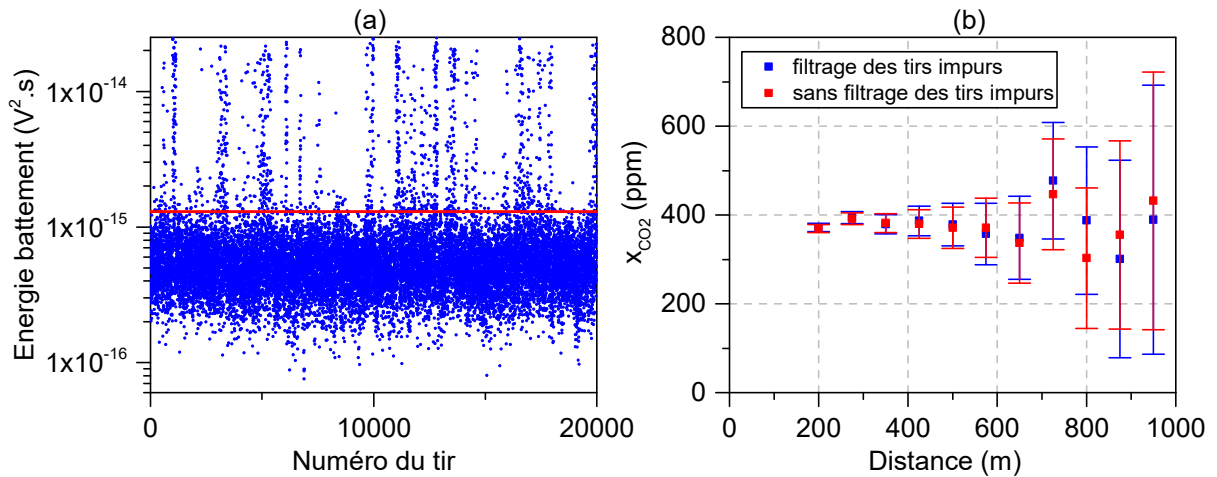


Figure 3.32 – (a) énergie du battement mesuré pour les tirs de la mesure B, le trait rouge correspond au seuil de détection fixé des impuretés. (b) Mesure B inversée avec et sans les tirs dont l'énergie de battement est supérieure au seuil de détection.

Dans l'objectif d'avoir un ordre de grandeur de la pureté des tirs exploités, on fait l'hypothèse que toutes les impuretés sont des modes voisins. D'après la Figure 2.11, un mode voisin dont l'énergie est supérieure à 0,1 % de l'énergie du mode principal est détecté quasi-systématiquement par la voie battement. Ainsi, sous l'hypothèse considérée, le taux de pureté des tirs utilisés pour l'inversion est supérieur à 99,9 %. Pour ce taux de pureté, l'erreur maximale possible sur la concentration est de l'ordre de 0,4 ppm (eq. 1.54).

Pour parfaire ce dispositif de détection des impuretés, le seuil de détection peut être amélioré en augmentant l'énergie de battement ou la puissance de l'oscillateur local. La bande passante du dispositif peut être augmentée et des oscillateurs locaux à différentes fréquences peuvent être utilisés dans l'objectif de détecter également les modes non-voisins (voir § 2.1.3.3).

### 3.3.9 Erreur sur la densité volumique de l'air

Le rapport de volume fait intervenir la densité volumique de l'air  $n_{air}$  en *molécules.m<sup>-3</sup>* calculée à partir la loi des gaz parfait. L'erreur relative sur la pression et sur la température (en K) se propage ainsi sur la mesure de la concentration. Pour une incertitude de 1 hPa sur la pression, l'incertitude induite sur la concentration est de 0,1 %. Elle est de 0,3 % pour une erreur de 1° sur la température.

Les concentrations des mesures présentées sont données par rapport au volume total de l'air. La concentration de vapeur d'eau étant variable, la concentration en air sec est une grandeur plus aisément exploitable. La concentration en air sec  $x_{CO_2}^{air\ sec}$  se déduit de la concentration par rapport au volume totale  $x_{CO_2}$  par :

$$x_{CO_2}^{air\ sec} = \frac{1}{1 - x_{H_2O}} x_{CO_2}, \quad (3.31)$$

où  $x_{H_2O}$  est le rapport de volume de la vapeur d'eau. Ainsi, pour  $x_{CO_2} = 1$  %, une erreur de 20 % sur la concentration de vapeur d'eau ajoute donc une erreur supplémentaire de 0,2 % sur la concentration en air sec.



### 3.3.10 Bilan des erreurs

Le bilan d'erreur des mesures DIAL réalisées est donné dans le Tableau 3.3 (p. 138). La colonne « RR-DIAL » donne l'erreur d'une mesure de concentration locale sur un intervalle de distance de 150 m centrée sur 350 m. La colonne « IP-DIAL » donne l'erreur de la mesure IP-DIAL entre les distances 200 m (signal des aérosols) et 1000 m (signal provenant des nuages) réalisée sur les signaux de la mesure B. On a distingué les erreurs se moyennant en accumulant des tirs (partie « erreurs aléatoires ») des erreurs ne se moyennant pas (« erreurs systématiques »).

Pour une mesure RR-DIAL sur les aérosols, il apparaît que le bruit de détection est l'erreur aléatoire la plus importante. Par rapport à cette erreur, les erreurs provenant des incertitudes sur le spectre émis, de la pression, de la température et de la concentration de vapeur d'eau sont négligeables. Trois sources d'erreurs systématiques sont dominantes et susceptibles de biaiser la mesure :

- (i) Le dépointé entre les modes du NesCOPO. Son effet est particulièrement important au courte distance (<200 m). Pour le reste du signal, l'erreur induite par le dépointé dépend de la qualité du recouvrement émission-réception. Il serait nécessaire de mieux caractériser les propriétés géométriques du faisceau d'émission pour l'évaluer. L'alignement entre les deux voies du lidar est à l'origine d'une incertitude supplémentaire sur la fonction de recouvrement ce qui peut être amélioré avec par divers moyens (augmentation du RSB, alignement sur une cible lointaine...). L'augmentation du rapport entre les angles de réception et d'émission peut également permettre d'optimiser la fonction de recouvrement.
- (ii) La réponse temporelle de la chaîne de détection. Si l'introduction du dispositif de contrôle de l'éclairement sur la photodiode a permis d'améliorer notablement la réponse temporelle, son alignement est un paramètre critique de la mesure et un résidu de réponse lente peut subsister causant un biais de l'ordre de quelques dizaines de ppm sur la mesure résolue spatialement. Des oscillations ont également été mises en évidence sur la réponse temporelle induisant un biais de l'ordre de 5 ppm sur la mesure résolue spatialement et indiquant que les électroniques peuvent également modifier la réponse. On notera que les incertitudes sur ces calculs d'erreur sont importantes, la mesure RR-DIAL étant très sensible à sa composante long-terme, elle-même difficile à mesurer.
- (iii) La non linéarité de la carte d'acquisition. La non linéarité de la carte entraîne un biais de l'ordre de 10 ppm pour l'inversion résolue spatialement. Cette non linéarité est mesurable et répétable à l'échelle de l'heure et peut être corrigée à condition de la mesurer peu après la mesure. L'utilisation de cartes avec un pas d'échantillonnage plus petit (carte 12 bits) peut de limiter l'impact de la non linéarité différentielle.

### **Particularités de la mesure sur les nuages**

Pour une mesure exploitant le signal nuages, les variations tir à tir du signal reçu sont à l'origine d'erreurs supplémentaires. Ainsi pour la mesure IP-DIAL entre les aérosols et les nuages, les variations de la diffusion entre signaux *off/on* successifs ajoutent une erreur supérieure à celle engendrée par le bruit de détection. Les variations de la diffusion sur le long terme rendent la mesure sensible au bruit entachant la mesure de l'énergie de normalisation. Les variations d'amplitude du signal provenant des nuages impliquent également une erreur liée à la non linéarité intégrale de la carte.

Tableau 3.3 – Bilan d’erreur des mesures DIAL réalisées. L’erreur sur la mesure RR-DIAL est donnée pour un intervalle de distance de 150 m à une distance de 350 m. L’erreur sur la mesure IP-DIAL est évaluée pour une mesure entre la bosse aérosols à 200 m et les nuages à 1000 m.

Source d’erreur	RR-DIAL zone aérosols		IP-DIAL nuages		Commentaire
	%	ppm	%	ppm	
<b>Erreurs aléatoires</b>					
Détecteur	5	20	0,2	0,7	
Speckle	0,1	0,4	0,05	0,2	
Grenaille	0,1	0,5	0,01	0,05	
Variabilité de la diffusion	«	«	0,4	1,5	
Normalisation	«	«	0,3	1	Spécifique à la méthode d’inversion.
Fluctuations de la longueur d’onde	0,05	0,2	0,05	0,2	Erreur corrigable.
<b>Erreurs systématiques</b>					
Dépointé	ND	ND	ND	ND	Connaissance insuffisante du dépointé et du recouvrement.
Réponse temporelle*	1-8	5-30	0,2-2	0,8-8	Dépend de la qualité de la réponse temporelle.
Non linéarité*	2,5	10	1,3	5	Dépend de la dynamique de la carte d’acquisition utilisée.
Ligne de base	«	«	«	«	
Section efficace					
- P	0,05	0,2	0,05	0,2	
- T	0,3	1,2	0,3	1,2	
- HR	0,3	1	0,3	1	
Pureté spectrale	0,1	0,5	0,1	0,5	Hypothèse : pas de modes non-voisins.
Densité volumique					
- P	0,03	0,1	0,03	0,1	
- T	0,08	0,3	0,08	0,3	
- HR	0,05	0,2	0,05	0,2	

ND : non disponible, « : négligeable devant les autres erreurs, HR : humidité relative, \* : ordre de grandeur calculé à partir d’une simulation

## Analyse des biais dans la perspective d'une mesure IP-DIAL sur cible dure

Pour une mesure IP-DIAL sur cible dure classique, l'information mesurée provient de deux distances différentes : au niveau du lidar avec la normalisation et au niveau de la cible dure pour le signal lidar. Contrairement à la mesure RR-DIAL pour laquelle le signal est reçu de manière continue, une composante long terme de la réponse temporelle n'occasionne pas de mélange entre des signaux provenant de distances différentes et n'induit pas d'erreur sur l'estimation de l'absorption. Pour une mesure réalisée depuis un avion ou depuis l'espace, la présence de nuages sur la ligne de visée associée à une réponse temporelle inadéquate peut néanmoins perturber la mesure du rayonnement réfléchi par le sol.

Les variations spatiales (profil spatial et dépointé) du faisceau d'émission peuvent biaiser la mesure en altérant à la fois le signal de normalisation et le signal lidar. La normalisation est en effet un paramètre critique de la mesure IP-DIAL puisqu'elle intervient directement dans l'évaluation de l'épaisseur optique différentielle. Pour éviter les erreurs systématiques sur la normalisation, il paraît donc important d'utiliser une sphère intégrant pour mesurer l'énergie des impulsions émises. Pour minimiser l'altération du signal reçu par le dépointé, il convient également, comme pour la mesure RR-DIAL, d'avoir le meilleur recouvrement possible entre les champs d'émission et de réception. L'effet du dépointé sur la mesure IP-DIAL dépend aussi du mouvement relatif de la cible par rapport au lidar. Pour une cible immobile (mesure IP-DIAL depuis le sol), un dépointé entre les deux longueurs d'onde peut modifier la zone éclairée au cours de la mesure ce qui peut induire un biais.

La linéarité de la détection est également importante dans le cas de la mesure IP-DIAL puisque les signaux reçus aux différentes longueurs d'onde ont en général des amplitudes différentes et font donc appel à des dynamiques distinctes de la chaîne de détection.

Enfin, les incertitudes sur la pression et la température peuvent créer un biais dans la mesure IP-DIAL. L'amplitude de ce biais est difficile à limiter car elle est déterminée majoritairement par les incertitudes sur les données provenant d'autres systèmes de mesure. La sensibilité de la mesure à la température peut néanmoins être réduite par un choix d'une raie adaptée. Ce critère a en partie déterminé le choix de la raie R30 à 2  $\mu\text{m}$  du  $\text{CO}_2$  pour sa mesure depuis l'espace (Ehret *et al.* 2008).

## 3.4 Mesures DIAL multi-espèces

Cette partie a pour objectif d'attester l'aptitude de l'émetteur à réaliser des mesures lidar atmosphériques à longue portée des trois espèces d'intérêt ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  et  $\text{CH}_4$ ) dans le domaine spectral 2  $\mu\text{m}$ . Nous présenterons pour cela quatre mesures réalisées sur des raies d'absorption spécifiées au paragraphe 3.1.3 : (i) une mesure de la vapeur d'eau seule à 2060 nm, (ii) deux mesures simultanées du dioxyde de carbone et de la vapeur d'eau dans les gammes de longueur d'onde 2050 nm et 2063 nm pour lesquelles la répartition de l'absorption entre les deux espèces diffère, (iii) une mesure IP-DIAL du méthane à 2289 nm.

Les mesures de dioxyde de carbone et de la vapeur d'eau sont réalisées à partir d'une même configuration de l'émetteur en changeant seulement la température du NesCOPO et l'angle d'accord de phase des cristaux de KTP. Dans le cas de la mesure du méthane, la configuration de l'émetteur a dû être modifiée pour permettre l'émission de l'onde complémentaire en changeant les lames de filtrage en sortie de l'émetteur. Le dispositif de mesure de la longueur d'onde ne fonctionnant pas pour l'onde complémentaire à cause de la bande passante optique du lambdamètre, c'est la longueur d'onde du signal qui a été mesurée pendant la mesure du méthane. La longueur d'onde complémentaire est déduite en post-traitement à partir d'une mesure de la longueur d'onde de pompe considérée constante.

### 3.4.1 Mesure concentration de la vapeur d'eau à 2060 nm

Dans ce paragraphe, nous illustrons expérimentalement la capacité de l'émetteur à réaliser une mesure lidar de la vapeur d'eau seule. Pour cette mesure, la raie à 2060 nm de vapeur d'eau présente des caractéristiques adéquates : sa position entre des branches P et Q du groupe de raie à 2,06  $\mu\text{m}$  du  $\text{CO}_2$  permet de limiter fortement les interférences avec ce gaz (voir la Figure 3.3 (a) au § 3.1.3). Elle présente de plus un coefficient d'absorption adapté à l'échelle de notre mesure : une épaisseur optique de 1 pour un chemin optique de l'ordre de 1,5 km dans des conditions atmosphériques standards.

Le 26/07/2016, nous avons réalisé une mesure DIAL deux longueurs d'onde de la vapeur d'eau d'environ 2 heures sur cette raie d'absorption. Les paramètres de cette mesure sont résumés dans le Tableau 3.4. La longueur d'onde *on* est placée au sommet de la raie d'absorption. La longueur de la cavité est modulée à 15 Hz de manière à ce que la longueur d'onde *off* soit à 1 ISL de la longueur d'onde *on*. De même que pour les mesures de  $\text{CO}_2$ , les tirs acquis ont d'abord été triés en fonction de leur longueur d'onde, de l'énergie émise, du battement mesuré sur la voie pureté et de la saturation. Ainsi, sur les 110 000 tirs acquis pendant cette mesure, 92 123 tirs sont finalement été exploités. Pour donner un aperçu des applications possibles de la source, les résultats sont présentés ici sous deux approches : l'inversion résolue spatialement (Figure 3.33) et l'inversion résolue temporellement (Figure 3.34). Les estimations de la concentration ont pu être comparées avec l'humidité mesurée par un hygromètre commercial situé au niveau du système lidar.

Tableau 3.4 – Paramètres d’acquisition de la mesure de la vapeur d’eau du 26/07/2016

Mesure C (H <sub>2</sub> O)			
Date et heure	26/07/2016 14h41	Nombre de tirs	92 123
Télescope	Télescope 2	exploités	
Energie émise	5-10 mJ	Durée de l’acquisition	1 h 49 min
Couplage CA	AC	Enregistrement d’une	Oui
Bande passante CA	20 MHz	ligne de base	
Calibre CA	500 mV	Filtrage numérique	Fenêtre de Hann 30 m
Normalisation	Voie signal (voie 1)	P*, T <sup>†</sup> , humidité	993 hPa, 25,9°C, 42 %
RSB normalisation	8 – 12	relative <sup>†</sup>	
Mesure du battement	Oui	Concentration en	1,39 %
Longueurs d’onde moyennes	$\lambda_{off} = 2060,37$ nm $\lambda_{on} = 2060,45$ nm	vapeur d’eau	

\* : mesure du SIRTA, † : mesuré à partir d’un hygromètre au niveau du système lidar.

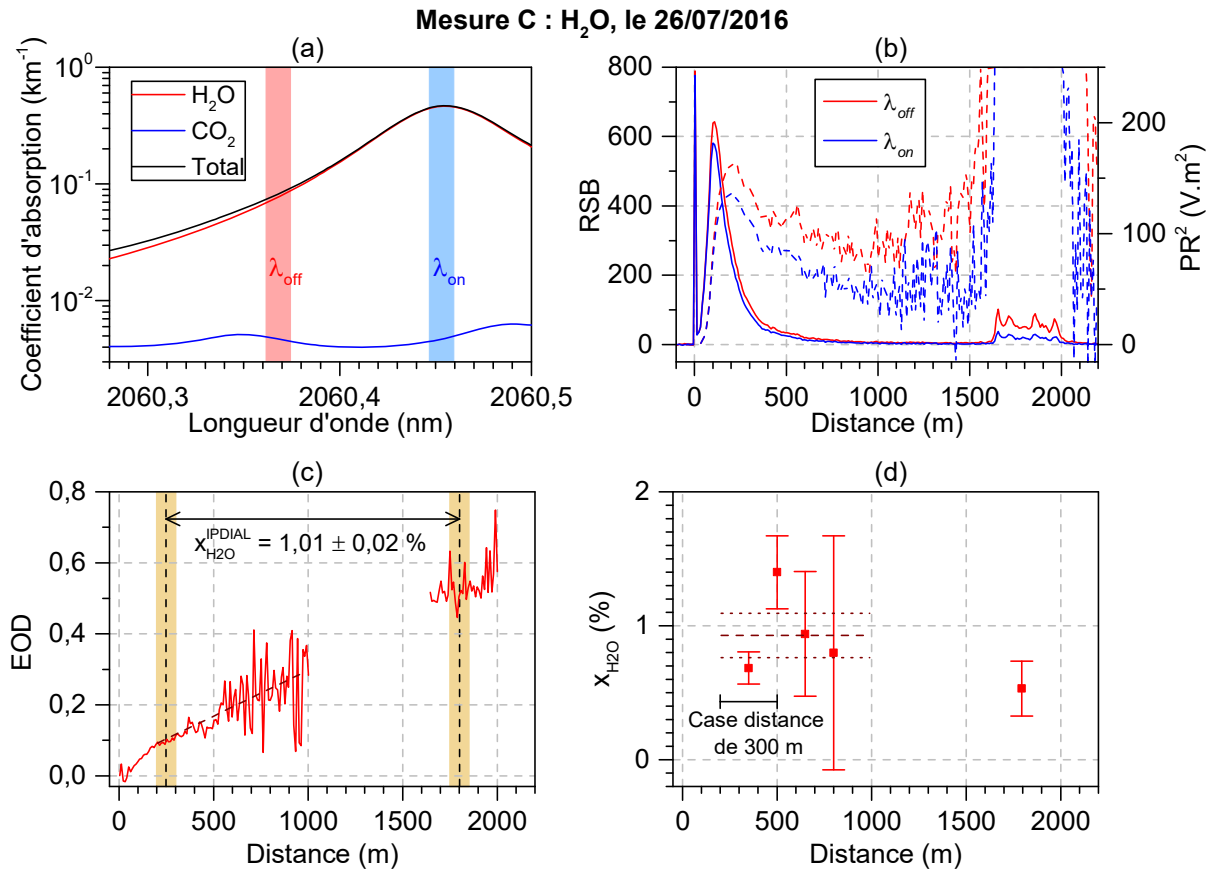


Figure 3.33 – Inversion résolue spatialement sur les 11 571 premiers tirs de la mesure C. (a) : spectre d’absorption simulé histogramme des longueurs d’onde utilisées (b) Signaux *off* et *on* des 11 571 premiers tirs en RSB (traits continus) et en PR<sup>2</sup> (traits pointillés). (c) Epaisseur optique différentielle. (d) Concentration locale de la vapeur d’eau estimée sur des intervalles de distance de 300 m espacés de 150 m. Les barres d’erreurs sont calculées à partir du bruit de détecteur. Les traits tiretés et pointillés donnent la concentration correspondant à la pente évaluée sur la portion 200 – 1000 m de l’EOD et l’erreur associée.

### Inversion résolue spatialement

Pour l'inversion résolue spatialement, seuls les 11 500 premiers tirs seront utilisés, (soit les 13 premières minutes de la mesure). La longueur d'onde dérivant au cours de la mesure ( $\sim 15$  pm sur 2 h, le NesCOPO n'étant ici pas asservi), on s'assure ainsi que les longueurs d'onde des tirs moyennés ont des sections relativement proches. La dispersion des longueurs d'onde des tirs moyennés est alors limitée à 5 pm (voir l'histogramme Figure 3.33 (a)).

Les signaux *on* et *off* et leurs  $PR^2$  sont représentés sur la Figure 3.33 (b). La fin du front montant du  $PR^2$  intervient à 200 m soit 50 m plus tôt que pour la mesure du  $\text{CO}_2$  réalisée avec la même configuration. Cette différence peut s'expliquer par un défaut d'alignement ou par une divergence plus importante du faisceau. L'impact du dépointé étant maximal dans le front montant du  $PR^2$  (voir § 3.3.4), les signaux ne seront inversés qu'à partir de 200 m. Entre 200 et 400 m, le  $PR^2$  est plus important qu'au-delà de 400 m ce qui s'explique par la présence de nuages d'aérosols que nous mettrons en évidence dans le paragraphe consacré à inversion temporelle.

La Figure 3.33 (c) donne l'épaisseur optique différentielle calculée à partir des signaux. L'inflexion de l'épaisseur optique différentielle à 200 m correspond à la fin du front montant du  $PR^2$ , ce qui est dû probablement à un effet du dépointé. L'estimation de la concentration, présentée sur la Figure 3.33 (d), est réalisée en évaluant la pente de l'épaisseur optique sur des intervalles de distances de 300 m. Dans la zone aérosols, la concentration locale estimée se situe entre 0,6 % et 1,4 %. Une concentration locale d'environ 0,5 % a également pu être mesurée à une distance 1800 m (soit une altitude de 1300 m) sur les signaux provenant de nuages. Une inversion IP-DIAL a également été réalisée entre les aérosols et les nuages pour les bornes représentées sur la Figure 3.33 (c) et donne une concentration de 1,01 % avec une erreur RMS de 0,02 % calculée à partir du bruit de détection. De même que pour le  $\text{CO}_2$ , les mesures sur les signaux provenant des nuages sont cependant fortement susceptibles d'être perturbées par les variations tir à tir du coefficient de diffusion (voir § 3.3.2). Les valeurs de concentration de  $\text{H}_2\text{O}$  relevées sont en moyenne inférieures de quelques dixièmes de % à la concentration de 1,4 % mesurée au niveau du système lidar par l'hygromètre commercial. Si cette différence peut s'expliquer par des variations naturelles de la concentration en fonction de l'altitude, elle peut également être le produit des biais de mesures vus dans la partie 3.3.

### Inversion résolue temporellement

Dans ce paragraphe, l'ensemble des tirs de la mesure est exploité dans le but d'établir un suivi dans le temps de la concentration de la vapeur d'eau. Les données sont traitées successivement par groupe de 1000 tirs acquis, c'est à dire pour chaque fichier de données enregistré pendant la mesure dans le disque dur. La Figure 3.34 représente, pour chacun des 110 groupes de tirs, les  $PR^2$  *on* et *off* moyens (figures (a) et (b)), les longueurs d'onde des tirs sélectionnées pour l'inversion (figure(c)) et une estimation de la concentration locale sur l'intervalle de distance entre 200 et 500 m (figure (d)).

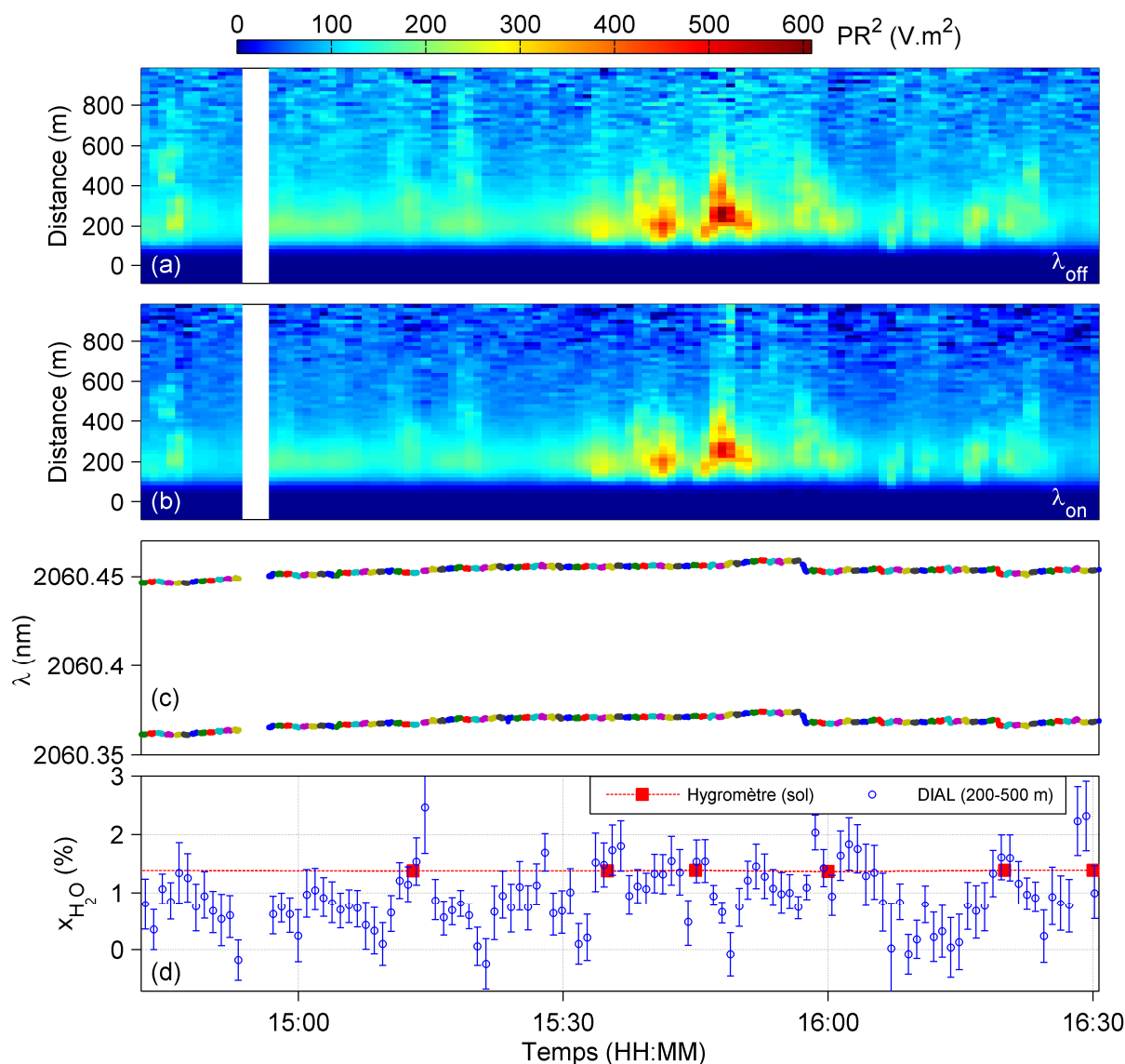


Figure 3.34 – Suivi de la vapeur d’eau sur 1h49 réalisé le 26/07/2016. La zone verte représente l’intervalle de distance sur lequel la concentration est estimée. (a) et (b) :  $PR^2$  off et on pour chaque groupe de 1000 tirs enregistrés. (c) : longueurs d’onde tir à tir. (d) : concentration mesurée entre 200 et 500 m pour chaque groupe de 1000 tirs et mesure au sol avec un hygromètre commercial.

