

Université de Lille

Ecole doctorale :

Science de la Matière, du Rayonnement et de
l'Environnement

THESE

pour obtenir le grade de
Docteur en Physique

Réalisée par

William BOISSIERE

**Développement d'un LiDAR à
fluorescence pour l'étude des gaz et
particules atmosphériques**

Préparée au

LABORATOIRE D'OPTIQUE ATMOSPHERIQUE

Soutenue publiquement le

17/12/2025

Rapporteurs :

François RAVETTA	Professeur	LATMOS
Romain CEOLATO	Professeur	ONERA

Examineurs :

Joelle BUXMANN	Senior Scientist	Met Office
Stéphane VICTORI	Ingénieur de recherche	CIMEL Electronique
Juan Antonio BRAVO ARANDA	Professeur	Andalusian Institute for Earth System Research

Directeurs :

Philippe GOLOUB	Professeur	LOA
Qiaoyun HU	Ingénieur de Recherche	LOA

Invité :

Igor VESELOVSKII	Senior Scientist	Prokhorov General Physics Institute
------------------	------------------	-------------------------------------

Résumé

L'atmosphère des Hauts-de-France est régulièrement affectée par des événements d'ampleur et de nature variées. Les aérosols, nuages et gaz qu'elle contient jouent un rôle déterminant dans de nombreux processus atmosphériques, à l'échelle de la région et au-delà. La caractérisation de leurs propriétés constitue un enjeu majeur, plusieurs d'entre elles étant reconnues comme des variables climatiques essentielles (ECV). Pour mieux comprendre leur dynamique, il est indispensable d'accéder à leur distribution verticale et à son évolution temporelle. Les lidars représentent à cet égard un outil unique, offrant une résolution verticale fine et une grande sensibilité. Fort de son expertise dans ce domaine, le Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA) participe activement au réseau européen EARLINET et à l'infrastructure ACTRIS. Le lidar Mie-Raman LILAS, développé et exploité par le LOA depuis 2013, constitue aujourd'hui un instrument de référence en Europe pour la surveillance des aérosols. Dans la continuité de ces travaux, le projet national OBS4CLIM vise à anticiper les besoins futurs des infrastructures de recherche et à développer des innovations instrumentales pour le profilage avancé de l'atmosphère, en appui notamment aux missions spatiales comme EarthCARE et par exemple EPS-SG. Des expériences préliminaires menées avec LILAS ont permis de démontrer le potentiel de la fluorescence induite par laser pour mieux caractériser les aérosols, aussi bien en atmosphère claire qu'en conditions nuageuses. Cette thèse s'inscrit dans la continuité de ces recherches et porte sur la conception, la construction et la caractérisation expérimentale de LIFE (Laser Induced Fluorescence Explorer), un lidar haute puissance dédié à l'observation exploratoire des constituants atmosphériques. LIFE intègre un haut degré d'automatisation, tant pour le fonctionnement que pour le traitement des données, garantissant une observation réactive. Son architecture modulaire, combinant un laser pompé par diodes et une détection optimisée pour les signaux faibles Raman et fluorescence, ouvre de nouvelles perspectives pour le profilage vertical de l'atmosphère. Ce travail s'inscrit dans les activités du laboratoire commun AGORA-Lab et contribue aux efforts européens de recherche et développement sur la fluorescence atmosphérique, tout en renforçant le potentiel scientifique et technologique de la recherche régionale.

Abstract

The atmosphere of the Hauts-de-France region is regularly influenced by events of diverse scale and nature. The aerosols, clouds, and gases it contains play a decisive role in numerous atmospheric processes, both at the regional scale and beyond. The characterization of their properties represents a major scientific challenge, as several of these parameters are recognized as Essential Climate Variables (ECVs). In order to better understand their dynamics, it is crucial to access information on their vertical distribution and its temporal evolution. In this context, lidar instruments constitute a unique observational tool, offering fine vertical resolution together with high sensitivity. Drawing upon its recognized expertise in this field, the Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA) is actively involved in the European EARLINET network and the ACTRIS research infrastructure. The Mie-Raman lidar LILAS, developed and operated by the LOA since 2013, now stands as a reference instrument in Europe for aerosol monitoring. Building upon this foundation, the national project OBS4CLIM aims to anticipate the future needs of research infrastructures and to develop instrumental innovations for advanced atmospheric profiling, in particular to support space missions such as EarthCARE and EPS-SG. Preliminary experiments carried out with LILAS have demonstrated the potential of laser-induced fluorescence for an enhanced characterization of aerosols, under both clear-sky and cloudy conditions. The present PhD research continues along these lines and focuses on the design, construction, and experimental characterization of LIFE (Laser Induced Fluorescence Explorer), a high-power lidar dedicated to the exploratory observation of atmospheric constituents. LIFE integrates a high degree of automation, both in operation and in data processing, thereby ensuring responsive and efficient observation capabilities. Its modular architecture—combining a diode-pumped laser source with optimized detection for weak Raman and fluorescence signals—opens new perspectives for high-resolution vertical profiling of the atmosphere. This work is conducted within the framework of the AGORA-Lab joint laboratory, contributing to the broader European research and development efforts on atmospheric fluorescence, while simultaneously reinforcing the scientific and technological potential of regional research activities.

Remerciements

Je sors de ces quatre années de thèse grandi, aussi bien au niveau professionnel que personnel. C'est une expérience que je n'ai pas vécue seul, donc quelques remerciements s'imposent ! Je tiens en premier lieu à remercier chaleureusement mes encadrants : Qiaoyun, Philippe et Thierry pour m'avoir donné l'opportunité de réaliser cette thèse au LOA, de m'avoir permis d'apprendre et de m'épanouir tout au long de ces quatre années. Même dans les moments plus compliqués de cette thèse, ils ont su m'apporter leur aide et leur soutien pour que je puisse réaliser ces travaux dans les meilleures conditions.

Je suis également très reconnaissant envers mes collègues au sein du LOA, avec qui j'ai passé des excellents moments, qui ont contribué de près ou de loin à mes travaux et qui ont su se rendre disponibles quand les urgences nous tombaient dessus ! Merci à Gaël d'avoir réglé les problèmes informatiques de l'instrument en urgence quand on avait besoin de tirer avec le lidar, merci à Rodrigue pour les pièces mécaniques à produire ou à retoucher pour adapter l'instrument à nos besoins, merci à François et Fabrice quand je ne comprenais pas pourquoi mes codes ne fonctionnaient pas, merci à Olivier d'avoir partagé ses connaissances et pour tous les moments partagés dans et en dehors du labo, merci à Philippe Dubuisson d'avoir su se rendre disponible pour répondre à mes besoins malgré son emploi du temps chargé, merci à Luc pour le partage de ses connaissances instrumentales qui m'ont permis de gagner pas mal de temps par moment, merci à Eric pour ses contributions variées quand il y avait besoin de bras pour faire fonctionner l'instrument, merci à Sacha pour m'avoir orienté quand je ne trouvais pas les outils qu'il me fallait, merci à Freddy de m'avoir donné accès à Zemax quand on avait pas encore de licence partagée et merci à Suzanne, Romain et Quentin pour les moments partagés. Enfin j'aimerais remercier tout particulièrement Anne et Marie Lyse, nos responsables administratives, qui ont contribué à toutes les activités auxquelles j'ai participé pendant ma thèse, et sans qui le LOA ne pourrait pas aussi bien fonctionner ! Évidemment j'ai une pensée particulière pour tous les doctorants et post-docs du labo avec qui j'ai pu rigoler et passer des moments de qualité ! Un immense merci à Maria, Smita, Yuliia, Faustine, Athulya, Elise, Mégane, Gabriella, Adèle, Christina, Perla, Hélène, Robin, Grabiël, Raphaël et Yuyang ! Je voudrais aussi adresser des remerciements à CIMEL sans qui l'instrument

n'aurait pas vu le jour, et à cinq personnes en particulier. Merci à Ioana (plus connue sous le nom de chef), qui a su mener les différentes phases de conception de l'instrument en prenant en compte les échéances liées à ma thèse, pour avoir partagé ses connaissances et pour toutes ses autres qualités aussi bien professionnelles que personnelles. Un immense merci également à Stéphane (plus connu sous le nom de grand chef) pour m'avoir guidé tout au long de ma thèse, merci pour ses conseils en optique et pour l'expérience apportée, qui a été plus que formatrice. Merci également à David et Rémy, mes anciens collègues opticien et mécanicien pour les moments partagés pendant cette thèse, pour vos contributions à ce projet et pour l'étroite collaboration qu'on a pu avoir pendant la phase de conception. Et merci à José, sans qui la phase d'assemblage de LIFE aurait été bien plus compliquée, merci pour l'expérience qu'il m'a apportée quand j'ai découvert les aléas d'un projet instrumental!