L’amplitude des  $PR^2$  on et off représentés sur les figures (a) et (b) varie entre 100 et 600 V.m<sup>2</sup> sur l’intervalle de distance 200 – 400 m. Ces variations sont visibles simultanément aux deux longueurs d’onde et sont attribuables à la présence d’une densité d’aérosols variable dans le champ du lidar.

La Figure 3.34 (c) montre l’évolution des longueurs d’onde on et off pendant la mesure. Pendant la mesure, la coïncidence entre les peignes de modes signal et complémentaire du NesCOPO est maintenue en modifiant manuellement la tension du transducteur piézoélectrique du premier miroir (miroir de la cavité complémentaire). La longueur d’onde d’émission suit



ainsi la dérive du peigne de mode signal. À 15 h 55 et à 16 h 20, les positions des deux miroirs ont été retouchées pour limiter l'effet de cette dérive. De cette manière, la longueur d'onde *on* a été maintenue dans un intervalle de 15 pm (1070 MHz) centré sur le sommet de la raie.

Pour chaque inversion présentée sur la Figure 3.34 (c), les sections efficaces *on* et *off* ont été recalculées à partir des longueurs d'onde des 1000 tirs correspondants. Les concentrations estimées sont comparées à la concentration relevée au sol par un hygromètre commercial de 5 % de précision. La concentration relevée à l'hygromètre au sol est stable pendant les deux heures de la mesure autour de la valeur de 1,39 % et est cohérente avec celle relevée au sol par l'observatoire du SIRTÀ (1,4 %).

La Figure 3.34 représente les concentrations de H<sub>2</sub>O évaluées sur un intervalle de distance entre 200 et 500 m sur la ligne de visée (soit entre 140 et 350 m d'altitude) pour chaque groupe de 1000 tirs. Les variations de cette concentration semblent en partie corrélées aux variations d'amplitude de la diffusion observées sur le même intervalle de distance (figures (a) et (b)). Cette corrélation, observée dans d'autres mesures lidar de la vapeur d'eau (Ferrare *et al.* 1998, 2000), peut s'expliquer par le fait que des courants ascendants déplacent l'air près du sol chargé à la fois en eau et en aérosols vers le haut.

### 3.4.2 Mesures simultanées de H<sub>2</sub>O et de CO<sub>2</sub>

L'incertitude sur la concentration de la vapeur d'eau est une cause d'erreur de la mesure atmosphérique du CO<sub>2</sub> : elle ajoute une erreur sur la grandeur d'intérêt qui est la concentration en air sec ainsi qu'une erreur induite par les interférences spectrales. Pour la mesure spatiale, la concentration en vapeur d'eau est une des sources d'erreur les plus importantes (Ehret *et al.* 2008). Pour s'en défaire, une solution consisterait à mesurer simultanément les concentrations de H<sub>2</sub>O et de CO<sub>2</sub>. L'agilité de notre émetteur peut permettre de réaliser ce type mesure, par exemple, par l'utilisation de trois longueurs d'onde. Dans ce paragraphe, nous présentons deux mesures simultanées de CO<sub>2</sub> et H<sub>2</sub>O réalisées à 2050,5 nm (mesure D, Figure 3.35, p 146) et 2063,5 nm (Mesure E, Figure 3.36, p 147) illustrant la capacité de l'émetteur à réaliser ce type de mesure. Ces deux domaines spectraux ont été retenus car les deux espèces y présentent des raies d'absorption proches ce qui permet de mesurer l'absorption des deux gaz par la seule modulation de la longueur des cavités du NesCOPO, c'est-à-dire sans changer la température du PPLN du NesCOPO et l'angle d'accord de phase des cristaux d'amplification.

Tableau 3.5 – Paramètres des mesures simultanées de CO<sub>2</sub> et H<sub>2</sub>O

	Mesure D	Mesure E
Gaz mesurés	CO <sub>2</sub> et H <sub>2</sub> O	CO <sub>2</sub> et H <sub>2</sub> O
Date et heure	22/07/2016 11h35	25/08/2016 12h16
Télescope	Télescope 2	Télescope 2
Energie émise	5-10 mJ	5-10 mJ
Couplage CA	AC	AC
Bande passante CA	200 MHz	200 MHz
Calibre CA	200 mV	500 mV
Normalisation	Voie signal (voie 1)	Voie signal (voie 1)
RSB normalisation	10 – 15	30-40
Mesure du battement	Non	Oui
Longueurs d'onde moyennes	$\lambda_{off} = 2050,359$ nm $\lambda_{on\ 1} = 2050,443$ nm $\lambda_{on\ 2} = 2050,527$ nm	$\lambda_{off} = 2063,540$ nm $\lambda_{on\ 1} = 2063,625$ nm $\lambda_{on\ 2} = 2063,710$ nm
Nombre de tirs exploités	16 936	23 371
Durée de l'acquisition	19 min 40 s	27 min 01 s
Enregistrement d'une ligne de base	Oui	Oui
Filtrage numérique	Fenêtre de Hann 30 m	Fenêtre de Hann 30 m
P*, T*, humidité relative*	999 hPa, 23.5°C, 50 %	1002 hPa, 24°C, 65 %
Concentration en vapeur d'eau*	1,5 %	1,9 %

\* : données provenant du site internet du SIRTA : [sirta.ipsl.fr](http://sirta.ipsl.fr)

Mesure D : H<sub>2</sub>O et CO<sub>2</sub>, le 22/08/2016

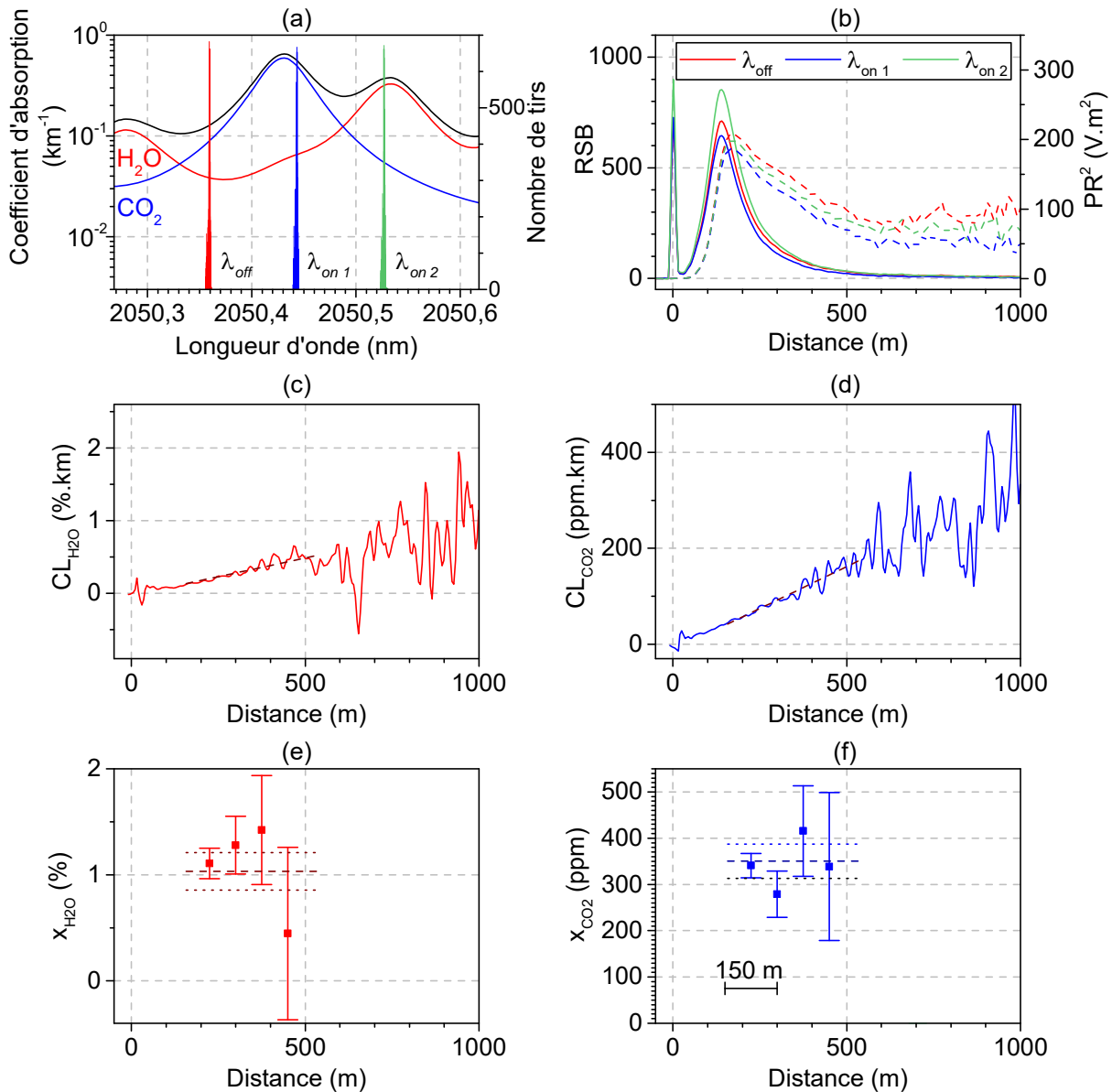


Figure 3.35 – Mesures simultanées de H<sub>2</sub>O et de CO<sub>2</sub> à 2050,5 nm. (a) : Spectre d'absorption du CO<sub>2</sub> et de H<sub>2</sub>O et histogramme des longueurs d'onde. (b) : Signaux (traits continus) et PR<sup>2</sup> (traits pointillés) aux trois longueurs d'onde. (c) et (d) : concentrations intégrées de H<sub>2</sub>O et CO<sub>2</sub>. (e) et (f) : concentrations de H<sub>2</sub>O et CO<sub>2</sub> évaluées sur des intervalles de distance de 150 m et espacés de 75 m. Les barres d'erreurs correspondent au bruit du détecteur. Les traits tiretés et pointillés donnent la concentration évaluée sur la portion 150 – 550 m de CL et l'erreur associée.

Ces mesures peuvent ainsi être effectuées en émettant des séquences de 3 longueurs d'onde à une fréquence de répétition de 10 Hz.

Le domaine de longueur d'onde à 2050,5 nm a pour avantage d'être proche de la raie à 2051 nm du CO<sub>2</sub> et a pu être ciblé avec un ajustement minime du banc d'émission. Il présente

### Mesure E : CO<sub>2</sub> et H<sub>2</sub>O, le 25/08/2016

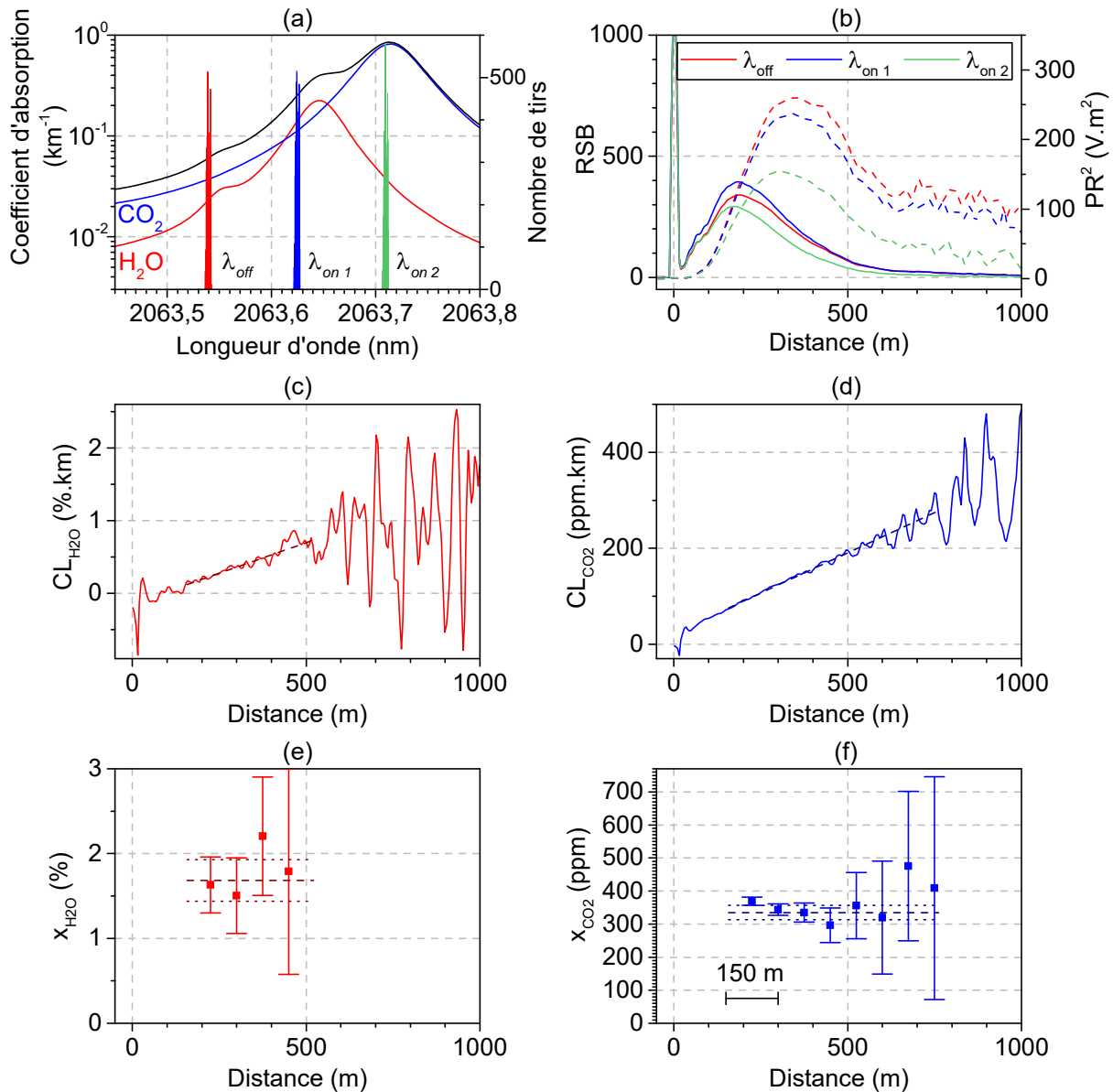


Figure 3.36 – Mesures simultanées de H<sub>2</sub>O et de CO<sub>2</sub> à 2063,5 nm. (a) : Spectre d'absorption du CO<sub>2</sub> et de H<sub>2</sub>O et histogramme des longueurs d'onde. (b) : Signaux (traits continus) et PR<sup>2</sup> (traits pointillés) aux trois longueurs d'onde. (c) et (d) : concentrations intégrées de H<sub>2</sub>O et CO<sub>2</sub>. (e) et (f) : concentrations de H<sub>2</sub>O et CO<sub>2</sub> évaluées sur des intervalles de distance de 150 m et espacés de 75 m. Les barres d'erreurs correspondent au bruit du détecteur.

des raies d'absorption d'amplitudes comparables pour les deux espèces ce qui permet d'avoir des précisions relatives similaires sur leurs concentrations.

Dans le domaine de longueur d'onde à 2063,5 nm, la raie du CO<sub>2</sub> est plus forte que la raie de la vapeur d'eau et celles-ci sont plus proches qu'à 2050,5 nm. Cette configuration permet d'avoir un différentiel d'absorption plus important pour le CO<sub>2</sub> et d'avoir ainsi une bonne précision sur ce gaz au détriment de la mesure de la vapeur d'eau. Pour notre émetteur, ce

domaine de longueur d'onde permet d'avoir une longueur d'onde *off* peu absorbée à 2 ISL du sommet de la raie du CO<sub>2</sub> et à 1 ISL de la raie de la vapeur d'eau. Il paraît donc présenter des caractéristiques favorables pour une mesure du CO<sub>2</sub> complétée par une mesure de la vapeur d'eau pour minimiser l'incertitude de mesure.

Les concentrations intégrées (CL) du CO<sub>2</sub> et de H<sub>2</sub>O estimées à partir des signaux aux trois longueurs d'onde sont présentées sur les figures (b) et (c) des deux mesures. Leurs prolongements linéaires semblent ne pas toujours passer par 0 (en particulier pour la mesure E), ce qui révèle un défaut de normalisation comme celui constaté au paragraphe 3.3.3. De même que pour la mesure à deux longueurs d'onde, une erreur de normalisation n'induit pas d'erreur sur l'estimation de la concentration locale (voir 1.3.2.3).

Comme anticipé, la mesure à 2050,5 nm permet d'avoir des erreurs relatives sur la concentration locale d'ordre de grandeurs similaires pour les deux espèces tandis que pour la mesure à 2063,5 nm, l'erreur relative est beaucoup plus importante pour la vapeur d'eau que pour le CO<sub>2</sub>. Pour les deux mesures, les concentrations de CO<sub>2</sub> estimées sont inférieures de quelques dizaines de ppm par rapport aux concentrations attendues (supérieures à 390 ppm). Les concentrations de vapeur d'eau estimées sont également légèrement inférieures à celle mesurée au SARTA. Ces différences peuvent s'expliquer par des erreurs provenant de la carte d'acquisition (réponse temporelle et non linéarité) ainsi que par le dépointé. Comme pour les mesures précédentes, des solutions sont envisageables pour y remédier : l'utilisation d'un détecteur fibré et d'une carte d'acquisition plus performante ainsi qu'un meilleur contrôle de la fonction de recouvrement du lidar.

Ces mesures mettent en valeur l'aptitude de l'émetteur à réaliser des mesures à longue portée de plusieurs gaz atmosphériques de manière simultanée. Une montée en performance pourra être réalisée par l'augmentation du rapport signal à bruit (montée en énergie/utilisation d'un APD, augmentation du diamètre du télescope) et par la mise en œuvre des solutions proposées au paragraphe 3.3 pour remédier aux principales erreurs systématiques.

### 3.4.3 Mesure du CH<sub>4</sub> à 2289 nm

Le domaine spectral 2,3  $\mu\text{m}$  inclut des raies d'absorption du méthane dont les fonctions de poids sont particulièrement intéressantes pour la mesure spatiale. Les deux raies spécifiées dans la littérature à 2285,39 nm et 2889,89 nm (Ehret et Kiemle 2005) peuvent être utilisées par notre émetteur. Pour démontrer son aptitude à réaliser des mesures à longue portée du méthane nous avons choisi de nous placer sur la raie à 2889,39 dont l'absorption est la plus forte et qui est ainsi mieux adaptée à la mesure depuis le sol.

Pour cette mesure, le banc d'émission doit être légèrement modifié afin d'extraire au mieux et mettre en forme l'onde complémentaire. Les principaux points de réglage à ajuster sont les suivants : ajustement de l'accord de phase dans l'OPO et dans les étages d'amplification, et remplacement des miroirs dichroïques d'extraction de l'onde signal par des miroirs dichroïques permettant d'extraire le complémentaire. La méthode de mesure de la longueur d'onde est également modifiée. En effet, le doublage de l'onde complémentaire à 2,3  $\mu\text{m}$  donne un rayonnement à 1,15  $\mu\text{m}$  qui se situe en dehors de la bande de détection de notre lambdamètre dont la barrette CCD n'est sensible que jusqu'à 1,1  $\mu\text{m}$ . La mesure de la longueur d'onde complémentaire est donc réalisée de manière indirecte à partir d'une mesure de la longueur d'onde de pompe et de la mesure de la longueur d'onde signal après doublage de fréquence à 994,5 nm. Pour cela, la longueur d'onde de la pompe est mesurée quelques minutes avant l'acquisition des données lidar, et la longueur d'onde signal est enregistrée pendant l'acquisition des tirs *on* et *off* successifs. La longueur d'onde complémentaire est alors déduite de ces deux mesures en supposant que la longueur d'onde de pompe n'a pas dévié pendant le temps de la mesure lidar. En considérant que la calibration en fréquence du lambdamètre  $\Delta f_{cal}$  réalisée à 1025,5 nm est aussi valable à 994 nm et à 1064 nm, la fréquence du rayonnement complémentaire est déterminée par :

$$f_{émise} = f_p + \Delta f_{cal} - \frac{1}{2}(f_{994\text{ nm}} + \Delta f_{cal}), \quad (3.32)$$

où,  $f_p$  et  $f_{994\text{ nm}}$  sont les fréquences de pompe et du signal doublé mesurées. L'erreur sur la calibration a été évaluée au paragraphe 2.1.4 comme étant de l'ordre de 50 MHz, ce qui induit une erreur sur la fréquence complémentaire émise de l'ordre de 25 MHz soit d'environ 1 pm. D'après des mesures réalisées antérieurement au sein de l'équipe, la dérive de la fréquence de pompe sur quelques heures est de l'ordre de 10 MHz ce qui donne une erreur spectrale totale de l'ordre de 30 MHz. Ce processus spécifique de mesure de la longueur d'onde émise induit donc une erreur du même ordre de grandeur que dans le cas de la mesure directe de la longueur d'onde.

La Figure 3.37 présente une mesure de concentration de CH<sub>4</sub> à 2289 nm réalisée le 20/12/2016. Les raies du méthane dans le domaine spectral 2  $\mu\text{m}$  ayant des intensités moins fortes par rapport à celles de H<sub>2</sub>O et CO<sub>2</sub>, il est plus difficile d'effectuer des mesures avec une résolution spatiale de 150 m. Pour accroître la résolution sur la concentration, on réalise une inversion IP-DIAL entre le signal aérosols et celui des nuages entre 250 et 700 m. L'épaisseur

optique différentielle à 250 m est évaluée en réalisant sa moyenne sur un intervalle de distance entre 200 et 300 m et celle au niveau des nuages autour du sommet du pic sur un intervalle de distance de 50 m. La différence d'épaisseur optique différentielle entre les deux distances, notée  $\Delta EOD$ , est évaluée à 0,0481 avec une erreur RMS relative due au bruit de détection de 6 %. Cela correspond à une concentration moyenne de méthane 2,2 ppm avec une erreur de 0,15 ppm. Cette concentration diffère de 0,4 ppm de la concentration de 1,8 ppm déjà relevée à Palaiseau lors d'une mesure IP-DIAL à courte portée (Barrientos Barria *et al.* 2014a) et des concentrations usuellement mesurées à l'échelle globale (1,8 ppm) (Bergamaschi *et al.* 2013). Cette erreur peut s'expliquer par les biais provenant de la chaîne de détection et du dépointé, étudiés au paragraphe 3.3, mais aussi par la variabilité du coefficient de rétrodiffusion au niveau des nuages (voir 3.3.2). Pour ce type de mesure utilisant les nuages comme support de diffusion, la durée entre les tirs aux différentes longueurs d'onde est un facteur déterminant de la précision sur la concentration. La minimisation de cette durée ainsi que les solutions évoquées précédemment pour limiter les biais provenant de la chaîne de détection et du dépointé devraient permettre la réalisation de mesures DIAL longue portée du méthane atmosphérique avec une précision accrue.

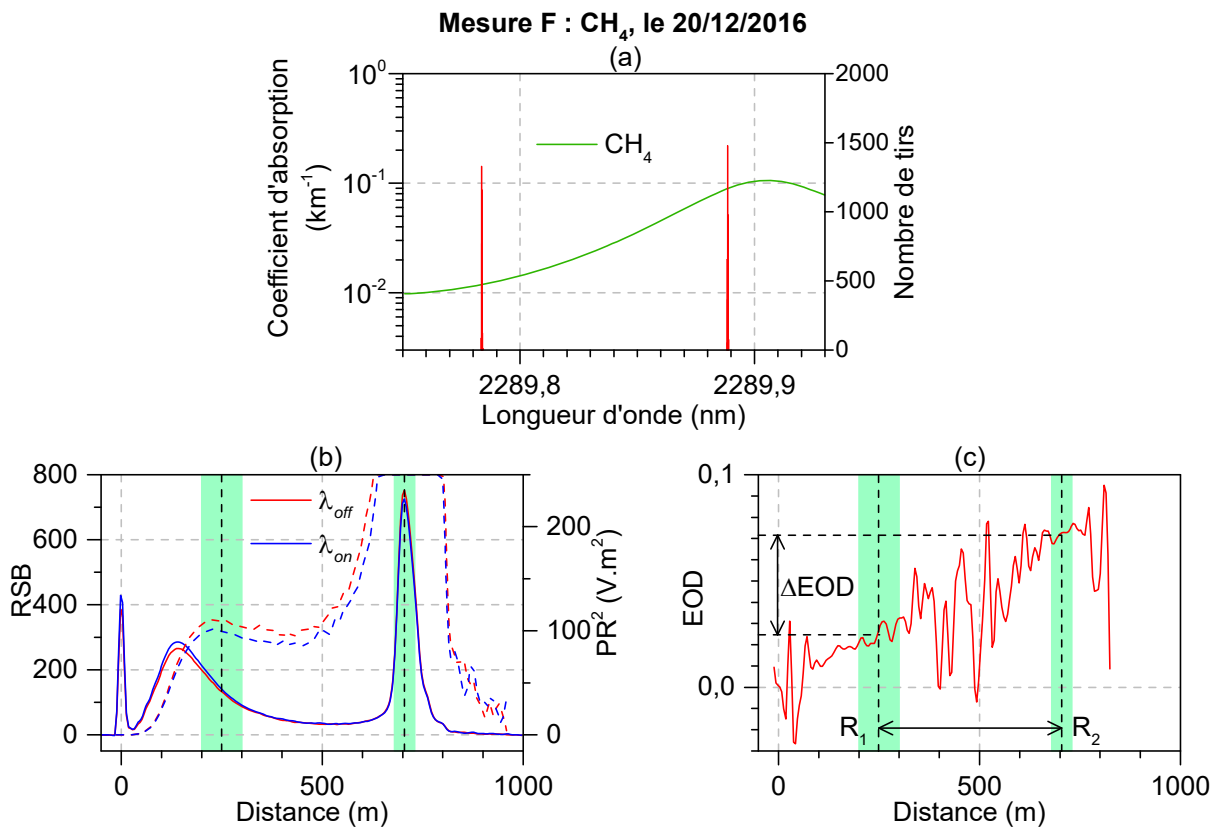


Figure 3.37 – (a) spectre d'absorption du CH<sub>4</sub> à 2089 nm (l'absorption des autres espèces est négligeable pour les longueurs d'onde considérées) et histogramme des longueurs d'onde émises. (b) : Signaux (traits continus) et  $PR^2$  (traits pointillés) aux longueurs d'onde *on* et *off*. (c) : Epaisseur optique différentielle calculée. Les zones vertes représentent les bornes de l'inversion IP-DIAL.