J'aimerais aussi remercier ma famille pour leur soutien pendant les moments plus difficiles, et sans qui cette thèse aurait été beaucoup plus compliquée. Un immense merci à mes parents pour leurs encouragements et pour les moments partagés pendant cette thèse, merci à Greg et Enzo pour tous les moments partagés qui m'ont permis de décompresser quand j'en avais besoin (surtout pendant la phase de rédaction) et merci à tous les autres membres de ma famille d'avoir été présents, j'en suis extrêmement reconnaissant!

J'ai eu la chance d'être très bien entouré pendant ces quatre années, que ce soit avec ma famille mais aussi avec mes amis! Je suis arrivé à Lille en 2021, seul et ne connaissant personne dans cette ville, mais je termine cette thèse en étant mieux entouré que jamais! La première chose que j'ai faite en arrivant a été de m'inscrire dans un club de Badminton, mais j'étais loin d'imaginer que je me ferais de tels amis. Merci pour toutes les soirées (et les journées de tournois dès 7h30 les dimanches matins ...) partagées, merci de m'avoir supporté pendant les moments plus difficiles de la thèse, bref merci pour tous les moments partagés! Une pensée spéciale va envers "la colo", avec qui j'ai passé plus de temps que ma propre famille par moments : merci à Loa d'avoir été ma confidente et pour tous les moments partagés (sauf pendant la journée d'IC à Liancourt), merci à Cycy pour les fous rires et pour les batailles de regards (que je n'ai jamais perdues), merci à Amélie pour les moments partagés sur et en dehors du terrain (sauf à Allennes-les-Marais évidemment), merci à Toto d'avoir entraîné ma défense et pour toutes les discussions qu'on a pu avoir, merci à Mathieu pour m'avoir cassé les chevilles pendant les séances d'entraînement au LIL avec ses fixes à la con (c'était et c'est encore très formateur), merci à Enzo (ou la Zoz pour les intimes) pour tous les tournois passés et à venir (un jour je le battraï en simple) et pour l'amitié créée au fil du temps, merci à Simon pour les tournois et pour les fous rires à en pleurer, et merci à ce bon à rien de Maël pour avoir été le meilleur entraîneur que j'ai eu et pour tout le reste!

Je ne pourrai pas développer pour tout le monde sinon les remerciements seraient plus longs que ma propre thèse, donc merci à toutes les personnes avec qui j'ai pu tisser des liens au fil de cette thèse : Camille (une partenaire en béton, pas comme son genou), Laulau (une autre partenaire en béton, pas comme ses chevilles), Marion, Auré (mamie), Antho, Axel et les autres (et plus récemment Candice!).

J'aimerais aussi remercier l'Université de Lille d'avoir financé cette thèse et l'école doctorale SMRE d'avoir facilité les phases administratives et d'avoir su me guider pendant ces années de thèse.

Enfin, j'aimerais finir ces remerciements avec Vincent Mariage, sans qui je n'aurais pas vécu cette expérience. Il a été mon tuteur pendant mon apprentissage au LATMOS, il m'a donné l'envie d'en apprendre plus sur les lidars et m'a fait découvrir le côté instrumental que j'ai pu approfondir pendant ma thèse. Merci pour tous ces conseils avant et pendant ma thèse!

*"La théorie, c'est quand on sait tout et que rien ne fonctionne.
La pratique, c'est quand tout fonctionne et que personne ne sait pourquoi.
Ici, nous avons réuni théorie et pratique : rien ne fonctionne...
et personne ne sait pourquoi!"*
A. Einstein