Tableau 3.6 – Paramètres d’acquisition de la mesure de CH<sub>4</sub>

Mesure F (CH <sub>4</sub> )			
Date et heure	20/12/2016 20h22	Nombre de tirs	8 270
Télescope	Télescope 2	exploités	
Energie émise	3-5 mJ	Durée de l’acquisition	7 min 43 s
Couplage CA	AC	Enregistrement d’une	Oui
Bande passante CA	200 MHz	ligne de base	
Calibre CA	200 mV	Filtrage numérique	Fenêtre de Hann 30 m
Normalisation	Voie dédiée (voie 2)	P*, T*, humidité	1006 hPa, 2 °C, 80 %
RSB normalisation	40 – 45	relative*	
Mesure du battement	Non	Concentration en	0,6 %
Longueurs d’onde	$\lambda_{off} = 2289,784$ nm	vapeur d’eau*	
moyennes	$\lambda_{on} = 2289,888$ nm		

\* : données provenant du site internet du SIRTA : [sirta.ipsl.fr](http://sirta.ipsl.fr)



## 3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté des mesures DIAL à longue portée du dioxyde de carbone, de la vapeur d'eau et du méthane, réalisées avec un unique émetteur lidar dans le domaine spectral 2  $\mu\text{m}$ .

Diverses sources d'erreur des mesures du dioxyde de carbone ont été analysées. Le bruit de détecteur est la principale source d'erreur aléatoire et limite la précision de la concentration évaluée à environ 5 % sur un intervalle de distance de 350 m, à une distance de 3450 m et pour une acquisition de 20 minutes. Néanmoins, la variabilité du coefficient de rétrodiffusion sur les nuages peut ajouter une source d'erreur aléatoire supplémentaire. Il est donc important de minimiser le temps séparant les tirs aux différentes longueurs d'onde. L'utilisation d'un laser *double pulse* constituerait une solution optimale pour remédier à ce problème.

Trois sources d'erreurs systématiques limitant la mesure ont été identifiées. Une erreur importante peut provenir de la réponse temporelle du détecteur. La qualité de la conjugaison détecteur-diagramme est un paramètre déterminant de cette réponse. Des dispositifs de contrôle plus robustes (utilisation d'une fibre ou apposition d'un cache autour de la pastille détective) peuvent être envisagés. Des oscillations à basse fréquence, provenant probablement des composants électroniques en aval du détecteur, ont été observées sur la réponse temporelle et peuvent également altérer la mesure DIAL. Une deuxième erreur systématique est introduite par la non linéarité de la carte d'acquisition. Son impact dépend de la plage de dynamique utilisée et du type de mesure (RR-DIAL/IP-DIAL). Une troisième source d'erreur systématique est le dépointé entre les modes émis. Celui-ci peut possiblement être diminué en améliorant la conception opto-mécanique de la cavité du NesCOPO. Son effet peut être limité en s'assurant que le champ de réception recouvre le champ d'émission dans sa totalité à partir d'une certaine distance.

La polyvalence de l'émetteur a ensuite été illustrée par une mesure sur le long terme de la vapeur d'eau, des mesures simultanées du dioxyde de carbone et par une mesure du méthane. Ces mesures illustrent la capacité de l'émetteur à réaliser des mesures à longue portée des trois gaz d'intérêt.

# Chapitre 4 : Perspectives pour la mise en œuvre d'un lidar spatial

L'objectif de ce chapitre est de donner un aperçu des possibilités offertes par les sources laser de type NesCOPO pour les mesures régionales ou globales. En nous appuyant sur une simulation, nous discuterons d'abord de la mise en œuvre de mesures aéroportées qui est une étape importante dans le processus de qualification d'une source pour le spatial. Ensuite, nous donnerons une projection de ses performances dans le contexte de la mesure spatiale. L'apport potentiel de la source pour la mesure depuis un satellite sera discuté puis illustré par une simulation d'une mesure à 3 longueurs d'onde. Enfin, nous résumerons les travaux effectués et proposerons des éléments d'amélioration du système pour son évolution future.

## 4.1 Introduction

Par ses performances en termes d'énergie, de stabilité, de pureté, d'agilité spectrale et de qualité de faisceau, la source présentée dans ce manuscrit peut potentiellement répondre aux besoins de la mesure depuis un satellite. Son caractère générique et adaptable, qui a pu être validé par les mesures présentées dans la thèse, peut être mis à profit dans le domaine du spatial où les processus de développement et de validation des instruments sont longs et coûteux. Ainsi, un système développé pour la mesure du CO<sub>2</sub> à 2 μm depuis l'espace pourrait être directement transposé pour la mesure du CH<sub>4</sub> à 2,3 μm ou pour la mesure de la vapeur d'eau sur une de ses raies entre 1,9 et 2,3 μm. L'agilité de la source peut aussi permettre la reconfiguration de l'instrument en vol et l'adaptation à une évolution des besoins.

Des mesures multi-espèces ou multi-longueurs d'onde peuvent être envisagées. Pour la mesure spatiale du CO<sub>2</sub>, l'incertitude sur la concentration en vapeur d'eau est une des sources d'erreur majeures sur la concentration en air sec (Ehret *et al.* 2008). Une mesure simultanée de H<sub>2</sub>O et CO<sub>2</sub> avec une configuration en longueur d'onde similaire à celles présentées au paragraphe 3.4.2 peut potentiellement réduire cette erreur. De plus, une mesure multi-longueurs d'onde sur une raie du CO<sub>2</sub> donne accès à plusieurs fonctions de poids et peut permettre d'avoir une information sur la répartition verticale de sa concentration (Singh *et al.* 2017b), de corriger certains biais spectraux comme une ligne de base de l'instrument (Barrientos Barria *et al.* 2014a ; Chen *et al.* 2014).

Dans la perspective de la mesure spatiale, une étape pertinente consisterait à intégrer la source dans un démonstrateur aéroporté. Les conditions de la mesure aéroportée sont exigeantes en termes de robustesse et de compacité et les efforts de développement devront être orientés dans ce sens. Comme les systèmes IP-DIAL aéroportés peuvent potentiellement sonder une masse d’atmosphère similaire à celle sondée par un système spatial ( $\sim 75\%$  de la masse d’une colonne d’atmosphère est comprise entre 0 et 10 km), ils pourront également être employés pour la validation de systèmes spatiaux.

Ce chapitre se propose d’évaluer le potentiel de la source pour les applications aéroportée et spatiale. Cette étude sera restreinte principalement aux erreurs les plus contraignantes pour le dimensionnement du système lidar. On se rapportera aux diverses études de performances de systèmes DIAL spatiaux existant dans la littérature (Ehret et Kiemle 2005 ; Ehret *et al.* 2008 ; Caron *et al.* 2009 ; Kiemle *et al.* 2011, 2014 ; Singh *et al.* 2017b) pour un examen plus général des erreurs de la mesure IP-DIAL des gaz à effet de serre depuis l’espace.

Pour cette étude, nous nous appuyerons sur la base théorique développée au chapitre 1 ainsi que sur un modèle de terre et d’atmosphère, dérivé des modèles préexistants dans la littérature, présenté au paragraphe ci-après.

## 4.2 Modèle atmosphérique et environnement

### Modèle atmosphérique

Pour simuler une mesure IP-DIAL depuis un aéronef ou un satellite, il est nécessaire de tenir compte des variations des paramètres atmosphériques en fonction de l’altitude. Nous nous appuyerons sur le modèle de l’*US standard atmosphere* (U.S. Standard Atmosphere 1976) dont le profil de température est représenté sur la Figure 4.1 (a). Un offset sera ajouté à ce profil en fonction des différents scénarios considérés (voir Tableau 4.1). Le profil de pression correspondant est donné par l’équation barométrique (eq. 3.1). Nous supposons un profil

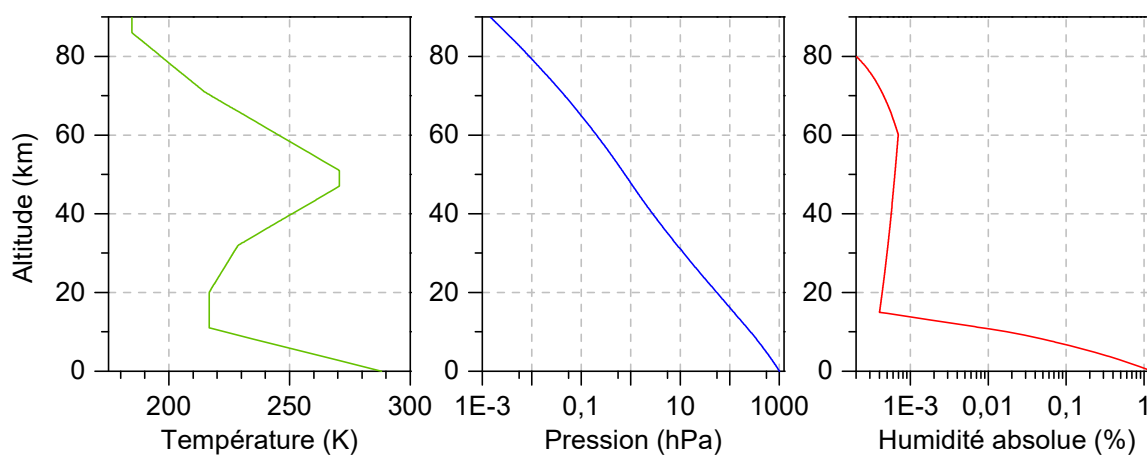


Figure 4.1 – Profils de température, de pression et d’humidité utilisés pour la simulation.

d'humidité similaire à ceux définis par le *Air Force Geophysic Laboratory* (Anderson *et al.* 1986) dont les caractéristiques sont les suivantes. Entre 0 et 10 km, l'humidité relative est constante, l'humidité absolue est ainsi évaluée à partir de la pression et de la température. Entre 15 et 80 km l'humidité absolue est égale à celle des modèles du *Air Force Geophysic Laboratory* qui varie peu entre les différents modèles considérés. Entre ces deux zones, l'humidité sera interpolée sur un modèle de décroissance exponentielle avec l'altitude. Enfin, la concentration de dioxyde de carbone sera supposée constante égale à 400 ppm. L'atmosphère sera échantillonnée sur 100 couches horizontales avec un maillage linéaire en pression.

## Réflectance du sol

La réflectance<sup>2</sup> vue part l'instrument varie en fonction du milieu sondé et peut changer significativement la puissance reçue. L'instrument MODIS des satellites Terra et Aqua a permis de construire des bases de données de réflectances qui ont été utilisées pour simuler les performances des mesures de lidar satellite à 1,6  $\mu\text{m}$  du  $\text{CH}_4$  (Kiemle *et al.* 2014) et du  $\text{CO}_2$  (Kawa *et al.* 2010). D'après ces publications, la réflectance continentale (hors zones enneigées) à 1,6  $\mu\text{m}$  varie entre 0,05  $sr^{-1}$  (forêt amazonienne) et 0,29  $sr^{-1}$  (Sahara). Pour les océans, la réflectance est maximale pour les zones calmes (0,08  $sr^{-1}$ ) mais diminue dans les zones plus venteuses en particulier vers les latitudes sud autour de  $50^\circ$  ( $\sim 0,03 sr^{-1}$ ). Néanmoins, la réflectance peut varier fortement entre les domaines spectraux 1,6 et 2  $\mu\text{m}$ . Dans le domaine spectral 2  $\mu\text{m}$ , la réflectance de la végétation diminue d'environ un facteur 2 (0,025  $sr^{-1}$ ) et est minimale pour la neige (0,005 à 0,012  $sr^{-1}$ ) mais reste approximativement inchangée pour les zones sableuses (Kaufman *et al.* 1997 ; Dufour et Bréon 2003 ; Spiers *et al.* 2016). Diverses estimations de réflectance à 2,05  $\mu\text{m}$  ont également été réalisées par la NASA pour leurs simulations et donnent une valeur de 0,15  $sr^{-1}$  pour des nuages fins (Singh *et al.* 2017b). A partir de ces différentes études, le Tableau 4.1 résume les exemples de réflectances susceptibles d'être sondées par un lidar spatial à 2051 nm.

Tableau 4.1 – Exemples de réflectances à 2  $\mu\text{m}$ .

Milieu sondé	Réflectance ( $sr^{-1}$ )
Végétation	0,025
Sable	0,29
Océan tropique	0,08
Océan $50^\circ\text{S}$	0,03
Neige	0,005
Nuages	0,15

<sup>2</sup> La réflectance utilisée ici est la réflectance directionnelle  $\rho^*$  définie comme la proportion du flux incident diffusé dans la direction du lidar par unité d'angle solide et s'exprime en  $sr^{-1}$  (Kiemle *et al.* 2011). Pour une cible lambertienne, elle est liée à l'albédo  $\rho$  par  $\rho^* = \rho/\pi$  (voir § 1.1.3).

## Atténuation des aérosols et des nuages

L'atténuation des aérosols peut varier significativement en fonction du lieu, de la saison, du temps et de l'altitude. Dans un objectif de dimensionnement de l'instrument, nous prendrons ici une valeur d'épaisseur optique des aérosols de 0,1 (simple passage) ce qui correspond à un profil d'aérosol médian d'après Kiemle *et al.* (2011). Des simulations réalisées à partir des données de la mission Calypso tendent à montrer que les nuages sont un facteur de variabilité beaucoup plus important que les aérosols pour la mesure DIAL (Kawa *et al.* 2010 ; Kiemle *et al.* 2014). D'après Kawa *et al.* (2010), à cause de l'effet cumulé des aérosols et des nuages, seules 40 % environ des mesures DIAL réalisées depuis l'espace présenteraient une épaisseur optique d'atténuation inférieure à 1 et pourraient être considérées exploitables pour des mesures de concentrations moyennés sur la totalité de la colonne. Des mesures à partir des signaux rétrodiffusés par les nuages peuvent néanmoins être envisagées.

## Fond lumineux

Le rayonnement solaire diffusé par l'atmosphère est faible à 2  $\mu\text{m}$  relativement aux domaines spectraux de longueurs d'onde plus petites (voir § 1.2.2). D'après le code de transfert radiatif COART (Jin *et al.* 2006), la luminance du rayonnement provenant de la surface de la terre et de l'atmosphère est de 0,23  $\text{mW}/\text{m}^2/\text{nm}/\text{str}$  pour un Soleil au zénith avec une direction d'observation vers le bas. Cette valeur est quasiment identique pour les deux altitudes de calcul (10 et 100 km). La luminance pouvant également varier de manière importante en fonction de l'atmosphère considérée (claire ou nuageuse), une borne supérieure de 1  $\text{mW}/\text{m}^2/\text{nm}/\text{str}$  a été retenue pour les simulations (aéroportée et satellite).

## 4.3 Simulation d'une mesure aéroportée IP-DIAL du CO<sub>2</sub>

Le système aéroporté est une étape importante pour démontrer l'aptitude d'un système DIAL à réaliser une mesure depuis l'espace. Il permet de sonder un environnement similaire à celui vu par le satellite dans des conditions plus difficiles que la mesure au sol (changements de température, vibrations...). L'objectif de ce paragraphe est de donner une idée des performances d'une mesure aéroportée qui serait réalisée avec un système DIAL similaire à

Tableau 4.2 – Paramètres de la simulation d'une mesure IP-DIAL aéroportée

<b>Paramètres atmosphériques et environnement</b>	
Concentration de CO <sub>2</sub>	400 ppm
Humidité relative au sol	50 %
Température au sol	15 °C
Réflectance	Variable
Luminance du fond radiatif	1 mW.m <sup>-2</sup> nm <sup>-1</sup> Str <sup>-1</sup>
<b>Paramètres de l'émetteur</b>	
Energie par impulsion	5 mJ
Fréquence de répétition	30 Hz
Durée de l'impulsion	10 ns
Divergence de l'émission	500 $\mu$ rad
Longueur d'onde ON (3/10 km)	2051,0119/2051,0298 nm
Longueur d'onde OFF	2051,1900 nm
<b>Paramètres du système de réception</b>	
Diamètre du miroir de collection	25,4 cm
Angle de champ	666 $\mu$ rad
Transmission	90 %
<b>Paramètres du détecteur et de l'amplificateur</b>	
Détecteur	Détecteur FEMTO amplifié (PIN InGaAs)
NEP	3 pW/ $\sqrt{Hz}$
Diamètre du détecteur	300 $\mu$ m
Bande passante	20 MHz
Sensibilité	1.3 A/W
Efficacité quantique	80 %
<b>Paramètres de la plateforme</b>	
Distance sol-aéronef	3/10 km
Temps d'intégration	10 s (150 tirs/ $\lambda$ )

celui de cette thèse. Les paramètres de l'émetteur et du système de détection sont donc pris égaux à ceux utilisés dans la thèse. Nous simulerons deux distances de mesure de 3 km et 10 km. La force de la raie à 2051 nm permet d'avoir un large choix d'épaisseurs optiques à ces distances comme le montre la Figure 4.2. Les longueurs d'onde  $\lambda_{on}$  des deux altitudes simulées sont choisies de manière à avoir une épaisseur optique différentielle de 1 pour les deux altitudes. L'ensemble des paramètres est résumé dans le Tableau 4.2.

Les signaux reçus et les bruits sont simulés en fonction de la réflectance du sol à partir du modèle théorique développé au Chapitre 1. Les résultats sont représentés sur la Figure 4.3 sous

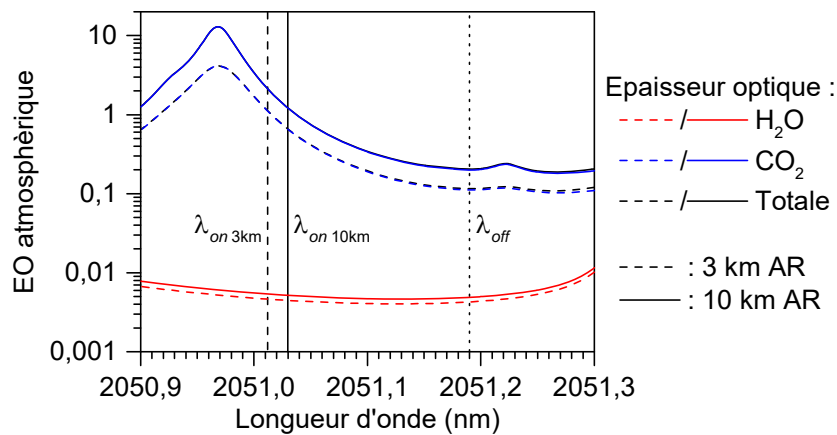


Figure 4.2 – Epaisseur optique atmosphérique aller-retour d'une colonne d'atmosphère de 0 à 1 km (tirets) et d'une colonne d'atmosphère de 0 à 10 km (traits continus).

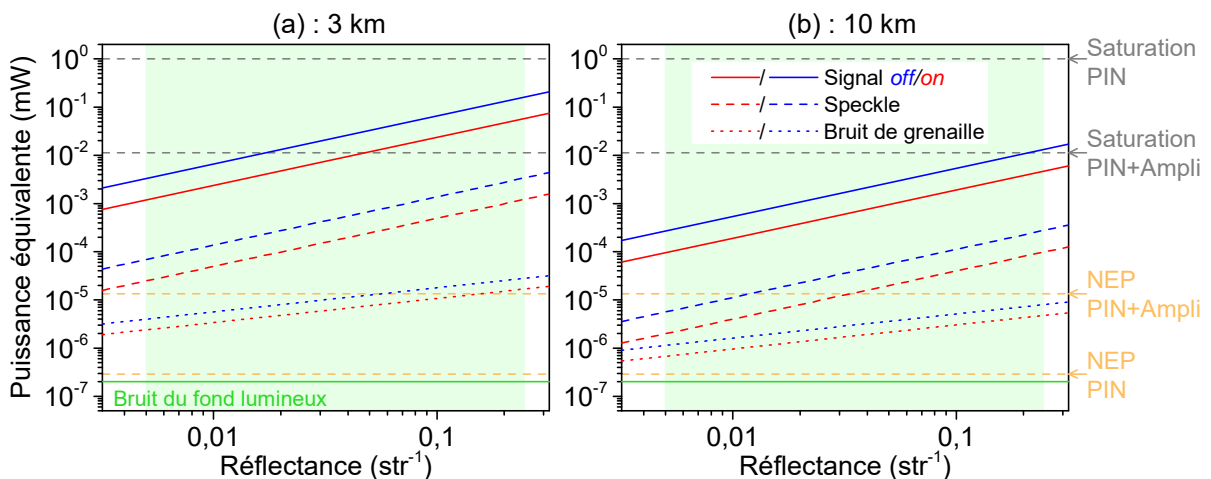


Figure 4.3 – Signaux lidar et bruits simulés (1 tir) pour une mesure aéroportée en fonction de la réflectance du sol pour des distances sol-aéronef de 3 et 10 km. La puissance du signal correspond à l'énergie reçue divisée par la durée du signal de 25 ns (induite par la bande passante de 20 MHz). Les bruits sont représentés sous forme de puissance équivalente à l'entrée du détecteur. La zone verte correspond à la gamme de réflectances du Tableau 4.1.

forme de puissance optique équivalente au niveau de la surface du détecteur. Sur cette figure, on a représenté par des tirets gris horizontaux les NEP et les seuils de saturation du détecteur FEMTO utilisé (PIN et ampli) et d'une photodiode seule similaire à celle du détecteur FEMTO (Hamamatsu G12182-003K). Il apparaît que le système est bien dimensionné pour des distances sol-aéronef de 10 km. Pour une distance de 3 km, l'amplificateur de la chaîne de détection sature pour des réflectances supérieures à  $0,015 \text{ sr}^{-1}$ . Il peut être nécessaire de diminuer l'énergie émise pour éviter cette saturation ou d'utiliser un amplificateur de gain plus faible.

Parmi les bruits représentés pour la mesure à 3 km, le speckle est le bruit dominant. Pour la mesure à 10 km, le speckle est également dominant pour des réflectances supérieures à  $0,03 \text{ sr}^{-1}$  mais le bruit du détecteur devient prépondérant en dessous de ce seuil. La conséquence du bruit de speckle est la limitation du rapport signal à bruit par tir à une valeur égale à la racine du nombre de grains de speckle sur le miroir primaire (voir § 1.2.3.1). Pour le système simulé, le nombre de grains intégrés est de 2200 ce qui implique un rapport signal à bruit limite de 47 (voir § 1.2.1). L'erreur relative sur la concentration moyenne est alors bornée par la valeur suivante :

$$\frac{\sigma_{x_{CO_2, speckle}}}{x_{CO_2}} = \frac{\sqrt{2}}{EOD\sqrt{NM}}, \quad (4.1)$$

où :  $EOD$  est l'épaisseur optique différentielle,  $N$  est le nombre de tirs moyennés par longueur d'onde et  $M$  le nombre de grains de speckle par tir. Pour augmenter la précision de la mesure dans un cas où le bruit de speckle est limitant, il est donc théoriquement possible d'augmenter l'absorption en se rapprochant du centre de la raie à  $2051.0180 \text{ nm}$  jusqu'à être limité par un autre bruit. Cela implique néanmoins que les signaux *on* et *off* reçus aient des amplitudes très différentes ce qui peut augmenter la sensibilité à certaines erreurs systématiques (non linéarité de la carte et/ou de la détection, ligne de base).

Pour augmenter le nombre de taches  $M$  intégrées et diminuer le bruit de speckle deux leviers sont possibles (voir § 1.2.1) : augmenter la taille du miroir primaire ou augmenter la divergence d'émission (et par conséquent le champ de réception). Cette dernière option peut

Tableau 4.3 – Caractéristiques du bruit de speckle pour un système similaire à celui utilisé dans la thèse et un système amélioré.  $\phi_M$  est le diamètre du miroir primaire et  $\theta_e$  la divergence totale d'émission.

	Système 1 (actuel)	Système 2 (amélioré)
Système	$\phi_M = 25,4 \text{ cm}$ $\theta_e = 500 \mu\text{rad}$	$\phi_M = 40 \text{ cm}$ $\theta_e = 1800 \mu\text{rad}$
Nombre de taches de speckle intégrées ( $M$ )	2 300	74 000
$RSB_{\text{speckle}}$ 1 tir	48	270
Précision limite sur $X_{CO_2}$	0,25 % (1 ppm)	0,04 % (0,2 ppm)



être mise en œuvre en augmentant la taille du détecteur pour relâcher la contrainte sur la divergence d'émission. La contrepartie de cette solution est la diminution de la bande passante qui va de pair avec l'augmentation de la taille de la photodiode.

Pour améliorer la précision de la mesure, on propose donc un deuxième système, similaire à celui du Tableau 4.2, mais pour lequel la taille du miroir primaire et le champ de réception ont été augmentés. Le diamètre de ce nouveau miroir primaire est pris à 40 cm (un tel télescope existe sur le système DIAL aéroporté pour la mesure de la vapeur d'eau WALES (Wirth *et al.* 2009)). On note que pour minimiser les effets de saturation, une diminution du gain d'amplification peut s'avérer nécessaire pour compenser l'augmentation de la puissance collectée. La divergence d'émission est prise à 1800  $\mu\text{rad}$  ce qui peut être permis par exemple par l'utilisation d'un détecteur de 1 mm de diamètre. Le Tableau 4.3 donne les caractéristiques du bruit de speckle pour ces deux systèmes. Le système amélioré permet d'augmenter le rapport signal à bruit du speckle d'un facteur 5,7.

Pour la configuration présentée, une autre erreur est susceptible de limiter la mesure. Il s'agit de la variation de la réflectance du sol entre les impulsions *on* et *off*. En effet pour une vitesse de l'aéronef de 190 m/s (700 km/h) et une fréquence de répétition de 30 Hz, les taches au sol sont séparées d'environ 6 m alors que leur diamètre est égal à 5 m (à une altitude de 10 km). Le recouvrement au sol entre les taches *on* et *off* est donc nul et un bruit important induit par les variations de la réflectance du sol peut s'ajouter à la mesure. Pour y remédier, l'utilisation d'un laser *double pulse* paraît indispensable. Ainsi, pour un délai entre les deux impulsions de 150  $\mu\text{s}$ , la séparation spatiale entre les tâches est de l'ordre de 3 cm ce qui correspond à un recouvrement d'environ 99 % pour un diamètre de tâche au sol de 5 m. Ce recouvrement peut néanmoins être dégradé si les axes d'émission des deux longueurs d'onde ne sont pas rigoureusement superposés.

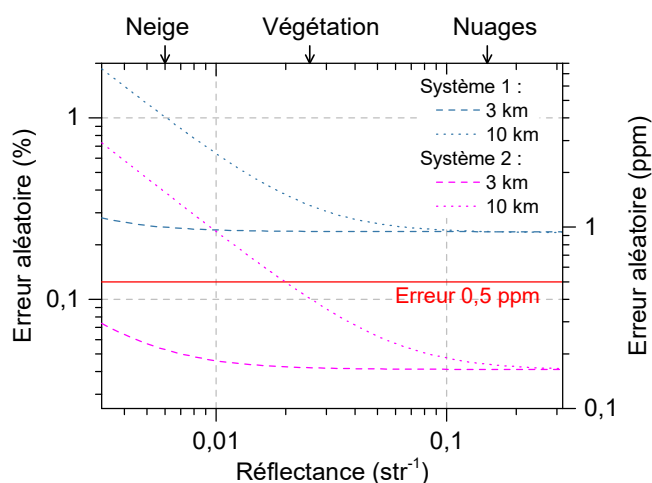


Figure 4.4 – Erreur aléatoire d'une mesure de concentration moyenne de  $\text{CO}_2$  en fonction de la réflectance du sol pour les deux systèmes du Tableau 4.3 et des distances sol-aéronef de 3 et 10 km et pour une durée de mesure de 10 s ( $150 \text{ tirs}/\lambda$ ). Les effets de saturation du détecteur ont été négligés.

La Figure 4.4 représente l'erreur relative sur la concentration moyenne de CO<sub>2</sub> mesurée pour les deux systèmes discutés en fonction de la réflectance du sol pour une durée d'acquisition de 10 s. On considère que la saturation peut être évitée en diminuant le gain de l'amplificateur sans augmenter le NEP et celle-ci est négligée. On suppose également que l'erreur due aux variations de réflectance est négligeable grâce à l'utilisation d'un système *double pulse*. Les deux systèmes sont capables de fournir des mesures avec des précisions de l'ordre du *ppm* pour un temps d'intégration de 10 s et pour des milieux sondés comme la végétation ou l'océan. L'amélioration du système portant sur la divergence d'émission et la taille du télescope permet notamment d'obtenir des mesures de précisions inférieures à 0,5 ppm pour une distance au sol de 3 km quelle que soit la nature du milieu sondé. Pour des mesures à haute altitude, le bruit de détection peut néanmoins devenir limitant et diminuer la précision de la mesure.

## 4.4 Simulation d'une mesure IP-DIAL du CO<sub>2</sub> depuis un satellite

L'objet de ce paragraphe est de simuler la mise en œuvre de la source depuis un satellite pour évaluer son potentiel pour la mesure du CO<sub>2</sub> depuis l'espace. Il s'agit d'avoir un ordre de grandeur des précisions atteignables par un instrument lidar IP-DIAL basé sur la source étudiée. Pour cette étude, nous considérerons un modèle instrumental spécifique incluant un laser de pompe et un système de détection à l'état de l'art de manière à s'adapter aux conditions particulières de la mesure spatiale. Ce modèle est discuté dans le paragraphe suivant.

### 4.4.1 Modèle instrumental

#### Emetteur

La puissance optique d'une source paramétrique du type de celle utilisée dans cette thèse dépend en partie de la puissance de l'onde pompe. Par rapport au système présenté démontré par Barrientos Barria *et al.* (2014b) et utilisé dans cette thèse (laser de pompe 30 Hz, 100 mJ, 3 W), un gain significatif peut être attendu en visant une puissance de pompe plus grande. Aujourd'hui l'utilisation de lasers de pompe de puissance de l'ordre de quelques dizaines de Watt (à 1064 nm) est envisageable. Ainsi, un laser NdYAG d'une puissance de l'ordre de 50 W (100 Hz, 500 mJ) a été développé par le *Fraunhofer Institute for Laser Technology* dans le contexte des missions lidar spatiales (Strotkamp *et al.* 2017). Nous considérons ici des impulsions de pompe de l'ordre 200 mJ émises par paires à 50 Hz (soit une puissance de 25 W) ce qui peut permettre d'obtenir des énergies à autour de 35 mJ à 2051 nm d'après des essais réalisés au sein de l'équipe (Coetzee *et al.* 2017). De même que pour la mesure IP-DIAL aéroportée, l'utilisation d'un laser double pulse permet de maximiser le recouvrement entre les zones sondées par les longueurs d'onde *on* et *off* (en effectuant le basculement en longueur d'onde entre les deux impulsions) et ainsi de minimiser la différence de réflectance entre les deux longueurs d'onde. Un laser *double pulse* peut aussi permettre de moduler l'énergie entre les impulsions *on* et *off* en faisant varier le délai les séparant. La répartition de l'énergie entre les deux impulsions sera discutée dans la simulation.

#### Longueurs d'onde d'émission

Pour cette simulation, les longueurs d'onde spécifiées par Ehret *et al.* (2008) pour la mesure du CO<sub>2</sub> à 2 μm seront utilisées (Figure 4.5 (a) p. 164). Les absorptions à ces longueurs d'onde présentent des interférences minimales avec la vapeur d'eau. Elles ont également été choisies car la fonction de poids associée est maximale aux basses couches de l'atmosphère ce qui permet une meilleure estimation des gradients de concentration près du sol (Figure 4.5 (b)).

## Système de détection

Pour la simulation, un diamètre du miroir primaire de 1,5 m a été retenu ce qui correspond au miroir prévu pour la mission lidar ADM-Aeolus (Kramer s. d.) en préparation. L'ordre de grandeur des énergies reçues ( $\sim 10\,000$  photons pour des impulsions de 20 mJ) rend souhaitable l'utilisation de détecteurs bas bruit tels que les photodiodes à avalanches (APD). Si la technologie des APD est maîtrisée et commercialisée à 1,6  $\mu\text{m}$ , les APD à 2  $\mu\text{m}$  sont aujourd'hui

Tableau 4.4 – Paramètres de la simulation d'une mesure IP-DIAL depuis un satellite

<b>Paramètres atmosphériques et environnement</b>	
Concentration de CO <sub>2</sub>	400 ppm
Humidité relative au sol	50 %
Température au sol	15 °C
Réflectance	Variable
Luminance du fond radiatif	1 mW.m <sup>-2</sup> nm <sup>-1</sup> Str <sup>-1</sup>
Epaisseur optique des aérosols	0.2
<b>Paramètres de l'émetteur</b>	
Energie par impulsion	Variable
Fréquence de répétition	50 Hz <i>double pulse</i>
Durée de l'impulsion	10 ns
Divergence de l'émission	150 $\mu\text{rad}$
Longueur d'onde ON	2051,0180 nm
Longueur d'onde OFF	2051,1900 nm
<b>Paramètres du système de réception</b>	
Diamètre du miroir de collection	1,5 m
Angle de champ	250 $\mu\text{rad}$
Bande passante optique	2 nm
Transmission	50 %
<b>Paramètres du détecteur et de l'amplificateur</b>	
Détecteur	APD en HgCdTe amplifiée (CEA-LETI)
NEP	75 fW/ $\sqrt{\text{Hz}}$
Diamètre du détecteur	180 $\mu\text{m}$
Bande passante	20 MHz
Facteur d'excès de bruit F	1.2
Efficacité quantique	80 %
<b>Paramètres de la plateforme</b>	
Altitude	450 km (vitesse $\sim 7$ km/s)
Temps d'intégration	10 s (1000 tirs soit $\sim 70$ km au sol)

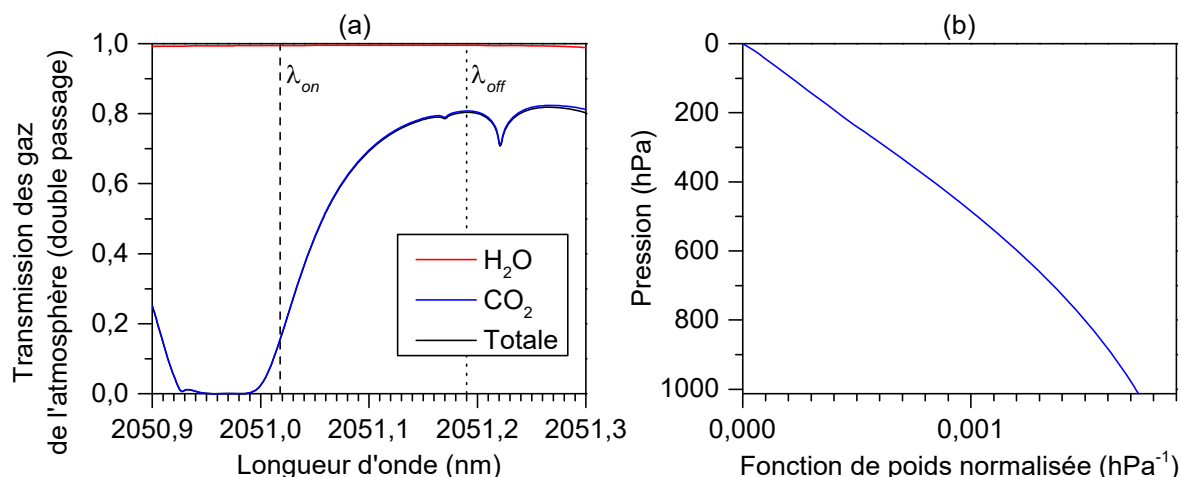


Figure 4.5 – (a) Transmission de l’atmosphère en double passage pour le modèle atmosphérique utilisé. Les lignes verticales donnent la position des longueurs d’onde *on* et *off* simulées. (b) Fonction de poids normalisée du CO<sub>2</sub> calculée à partir de l’équation 1.21 en fonction de la pression.

cantonnées exclusivement au domaine de la mesure lidar spatiale : un modèle d’APD à 2  $\mu\text{m}$  a été développé par la NASA dans le cadre de la mission ASCENDS (Beck *et al.* 2014 ; Sun *et al.* 2014) et un deuxième a été réalisé par le CEA-LETI dans le cadre de financements CNES et ESA (Rothman *et al.* 2014 ; Dumas 2016 ; Gibert *et al.* 2017). Les deux modèles de détecteur sont constitués d’alliages en HgCdTe refroidis à respectivement à 77 K et 180 K et leurs domaines spectraux s’étendent entre 1 et 4  $\mu\text{m}$ . Ces détecteurs permettent d’atteindre des NEP de l’ordre du  $\text{fW}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Pour notre simulation, nous utiliserons les performances de l’APD du CEA-LETI associée à un amplificateur. Ce détecteur a notamment pu être mis en œuvre dans des mesures LIDAR atmosphériques (Dumas *et al.* 2017). Le NEP de cet ensemble est limité par le bruit de l’amplificateur et est égal à  $75 \text{ fW}/\sqrt{\text{Hz}}$  soit une sensibilité 40 fois plus grande que le NEP de  $3 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$  du détecteur amplifié Femto utilisé dans cette thèse. Enfin, le champ de réception choisi est de 250  $\mu\text{rad}$  ce qui correspond à une ouverture géométrique de 0,96 au niveau du détecteur pour le miroir primaire choisi et un rayon du détecteur de 180  $\mu\text{m}$  de diamètre. Cette ouverture géométrique correspond approximativement à celle du télescope de la mission ADM-Aeolus (0,9).

## Plateforme

Pour maximiser le signal reçu, les missions lidar sont généralement prévues en orbite basse (de 400 à 700 km). En dessous de 400 km les frottements entre le satellite et l’atmosphère deviennent trop importants et l’énergie perdue est difficilement compensée par le système de propulsion du satellite. À l’altitude de 450 km que nous utiliserons pour cette simulation, le satellite a une vitesse d’environ 7 km/s ce qui donne une résolution de 70 km au sol pour un temps d’intégration de mesure de 10 s. Pour ce type de mission, une orbite polaire sera préférentiellement choisie pour couvrir toutes les latitudes. Celle-ci peut être héliosynchrone

pour avoir un balayage de la surface se répétant d'un jour à l'autre et faciliter le suivi des mesures.

## 4.4.2 Résultats et discussion

### Optimisation de la puissance émise

Les signaux IP-DIAL aux longueurs d'onde *on* et *off* et les bruits correspondants sont représentés en fonction de l'énergie émise sur la Figure 4.6 pour un tir à chaque longueur d'onde et une réflectance de  $0,025 \text{ sr}^{-1}$  (végétation). Cette représentation a été choisie pour évaluer le potentiel d'une montée en puissance de l'émetteur. Pour chaque longueur d'onde, on a délimité par des traits verticaux les zones suivantes : (A) une zone pour laquelle le bruit dominant est le bruit du détecteur et où le rapport signal à bruit peut être augmenté en diminuant le NEP. (B) une zone intermédiaire où le bruit dominant est le bruit de grenaille dû au signal mais où les autres bruits sont encore présents. (C) Une zone où le bruit de speckle est dominant. Pour cette dernière zone, une augmentation de l'énergie a un effet limité (nul si les autres bruits sont négligeables) puisque le speckle induit un rapport signal à bruit indépendant de la puissance reçue.

De manière générale, il est préférable d'être limité par le bruit de grenaille qui constitue la limite de détection fondamentale d'un système à une puissance donnée. Ainsi, pour une puissance moyenne reçue  $P_{moy} = f_{rep} E_r$  (énergies reçues  $E_r$  à une fréquence  $f_{rep}$ ) et une durée de mesure  $\Delta t$ , le rapport signal à bruit minimal possible est égal à  $(\eta P_{moy} \Delta t / h\nu)^{\frac{1}{2}}$ . La Figure 4.6 montre néanmoins que dans la zone du bruit de grenaille, les bruits de speckle et de détecteur restent importants. Comme discuté dans le cas de la mesure aéroportée, le bruit de speckle peut être diminué en augmentant la divergence d'émission (et donc le champ de

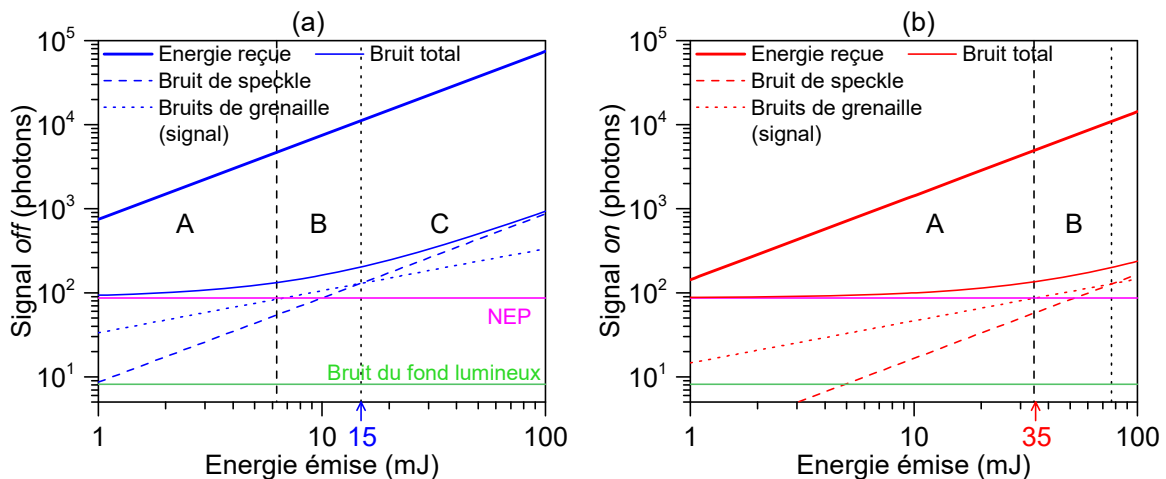


Figure 4.6 – Signaux lidar IP-DIAL et bruits associés calculés pour 1 tir aux longueurs d'onde *off* (a) et *on* (b) en fonction de l'énergie émise par impulsion pour une réflectance de  $0,025 \text{ sr}^{-1}$ .

réception). Une diminution du NEP pourrait être également envisagée par l'utilisation d'un amplificateur à très bas bruit.

Dans le cadre de cette simulation, nous choisirons des énergies *off* et *on* de 15 et 35 mJ. Ce choix permet d'optimiser la puissance émise en équilibrant les rapports signaux à bruit reçus aux deux longueurs d'onde tout en se rapprochant de la zone limitée par le bruit de grenaille.

### Précision de la mesure

La Figure 4.7 représente l'erreur aléatoire sur la mesure de CO<sub>2</sub> pour un tir par longueur d'onde et pour 500 tirs par longueur d'onde (10 s) en fonction de la réflectance du sol. Pour la mesure de 10 s, le seuil d'erreur aléatoire de 3 ppm par mesure, spécifié pour mesure spatiale,

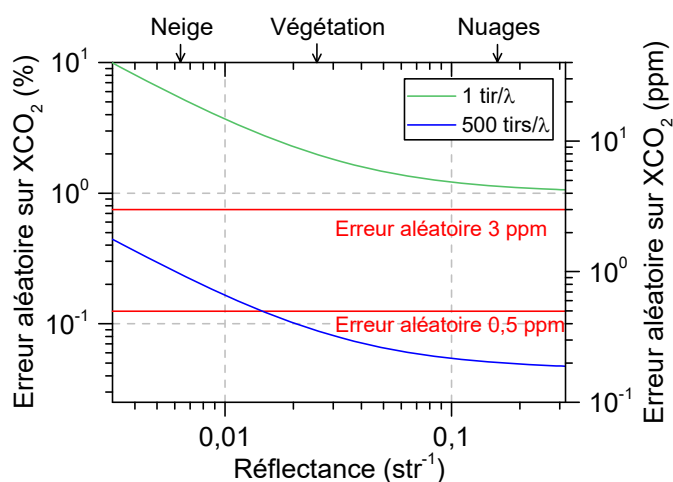


Figure 4.7 – Précision sur la concentration moyennée sur la colonne de CO<sub>2</sub> en fonction de la réflectance du sol pour  $E_{off} = 15 \text{ mJ}$  et  $E_{on} = 35 \text{ mJ}$ .

Tableau 4.5 – Précisions simulées sur la concentration moyenne de dioxyde de carbone pour une mesure IP-DIAL depuis l'espace.

Milieu sondé	Précision pour une seule mesure (10 s soit une trace de 70 km)		Précision par surfaces de $70 \times 70 \text{ km}^2$ et par mois (2,5 mesures de 10 s)	
	%	ppm	%	ppm
Végétation	0,09	0,4	0,06	0,22
Sable	0,05	0,2	0,03	0,13
Océan tropique	0,06	0,3	0,04	0,15
Océan 50°S	0,08	0,3	0,05	0,20
Neige	0,16	0,7	0,10*	0,40*
Nuages	0,05	0,2	–	–

\* Précision sous-estimée pour les zones polaires, sur-échantillonnées par l'orbite du satellite.

est atteint quel que soit le milieu sondé (voir les spécifications d'erreur du Tableau 0.2 en introduction). Une erreur aléatoire inférieure à 0,5 ppm est atteinte pour des réflectances supérieures à  $0,02 \text{ sr}^{-1}$ . Une grandeur pertinente pour évaluer l'apport d'un instrument est la précision par unité de surface terrestre et par mois. Cette grandeur permet de prendre en compte l'échantillonnage de la surface terrestre par l'instrument. D'après l'étude de Kiemle *et al.* (2014) se basant sur des données du satellite CALIPSO et de l'instrument MODIS, une orbite polaire à 500 km permettrait d'avoir en moyenne 1,8 mesures de 7 s par surface de  $50 \times 50 \text{ km}^2$  et par mois, suffisamment peu perturbées par les nuages et les aérosols pour permettre l'obtention d'une concentration moyennée sur toute la colonne. En adaptant ce facteur, la précision moyenne de la mesure est calculée par surface de  $70 \times 70 \text{ km}^2$  et par mois et reportée dans le Tableau 4.5. Cette précision est inférieure à 0,2 ppm pour toutes les surfaces à l'exception de la neige. On notera néanmoins que la fréquence de mesure du satellite n'est pas homogène sur la surface terrestre ce qui augmente la précision aux pôles et la diminue à l'équateur.

### 4.4.3 Sources d'erreur additionnelles

#### Variabilité de la réflectance du sol

Comme pour la mesure IP-DIAL, une erreur due à la variabilité de la diffusion entre les impulsions *on* et *off* est susceptible de s'ajouter à la mesure. Pour un délai entre les impulsions *on* et *off* de 150  $\mu\text{s}$ , les taches au sol aux deux longueurs d'onde sont ainsi séparées d'environ 1 m, ce qui se traduit par un recouvrement d'environ 98 % pour la configuration simulée (taches au sol de 67 m de diamètre). L'erreur induite dépend de la variabilité de la réflectance du sol entre les deux impulsions. Dans le but de quantifier ce type d'erreur, des études sur les variations de réflectance de la surface terrestre sont actuellement en cours dans le contexte la mission MERLIN (Tellier *et al.* 2017).

#### Erreurs provenant de la source

Parmi les erreurs systématiques de la mesure IP-DIAL depuis l'espace, les principales sources d'erreurs pouvant se rapporter à l'émetteur sont le dépointé entre les modes ainsi qu'une mauvaise connaissance du profil spectral de l'émission. Le dépointé de la source entre les modes de l'émetteur peut être minimisé par une bonne conception opto-mécanique de la cavité du NesCOPO. Il est également possible d'annuler son effet sur la mesure en choisissant un champ de réception suffisamment large pour s'assurer d'un recouvrement unitaire.

Les impuretés spectrales, si elles ne sont pas détectées, peuvent biaiser significativement la mesure. Nous avons pu démontrer, dans la partie 2.1.3, l'aptitude de la source à émettre un rayonnement de pureté spectrale supérieure à 99,98 %. Pour les longueurs d'onde considérées, cette pureté induit une erreur maximale sur la concentration de 0,07 % soit de 0.3 ppm (erreur calculée à partir de l'équation 1.53). Cette pureté doit néanmoins être garantie pour tous les tirs émis. Dans ce but, les solutions proposées au paragraphe 2.1.3.3 peuvent permettre une détection des tirs ne respectant pas le seuil de 99,98 % de pureté. Il est également envisageable



de rigidifier et de consolider le système, de manière à ce que la pureté mesurée au sol puisse être garantie dans le satellite ou vérifiée en orbite avec un système *ad-hoc*. Pour cela, il est possible d'utiliser, par exemple, un NesCOPO par longueur d'onde de manière à réduire la mobilité des miroirs.

Une erreur peut également provenir d'un biais de mesure de la longueur d'onde. Si cette mesure s'effectue au moyen d'un lambdamètre similaire à celui utilisé dans la thèse (combinaison d'interféromètres de Fizeau), celui-ci doit pouvoir être calibré à partir d'une référence absolue (par exemple une diode laser asservie sur le rubidium). Une autre méthode consiste à asservir directement l'émission de l'émetteur sur la raie à 2051 nm du CO<sub>2</sub> en la décalant en fréquence au moyen d'un modulateur électro-optique (Schilt *et al.* 2016).

### Erreurs provenant des paramètres atmosphériques

La pression de surface, le profil de température et la concentration en vapeur d'eau sont trois données dont la connaissance est requise pour calculer la concentration moyennée à partir de l'épaisseur optique mesurée. Les incertitudes sur ces différents paramètres induisent ainsi une incertitude sur la concentration mesurée. D'après des travaux menés par la NASA basés sur la comparaison de différents modèles (Jucks *et al.* 2015), l'incertitude sur la pression de surface est en moyenne inférieure à 0,5 hPa pour les latitudes entre 30°S et 30°N mais croît jusqu'à 1,2 hPa au-dessus de 30°N et jusqu'à 2 hPa en dessous de 30°S (océan austral). L'incertitude sur le profil de température a été évaluée entre 1 et 1,5 K par Dufour et Bréon (2003) (mais est susceptible d'avoir diminuée depuis avec les progrès des modèles). L'incertitude sur le profil de vapeur d'eau est généralement évaluée à quelques dizaines de % dans les modèles lidar (Ehret *et al.* 2008). Il est sans doute possible de tirer parti des différentes autres mesures réalisées par la constellation de satellites A-train pour diminuer ces incertitudes. En particulier, l'incertitude sur le profil vapeur d'eau peut bénéficier des mesures des spectromètres infrarouges comme Aqua et Aura.

Pour évaluer l'erreur induite par l'incertitude sur ces paramètres, on simule d'abord une épaisseur optique à partir d'une atmosphère donnée puis on estime la concentration moyenne (pondérée par la fonction de poids) à partir de la même atmosphère pour laquelle un paramètre est perturbé. Les figures (a), (b) de la Figure 4.8 représentent l'erreur sur la concentration moyenne de CO<sub>2</sub> en fonction de l'erreur sur la pression de surface, l'erreur sur le profil de température (considérée comme une constante additive sur le profil). Les figures (c) et (d) représentent respectivement l'erreur sur la concentration moyenne de CO<sub>2</sub> (due aux interférences spectrales) et l'erreur sur la concentration moyenne en air sec en fonction de l'erreur sur le profil de vapeur d'eau (considérée comme une constante multiplicative). L'erreur sur la concentration en air sec est calculée en faisant l'hypothèse que la concentration moyenne en air sec du CO<sub>2</sub> est liée aux concentrations moyennes de CO<sub>2</sub> et de H<sub>2</sub>O par :  $X_{CO_2,air\ sec} = X_{CO_2}/(1 - X_{H_2O})$ . Pour les figures (c) et (d), deux profils de concentration de H<sub>2</sub>O sont considérés : un profil standard pour lequel la température au sol est  $T_{sol} = 15$  °C et l'humidité

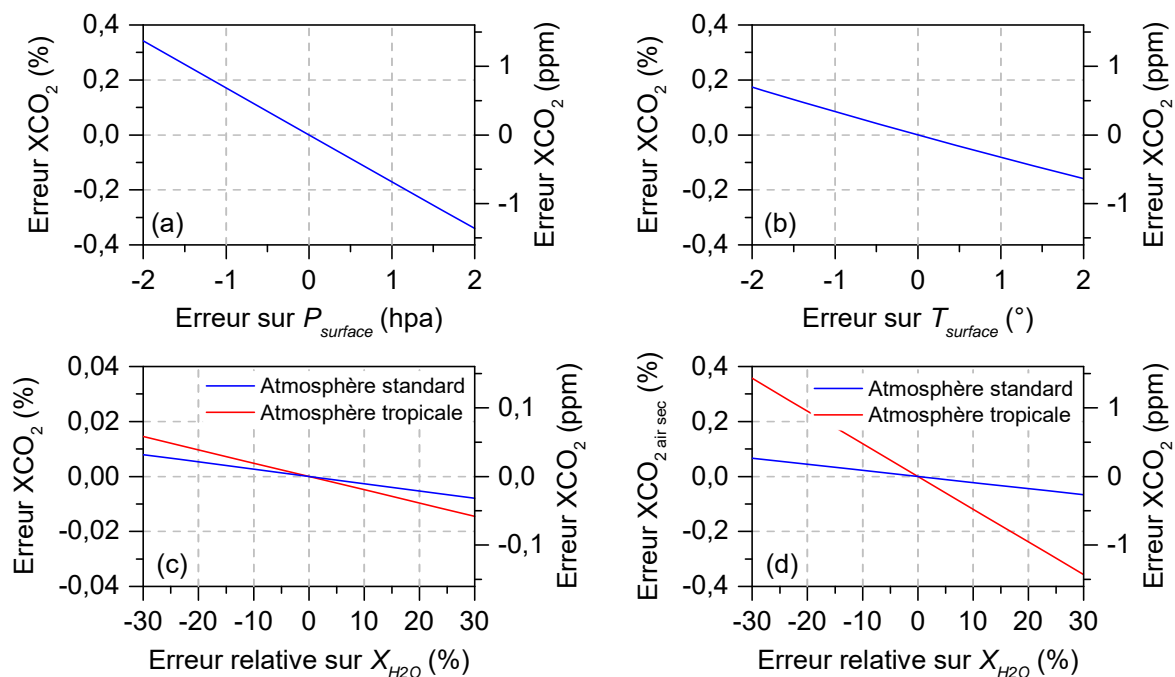


Figure 4.8 – (a), (b), (c) : Erreurs sur la concentration moyenne de  $\text{CO}_2$  en fonction de : (a) l’erreur sur la pression de surface, (b) l’erreur sur le profil de température, (c) l’erreur sur le profil de  $\text{H}_2\text{O}$ . (d) : Erreur sur la concentration moyenne en air sec en fonction de l’erreur sur le profil de  $\text{H}_2\text{O}$ .

Tableau 4.6 – Erreurs sur la concentration moyenne de  $\text{CO}_2$  induites par les incertitudes des paramètres atmosphériques.