Table des matières

Résumé	i
Abstract	ii
Remerciements	iii
Table des figures	xii
Liste des tableaux	xiii
1 Introduction	1
2 Les lidars atmosphériques : Principe et méthodologie	11
2.1 Contexte instrumental	11
2.2 Méthodologie pour la télédétection d'aérosols et de gaz par mesure lidar	16
2.2.1 Interaction lumière/matière	16
2.2.1.1 Diffusion des molécules et particules	16
2.2.1.2 Absorption des aérosols et molécules	20
2.2.1.3 Définition de l'extinction	21
2.2.2 Equation lidar élastique	22
2.2.2.1 Constante lidar	23
2.2.2.2 Fonction de recouvrement	24
2.2.3 Bruits de mesure	27
2.2.3.1 Bruit de fond de ciel (mesure de jour)	27
2.2.3.2 Bruit d'obscurité	28
2.2.4 Rapport signal sur bruit et étude de sensibilité	29
2.2.4.1 Voie d'émission	30
2.2.4.2 Télescope	30
2.2.4.3 Système de filtrage et de détection	32
2.2.5 Inversion de l'équation lidar élastique	34
2.2.6 Equation lidar polarisée	35
2.2.7 Equation lidar Raman	37

2.2.8	Inversion de l'équation lidar Raman	39
2.2.9	Equation lidar de fluorescence	40
3	Dimensionnement et conception du lidar LIFE	44
3.1	Rappel des objectifs du développement et vue d'ensemble de l'instrument	44
3.2	Dimensionnement de la voie d'émission	46
3.2.1	Laser	46
3.2.2	Beam expander	47
3.3	Dimensionnement de la voie de réception	55
3.3.1	Télescope	55
3.3.2	Analyseur	58
3.3.2.1	Monture de collimation	59
3.3.2.2	Dimensionnement du système de filtrage	62
3.3.2.3	Composition du module de séparation	64
3.3.2.4	Composition des montures pré-détecteur	67
3.3.3	Choix des systèmes de détection et d'acquisition	75
3.4	Automatisation de l'instrument	76
3.4.1	Supervision de l'instrument	76
3.4.2	Analyse en quasi temps réel des données de l'instrument	81
4	Assemblage, intégration et tests de l'instrument	84
4.1	Approvisionnement des pièces et prémontage de l'instrument	84
4.2	Alignement de l'instrument	88
4.2.1	Alignement du télescope	88
4.2.2	Alignement des voies de détection	94
4.2.3	Alignement de la voie d'émission	96
4.3	Tests complémentaires avant calibration	99
4.4	Calibration de l'instrument et validation des données	101
4.4.1	Rayleigh fit	101
4.4.2	Telecover test	105
4.4.3	Calibration de la dépolarisation	110
4.4.4	Calibration de la fluorescence	113
5	Etude de cas atmosphérique	117
5.1	Cas 1 : Observation d'une atmosphère claire et détection de panaches de fumées canadiennes	118
5.2	Cas 2 — Observation d'une situation nuageuse	121
5.3	Cas 3—Comparaison avec le lidar spatial ATLID/EarthCARE	124
5.4	Premières tentatives de profilage du CO ₂ par technique Raman	129
	Conclusion et perspectives	132

Bibliographie	137
A Schéma complet du superviseur de LIFE	147
B Feasibility of Raman lidar for profiling CO₂ mixing ratio in the lower troposphere	150

Table des figures

1.1	Observation de la fumée des feux de forêt canadiens par le lidar ATLID du satellite EarthCARE (01 juin 2025)	4
1.2	Spectre de fluorescence mesurés par méthode in-situ	6
1.3	Spectre de fluorescence atmosphérique mesuré par technique lidar à l'aide de filtres interférentiels	7
1.4	Répartition des lidars dans le réseau EARLINET	8
2.1	Vue synthétique du lidar LILAS	12
2.2	Analyseur de LILAS	13
2.3	Photos de 4 aérosols atmosphériques prises au microscope électronique à balayage	17
2.4	Schéma des interactions atmosphériques de la mesure lidar . . .	18
2.5	Évolution de la fonction de phase pour 3 paramètres de taille différents	19
2.6	Spectre d'absorbance des principaux gaz atmosphériques entre 0,3 et 50 μm	21
2.7	Illustration du principe du recouvrement vu par le télescope . .	25
2.8	Illustration de la fonction de recouvrement	26
2.9	Illustration du principe de la diffusion Raman	37
2.10	Sections efficaces différentielles rotationnelles Raman des molécules O ₂ et N ₂	38
2.11	Bilan des processus d'émission de photons dans l'atmosphère pour une excitation à 355 nm	41
3.1	Vue d'ensemble de LIFE	45
3.2	Schéma optique du beam expander de LIFE	48
3.3	Visuel 3D du beam expander de LIFE	50
3.4	Schéma des polariseurs utilisés sur LIFE pour nettoyer la polarisation du laser	53
3.5	Plans mécaniques du capotage des polariseurs glan	54
3.6	Vue en coupe du télescope	55
3.7	Fonction de recouvrement simulée de LIFE	58
3.8	Vue d'ensemble de l'analyseur	59