Paramètre	Hypothèse sur l’erreur	Erreur sur $X_{\text{CO}_2}$	
		%	ppm
$P_{surf}$	2 hPa	0,3	1,4
	0,5 hPa	0,08	0,3
$T$	0,5°	0,04	0,15
$\text{H}_2\text{O}$ (interférences spectrales)	20 %, atmosphère standard	0,005	0,02
	20 %, atmosphère tropicale	0,010	0,04
$\text{H}_2\text{O}$ , (rapport de volume)	20 %, atmosphère standard	0,05	0,2
	20 %, atmosphère tropicale	0,24	1

relative est  $HR = 50 \%$  et un profil « tropical » pour lequel  $T_{sol} = 30 \text{ °C}$  et l’humidité relative est  $HR = 100 \%$ .

Les erreurs induites par les incertitudes sur les différents paramètres atmosphériques sont résumées dans le Tableau 4.6 pour les hypothèses réalisées. Leurs amplitudes peuvent atteindre l’ordre du ppm en particulier pour les erreurs liées à la pression de surface et à la vapeur d’eau et peuvent donc constituer une limitation majeure de la mesure. La réduction de ces erreurs peut se faire en exploitant aux mieux les réseaux de mesures existants. Une possibilité envisagée

par la NASA est de coupler la mesure DIAL du  $\text{CO}_2$  à une mesure DIAL de  $\text{O}_2$  (Jucks *et al.* 2015). La concentration en air sec de  $\text{O}_2$  est en effet stable et peut servir de référence à la densité volumique de l'air sec. Cette solution requiert néanmoins la mise en œuvre de mesures DIAL additionnelles dans la bande spectrale à 760 nm où  $\text{O}_2$  absorbe (Ehret et Kiemle 2005). Dans la suite de ce chapitre, nous proposons une approche consistant à mesurer simultanément la vapeur d'eau et le dioxyde de carbone à 2  $\mu\text{m}$  de manière à réduire l'incertitude sur la concentration en air sec.

## 4.5 Simulation d'une mesure IP-DIAL simultanée de H<sub>2</sub>O et CO<sub>2</sub> depuis un satellite

Les mesures multi-espèces présentées au chapitre 3 ont illustré la capacité de l'émetteur à réaliser une mesure simultanée de la vapeur d'eau et du dioxyde de carbone. Ce paragraphe propose de donner une idée des performances de la mise en œuvre d'une telle mesure depuis un satellite. Une mesure intégrée de la vapeur d'eau pourrait être exploitée en complémentarité avec les mesures déjà réalisées par des instruments passifs dans les modèles de transports de gaz. En fournissant une valeur de concentration sur la même colonne que pour la mesure de CO<sub>2</sub>, elle pourrait contribuer à diminuer l'erreur sur la concentration en air sec identifiée précédemment.

Pour cette simulation, nous reprendrons le modèle instrumental précédent. Les deux longueurs d'onde *on* et *off* sur la raie à 2051 nm du CO<sub>2</sub> seront conservées avec les mêmes énergies ( $E_{off} = 15 \text{ mJ}$ ,  $E_{on,CO_2} = 35 \text{ mJ}$ ) et une troisième longueur d'onde leur sera ajoutée sur la raie à 2050,5 nm de la vapeur d'eau. L'idée est de contraindre la mesure du CO<sub>2</sub> grâce aux deux premières longueurs d'onde tout en ayant une mesure de H<sub>2</sub>O grâce à la troisième. Nous considérerons un même nombre de tirs par longueur d'onde que pour la simulation précédente (500 tirs/λ). La précision sur la mesure de H<sub>2</sub>O nécessaire pour diminuer l'erreur sur la concentration en air sec de CO<sub>2</sub> étant inférieure à celle requise pour CO<sub>2</sub>, une énergie intermédiaire  $E_{on,H_2O} = 20 \text{ mJ}$  sera utilisée pour la longueur d'onde sur la raie de H<sub>2</sub>O.

Dans cette section, nous nous intéresserons à trois aspects : (i) la précision optimale de la troisième longueur d'onde  $\lambda_{on,H_2O}$  (ii) l'erreur aléatoire sur la concentration de H<sub>2</sub>O mesurée, (iii) le biais potentiel de l'estimateur pouvant provenir d'une incertitude sur le profil de H<sub>2</sub>O.

Cette section est organisée de la manière suivante : dans un premier temps, nous définirons un estimateur à partir d'un modèle d'atmosphère puis nous nous intéresserons aux fonctions de poids qui permettent d'interpréter les concentrations moyennes estimées. Ensuite nous évaluerons les erreurs aléatoires et les biais d'estimation sur les concentrations moyennes en fonction de la position de la troisième longueur d'onde.

### 4.5.1 Modèle d'inversion

L'outil d'inversion multi-longueurs d'onde développé au chapitre 1 sera appliqué ici. La concentration de vapeur d'eau n'étant pas homogène dans l'atmosphère nous construirons l'estimateur à partir d'un *a priori* sur sa répartition en fonction de l'altitude. Comme le profil vertical de la vapeur d'eau ne peut être connu précisément, un modèle simple de ce profil, différent de celui de l'atmosphère simulé, sera utilisé pour l'*a priori*. Ce modèle, présenté sur la Figure 4.9 (trait vert), consiste en une évolution linéaire de la concentration avec la pression entre le niveau du sol (à la pression  $P_{surf}$ ) et l'altitude de pression  $P_{surf}/2$ . Le modèle de concentration de CO<sub>2</sub> utilisé pour l'inversion sera considéré constant en fonction de l'altitude de même que pour l'atmosphère simulée.

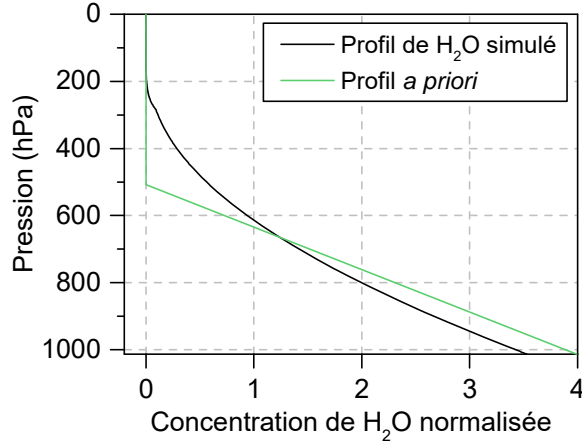


Figure 4.9 – Profil vertical de H<sub>2</sub>O simulé et profil vertical de H<sub>2</sub>O *a priori* utilisé dans le modèle d'inversion en fonction de la pression de l'atmosphère.

D'après le paragraphe 1.3.2.1, la relation entre les signaux  $y_\lambda$  et les concentrations moyennes  $x_{H_2O}$  et  $x_{CO_2}$  peut se mettre sous la forme du système matriciel suivant :

$$\begin{bmatrix} \ln(y_{\lambda_1}) \\ \ln(y_{\lambda_2}) \\ \ln(y_{\lambda_3}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & -\frac{2}{m_{air}g} \int_0^{P_s} \sigma_{H_2O}(\lambda_1, p) f_{H_2O}(p) dp & -\frac{2}{m_{air}g} \int_0^{P_s} \sigma_{CO_2}(\lambda_1, p) dp \\ 1 & -\frac{2}{m_{air}g} \int_0^{P_s} \sigma_{H_2O}(\lambda_2, p) f_{H_2O}(p) dp & -\frac{2}{m_{air}g} \int_0^{P_s} \sigma_{CO_2}(\lambda_2, p) dp \\ 1 & -\frac{2}{m_{air}g} \int_0^{P_s} \sigma_{H_2O}(\lambda_3, p) f_{H_2O}(p) dp & -\frac{2}{m_{air}g} \int_0^{P_s} \sigma_{CO_2}(\lambda_3, p) dp \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \ln(\beta) \\ x_{H_2O} \\ x_{CO_2} \end{bmatrix} \quad (4.2)$$

où,  $P_s$  est la pression de surface,  $\sigma(\lambda, p)$  la section efficace de l'espèce pour le profil de température considéré (Figure 4.1 (a)),  $\beta$  un coefficient instrumental,  $m_{air}$  la masse d'une molécule d'air et  $g$  la constante d'accélération gravitationnelle.  $f_{H_2O}(p)$  est le modèle de profil *a priori* de la vapeur d'eau défini tel que  $\int_0^{P_s} f_{H_2O}(p) dp = P_s$  et  $x_{H_2O}(p) = x_{H_2O} f_{H_2O}(p)$  où  $x_{H_2O}$  est la concentration à estimer. On note  $X$  la matrice du système. Ce système se résout par multiplication avec l'inverse de la matrice  $X$ . Les erreurs sur les concentrations moyennes estimées  $\widehat{x_{H_2O}}$  et  $\widehat{x_{CO_2}}$  sont données par les termes diagonaux de la matrice de covariance du vecteur estimé  $\hat{\theta} = [\widehat{\ln(\beta)}; \widehat{x_{H_2O}}; \widehat{x_{CO_2}}]$  égale à  $X^T C_Y^{-1} X$ . Dans cette dernière expression,  $C_Y$  est la matrice de covariance du vecteur des logarithmes des signaux  $y_\lambda$  (voir § 1.3.2).

## 4.5.2 Fonctions de poids

Pour que les concentrations estimées puissent être assimilées dans un modèle de transport de gaz, il est nécessaire de connaître les fonctions de poids associées, c'est-à-dire la sensibilité de la mesure dans les différentes couches d'atmosphère. Ces fonctions de poids  $w(p)$  sont définies implicitement pour chaque espèce par (eq. 1.73) :

$$\hat{x} = \frac{\int_0^{P_{surf}} x(p)w(p)dp}{\int_0^{P_{surf}} f(p)w(p)dp} \quad (4.3)$$

où  $\hat{x}$  est la concentration estimée et  $f(p)$  le modèle de profil de concentration utilisé dans l'inversion. La fonction de poids peut s'évaluer en perturbant une couche d'épaisseur  $\delta p$  du modèle de concentration par une quantité  $\delta x$  et en calculant l'absorption résultante, puis en calculant l'effet de cette perturbation sur le résultat de l'inversion. Par exemple, pour la vapeur d'eau, on peut montrer à partir de l'équation précédente que la fonction de poids peut se calculer de la manière suivante :

$$w_{H_2O}(p) = \frac{K}{\delta x \delta p} \left( (\widehat{x_{H_2O}})_{\text{modèle perturbé}} - (\widehat{x_{H_2O}})_{\text{modèle}} \right) \quad (4.4)$$

où,  $(\widehat{x_{H_2O}})_{\text{modèle perturbé}}$  est la concentration estimée pour l'absorption d'une atmosphère perturbée et  $(\widehat{x_{H_2O}})_{\text{modèle}}$  la concentration estimée pour l'absorption d'une atmosphère non perturbée.  $K$  est une constante de normalisation définie telle que  $\int_0^{P_s} w_{H_2O}(p)dp = 1$ .

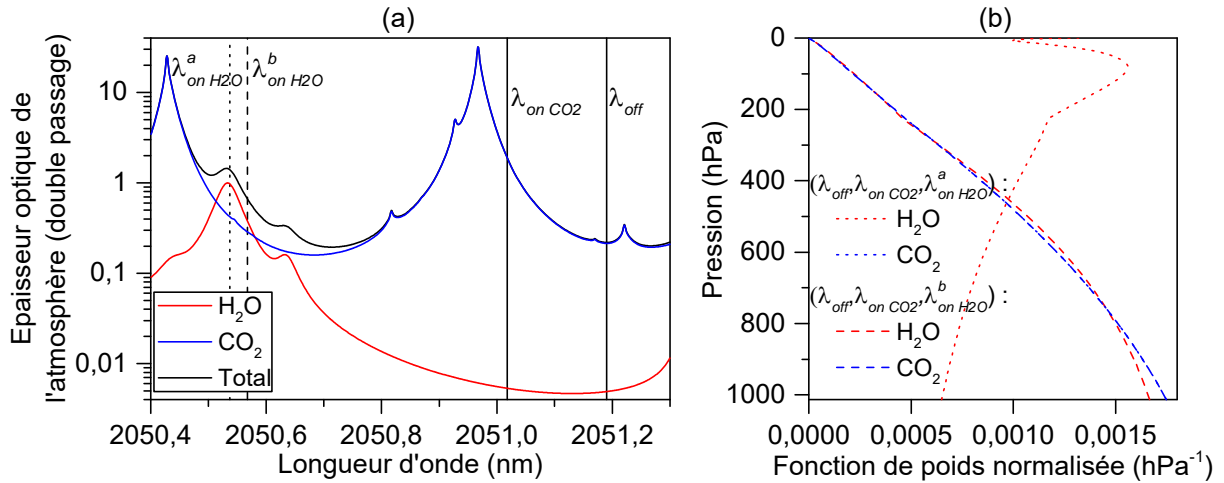


Figure 4.10 – (a) spectre d'absorption de l'atmosphère en double passage pour le modèle de la Figure 4.1. (b) Fonctions de poids de H<sub>2</sub>O et du CO<sub>2</sub> pour deux triplets de longueurs d'onde : le triplet  $(\lambda_{off}, \lambda_{on,CO_2}, \lambda_{on,H_2O}^a)$  pour lequel la troisième longueur d'onde est au sommet de la raie d'absorption de H<sub>2</sub>O (en pointillés) et le triplet  $(\lambda_{off}, \lambda_{on,CO_2}, \lambda_{on,H_2O}^b)$  pour lequel la troisième longueur d'onde est sur le flanc de cette même raie (en tirets). L'inflexion des fonctions de poids observable à 200 hPa correspond au changement de pente du modèle de température à 10 km d'altitude (voir Figure 4.1).

Les fonctions de poids de H<sub>2</sub>O et CO<sub>2</sub> calculées pour l'estimateur construit à partir du profil 1 de H<sub>2</sub>O sont représentées sur la Figure 4.10 pour deux positions de la troisième longueur d'onde sur la raie à 2050,5 nm de la vapeur d'eau (les deux premières longueurs d'onde sont celles de la mesure du CO<sub>2</sub> du paragraphe 4.4.1). Pour les deux triplets de longueurs d'onde, la fonction de poids du CO<sub>2</sub> est identique à celle de la mesure à deux longueurs d'onde (voir Figure 4.5, p. 164). En effet, la mesure de CO<sub>2</sub> est contrainte par les deux longueurs d'onde sur la raie du CO<sub>2</sub> et la sensibilité de sa mesure est donc identique à celle de la mesure deux longueurs d'onde. En revanche, la fonction de poids sur la mesure de la vapeur d'eau varie fortement en fonction de la position de la troisième longueur d'onde qui doit être placée sur le flanc de la raie pour une sensibilité maximale en bas de l'atmosphère.

### 4.5.3 Résultats et discussion

#### Erreur aléatoire

Pour évaluer l'apport possible d'une troisième longueur d'onde  $\lambda_{on,H_2O}$  pour la mesure de la vapeur d'eau on se propose de calculer l'erreur aléatoire sur les concentrations moyennes  $x_{H_2O}$  et  $x_{CO_2}$  en faisant varier sa position. Comme la concentration en vapeur d'eau dans l'atmosphère est variable, deux atmosphères différentes pour lesquelles l'absorption de l'eau change de manière significative sont ici simulées. La première (atmosphère 1) est identique à celle présentée sur la Figure 4.1. Sa température au sol est de 15 °C et l'humidité relative sur les 10 premiers kilomètres est de 50 %. Pour la seconde (atmosphère 2), un offset de 15 °C est ajouté au profil de température (soit une température au sol de 30 °C) et l'humidité relative est fixée à 100 % sur les 10 premiers kilomètres. Ce deuxième modèle d'atmosphère permet de simuler des conditions similaires à celles des tropiques où l'air est riche en vapeur d'eau. Les spectres d'absorption des deux atmosphères sont représentés sur la Figure 4.11 (a).

Pour chaque triplet de longueurs d'onde ( $\lambda_{off}, \lambda_{on,CO_2}, \lambda_{on,H_2O}$ ), les erreurs sur les deux concentrations moyennes sont évaluées en deux étapes : (i) les signaux reçus et les bruits (bruits de speckle, de grenaille, du détecteur et du fond lumineux) sont estimés à chaque longueur d'onde pour l'intégration d'un total de 1500 tirs (500 tirs/ $\lambda$ ). (ii) la matrice de covariance est calculée pour l'estimateur considéré. Les erreurs sur les concentrations moyennes correspondent alors aux racines carrées des deuxième et troisième termes diagonaux.

Les erreurs calculées sont représentées sur la Figure 4.11 en fonction de la position de la troisième longueur d'onde. Une erreur de l'ordre 0,09 % est observée sur la concentration de CO<sub>2</sub> dès qu'un différentiel d'épaisseur optique suffisamment important existe entre les trois longueurs d'onde sur le spectre de H<sub>2</sub>O. Cette erreur de 0,09 % est la même que celle calculée pour la simulation précédente pour laquelle les paramètres (nombre de tirs et énergies) des deux longueurs d'onde sur la raie du CO<sub>2</sub> étaient identiques. Néanmoins, le nombre total de tirs nécessaires pour atteindre cette précision est augmenté d'un tiers. En plaçant la longueur d'onde autour du centre de la raie de la vapeur d'eau, il est possible d'avoir une erreur inférieure à 0,2 % sur la concentration moyenne de la vapeur d'eau pour les deux atmosphères simulées.

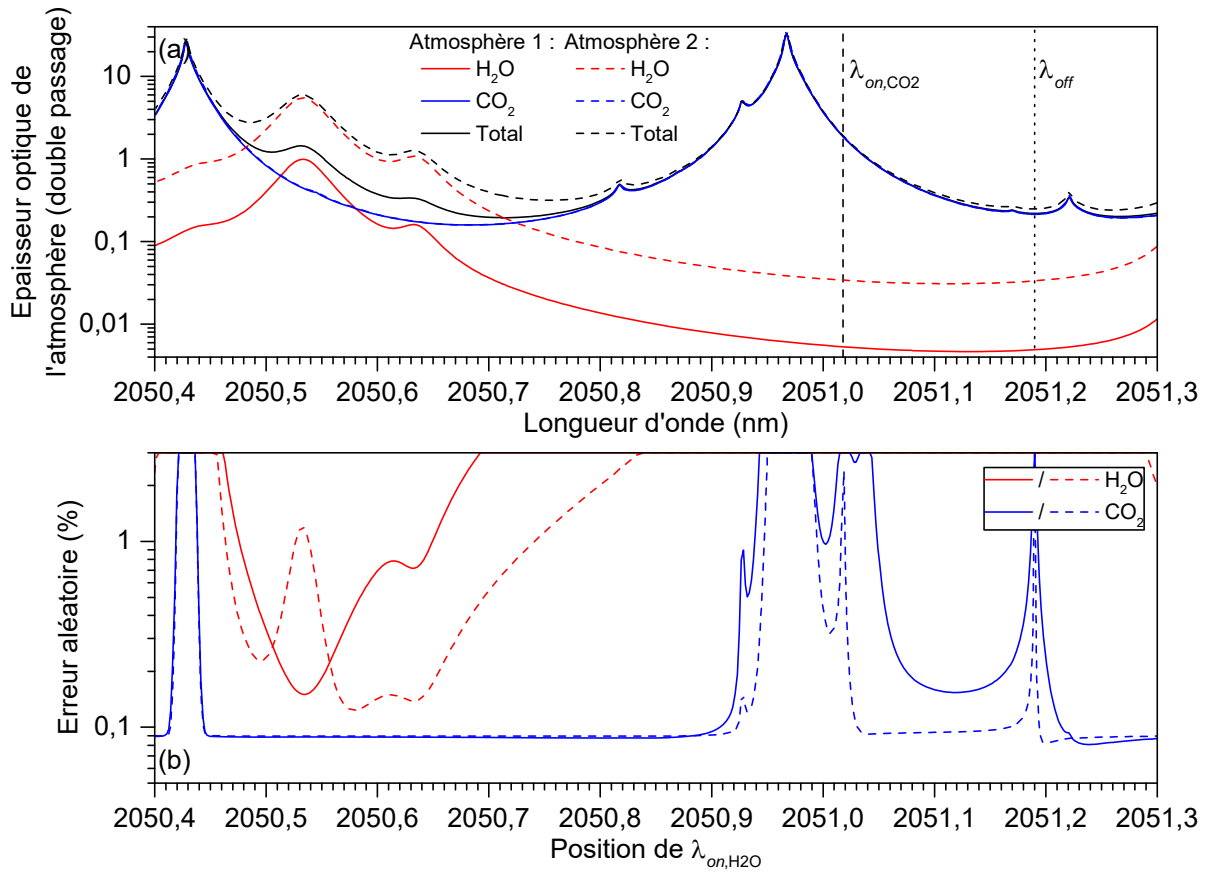


Figure 4.11 – (a) Spectre d’absorption des deux atmosphères simulées.  $T_{sol} = 15\text{ °C}$  et  $HR_{0-10km} = 50\%$  pour l’atmosphère 1 en traits continus et  $T_{sol} = 30\text{ °C}$  et  $HR_{0-10km} = 100\%$  pour l’atmosphère 2 en traits pointillés. (b) Erreurs aléatoires sur les concentrations moyennes de CO<sub>2</sub> et de H<sub>2</sub>O estimées en fonction de la position de la troisième longueur d’onde  $\lambda_{on,H_2O}$ .

## Biais d’estimation

L’objet de ce paragraphe est de quantifier le biais pouvant provenir de l’écart entre le profil « réel » des gaz de l’atmosphère simulée et le modèle utilisé pour construire l’estimateur et inverser les signaux reçus. Pour chaque espèce, ce biais correspond à la différence entre la concentration estimée  $\hat{x}$  et la concentration moyenne réelle  $x_{réelle}$  (pondérée de la même façon que la concentration moyenne estimée) donnée par :

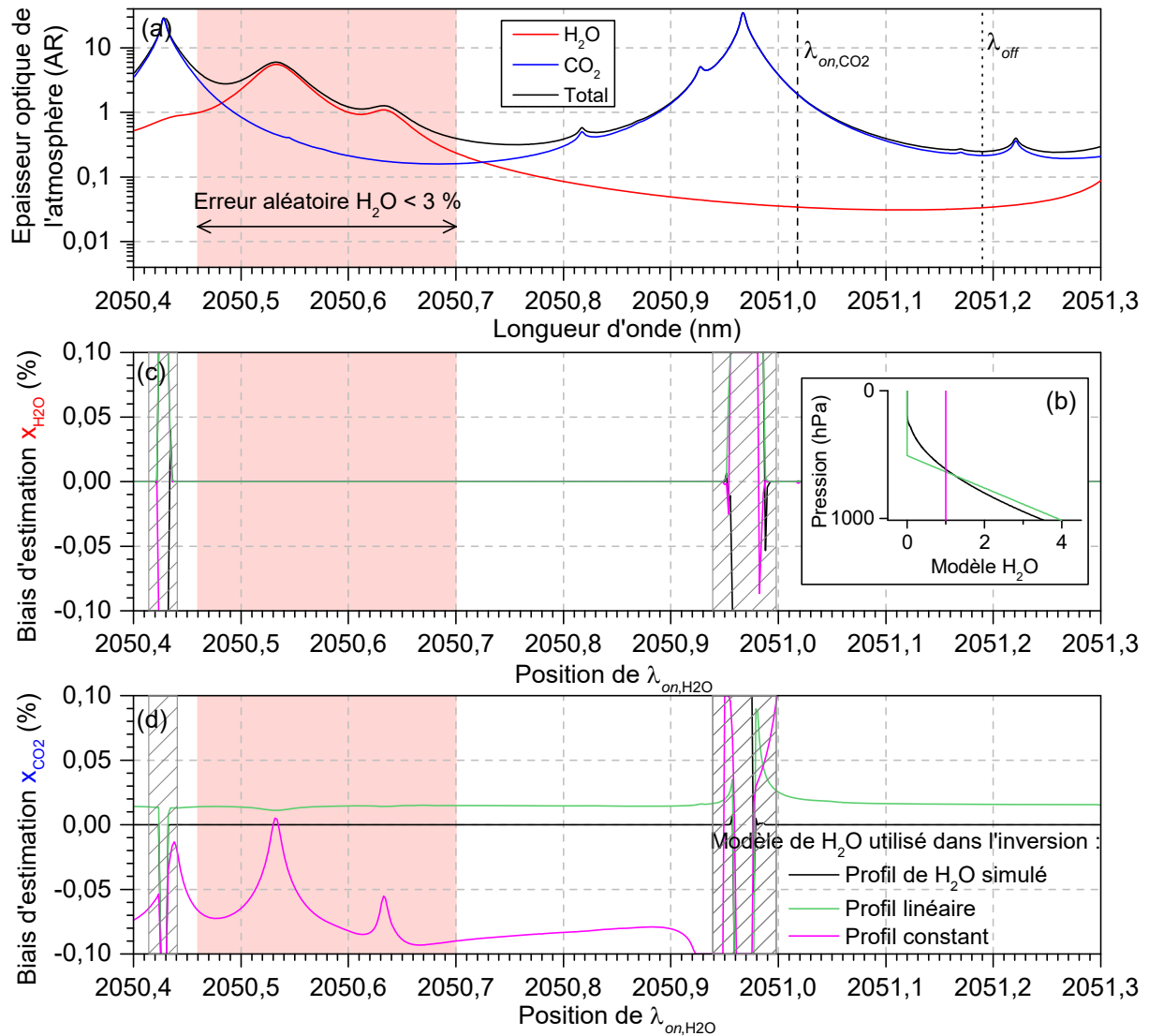
$$x_{réel} = \frac{\int_0^{P_{surf}} x_{réelle}(p)w(p)dp}{\int_0^{P_{surf}} f(p)w(p)dp} \quad (4.5)$$

où :  $x_{réelle}(p)$  est le profil vertical de la concentration utilisé pour calculer les signaux reçus simulés,  $w(p)$  la fonction de poids associée à l’espèce considérée et  $f(p)$  le modèle de profil vertical utilisé pour l’inversion. Pour notre simulation,  $x_{réelle}(p)$  est constant et égal à 400 ppm pour le CO<sub>2</sub>, et correspond au profil d’atmosphère « tropicale » ( $T_{sol} = 30\text{ °C}$ ,  $HR = 100\%$  sur les dix premiers kilomètres) défini précédemment. Cette atmosphère tropicale est choisie ici car



elle constitue le cas où l'interférence entre les deux gaz est maximale et où la mesure de  $\text{CO}_2$  est la plus susceptible d'être dégradée par la vapeur d'eau.

Sur la Figure 4.12, les biais d'estimation sur les concentrations moyennes de  $\text{CO}_2$  et de  $\text{H}_2\text{O}$  sont représentés pour le modèle d'inversion utilisé précédemment (profil constant pour  $\text{CO}_2$  et profil linéaire pour  $\text{H}_2\text{O}$ ) en fonction de la position de la troisième longueur d'onde (trait vert). On a également représenté ces biais pour un estimateur construit à partir d'un profil constant de la vapeur d'eau (trait magenta) et un profil égal au profil « réel » utilisé pour le calcul de



l'absorption (trait noir). Pour ce dernier profil, les biais d'estimation sont nuls pour les deux espèces. On observe que le biais sur la concentration moyenne de H<sub>2</sub>O est également nul quel que soit le profil de H<sub>2</sub>O considéré dans l'inversion. Cela vient du fait que le profil vertical de CO<sub>2</sub> utilisé pour construire l'estimateur (qui détermine le profil spectral de la section efficace) est identique à celui de l'atmosphère simulé. En conséquence, l'interférence spectrale du CO<sub>2</sub> sur la mesure de H<sub>2</sub>O est bien évaluée et la mesure de H<sub>2</sub>O n'est pas biaisée. A l'inverse, l'écart entre le profil vertical de H<sub>2</sub>O simulé et celui utilisé pour l'inversion induit une mauvaise estimation du profil du spectre intégré de H<sub>2</sub>O et donc une erreur d'évaluation de l'interférence de H<sub>2</sub>O sur la mesure de CO<sub>2</sub>. Ainsi, pour un profil de H<sub>2</sub>O constant utilisé dans le modèle d'inversion, le spectre de H<sub>2</sub>O ajusté présente des profils de raie plus étroits que le spectre de H<sub>2</sub>O réel de l'atmosphère car les contributions des couches supérieures sont surestimées. Pour les longueurs d'onde utilisées, cela se traduit par un biais sur la concentration de CO<sub>2</sub> qui peut être de l'ordre de 0,08 % soit 0,32 ppm. On note que, pour la configuration simulée le biais est réduit pour certaines positions de la troisième longueur d'onde (aux sommets des raies de H<sub>2</sub>O) auxquelles il peut donc être intéressant de se placer. Pour un estimateur construit sur un modèle linéaire du profil de H<sub>2</sub>O, plus proche du profil simulé, le biais est réduit en moyenne à 0,015 % soit 0,06 ppm. Ainsi, l'utilisation d'un bon *a priori* sur la concentration de H<sub>2</sub>O et d'une troisième longueur d'onde sur sa raie à 2050,5 nm permet de diminuer l'erreur induite sur la mesure de CO<sub>2</sub>.

### Conclusion sur la mesure simultanée de H<sub>2</sub>O et CO<sub>2</sub>

L'utilisation d'une troisième longueur d'onde permet d'avoir une estimation de la concentration de H<sub>2</sub>O en plus de celle du CO<sub>2</sub>. Pour un nombre de tirs augmenté d'un tiers et une troisième longueur d'onde à 2050,55 nm, la précision sur la mesure de CO<sub>2</sub> est identique et celle sur la concentration de H<sub>2</sub>O est inférieure à 0,2 %.

La mesure simultanée de CO<sub>2</sub> et H<sub>2</sub>O peut potentiellement diminuer l'erreur sur la mesure de CO<sub>2</sub> de deux manières. D'une part, elle permet de minimiser l'interférence spectrale de H<sub>2</sub>O sur la mesure de CO<sub>2</sub> à condition de construire l'inverseur à partir d'un *a priori* sur le profil vertical de H<sub>2</sub>O proche du profil réel de la molécule. D'autre part, elle peut être exploitée pour diminuer l'erreur sur la concentration en air sec de CO<sub>2</sub>. En effet, cette mesure de H<sub>2</sub>O a l'avantage d'être réalisée sur la même colonne d'atmosphère que pour le CO<sub>2</sub>. Pour avoir un ordre de grandeur du gain de précision sur la concentration en air sec, on fait l'hypothèse que la concentration moyenne en air sec de CO<sub>2</sub> se calcule à partir des deux concentrations moyennes mesurées  $x_{H_2O}$  et  $x_{CO_2}$  par :  $(x_{CO_2})_{air\ sec} = 1/(1 - x_{H_2O}) x_{CO_2}$ . L'erreur induite sur la concentration en air sec pour une incertitude de 0,5 % sur  $x_{H_2O}$  et pour  $x_{H_2O} = 1$  % est alors de 0,002 %. Cette valeur constitue un gain de précision comparativement aux 0,05/0,24 % (atmosphère standard/tropicale) d'erreur sur la concentration de CO<sub>2</sub> provenant de l'incertitude sur la concentration de vapeur d'eau estimée pour la mesure à deux longueurs d'onde au paragraphe 4.4.3. Pour évaluer plus finement la précision de ce type de mesure, il

serait nécessaire de tester l'estimateur pour un grand nombre d'atmosphères différentes et de simuler également le biais induit par une variabilité du profil du CO<sub>2</sub>.

Tableau 4.7 – Comparaison des erreurs sur la concentration du CO<sub>2</sub> dues à l'incertitude sur la concentration de vapeur d'eau pour les mesures avec (3λ) et sans (2λ) troisième longueurs d'onde sur la raie à 2050 nm de H<sub>2</sub>O pour un total de 1500 tirs et pour un profil de H<sub>2</sub>O égal au profil linéaire de la Figure 4.9.

Paramètre	Hypothèse sur l'erreur	Erreur sur $X_{CO_2}, 2\lambda$		Erreur sur $X_{CO_2}, 3\lambda$	
		%	ppm	%	ppm
H2O (interférences spectrales)	atmosphère standard	0,005	0,02	–	–
	atmosphère tropicale	0,010	0,04	0,001	0,004
H2O, (rapport de volume)	atmosphère standard	0,05	0,2	0,002	0,01
	atmosphère tropicale	0,24	1	0,002	0,01

– : non simulé

## 4.6 Vers un système spatial

Un des défis majeurs de la mesure DIAL depuis l'espace consiste à réaliser un système garantissant des mesures précises pendant plusieurs années dans les conditions difficiles de la mesure spatiale. Dans cette perspective, plusieurs développements du système sont envisagés.

En premier lieu, la robustesse de la source doit être améliorée. Un point critique est la stabilité de l'émission en fréquence qui peut être renforcée par un meilleur design thermo-mécanique du banc. Cela passe par l'utilisation de matériaux offrant un faible coefficient de dilatation thermique, une rétroaction sur la température du banc et l'intégration des composants (NesCOPO seul ou source complète) dans des enceintes hermétiques. L'utilisation de solutions alternatives pour la modulation de la longueur d'onde pourrait permettre de supprimer la mobilité des miroirs du NesCOPO qui est une source possible de dérèglement. Par exemple, il serait possible d'utiliser en parallèle plusieurs NesCOPO pour une même chaîne d'amplification. Cette solution est peu coûteuse en énergie grâce au faible seuil d'oscillation du NesCOPO.

Un travail sur l'amplification est également mené au sein du laboratoire (Coetzee *et al.* 2017). Il s'agit d'utiliser des ppKTP massifs pour lesquels l'accordabilité peut être réalisée par la température ce qui dispensera du réglage en angle utilisé actuellement pour les KTP. Le coefficient non linéaire exploité devra également permettre une meilleure efficacité de conversion. Au niveau du laser de pompe, l'utilisation d'un laser *double pulse* ou *triple pulse* est nécessaire pour minimiser les différences de réflectance aux différentes longueurs d'onde induites par le déplacement de la plateforme. Concernant la puissance moyenne de la pompe, une puissance de 20 W, soit une augmentation d'un facteur dix par rapport au laser utilisé dans la thèse peut être envisagée. La source peut également profiter des progrès et des efforts de spatialisation réalisés sur les lasers de pompe dans le contexte des missions spatiales lidar

comme ATLID ou AMD-AEOLUS. La normalisation en énergie, qui est un paramètre critique de la mesure IP-DIAL, doit également être étudiée de manière plus approfondie et expérimentée avec l'utilisation de sphères intégrantes. Au niveau de la réception, un gain significatif est attendu des APD ce qui doit être confirmé par la mise en œuvre expérimentale de cette technologie dans le domaine spectral allant de 1,9 à 2,3  $\mu\text{m}$ .

A terme, la source pourra être intégrée dans une architecture prototype pour la mesure spatiale. Un exemple d'une telle architecture est proposée sur la Figure 4.13. Il s'agira d'assembler dans un ensemble compact et robuste quatre sous-systèmes : la tête laser, une unité de détection, une unité de contrôle comprenant une mesure de la fréquence absolue, une mesure de la pureté et une mesure de l'énergie et un module électronique pour le pilotage de la source et l'enregistrement des données.

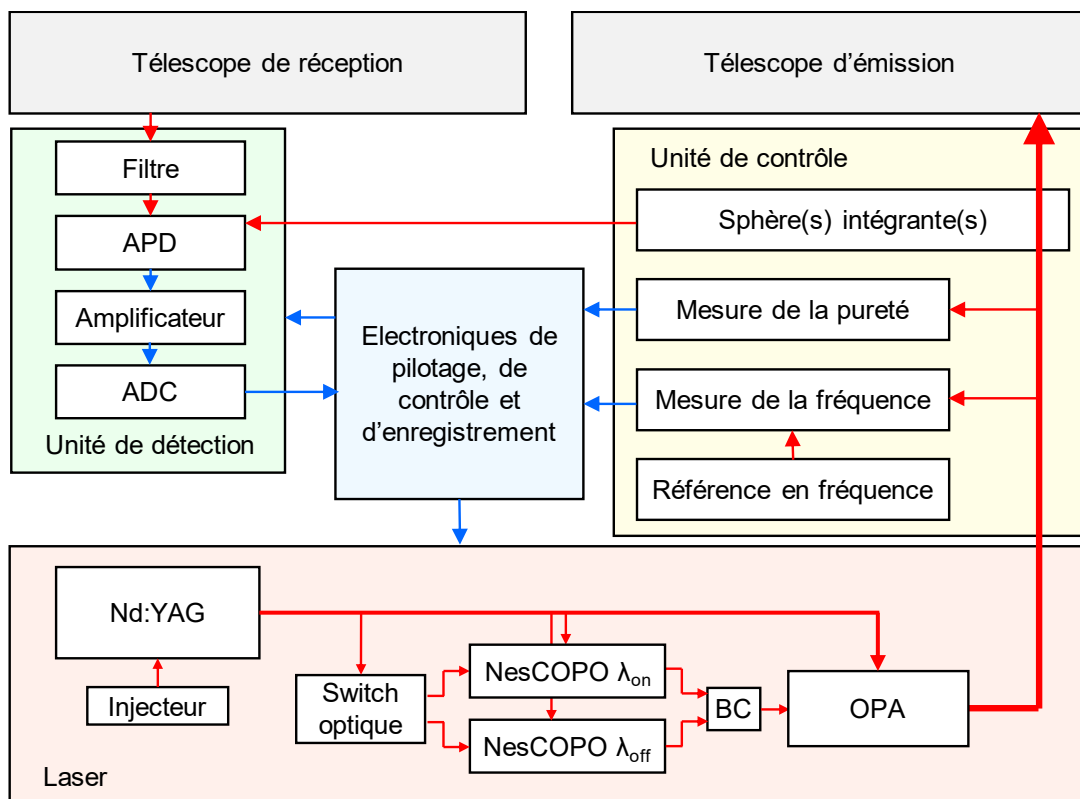


Figure 4.13 – Exemple d'intégration d'une source de type NesCOPO dans un système DIAL spatial. ADC : *Analog to Digital Converter*, APD : photodiode à avalanche, OPA : *Optical Parametric amplifier*, BC : *Beam combiner*

## 4.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons pu établir une projection des performances de l'instrument dans le contexte de la mesure aéroportée et de la mesure depuis un satellite. Dans le cas de l'aéroporté, des mesures d'une précision significative pourront potentiellement être obtenues pour une configuration instrumentale similaire à celle présentée dans ce manuscrit. Un système aéroporté permettra de tester l'émetteur dans des conditions plus exigeantes et plus proches de la mesure satellite. Nous avons pu ensuite établir que les performances de l'émetteur sont compatibles avec les spécifications d'erreur aléatoire de la mesure spatiale. Pour diminuer l'erreur de mesure, l'aptitude de l'instrument à émettre plusieurs longueurs d'onde peut être exploitée. Nous avons ainsi présenté une projection de performance pour une mesure simultanée du CO<sub>2</sub> et de H<sub>2</sub>O qui peut potentiellement réduire l'erreur sur l'évaluation de la concentration en air sec. Il serait souhaitable d'étudier plus en détail, en collaboration avec les utilisateurs, en quoi la mesure multi-longueurs d'onde peut apporter un complément aux données produites par les autres instruments (constellation A-train, sondes IASI, mesures au sol...) et être utilisée pour diminuer l'erreur sur la concentration du CO<sub>2</sub>.

# Conclusion générale et perspectives

Dans cette thèse, nous avons intégré dans un système DIAL une source paramétrique à 2  $\mu\text{m}$  préexistante, mis en œuvre des mesures DIAL sur les aérosols et les nuages, et démontré la capacité du lidar à réaliser des mesures atmosphériques à longue portée de trois gaz à effet de serre ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CH}_4$ ).

Pour appréhender l'impact des différents paramètres de la mesure DIAL, une modélisation complète d'un système DIAL a été développée dans le chapitre 1. Cette modélisation prend en compte les caractéristiques de la source et du système de réception et comprend une estimation des divers bruits instrumentaux. Une méthode de traitement multi-longueurs d'onde et multi-espèces pouvant être appliquée aussi bien à la mesure résolue en distance (RR-DIAL) qu'à la mesure intégrée (IP-DIAL) a été proposée. A partir de la modélisation développée, nous avons ensuite simulé les performances du système lidar ce qui nous a permis d'identifier le bruit du détecteur comme étant la principale source d'erreur aléatoire de notre système.

Dans le chapitre 2, nous avons réalisé un système lidar à 2  $\mu\text{m}$  à partir d'une source paramétrique haute énergie développée précédemment. Un travail a été effectué sur le contrôle de la pureté spectrale de la source. Nous avons ainsi pu démontrer sa capacité à émettre un rayonnement dont la pureté spectrale est supérieure à 99,98 % grâce à l'utilisation d'une cellule de gaz comme filtre spectral. Dans le but de pouvoir mesurer la pureté de manière indépendante à la position du mode principal, nous avons proposé un système de mesure du battement optique entre les modes voisins. Ce système a pu être caractérisé par comparaison avec l'expérience de la cellule de gaz. Nous avons montré que son utilisation permet de détecter les modes voisins au mode principal lorsque ceux-ci ont une énergie supérieure à 0,1 % de celle du mode principal. Pour garantir un taux de pureté spectrale de 99,98 % ce système doit voir sa détectivité améliorée et sa bande passante étendue de manière à pouvoir détecter les battements entre les modes non-voisins et le mode principal.

Nous avons également pu mettre en évidence un défaut de la réponse du détecteur qui est probablement produit par la diffusion de porteurs de charges créés en bordure du détecteur vers la zone de déplétion. Cette diffusion induit un retard de l'ordre de la  $\mu\text{s}$  d'une partie de l'énergie du signal et est susceptible de biaiser fortement la mesure RR-DIAL. Pour pallier ce défaut, nous avons introduit un diaphragme qui, conjugué à la pastille active de détection, restreint l'éclairement au centre de celle-ci et permet d'éviter la génération de porteurs de charges dans les zones générant de la diffusion.

Dans le chapitre 3, des mesures DIAL à longue portée d'espèces chimiques atmosphériques ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CH}_4$ ) ont été présentées. Pour les mesures de  $\text{CO}_2$  nous avons obtenu une erreur

statistique de 5 % sur la concentration dans les 500 premiers mètres avec une résolution en distance de 150 m. Une analyse détaillée des mesures du CO<sub>2</sub> a permis d'identifier diverses sources d'erreur et d'envisager des améliorations possibles du système. La dynamique spécifique du signal lidar, qui se caractérise par une forte décroissance en  $1/R^2$  de l'intensité, rend la mesure particulièrement sensible aux imperfections de la chaîne d'acquisition. La réponse impulsionnelle de la chaîne de détection et la nonlinéarité de la carte d'acquisition ont été identifiées comme des paramètres critiques pouvant biaiser la mesure RR-DIAL et introduire une erreur relative de l'ordre de 10 % sur la concentration mesurée. Le dépointé de la mesure DIAL est également une source d'erreur pouvant être limitante. L'augmentation du rapport signal à bruit devrait permettre d'améliorer significativement la qualité de l'alignement du lidar et diminuer l'impact du dépointé. Nous avons ensuite démontré l'aptitude de l'émetteur à réaliser des mesures multi-espèces. Des mesures atmosphériques de la vapeur d'eau, du méthane et des mesures atmosphériques simultanées du dioxyde de carbone et de la vapeur d'eau ont été présentées. Ces résultats sont novateurs à plusieurs titres : peu de systèmes développés antérieurement ont réalisé des mesures du CO<sub>2</sub> à 2 μm en détection directe à partir d'un signal aérosol (Uchiuni *et al.* 2003 ; Refaat *et al.* 2011). À notre connaissance, des mesures simultanées du CO<sub>2</sub> et de H<sub>2</sub>O à 2 μm n'avaient pas non plus été mises en œuvre précédemment. De même, les mesures DIAL du CH<sub>4</sub> à 2,3 μm présentées dans ce manuscrit sont les premières de ce type à avoir été réalisées.

Dans le chapitre 4, nous avons établi une projection des performances de la source dans le contexte de la mesure aéroportée du CO<sub>2</sub> et montré que des mesures de précision de l'ordre de 1 ppm étaient envisageables avec un système similaire à celui utilisé pendant la thèse. Nous avons ensuite étudié le potentiel spatial de la source pour la mesure du CO<sub>2</sub> en nous appuyant sur des simulations. Les résultats suggèrent qu'un système comprenant un émetteur d'architecture similaire, construit à partir d'un laser de pompe plus puissant et d'une photodiode à avalanches à faible bruit opérant dans le domaine spectral 2 μm, serait capable de satisfaire aux spécifications d'erreur aléatoire demandées. Par son agilité, la source peut aussi fournir une mesure additionnelle de la vapeur d'eau qui peut être exploitée par exemple pour diminuer l'incertitude sur la concentration en air sec.

Dans le cadre d'une évolution vers la qualification spatiale, l'intégration du système dans un système lidar aéroporté constitue une étape fondamentale et pourra faire l'objet des prochains développements. Le travail de définition de l'instrument doit également être approfondi en collaboration avec les utilisateurs des produits des mesures pour le choix d'une stratégie multi-longueurs d'onde que les conditions représentatives de la mesure aéroportée permettront de tester.

# Bibliographie

- Abshire, J.B., A. Ramanathan, H. Riris, J. Mao, G. Allan, W. Hasselbrack, C. Weaver et E. Browell. (2013a) « Airborne Measurements of CO<sub>2</sub> Column Concentration and Range Using a Pulsed Direct-Detection IPDA Lidar », *Remote Sensing*, vol. 6, n° 1, p. 443 469.
- Abshire, J.B., H. Riris, G.R. Allan, C.J. Weaver, J. Mao, X. Sun, W.E. Hasselbrack, S.R. Kawa et S. Biraud. (2010) « Pulsed airborne lidar measurements of atmospheric CO<sub>2</sub> column absorption », *Tellus B*, vol. 62, n° 5, p. 770 783.
- Abshire, J.B., H. Riris, C.J. Weaver, J. Mao, G.R. Allan, W.E. Hasselbrack et E. V. Browell. (2013b) « Airborne measurements of CO<sub>2</sub> column absorption and range using a pulsed direct-detection integrated path differential absorption lidar », *Applied Optics*, vol. 52, n° 19, p. 4446.
- Ai, X., R.W. Nock, N. Dahnoun, J. Rarity, A. Consoli, I. Esquivias, M. Quatrevalet et G. Ehret. (2014) « Pseudo-Random Single Photon Counting for space-borne atmospheric sensing applications », *IEEE Aerospace Conference Proceedings*, IEEE, p. 1 10.
- Ai, X., A. Pérez-Serrano, M. Quatrevalet, R.W. Nock, N. Dahnoun, G. Ehret, I. Esquivias et J.G. Rarity. (2016) « Analysis of a random modulation single photon counting differential absorption lidar system for space-borne atmospheric CO<sub>2</sub> sensing », *Optics Express*, vol. 24, n° 18, p. 21119.
- Alexe, M., P. Bergamaschi, A. Segers, R. Detmers, A. Butz, O. Hasekamp, S. Guerlet, R. Parker, H. Boesch, C. Frankenberg, R.A. Scheepmaker, E. Dlugokencky, C. Sweeney, S.C. Wofsy et E.A. Kort. (2015) « Inverse modelling of CH<sub>4</sub> emissions for 2010-2011 using different satellite retrieval products from GOSAT and SCIAMACHY », *Atmospheric Chemistry and Physics*, vol. 15, n° 1, p. 113 133.
- Amediek, A., G. Ehret, A. Fix, M. Wirth, C. Büdenbender, M. Quatrevalet, C. Kiemle et C. Gerbig. (2017) « CHARM-F — a new airborne integrated-path differential-absorption lidar for carbon dioxide and methane observations : measurement performance and quantification of strong point source emissions », *Applied Optics*, vol. 56, n° 18, p. 5182 5197.
- Anderson, G.P., S.A. Clough, F.X. Kneizys, J.H. Chetwynd et E.P. Shettle. (1986) « AFGL atmospheric constituent profiles (0 - 120km) », *AFGL-TR-0208 Environmental Research papers*, n° 954.
- Aoust, G. (2016) « Développements de sources infrarouges et de résonateurs en quartz pour la spectroscopie photoacoustique », Thèse de doctorat, Université Paris-Saclay.
- Barrientos Barria, J. (2014) « Développement de deux instruments LIDAR multi-longueurs d'onde et multi-espèces à base de sources paramétriques », Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie.



- Barrientos Barria, J., A. Dobroc, H. Coudert-Alteirac, M. Raybaut, N. Cézard, J.-B. Dherbecourt, T. Schmid, B. Faure, G. Souhaité, J. Pelon, J.-M. Melkonian, A. Godard et M. Lefebvre. (2014a) « Simultaneous remote monitoring of atmospheric methane and water vapor using an integrated path DIAL instrument based on a widely tunable optical parametric source », *Applied Physics B*, vol. 117, n° 1, p. 509 518.
- Barrientos Barria, J., D. Mammez, E. Cadiou, J.-B. Dherbecourt, M. Raybaut, T. Schmid, A. Bresson, J.-M. Melkonian, A. Godard, J. Pelon et M. Lefebvre. (2014b) « Multispecies high-energy emitter for CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, and H<sub>2</sub>O monitoring in the 2 m range », *Optics letters*, vol. 39, n° 23, p. 6719 6722.
- Beck, J., T. Welch, P. Mitra, K. Reiff, X. Sun et J. Abshire. (2014) « A highly sensitive multi-element HgCdTe e-APD detector for IPDA lidar applications », *Journal of Electronic Materials*, vol. 43, n° 8, p. 2970 2977.
- Bergamaschi, P., S. Houweling, A. Segers, M. Krol, C. Frankenberg, R.A. Scheepmaker, E. Dlugokencky, S.C. Wofsy, E.A. Kort, C. Sweeney, T. Schuck, C. Brenninkmeijer, H. Chen, V. Beck et C. Gerbig. (2013) « Atmospheric CH<sub>4</sub> in the first decade of the 21st century: Inverse modeling analysis using SCIAMACHY satellite retrievals and NOAA surface measurements », *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 118, n° 13, p. 7350 7369.
- Berrou, A. (2008) « Développement d'un oscillateur paramétrique optique pour la spectroscopie des gaz et ses applications », Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique.
- Blair, J. (1994) « Histogram Measurement of ADC Nonlinearities Using Sine Waves », *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 43, n° 3, p. 373 383.
- Blasing, T.J. (2016) *Recent Greenhouse Gas Concentrations.*, [http://cdiac.ornl.gov/pns/current\\_ghg.html](http://cdiac.ornl.gov/pns/current_ghg.html), p. consulté le 25 juin 2017.
- Bode, M., C. Wührer, M. Alpers, B. Millet, G. Ehret et P. Bousquet. (2016) « MERLIN: an integrated path differential absorption (IPDA) LIDAR for global methane remote sensing », *International Conference on Space Optics*, vol. 18, p. 21.
- Bréon, F.M., G. Broquet, V. Puygrenier, F. Chevallier, I. Xueref-Remy, M. Ramonet, E. Dieudonné, M. Lopez, M. Schmidt, O. Perrussel et P. Ciais. (2015) « An attempt at estimating Paris area CO<sub>2</sub> emissions from atmospheric concentration measurements », *Atmospheric Chemistry and Physics*, vol. 15, n° 4, p. 1707 1724.
- Bruneau, D., P. Quaglia, C. Flamant et J. Pelon. (2001a) « Airborne Lidar LEANDRE II for Water-Vapor Profiling in the Troposphere. II. First results. », *Applied optics*, vol. 40, n° 21, p. 3462 3475.
- Bruneau, D., P. Quaglia, C. Flamant, M. Meissonnier et J. Pelon. (2001b) « Airborne Lidar LEANDRE II for Water-Vapor Profiling in the Troposphere. I. System description. », *Applied optics*, vol. 40, n° 21, p. 3450 3461.
- Buchwitz, M., M. Reuter, O. Schneising, H. Boesch, S. Guerlet, B. Dils, I. Aben, R. Armante, P. Bergamaschi, T. Blumenstock, H. Bovensmann, D. Brunner, B. Buchmann, J.P. Burrows, A. Butz, A. Chédin, F. Chevallier, C.D. Crevoisier, N.M. Deutscher, C. Frankenberg, F. Hase, O.P. Hasekamp, J. Heymann, T. Kaminski, A. Laeng, G. Lichtenberg, M. De Mazière, S. Noël, J. Notholt, J. Orphal, C. Popp, R. Parker, M. Scholze, R. Sussmann, G.P. Stiller, T. Warneke, C. Zehner, A. Bril, D. Crisp, D.W.T. Griffith, A. Kuze, C. O'Dell, S. Oshchepkov, V. Sherlock, H. Suto, P. Wennberg, D.

- Wunch, T. Yokota et Y. Yoshida. (2015) « The Greenhouse Gas Climate Change Initiative (GHG-CCI): Comparison and quality assessment of near-surface-sensitive satellite-derived CO<sub>2</sub> and CH<sub>4</sub> global data sets », *Remote Sensing of Environment*, vol. 162, p. 344-362.
- Buchwitz, M., V. V. Rozanov et J.P. Burrows. (2000) « A near-infrared optimized DOAS method for the fast global retrieval of atmospheric CH<sub>4</sub>, CO, CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, and N<sub>2</sub>O total column amounts from SCIAMACHY Envisat-1 nadir radiances », *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 105, n° D12, p. 15231–15245.
- Cadiou, E., D. Mammez, J.-B. Dherbecourt, G. Gorju, J. Pelon, J.-M. Melkonian, A. Godard et M. Raybaut. (2017) « Atmospheric boundary layer CO<sub>2</sub> remote sensing with a direct detection LIDAR instrument based on a widely tunable optical parametric source », *Optics Letters*, vol. 42, n° 20, p. 4044.
- Caron, J. et Y. Durand. (2009) « Operating wavelengths optimization for a spaceborne lidar measuring atmospheric CO<sub>2</sub>. », *Applied optics*, vol. 48, n° 28, p. 5413-5422.
- Caron, J., Y. Durand, J.-L. Bezy et R. Meynart. (2009) « Performance modeling for A-SCOPE, a space borne lidar measuring atmospheric CO<sub>2</sub> », *Proceedings of SPIE*, vol. 7479, p. 74790E-74790E-15.
- Chen, J.R., K. Numata et S.T. Wu. (2014) « Error reduction in retrievals of atmospheric species from symmetrically measured lidar sounding absorption spectra », *Optics Express*, vol. 22, n° 21, p. 26055.
- Ciais, P., D. Crisp, H. Denier van der Gon, R. Engelen, G. Janssens-Maenhout, M. Heimann, P. Rayner et M. Scholze. (2015) « Towards a European Operational Observing System to Monitor Fossil CO<sub>2</sub> Emissions », *Final Report from the expert group, European Commission*.
- Coetzee, R.S., J.M. Melkonian, V. Pasiskevicius et A. Zukauskas. (2017) « An efficient 2 um optical parametric amplifier based on large-aperture periodically poled RB:KTP », *International Conference on Space Optics 2016*, vol. 10562, SPIE, p. 60.
- Collis, R.T.H. et P.B. Russell. (1976) « Lidar measurement of particles and gases by elastic backscattering and differential absorption », *dans Laser Monitoring of the Atmosphere*, Springer Berlin Heidelberg, p. 71-151.
- Dilling, L., S.C. Doney, J. Edmonds, K.R. Gurney, R. Harriss, D. Schimel, B. Stephens et G. Stokes. (2003) « The role of carbon cycle observations and knowledge in Carbon Management », *Annual Review of Environment and Resources*, vol. 28, n° 1, p. 521-558.
- Dobler, J.T., F.W. Harrison, E. V. Browell, B. Lin, D. McGregor, S. Kooi, Y. Choi et S. Ismail. (2013a) « Atmospheric CO<sub>2</sub> column measurements with an airborne intensity-modulated continuous wave 157 μm fiber laser lidar », *Applied Optics*, vol. 52, n° 12, p. 2874.
- Dobler, J.T., F.W. Harrison, E. V. Browell, B. Lin, D. McGregor, S. Kooi, Y. Choi et S. Ismail. (2013b) « Atmospheric CO<sub>2</sub> column measurements with an airborne intensity-modulated continuous wave 1.57 μm fiber laser lidar. », *Applied Optics*, vol. 52, n° 12, p. 2874-2892.
- Dobroc, A. (2013) « Etude et réalisation de dispositifs optiques à large couverture spectrale pour la détection multi-gaz à distance », Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique.
- Dufour, E. et F.-M. Bréon. (2003) « Spaceborne estimate of atmospheric CO<sub>2</sub> column by use of the differential absorption method: error analysis », *Applied Optics*, vol. 42, n° 18, p.