3.9	Vue en coupe de l'analyseur	61
3.10	Polariseur de calibration	61
3.11	Spectre de détection de la configuration instrumentale 1 de LIFE (configuration LILAS)	63
3.12	Spectre de détection de la configuration instrumentale 6 de LIFE (configuration de fluorescence spectrale)	65
3.13	Montures de séparation des faisceaux	66
3.14	Vue en coupe de la monture APD	69
3.15	Vue en coupe de la monture PMT	70
3.16	Montage expérimental pour l'uniformisation du flux sur les dé- tecteurs	72
3.17	Résultats des expériences d'homogénéisation du flux en détection	74
3.18	Schéma simplifié du superviseur de LIFE.	77
3.19	Page d'accueil du site AUSTRAL	83
4.1	Photos du montage de l'analyseur	85
4.2	Photos des sous ensembles assemblés	87
4.3	Illustration des tests fonctionnels du télescope	88
4.4	Schéma du montage d'alignement de l'axe optique du télescope .	89
4.5	Montage d'alignement du miroir primaire	91
4.6	Schéma du montage pour l'ajustement de la position du dia- phragme de champ	92
4.7	Schéma du montage de vérification de l'alignement du télescope	93
4.8	Photo du résultat de l'autocollimation du télescope	93
4.9	Vue en coupe de la monture d'alignement	94
4.10	Configuration instrumentale de départ de LIFE	95
4.11	Photos des taches images prises dans le plan de chaque détecteur	97
4.12	Photo du beam expander prise pendant sa phase d'alignement .	98
4.13	Résultats des mesures de bruits électroniques réalisés avant la phase de calibration de l'instrument	100
4.14	Rayleigh-fit de la voie co-polarisée et de la voie cross-polarisée à 355 nm, le 30 septembre 2025	103
4.15	Rayleigh-fit de la voie co-polarisée et de la voie cross-polarisée à 532 nm, le 30 septembre 2025	103
4.16	Rayleigh-fit de la voie co-polarisée et de la voie cross-polarisée à 532 nm, le 30 septembre 2025	104
4.17	Rayleigh-fit des voies Raman, à 387 et 530 nm, le 30 septembre 2025	104
4.18	Illustration du telecover test	106
4.19	Résultat du test de Telecover pour les voies co-polarisées à 355, 532 et 1064 nm, effectué le 30 septembre 2025	107
4.20	Résultat du test de Telecover pour les voies cross-polarisées à 355, 532 et 1064 nm	108

4.21	Résultat du test de Telecover pour les voies cross-polarisées à 355, 532 et 1064 nm	109
4.22	Illustration de la détection de dépolarisation dans le système lidar	111
4.23	Résultats de l'outil ATLAS pour la calibration de la dépolarisation du système LIFE	112
4.24	Illustration de la configuration des voies de fluorescence et Raman	114
4.25	Comparaison des mesures entre LIFE et LILAS, le 29 septembre 2025	116
5.1	Observations lidars à l'ATOLL dans la nuit du 19 au 20 juin 2025	119
5.2	Profils verticaux des propriétés optique des aérosols moyens dans la nuit du 19 au 20 juin 2025	120
5.3	Séries temporelles des observations dans la nuit du 19 septembre 2025	122
5.4	Profils moyens des propriétés optiques et de l'humidité relative le soir du 19 septembre 2025	123
5.5	Série temporelle des observations d'ATLID/EarthCare le 02 avril 2025	125
5.6	Série temporelle de LIFE dans la nuit du 01 au 02 avril 2025	127
5.7	La comparaison des mesures ATLID/EarthCare et LIFE dans la nuit du 01 au 02 avril 2025	128
5.8	Détection du profil de CO2 dans la nuit du 5 au 6 avril 2025	130
A.1	Schéma détaillé du superviseur de LIFE	149