3595.

- Dumas, A. (2016) « Apport des photodiodes à avalanche HgCdTe pour la télédétection du CO<sub>2</sub> atmosphérique par lidar DIAL à 2 micromètres », Thèse de doctorat, Université Paris-Saclay.
- Dumas, A., J. Rothman, F. Gibert, D. Édouart, G. Lasfargues, C. Cénac, F. Le Mounier, J. Pellegrino, J.-P. Zanutta, A. Bardoux, F. Tinto et P. Flamant. (2017) « Evaluation of a HgCdTe e-APD based detector for 2 μm CO<sub>2</sub> DIAL application », *Applied Optics*, vol. 56, n° 27, p. 7577.
- Durand, Y., J. Caron, P. Bensi, P. Ingmann, J. Bézy et R. Meynard. (2009) « A-SCOPE: concepts for an ESA mission to measure CO<sub>2</sub> from space with a lidar », *Proceedings of the 8th International Symposium on Tropospheric Profiling*.
- Ehret, G. et C. Kiemle. (2005) *Requirements Definition for Future DIAL Instruments*.
- Ehret, G., C. Kiemle, W. Renger et G. Simmet. (1993) « Airborne remote sensing of tropospheric water vapor with a near-infrared differential absorption lidar system », *Applied Optics*, vol. 32, n° 24, p. 4534.
- Ehret, G., C. Kiemle, M. Wirth, A. Amediek, A. Fix et S. Houweling. (2008) « Space-borne remote sensing of CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, and N<sub>2</sub>O by integrated path differential absorption lidar: a sensitivity analysis », *Applied Physics B*, vol. 90, n° 3-4, p. 593-608.
- Eldering, A., C.W. O&apos;Dell, P.O. Wennberg, D. Crisp, M.R. Gunson, C. Viatte, C. Avis, A. Braverman, R. Castano, A. Chang, L. Chapsky, C. Cheng, B. Connor, L. Dang, G. Doran, B. Fisher, C. Frankenberg, D. Fu, R. Granat, J. Hobbs, R.A.M. Lee, L. Mandrake, J. McDuffie, C.E. Miller, V. Myers, V. Natraj, D. O&apos;Brien, G.B. Osterman, F. Oyafuso, V.H. Payne, H.R. Pollock, I. Polonsky, C.M. Roehl, R. Rosenberg, F. Schwandner, M. Smyth, V. Tang, T.E. Taylor, C. To, D. Wunch et J. Yoshimizu. (2017) « The Orbiting Carbon Observatory-2: first 18 months of science data products », *Atmospheric Measurement Techniques*, vol. 10, n° 2, p. 549-563.
- Elterman, L. (1968) « UV, Visible, and IR Attenuation for Altitudes to 50 km », *Environmental Research Papers*, vol. 285, n° 285, p. 1-56.
- Fejer, M.M., G.A. Magel, D.H. Jundt et R.L. Byer. (1992) « Quasi-phase-matched second harmonic generation: tuning and tolerances », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 28, n° 11, p. 2631-2654.
- Ferrare, R.A., S.H. Melfi, D.N. Whiteman, K.D. Evans, M. Poellot et Y.J. Kaufman. (1998) « Raman lidar measurements of aerosol extinction and backscattering: 2. Derivation of aerosol real refractive index, single-scattering albedo, and humidification factor using Raman lidar and aircraft size distribution measurements », *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 103, n° D16, p. 19673-19689.
- Ferrare, R.A., D.D. Turner, T.P. Tooman, L.A. Heilman, O. Dubovik, W.F. Feltz et R.N. Halthore. (2000) « Characterization of the atmospheric state above the SGP using Raman Lidar and AERI/GOES measurements », *Tenth ARM Science meeting proceedings, San Antonio, Texas, March 13*, vol. 17.
- Fiorani, L., S. Santoro, S. Parracino, M. Nuvoli, C. Minopoli et A. Aiuppa. (2015) « Volcanic CO<sub>2</sub> detection with a DFM/OPA-based lidar », *Optics Letters*, vol. 40, n° 6, p. 1034.
- Fix, A., A. Amediek, C. Büdenbender, G. Ehret, M. Quatrevalet, M. Wirth, J. Löhring, R. Kasemann, J. Klein, D. Hoffmann et V. Klein. (2015) « Development and First Results

- of A New Near-ir Airborne Greenhouse Gas Lidar », *Advanced Solid State Lasers*, Washington, D.C., OSA, p. ATh1A.2.
- Galatry, L. (1961) « Simultaneous Effect of Doppler and Foreign Gas Broadening on Spectral Lines », *Physical Review*, vol. 122, n° 4, p. 1218-1223.
- Gallant, M., N. Puetz, A. Zemel et F.R. Shepherd. (1988) « Metalorganic chemical vapor deposition InGaAs  $p - i - n$  photodiodes with extremely low dark current », *Applied Physics Letters*, vol. 52, n° 9, p. 733-735.
- Gibert, F., A. Dumas, J. Rothman, D. Edouart, C. Cénac et J. Barrientos Barria. (2017) « Performances of a HgCdTe APD based direct detection Lidar at 2 $\mu$ m. Application to DIAL measurements. »
- Gibert, F., D. Edouart, C. Cénac, F. Le Mounier et A. Dumas. (2015) « 2- $\mu$ m Ho emitter-based coherent DIAL for CO<sub>2</sub> profiling in the atmosphere. », *Optics letters*, vol. 40, n° 13, p. 3093-3096.
- Gibert, F., P.H. Flamant, D. Bruneau et C. Loth. (2006) « Two-micrometer heterodyne differential absorption lidar measurements of the atmospheric CO<sub>2</sub> mixing ratio in the boundary layer », *Applied Optics*, vol. 45, n° 18, p. 4448.
- Gibert, F., G.J. Koch, J.Y. Beyon, T.W. Hilton, K.J. Davis, A. Andrews, P.H. Flamant et U.N. Singh. (2011) « Can CO<sub>2</sub> turbulent flux be measured by lidar? A preliminary study », *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, vol. 28, n° 3, p. 365-377.
- GLOBALVIEW-CO<sub>2</sub>. (2013) « Cooperative Global Atmospheric Data Integration Project. 2013, updated annually. Multi-laboratory compilation of synchronized and gap-filled atmospheric carbon dioxide records for the period 1979-2012 (obspack\_co2\_1\_GLOBALVIEW-CO2\_2013\_v1.0.4\_2013-12-23). »
- Godard, A., G. Aoust, J. Armougom, E. Cadiou, D. Descloux, G. Walter, J.-B. Dherbecourt, G. Gorju et J.-M. Melkonian. (2017a) « Optical parametric sources for gas sensing applications », *Proc. SPIE*, vol. 10111, San Francisco, International Society for Optics and Photonics, p. 1-19.
- Godard, A., M. Raybaut, M. Lefebvre, A. Godard, M. Raybaut et M. Lefebvre. (2017b) « Nested Cavity Optical Parametric Oscillators - A Tunable Frequency Synthesizer for Gas Sensing », *Encyclopedia of Analytical Chemistry*, p. 1-35.
- Goodman, J.W. (2015) *Statistical optics*, John Wiley & Sons.
- Goodman, J.W. (2007) *Speckle phenomena in optics: theory and applications*, Roberts and Company Publishers.
- Haefelin, M., L. Barthès, O. Bock, C. Boitel, S. Bony, D. Bouniol, H. Chepfer, M. Chiriaco, J. Cuesta, J. Delanoë, P. Drobinski, J.-L. Dufresne, C. Flamant, M. Grall, A. Hodzic, F. Hourdin, F. Lapouge, Y. Lemaître, A. Mathieu, Y. Morille, C. Naud, V. Noël, W. O'Hirok, J. Pelon, C. Pietras, A. Protat, B. Romand, G. Scialom et R. Vautard. (2005) « SIRTa, a ground-based atmospheric observatory for cloud and aerosol research », *Annales Geophysicae*, vol. 23, n° 2, p. 253-275.
- Hakkarainen, J., I. Ialongo et J. Tamminen. (2016) « Direct space-based observations of anthropogenic CO<sub>2</sub> emission areas from OCO-2 », *Geophysical Research Letters*, vol. 43, n° 21, p. 11,400-11,406.
- Hardy-Baranski, B. (2011) « Façonnage du contenu spectral d'un OPO doublement résonant par maîtrise de la phase relative, applications pour la spectroscopie », Thèse de doctorat,

Ecole Polytechnique.

- Hardy, B., A. Berrou, S. Guilbaud, M. Raybaut, A. Godard et M. Lefebvre. (2011) « Compact, single-frequency, doubly resonant optical parametric oscillator pumped in an achromatic phase-adapted double-pass geometry. », *Optics letters*, vol. 36, n° 5, p. 678-680.
- Hardy, B., M. Raybaut, J.B. Dherbecourt, J.M. Melkonian, A. Godard, A.K. Mohamed et M. Lefebvre. (2012) « Vernier frequency sampling: a new tuning approach in spectroscopy— application to multi-wavelength integrated path DIAL », *Applied Physics B*, vol. 107, n° 3, p. 643-647.
- Heimann, M. (2011) « Atmospheric science: Enigma of the recent methane budget », *Nature*, vol. 476, n° 7359, p. 157-158.
- Hoffman, F.M., J.T. Randerson, V.K. Arora, Q. Bao, P. Cadule, D. Ji, C.D. Jones, M. Kawamiya, S. Khatiwala, K. Lindsay, A. Obata, E. Shevliakova, K.D. Six, J.F. Tjiputra, E.M. Volodin et T. Wu. (2014) « Causes and implications of persistent atmospheric carbon dioxide biases in Earth System Models », *Journal of Geophysical Research: Biogeosciences*, vol. 119, n° 2, p. 141-162.
- Høgstedt, L., A. Fix, M. Wirth, C. Pedersen et P. Tidemand-Lichtenberg. (2016) « Upconversion-based lidar measurements of atmospheric CO<sub>2</sub> », *Optics Express*, vol. 24, n° 5, p. 5152.
- Houghton, J. (2009) *Global Warming: The Complete Briefing*, Cambridge University Press Cambridge, UK, and New York.
- Houweling, S., F.M. Breon, I. Aben, C. Rodenbeck, M. Gloor, M. Heimann et P. Ciais. (2004) « Inverse modeling of CO<sub>2</sub> sources and sinks using satellite data: a synthetic inter-comparison of measurement techniques and their performance as a function of space and time », *Atmospheric Chemistry and Physics*, vol. 4, n° 2, p. 523-538.
- Humlíček, J. (1982) « Optimized computation of the voigt and complex probability functions », *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 27, n° 4, p. 437-444.
- Ingmann, P., P. Bensi, Y. Duran, A. Griva et P. Clissold. (2008) « A-SCOPE advanced space carbon and climate observation of planet Earth », *ESA Report for Assessment SP-1313/1 Candidate Earth Explorer Core Missions*.
- Ishii, S., K. Mizutani, P. Baron, H. Iwai, R. Oda, T. Itabe, H. Fukuoka, T. Ishikawa, M. Koyama, T. Tanaka, I. Morino, O. Uchino, A. Sato et K. Asai. (2012) « Partial CO<sub>2</sub> Column-Averaged Dry-Air Mixing Ratio from Measurements by Coherent 2- $\mu$ m Differential Absorption and Wind Lidar with Laser Frequency Offset Locking », *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, vol. 29, n° 9, p. 1169-1181.
- Ismail, S. et E. V. Browell. (1989) « Airborne and spaceborne lidar measurements of water vapor profiles: a sensitivity analysis », *Applied Optics*, vol. 28, n° 17, p. 3603.
- Jacob, D.J., A.J. Turner, J.D. Maasackers, J. Sheng, K. Sun, X. Liu, K. Chance, I. Aben, J. McKeever et C. Frankenberg. (2016) « Satellite observations of atmospheric methane and their value for quantifying methane emissions », *Atmospheric Chemistry and Physics*, vol. 16, n° 22, p. 14371-14396.
- Jin, Z., T.P. Charlock, K. Rutledge, K. Stamnes et Y. Wang. (2006) « Analytical solution of radiative transfer in the coupled atmosphere-ocean system with a rough surface », *Applied Optics*, vol. 45, n° 28, p. 7443.
- Johnson, W., K.S. Repasky et J.L. Carlsten. (2013) « Micropulse differential absorption lidar

- for identification of carbon sequestration site leakage », *Applied optics*, vol. 52, n° 13, p. 2994.
- Johnson, W.E. (2013) « Development of a differential absorption LIDAR for identification of carbon sequestration site leakage », p. 1-121.
- Jucks, K., S. Neeck, J. Abshire, D. Baker, E. Browell, A. Chatterjee, D. Crisp, S. Crowell, S. Denning et D. Hammerling. (2015) *Active sensing of CO<sub>2</sub> emissions over nights, days, and seasons (ASCENDS) mission*.
- Kameyama, S., M. Imaki, Y. Hirano, S. Ueno, S. Kawakami, D. Sakaizawa et M. Nakajima. (2011) « Performance improvement and analysis of a 1.6  $\mu\text{m}$  continuous-wave modulation laser absorption spectrometer system for CO<sub>2</sub> sensing », *Applied Optics*, vol. 50, n° 11, p. 1560.
- Kaufman, Y.J., A.E. Wald, L.A. Remer, Bo-Cai Gao, Rong-Rong Li et L. Flynn. (1997) « The MODIS 2.1- $\mu\text{m}$  channel-correlation with visible reflectance for use in remote sensing of aerosol », *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 35, n° 5, p. 1286-1298.
- Kavaya, M.J., R.T. Menzies, D.A. Haner, U.P. Oppenheim et P.H. Flamant. (1983) « Target reflectance measurements for calibration of lidar atmospheric backscatter data », *Applied Optics*, vol. 22, n° 17, p. 2619.
- Kawa, S.R., J. Mao, J.B. Abshire, G.J. Collatz, X. Sun et C.J. Weaver. (2010) « Simulation studies for a space-based CO<sub>2</sub> lidar mission », *Tellus, Series B: Chemical and Physical Meteorology*, vol. 62, n° 5, p. 759-769.
- Kiemle, C., S.R. Kawa, M. Quatrevalet et E. V Browell. (2014) « Performance simulations for a spaceborne methane lidar mission », *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 119, n° 7, p. 4365-4379.
- Kiemle, C., M. Quatrevalet, G. Ehret, A. Amediek, A. Fix et M. Wirth. (2011) « Sensitivity studies for a space-based methane lidar mission », *Atmospheric Measurement Techniques*, vol. 4, n° 10, p. 2195-2211.
- Kirschke, S., P. Bousquet, P. Ciais, M. Saunois, J.G. Canadell, E.J. Dlugokencky, P. Bergamaschi, D. Bergmann, D.R. Blake, L. Bruhwiler, P. Cameron-Smith, S. Castaldi, F. Chevallier, L. Feng, A. Fraser, M. Heimann, E.L. Hodson, S. Houweling, B. Josse, P.J. Fraser, P.B. Krummel, J.-F. Lamarque, R.L. Langenfelds, C. Le Quéré, V. Naik, S. O'Doherty, P.I. Palmer, I. Pison, D. Plummer, B. Poulter, R.G. Prinn, M. Rigby, B. Ringeval, M. Santini, M. Schmidt, D.T. Shindell, I.J. Simpson, R. Spahni, L.P. Steele, S.A. Strode, K. Sudo, S. Szopa, G.R. van der Werf, A. Voulgarakis, M. van Weele, R.F. Weiss, J.E. Williams et G. Zeng. (2013) « Three decades of global methane sources and sinks », *Nature Geoscience*, vol. 6, n° 10, p. 813-823.
- Koch, G.J., J.Y. Beyon, F. Gibert, B.W. Barnes, S. Ismail, M. Petros, P.J. Petzar, J. Yu, E.A. Modlin, K.J. Davis et U.N. Singh. (2008) « Side-line tunable laser transmitter for differential absorption lidar measurements of CO<sub>2</sub>: design and application to atmospheric measurements », *Applied Optics*, vol. 47, n° 7, p. 944.
- Kort, E.A., C. Frankenberg, K.R. Costigan, R. Lindenmaier, M.K. Dubey et D. Wunch. (2014) « Four corners: The largest US methane anomaly viewed from space », *Geophysical Research Letters*, vol. 41, n° 19, p. 6898-6903.
- Kort, E.A., C. Frankenberg, C.E. Miller et T. Oda. (2012) « Space-based observations of

- megacity carbon dioxide », *Geophysical Research Letters*, vol. 39, n° 17, p. n/a-n/a.
- Kramer, H.J. (s. d.) *MERLIN (Methane Remote Sensing Lidar Mission) Minisatellite*, <https://directory.eoportal.org/web/eoportal/satellite-missions/m/merlin>.
- Kramer, H.J. (s. d.) *Aeolus / formerly ADM (Atmospheric Dynamics Mission)*, <https://directory.eoportal.org/web/eoportal/satellite-missions/a/aeolus>.
- Lin, B., A.R. Nehrir, F.W. Harrison, E. V. Browell, S. Ismail, M.D. Obland, J. Campbell, J. Dobler, B. Meadows, T.-F. Fan et S. Kooi. (2015) « Atmospheric CO<sub>2</sub> column measurements in cloudy conditions using intensity-modulated continuous-wave lidar at 1.57 micron », *Optics Express*, vol. 23, n° 11, p. A582.
- Linga, K.R., H. Olsen, V.S. Ban, A.M. Joshi et W.F. Kosonocky. (1992) « Dark current analysis and characterization of In/sub x/Ga/sub 1-x/As/InAs/sub y/P/sub 1-y/ graded photodiodes with x>0.53 for response to longer wavelengths (>1.7 μm) », *J. Lightwave Technol.*, vol. 10, n° 8, p. 1050-1055.
- Linnenbrink, T.E., J. Blair, S. Rapuano, P. Daponte, E. Balestrieri, L. De Vito, S. Max et S.J. Tilden. (2006) « ADC testing », *IEEE Instrumentation and Measurement Magazine*, vol. 9, n° 2, p. 37-47.
- Liu, J., J. Du, D. Bi, X. Ma, X. Hou, X. Zhu et W. Chen. (2017) « Validation of double pulse 1572 nm integrated path differential absorption lidar measurement of carbon dioxide », *28th International Laser Radar Conference*.
- Liu, Y., J. Lin, G. Huang, Y. Guo et C. Duan. (2001) « Simple empirical analytical approximation to the Voigt profile », *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 18, n° 5, p. 666.
- Lumeau, J., V. Smirnov, A. Glebov et L.B. Glebov. (2010) « Ultra-narrow bandpass filters based on volume Bragg grating technologies », *International Society for Optics and Photonics*, p. 76750H.
- Luttmann, J., J. Klein, H.-D. Plum, H.-D. Hoffmann, S. Hahn et M. Bode. (2017) « FULAS: Design and test results of a novel laser platform for future LIDAR missions », vol. 10082, *International Society for Optics and Photonics*, p. 100821H.
- Mahnke, P. et M. Wirth. (2010) « Real-time quantitative measurement of the mode beating of an injection-seeded optical parametric oscillator », *Applied Physics B: Lasers and Optics*, vol. 99, n° 1-2, p. 141-148.
- Mammez, D., E. Cadiou, J.-B. Dherbecourt, M. Raybaut, J.-M. Melkonian, A. Godard, G. Gorju, J. Pelon et M. Lefebvre. (2015a) « Multispecies transmitter for DIAL sensing of atmospheric water vapour, methane and carbon dioxide in the 2 μm region », *Proceedings of SPIE*, vol. 9645, *International Society for Optics and Photonics*, p. 964507.
- Mammez, D., J.-B. Dherbecourt, M. Raybaut, A. Bresson, N. Zahzam, J.-M. Melkonian et A. Godard. (2015b) « Purity, Linewidth, and Real-Time Spectral Analysis of an Amplified Pulsed Nested Cavity Optical Parametric Oscillator », *2015 European Conference on Lasers and Electro-Optics - European Quantum Electronics Conference*, Munich, *Optical Society of America*, p. CD\_P\_36.
- Martins, R.C. et A.M. da C. Serra. (1999) « Automated ADC characterization using the histogram test stimulated by Gaussian noise », *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 48, n° 2, p. 471-474.
- Menut, L., C. Flamant, J. Pelon et P.H. Flamant. (1999) « Urban boundary-layer height

- determination from lidar measurements over the Paris area », *Applied Optics*, vol. 38, n° 6, p. 945.
- Minato, A., M.M.A. Joarder, S. Ozawa, M. Kadoya et N. Sugimoto. (1999) « Development of a Lidar System for Measuring Methane Using a Gas Correlation Method », *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 38, Part 1, No. 10 , p. 6130-6132.
- Moschitta, A., P. Carbone et D. Petri. (2003) « Statistical performance of Gaussian ADC histogram test », *Proceedings of the 8th International Workshop on ADC Modelling and Testing*, p. 213-217.
- Numata, K., H. Riris, S. Li, S. Wu, S.R. Kawa, M. Krainak et J.B. Abshire. (2012) « Ground demonstration of trace gas lidar based on optical parametric amplifier », *Journal of Applied Remote Sensing*, vol. 6, n° 1, p. 063561-1.
- Numata, K., S. Wu et H. Riris. (2014) « Fast-switching methane lidar transmitter based on a seeded optical parametric oscillator », *Applied Physics B*, vol. 116, n° 4, p. 959-966.
- Parazoo, N.C., R. Commane, S.C. Wofsy, C.D. Koven, C. Sweeney, D.M. Lawrence, J. Lindaas, R.Y.-W. Chang et C.E. Miller. (2016) « Detecting regional patterns of changing CO<sub>2</sub> flux in Alaska. », *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 113, n° 28, p. 7733-7738.
- Parry, M.L., O.F. Canziani, J.P. Palutikof, P.J. van der Linden et C.E. Hanson. (2007) *IPCC, 2007: climate change 2007: impacts, adaptation and vulnerability. Contribution of working group II to the fourth assessment report of the intergovernmental panel on climate change*, Cambridge University Press.
- Pierangelo, C., B. Millet, F. Esteve, M. Alpers, G. Ehret, P. Flamant, S. Berthier, F. Gibert, O. Chomette, D. Edouart, C. Deniel, P. Bousquet et F. Chevallier. (2015) « MERLIN (Methane Remote Sensing LIDAR Mission): an overview », *27th International Laser Radar Conference*, New York, USA.
- Platt, U. et J. Stutz. (2008) *Differential Optical Absorption Spectroscopy: Principles and Applications*, 1<sup>re</sup> éd., Springer Berlin Heidelberg.
- Quatrevalet, M., X. Ai, A. Perez-Serrano, P. Adamiec, J. Barbero, A. Fix, J.M.G. Tijero, I. Esquivias, J.G. Rarity et G. Ehret. (2017) « Atmospheric CO<sub>2</sub> Sensing with a Random Modulation Continuous Wave Integrated Path Differential Absorption Lidar », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 23, n° 2, p. 1-11.
- Queisser, M., M. Burton, G.R. Allan et A. Chiarugi. (2017) « Portable laser spectrometer for airborne and ground-based remote sensing of geological CO<sub>2</sub> emissions », *Optics Letters*, vol. 42, n° 14, p. 2782.
- Queisser, M., M. Burton et L. Fiorani. (2015) « Differential absorption lidar for volcanic CO<sub>2</sub> sensing tested in an unstable atmosphere », *Optics Express*, vol. 23, n° 5, p. 6634.
- Queisser, M., D. Granieri et M. Burton. (2016) « A new frontier in CO<sub>2</sub> flux measurements using a highly portable DIAL laser system », *Scientific Reports*, vol. 6, September , p. 33834.
- Quéré, C. Le, M.R. Raupach, J.G. Canadell, G. Marland et al., C. Le Quéré et al., C. Le Quéré et al., M.R. Raupach, J.G. Canadell, G. Marland, L. Bopp, P. Ciais, T.J. Conway, S.C. Doney, R.A. Feely, P. Foster, P. Friedlingstein, K. Gurney, R.A. Houghton, J.I. House, C. Huntingford, P.E. Levy, M.R. Lomas, J. Majkut, N. Metzl, J.P. Ometto, G.P. Peters, I.C. Prentice, J.T. Randerson, S.W. Running, J.L. Sarmiento, U. Schuster, S. Sitch, T.



- Takahashi, N. Viovy, G.R. van der Werf et F.I. Woodward. (2009) « Trends in the sources and sinks of carbon dioxide », *Nature Geoscience*, vol. 2, n° 12, p. 831-836.
- Ramanathan, A.K., J. Mao, J.B. Abshire et G.R. Allan. (2015) « Remote sensing measurements of the CO<sub>2</sub> mixing ratio in the planetary boundary layer using cloud slicing with airborne lidar », *Geophysical Research Letters*, vol. 42, n° 6, p. 2014GL062749.
- Ramanathan, V. (1998) « Trace-Gas Greenhouse Effect and Global Warming: Underlying Principles and Outstanding Issues Volvo Environmental Prize Lecture-1997 », *Ambio*, vol. 27, n° 3, p. 187-197.
- Rautian, S.G. et I.I. Sobel'man. (2007) « The Effect of Collisions on the Doppler Broadening of Spectral Lines », *Soviet Physics Uspekhi*, vol. 9, n° 5, p. 701-716.
- Raybaut, M., T. Schmid, A. Godard, A.K. Mohamed, M. Lefebvre, F. Marnas, P. Flamant, A. Bohman, P. Geiser et P. Kaspersen. (2009) « High-energy single-longitudinal mode nearly diffraction-limited optical parametric source with 3 MHz frequency stability for CO<sub>2</sub> DIAL », *Optics Letters*, vol. 34, n° 13, p. 2069.
- Refaat, T.F., S. Ismail, M.N. Abedin, S.M. Spuler, S.D. Mayor et U.N. Singh. (2008) « Lidar backscatter signal recovery from phototransistor systematic effect by deconvolution », *Applied Optics*, vol. 47, n° 29, p. 5281.
- Refaat, T.F., S. Ismail, G.J. Koch, M. Rubio, T.L. Mack, A. Notari, J.E. Collins, J. Lewis, R. De Young, Y. Choi, M.N. Abedin et U.N. Singh. (2011) « Backscatter 2  $\mu$ m Lidar Validation for Atmospheric CO<sub>2</sub> Differential Absorption Lidar Applications », *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 49, n° 1, p. 572-580.
- Refaat, T.F. et D.G. Johnson. (2012) « Absolute linearity measurement of photodetectors using sinusoidal modulated radiation », *Applied optics*, vol. 51, n° 19, p. 4420-4429.
- Refaat, T.F., U.N. Singh, M. Petros, R. Remus et J. Yu. (2015) « Self-calibration and laser energy monitor validations for a double-pulsed 2- $\mu$ m CO<sub>2</sub> integrated path differential absorption lidar application. », *Applied optics*, vol. 54, n° 24, p. 7240-7251.
- Refaat, T.F., U.N. Singh, J. Yu, M. Petros, R. Remus et S. Ismail. (2016) « Double-pulse 2- $\mu$ m integrated path differential absorption lidar airborne validation for atmospheric carbon dioxide measurement », *Applied Optics*, vol. 55, n° 15, p. 4232.
- Rille, O. Le. (2002) « Étude et validation d'un lidar hétérodyne émettant à 2 micron pour l'application à la météorologie et à l'environnement », Thèse de doctorat, Paris 6.
- Riris, H., K. Numata, S. Li, S. Wu, A. Ramanathan, M. Dawsey, J. Mao, R. Kawa et J.B. Abshire. (2012) « Airborne measurements of atmospheric methane column abundance using a pulsed integrated-path differential absorption lidar. », *Applied optics*, vol. 51, n° 34, p. 8296-8305.
- Riris, H., K. Numata, S. Wu, B. Gonzalez, M. Rodriguez, S. Scott, S. Kawa et J. Mao. (2017) « Methane optical density measurements with an integrated path differential absorption lidar from an airborne platform », *Journal of Applied Remote Sensing*, vol. 11, n° 3, p. 1.
- Riris, H., M. Rodriguez, G.R. Allan, W. Hasselbrack, J. Mao, M. Stephen et J.B. Abshire. (2013) « Pulsed airborne lidar measurements of atmospheric optical depth using the Oxygen A-band at 765 nm », *Applied optics*, vol. 52, n° 25, p. 6369-6382.
- Robinson, I., J.W. Jack, C.F. Rae et J.B. Moncrieff. (2014a) « Development of a laser for differential absorption lidar measurement of atmospheric carbon dioxide », *Proceedings of SPIE*, p. 92460U.

- Robinson, R.A., T.D. Gardiner, F. Innocenti, A. Finlayson, P.T. Woods, J.F.M. Few, R. Robinson, T. Gardiner, F. Innocenti, P. Woods, M. Coleman, A.K. Chambers, M. Strosher, T. Wootton, J. Moncrieff, P. McCready, D.J. Carruthers, H.A. Edmunds, M. Bennet, P.T. Woods, M.J.T. Milton, R.A. Robinson, B.Y. Underwood, C.J. Franklin, R. Timmis, W. Johnson, K.S. Repasky, J.L. Carlsten, G. Fabien, G.J. Koch, J.Y. Beyon, T.W. Hilton, K.J. Davis, A. Andrews, P.H. Flamant, U.N. Singh, L. Fiorani, W.R. Saleh, M. Burton, A. Puiiu, M. Queiser, L.S. Rothman, A. Barbe, D.C. Benner, L.R. Brown, C. Camy-Peyret, M.R. Carleer, K. Chance, C. Clerboux, V. Dana, V.M. Devi, A. Fayt, J.M. Flaud, R.R. Gamache, A. Goldman, D. Jacquemart, K.W. Jucks, W.J. Lafferty, J.Y. Mandin, S.T. Massie, V. Nemtchinov, D.A. Newnham, A. Perrin, C.P. Rinsland, J. Schroeder, K.M. Smith, M.A.H. Smith, K. Tang, R.A. Toth, J. Vander Auwera, P. Varanasi, K. Yoshino, M. Milton, T. McIlveen, D. Hanna, P. Woods, M.J.T. Milton, T.D. Gardiner, F. Molero et J. Galech. (2014b) « First measurements of a carbon dioxide plume from an industrial source using a ground based mobile differential absorption lidar », *Environmental Science: Processes & Impacts*, vol. 16, n° 8, p. 1957.
- Rogalski, A. (2010) *Infrared detectors*, CRC press.
- Rothman, J., K. Foubert, G. Lasfargues, C. Largeton, I. Zayer, Z. Sodnik, M. Mosberger et J. Widmer. (2014) « High operating temperature SWIR HgCdTe APDs for remote sensing », *Proc. SPIE*, vol. 9254, International Society for Optics and Photonics, p. 92540P-92540P-11.
- Rothman, L.S., I.E. Gordon, Y. Babikov, A. Barbe, D.C. Benner, P.F. Bernath, M. Birk, L. Bizzocchi, V. Boudon, L.R. Brown, A. Campargue, K. Chance, E.A. Cohen, L.H. Coudert, V.M. Devi, B.J. Drouin, A. Fayt, J.M. Flaud, R.R. Gamache, J.J. Harrison, J.M. Hartmann, C. Hill, J.T. Hodges, D. Jacquemart, A. Jolly, J. Lamouroux, R.J. Le Roy, G. Li, D.A. Long, O.M. Lyulin, C.J. Mackie, S.T. Massie, S. Mikhailenko, H.S.P. Muller, O. V Naumenko, A. V Nikitin, J. Orphal, V. Perevalov, A. Perrin, E.R. Polovtseva, C. Richard, M.A.H. Smith, E. Starikova, K. Sung, S. Tashkun, J. Tennyson, G.C. Toon, V.G. Tyuterev et G. Wagner. (2013) « The HITRAN 2012 molecular spectroscopic database », *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 130, p. 4-50.
- Rothman, L.S., D. Jacquemart, A. Barbe, D. Chris Benner, M. Birk, L.R. Brown, M.R. Carleer, C. Chackerian, K. Chance, L.H. Coudert, V. Dana, V.M. Devi, J.-M. Flaud, R.R. Gamache, A. Goldman, J.-M. Hartmann, K.W. Jucks, A.G. Maki, J.-Y. Mandin, S.T. Massie, J. Orphal, A. Perrin, C.P. Rinsland, M.A.H. Smith, J. Tennyson, R.N. Tolchenov, R.A. Toth, J. Vander Auwera, P. Varanasi et G. Wagner. (2005) « The HITRAN 2004 molecular spectroscopic database », *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 96, n° 2, p. 139-204.
- Rothman, L.S., C.P. Rinsland, A. Goldman, S.T. Massie, D.P. Edwards, J.M. Flaud, A. Perrin, C. Camy-Peyret, V. Dana et J.-Y. Mandin. (1998) « The HITRAN molecular spectroscopic database and HAWKS (HITRAN atmospheric workstation): 1996 edition », *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 60, n° 5, p. 665-710.
- Sakaizawa, D. (2010) « Ground-based demonstration of a CO<sub>2</sub> remote sensor using a 1.57 $\mu$ m differential laser absorption spectrometer with direct detection », *Journal of Applied Remote Sensing*, vol. 4, n° 1, p. 43548.

- Sakaizawa, D., C. Nagasawa, T. Nagai, M. Abo, Y. Shibata, M. Nakazato et T. Sakai. (2009) « Development of a 1.6 microm differential absorption lidar with a quasi-phase-matching optical parametric oscillator and photon-counting detector for the vertical CO<sub>2</sub> profile. », *Applied optics*, vol. 48, n° 4, p. 748-757.
- Schilt, S., K. Hey Tow, R. Matthey, M. Petersen, L. Thévenaz et T. Südmeyer. (2016) « First investigation of an all-fiber versatile laser frequency reference at 2  $\mu\text{m}$  for CO<sub>2</sub> LIDAR applications », *International Conference on Space Optics 2016*, EPFL-CONF-222905 .
- Schotland, R.M. (1974) « Errors in the Lidar Measurement of Atmospheric Gases by Differential Absorption », *Journal of Applied Meteorology*, vol. 13, n° 1, p. 71-77.
- Schwemmer, G.K., M. Dombrowski, C.L. Korb, J. Milrod, H. Walden et R.H. Kagann. (1987) « A lidar system for measuring atmospheric pressure and temperature profiles », *Review of Scientific Instruments*, vol. 58, n° 12, p. 2226-2237.
- Senior, J.M. et M.Y. Jamro. (2009) *Optical fiber communications: principles and practice*, Pearson Education.
- Shibata, Y., C. Nagasawa et M. Abo. (2017a) « Development of 1.6  $\mu\text{m}$  DIAL using an OPG/OPA transmitter for measuring atmospheric CO<sub>2</sub> concentration profiles », *Applied Optics*, vol. 56, n° 4, p. 1194.
- Shibata, Y., C. Nagasawa et M. Abo. (2017b) « Lower-atmospheric temperature and CO<sub>2</sub> concentration profile measurement using 1.6  $\mu\text{m}$  DIAL », *28th International Laser Radar Conference*.
- Singh, U.N., T. Refaat, M. Petros, J. Yu, C.W. Antill, B.D. Taylor, R.G. Remus, T.-H. Wong, K. Reithmaier, J. Lee, S. Ismail, S. Bowen et A.M. Welters. (2017a) « Progress on development of an airborne two-micron IPDA lidar for water vapor and carbon dioxide column measurements », *Lidar Remote Sensing for Environmental Monitoring 2017*, SPIE, p. 2.
- Singh, U.N., T.F. Refaat, S. Ismail, K.J. Davis, S.R. Kawa, R.T. Menzies et M. Petros. (2017b) « Feasibility study of a space-based high pulse energy 2  $\mu\text{m}$  CO<sub>2</sub> IPDA lidar », *Applied Optics*, vol. 56, n° 23, p. 6531.
- Solomon, S., D. Qin, M. Manning, M. Marquis, K. Averyt, M. Tignor, H. Miller et Z. Chen. (2007) *Climate change 2007: The physical science basis*, New York: Cambridge Univ. Press. Intergovernmental Panel on Climate Change.
- Späth, F., A. Behrendt, S. Kumar Muppa, S. Metzendorf, A. Riede et V. Wulfmeyer. (2016) « 3-D water vapor field in the atmospheric boundary layer observed with scanning differential absorption lidar », *Atmospheric Measurement Techniques*, vol. 9, n° 4, p. 1701-1720.
- Spiers, G.D., R.T. Menzies, J. Jacob, L.E. Christensen, M.W. Phillips, Y. Choi et E. V. Browell. (2011) « Atmospheric CO<sub>2</sub> measurements with a 2  $\mu\text{m}$  airborne laser absorption spectrometer employing coherent detection », *Applied Optics*, vol. 50, n° 14, p. 2098.
- Spiers, G.D., R.T. Menzies et J.C. Jacob. (2016) « Lidar reflectance from snow at 2.05  $\mu\text{m}$  wavelength as measured by the JPL Airborne Laser Absorption Spectrometer. », *Applied optics*, vol. 55, n° 8, p. 1978-1986.
- Stelmaszczyk, K., M. Dell'Aglio, S. Chudzynski, T. Stacewicz et L. Wöste. (2005) « Analytical function for lidar geometrical compression form-factor calculations », *Applied Optics*, vol. 44, n° 7, p. 1323.

- Stillman, G.E. et C.M. Wolfe. (1977) « Avalanche Photodiodes », *Semiconductors and Semimetals*, vol. 12, C , p. 291-393.
- Stocker, T.F., D. Qin, G.-K. Plattner, M.M.B. Tignor, S.K. Allen, J. Boschung, A. Nauels, Y. Xia, V. Bex et P.M. Midgley. (2013) « CLIMATE CHANGE 2013: The Physical Science Basis ».
- Streets, D.G., T. Canty, G.R. Carmichael, B. de Foy, R.R. Dickerson, B.N. Duncan, D.P. Edwards, J.A. Haynes, D.K. Henze, M.R. Houyoux, D.J. Jacob, N.A. Krotkov, L.N. Lamsal, Y. Liu, Z. Lu, R. V. Martin, G.G. Pfister, R.W. Pinder, R.J. Salawitch et K.J. Wecht. (2013) « Emissions estimation from satellite retrievals: A review of current capability », *Atmospheric Environment*, vol. 77, p. 1011-1042.
- Strotkamp, M., F. Elsen, J. Löhring, M. Traut et D. Hoffmann. (2017) « Two stage Innoslab amplifier for energy scaling from 100 to > 500 mJ for future lidar applications », *Appl. Opt.*, vol. 56, n° 10, p. 2886-2892.
- Sugimoto, N., N. Sims, K. Chan et D.K. Killinger. (1990) « Eye-safe 2.1- $\mu\text{m}$  Ho lidar for measuring atmospheric density profiles », *Optics Letters*, vol. 15, n° 6, p. 302.
- Sullivan, J.T., T.J. McGee, R. DeYoung, L.W. Twigg, G.K. Sumnicht, D. Pliutau, T. Knepp, W. Carrion, J.T. Sullivan, T.J. McGee, R. DeYoung, L.W. Twigg, G.K. Sumnicht, D. Pliutau, T. Knepp et W. Carrion. (2015) « Results from the NASA GSFC and LaRC Ozone Lidar Intercomparison: New Mobile Tools for Atmospheric Research », *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, vol. 32, n° 10, p. 1779-1795.
- Sun, X., J.B. Abshire, J.D. Beck, P. Mitra, K. Reiff et G. Yang. (2017) « HgCdTe avalanche photodiode detectors for airborne and spaceborne lidar at infrared wavelengths », *Optics Express*, vol. 25, n° 14, p. 16589.
- Sun, X., J.B. Abshire, J.D. Beck, I. Sullivan, W. W., A.D. Gleckier, R. Strittmater, R.J. Martin, J. Abshire et K. Reiff. (2014) « HgCdTe e-APD detector arrays with single photon sensitivity for space lidar applications », *Optical Engineering*, vol. 53, n° 8, SPIE Press, p. 91140K.
- Taczak, T.M. et D.K. Killinger. (1998) « Development of a tunable, narrow-linewidth, cw 2.066- $\mu\text{m}$  Ho:YLF laser for remote sensing of atmospheric CO<sub>2</sub> and H<sub>2</sub>O », *Applied Optics*, vol. 37, n° 36, p. 8460-8476.
- Tellier, Y., C. Pierangelo, M. Wirth et F. Gibert. (2017) « Averaging bias correction for future IPDA lidar mission MERLIN », *28th International Laser Radar Conference*.
- Tollefson, J. (2016) « Next generation of carbon-monitoring satellites faces daunting hurdles », *Nature*, vol. 533, n° 7604, p. 446-447.
- U.S. Standard Atmosphere. (1976) « U.S. Standard Atmosphere, 1976 ».
- Uchiumi, M., N.J. Vasa, M. Fujiwara, S. Yokoyama, M. Maeda et O. Uchino. (2003) « Development of DIAL for CO<sub>2</sub> and CH<sub>4</sub> in the atmosphere », *Proceedings of SPIE*, vol. 4893, International Society for Optics and Photonics, p. 141-149.
- Villani, M.G., P. Bergamaschi, M. Krol, J.F. Meirink et F. Dentener. (2010) « Inverse modeling of European CH<sub>4</sub> emissions: sensitivity to the observational network », *Atmospheric Chemistry and Physics*, vol. 10, n° 3, p. 1249-1267.
- Wagner, G., S. Maxwell et D. Plusquellic. (2016) « Integrated Path Detection of CO<sub>2</sub> and CH<sub>4</sub> using a waveform driven electro-optic single sideband laser source », *27th International Laser and Radar Conference (ILRC)*.

- Wagner, G. et D. Plusquellic. (2016) « Ground-based, integrated path differential absorption LIDAR measurement of CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, and H<sub>2</sub>O near 1.6 μm », *Applied Optics*, vol. 55, n° 23, p. 6292.
- Wang, D., S. Liang, T. He et Y. Yu. (2013) « Direct estimation of land surface albedo from VIIRS data: Algorithm improvement and preliminary validation », *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 118, n° 22, p. 12,577-12,586.
- Warren, R.E. (1996) « Optimum detection of multiple vapor materials with frequency-agile lidar. », *Applied optics*, vol. 35, n° 21, p. 4180-4193.
- Warren, R.E. (1985) « Detection and discrimination using multiple-wavelength differential absorption lidar », *Applied Optics*, vol. 24, n° 21, p. 3541.
- Warren, R.E. et R.G. Vanderbeek. (2007) « Online estimation of vapor path-integrated concentration and absorptivity using multiwavelength differential absorption lidar », *Applied Optics*, vol. 46, n° 31, p. 7579.
- Wirth, M., A. Fix, P. Mahnke, H. Schwarzer, F. Schrandt et G. Ehret. (2009) « The airborne multi-wavelength water vapor differential absorption lidar WALES: system design and performance », *Applied Physics B*, vol. 96, n° 1, p. 201-213.
- Wunch, D., G.C. Toon, J.-F.L. Blavier, R.A. Washenfelder, J. Notholt, B.J. Connor, D.W.T. Griffith, V. Sherlock et P.O. Wennberg. (2011) « The total carbon column observing network. », *Philosophical transactions. Series A, Mathematical, physical, and engineering sciences*, vol. 369, n° 1943, p. 2087-2112.
- Wunch, D., P.O. Wennberg, G. Osterman, B. Fisher, B. Naylor, M.C. Roehl, C. O'Dell, L. Mandrake, C. Viatte, M. Kiel, D.W.T. Griffith, N.M. Deutscher, V.A. Velazco, J. Notholt, T. Warneke, C. Petri, M. De Maziere, M.K. Sha, R. Sussmann, M. Rettinger, D. Pollard, J. Robinson, I. Morino, O. Uchino, F. Hase, T. Blumenstock, D.G. Feist, S.G. Arnold, K. Strong, J. Mendonca, R. Kivi, P. Heikkinen, L. Iraci, J. Podolske, P. Hillyard, S. Kawakami, M.K. Dubey, H.A. Parker, E. Sepulveda, O.E. García, Y. Te, P. Jeseck, M.R. Gunson, D. Crisp et A. Eldering. (2017) « Comparisons of the Orbiting Carbon Observatory-2 (OCO-2) XCO<sub>2</sub> measurements with TCCON », *Atmospheric Measurement Techniques*, vol. 10, n° 6, p. 2209-2238.
- Yoon, H.W., J.J. Butler, T.C. Larason et G.P. Eppeldauer. (2003) « Linearity of InGaAs photodiodes », *Metrologia*, vol. 40, n° 1, p. S154-S158.
- Young, R.J. De. (2001) « A narrow band fiber Bragg grating filter for lidar receivers », *Technical Digest. Summaries of papers presented at the Conference on Lasers and Electro-Optics*, IEEE, p. 494-495.

# Annexe : publications et communications

## Articles à comité de lecture

- Barrientos Barria, J., D. Mammez, E. Cadiou, J.-B. Dherbecourt, M. Raybaut, T. Schmid, A. Bresson, J.-M. Melkonian, A. Godard, J. Pelon et M. Lefebvre. (2014) « Multispecies high-energy emitter for CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, and H<sub>2</sub>O monitoring in the 2 μm range », *Optics letters*, vol. 39, no 23, p. 6719-6722.
- Descloux, D., G. Walter, E. Cadiou, J.-B. Dherbecourt, G. Gorju, J.-M. Melkonian, M. Raybaut, C. Drag et A. Godard. (2016) « Wide and fast dispersion tuning of a picosecond OPO based on aperiodic quasi-phase matching using an axially chirped volume Bragg grating », *Optics Letters*, vol. 41, no 17, p. 4060.
- Cadiou, E., D. Mammez, J.-B. Dherbecourt, G. Gorju, J. Pelon, J.-M. Melkonian, A. Godard et M. Raybaut. (2017) « Atmospheric boundary layer CO<sub>2</sub> remote sensing with a direct detection LIDAR instrument based on a widely tunable optical parametric source », *Optics Letters*, vol. 42, no 20, p. 4044.

## Actes de conférence

- Cadiou, E., J.-B. Dherbecourt, G. Gorju, J.-M. Melkonian, A. Godard, J. Pelon et M. Raybaut. (2017) « Direct detection range resolved carbon dioxide differential absorption lidar measurements in the 2 μm range », *Proceeding of SPIE*, Anaheim, International Society for Optics and Photonics.
- Cadiou, E., J.-B. Dherbecourt, G. Gorju, J.-M. Melkonian, A. Godard, J. Pelon et M. Raybaut. (2017) « Atmospheric CO<sub>2</sub> measurements with a 2-μm DIAL instrument », Bucharest.
- Cadiou, E., D. Mammez, J.-B. Dherbecourt, G. Gorju, M. Raybaut, M. Melkonian, A. Godard, J. Pelon et M. Lefebvre. (2016) « CO<sub>2</sub> remote sensing using a 2-μm DIAL instrument », *Proceeding of the 11<sup>th</sup> International Conference of Space Optics*, Biarritz.
- Godard, A., G. Aoust, J. Armougom, E. Cadiou, D. Descloux, G. Walter, J.-B. Dherbecourt, G. Gorju et J.-M. Melkonian. (2017) « Optical parametric sources for gas sensing applications », *Proceeding of SPIE*, San Francisco, International Society for Optics and Photonics.

Mammez, D., E. Cadiou, J.-B. Dherbecourt, M. Raybaut, J.-M. Melkonian, A. Godard, G. Gorju, J. Pelon et M. Lefebvre. (2015) « Multispecies transmitter for DIAL sensing of atmospheric water vapour, methane and carbon dioxide in the 2  $\mu\text{m}$  region », *Proceeding of SPIE*, Toulouse, International Society for Optics and Photonics.

## Communications orales

Mammez D., E. Cadiou, J.-B. Dherbecourt, M. Raybaut, J.-M. Melkonian, A. Godard, G. Gorju, J. Pelon, M. Lefebvre, « Multispecies transmitter for DIAL sensing of atmospheric water vapour, methane and carbon dioxide in the 2  $\mu\text{m}$  region », SPIE Remote Sensing Conference, Toulouse, 11-14 septembre 2015

Cadiou E., D. Mammez, M. Raybaut, J.-B. Dherbecourt, G. Gorju, J.-M. Melkonian, A. Godard, and M. Lefebvre, « Source paramétrique pour la detection lidar DIAL multi-espèces, » Journées Nationales des Cristaux pour l'Optique, Rennes, 7-9 juillet 2015

Cadiou E., J.-B. Dherbecourt, G. Gorju, M. Raybaut, J.-M. Melkonian, A. Godard, J. Pelon, and M. Lefebvre, « 2- $\mu\text{m}$  Direct Detection Differential Absorption LIDAR For Multi-Species Atmospheric Sensing, » Conference on Lasers and Electro-Optics, San Jose, California United States, 5-10 juin 2016

Cadiou E., J.-B. Dherbecourt, D. Mammez, G. Gorju, M. Raybaut, J.-M. Melkonian, A. Godard, J. Pelon, and M. Lefebvre, « Direct Detection Differential Absorption LIDAR for Multi-Species Atmospheric Sensing in the 2- $\mu\text{m}$  Range, » Laser Applications to Chemical, Security, and Environmental Analysis Conference, Heidelberg, Allemagne, 25-28 juillet 2016

Cadiou E., D. Mammez, M. Raybaut, J.-B. Dherbecourt, G. Gorju, J.-M. Melkonian, A. Godard, and M. Lefebvre, « CO<sub>2</sub> remote sensing detection using a 2  $\mu\text{m}$  DIAL instrument, » International Conference on Space Optics, Biarritz, 18-21 octobre 2016

Godard A., G. Aoust, J. Armougom, E. Cadiou, D. Descloux, G. Walter, J.-B. Dherbecourt, G. Gorju, J.-M. Melkonian, M. Raybaut and M. Lefebvre, « Optical parametric sources for gas sensing applications, », SPIE Photonics West, San Francisco, California United States, 28 janvier - 2 février 2017

Cadiou E., J.-B. Dherbecourt, G. Gorju, M. Raybaut, J.-M. Melkonian, A. Godard, J. Pelon, M. Lefebvre, « Range resolved carbon dioxide differential-absorption lidar measurements in the 2  $\mu\text{m}$  range, », SPIE defense and commercial sensing, Anaheim, California, United States, 9-13 avril 2017

Cadiou E., J.-B. Dherbecourt, G. Gorju, M. Raybaut, J.-M. Melkonian, A. Godard, J. Pelon, M. Lefebvre, « Atmospheric CO<sub>2</sub> measurements with a 2- $\mu\text{m}$  DIAL instrument, », International Laser Radar Conference, Bucarest, Roumanie, 25-30 juin 2017

**Titre :** Lidar DIAL multi-espèces à base de sources paramétriques optiques pour la détection des gaz à effet de serre depuis l'espace

**Mots clés :** Lidar, gaz à effet de serre, source paramétrique,

**Résumé :** Pour estimer les puits et sources des gaz à effet de serre et améliorer les prévisions d'évolution du climat, il est nécessaire de disposer de mesures précises et continues de leurs concentrations atmosphériques à l'échelle globale. Pour consolider le réseau d'observation mondial, la mise en œuvre de systèmes lidar embarqués sur satellite pour les futures missions de sondage atmosphérique depuis l'espace est considérée comme un atout complémentaire aux méthodes de mesure actuelles. Dans ce contexte, ce travail de thèse a porté sur le développement d'un lidar à absorption différentielle (DIAL) à partir d'une source paramétrique émettant dans le domaine spectral 1,9 – 2,3  $\mu\text{m}$ . Il s'est agi de démontrer l'aptitude de la source à être mise en œuvre pour des mesures à longue portée des principaux gaz à effet de serre ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CH}_4$ ). Dans ce but, la source a été intégrée dans une architecture lidar dimensionnée préalablement à l'aide d'une modélisation numérique. L'optimisation de l'instrument s'est faite autour de deux points : le contrôle de la pureté spectrale de la source et la maîtrise de la réponse de la chaîne d'acquisition. Des mesures des trois gaz ont ensuite été réalisées depuis le laboratoire à partir du signal provenant de la rétrodiffusion des aérosols ou des nuages. Ces mesures ont servi de support pour une étude approfondie des erreurs et des biais de mesure. A partir de ces travaux et en s'appuyant sur des simulations, la possibilité de l'intégration de la source dans un système aéroporté a été étudiée comme une étape préliminaire pour la mesure spatiale. Enfin, une projection des performances d'un système satellite mettant en œuvre la source a été établie.

**Title:** Multispecies high energy DIAL LIDAR for greenhouse gases monitoring from space using a parametric oscillator source.

**Key words:** Lidar, greenhouse gases, parametric source

**Abstract:** Sustained and accurate greenhouse gases measurements at a global scale are required to improve the knowledge on their sources and sinks and thus increase the accuracy of climate change projections. In order to consolidate the global observation networks, spaceborne lidar systems for future earth observation missions are regarded as innovative and complementary components to the present operational measurement methods. In this context, this research work has consisted in developing a differential absorption DIAL lidar based on an optical parametric source able to emit in the 1,9–2,3  $\mu\text{m}$  spectral range. The purpose was to demonstrate its ability to be implemented in long range measurements of the main greenhouse gases ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CH}_4$ ). Then, the laser transmitter has been integrated in a lidar architecture which was previously designed using a numerical model. Improvements and optimization of the lidar system focused on two aspects: the monitoring of the spectral purity of the emitter and the control of the detection and acquisition. Concentration measurements on the three gases have been carried out from the laboratory based on atmospheric backscattered signals from clouds and aerosol. These measurements provided a basis for the investigation of the error and bias sources. Instrument scaling for future airborne demonstrations is also discussed. Finally, projected performances of a spaceborne instrument are presented.