Liste des tableaux

2.1	Régimes de diffusion	18
2.2	Composition de la constante lidar élastique	23
2.3	Divergence de la voie d'émission et champ de vue de la voie de réception	27
2.4	Composition de la puissance du bruit de fond de ciel	28
3.1	Résumé des puissances d'émission du laser de LIFE	47
3.2	Composition du beam expander	51
3.3	Résumé des éléments optiques utilisés dans le montage de vali- dation optique des voies de réception	71
A.1	Description des éléments contenus dans le diagramme du super- viseur de LIFE	149

Liste des abréviations et acronymes

Ceci est la liste des abréviations :

Sigle	Signification
LiDAR	Light Detection And Ranging
CH ₄	Méthane
CO ₂	Dioxyde de carbone

Symbole	Sigle	Unité	Signification
λ_0		<i>nm</i>	Longueur d'onde élastique
λ_R		<i>nm</i>	Longueur d'onde Raman
λ_F		<i>nm</i>	Longueur d'onde de fluorescence
δ^m	MDR	-	Coefficient de dépolarisation moléculaire
δ^v	VDR	-	Coefficient de dépolarisation volumique
δ^p	PLDR	-	Coefficient de dépolarisation particulaire

Chapitre 1

Introduction

Depuis plusieurs décennies, la connaissance fine de la composition atmosphérique est devenue un enjeu majeur de la recherche climatique et environnementale. Chacune des espèces composant l’atmosphère (aérosols, gaz et nuages) impacte le bilan radiatif terrestre et la qualité de l’air. Toutefois, les aérosols représentent aujourd’hui l’une des principales sources d’incertitude dans l’évaluation du forçage radiatif, car leur diversité (sources, composition, taille, forme) et leur évolution au cours du transport complexifient la quantification de leurs impacts (IPCC, 2023).

Les aérosols modifient le climat par plusieurs mécanismes. Ils peuvent diffuser et/ou absorber le rayonnement solaire et infrarouge, ce qui constitue l’effet direct. Ils peuvent également influencer les propriétés microphysiques des nuages en agissant comme noyaux de condensation des nuages (cloud condensation nuclei, CCN) ou particules glaçogènes (ice-nucleating particles, INP). Cette interaction aérosols-nuages peut affecter l’albédo et la durée de vie des nuages, ainsi que les précipitations, via des processus désormais classiques pour les nuages liquides (effet de Twomey : TWOMEY, 1974, TWOMEY, 1977, TWOMEY et al., 1984) et de plus en plus étudiés pour les nuages mixtes et les cirrus (ALBRECHT, 1989, STEVENS et al., 2009, LOHMANN, 2017, MACIEL et al., 2023, QUAAS et al., 2020). En outre, des particules fortement absorbantes peuvent induire un effet semi-direct en chauffant localement la colonne d’air, ce qui peut modifier la stabilité et la nébulosité (HANSEN et al., 1997). Ainsi, pour améliorer notre compréhension de ces processus complexes et réduire les incertitudes, la détection et la caractérisation des aérosols atmosphériques sont essentielles.

Au-delà des enjeux climatiques, les aérosols sont également au cœur de problématiques de santé publique et d’environnement : les particules fines contribuent aux impacts sanitaires de la pollution atmosphérique, et certaines particules biogéniques (pollen, spores fongiques) sont des déclencheurs majeurs d’allergies et de maladies respiratoires. Du point de vue des sources, on distingue les aérosols d’origine naturelle (poussières désertiques, embruns marins, cendres

volcaniques, particules de combustion de biomasse, pollen, spores, etc.) et les aérosols d'origine anthropique (trafic, industrie, chauffage, agriculture, etc.). Les épisodes extrêmes (feux de végétation, tempêtes de poussières, éruptions volcaniques) peuvent injecter des aérosols en grande quantité et modifier fortement et rapidement la composition de l'atmosphère. Ces particules peuvent ensuite être transportées sur de longues distances, ce qui relie des émissions régionales à des impacts très éloignés des sources.

Les propriétés des aérosols sont multiples et complémentaires : propriétés chimiques (composition, hygroscopicité, volatilité), propriétés microphysiques (distribution en taille, état de mélange, forme/sphéricité), et propriétés optiques (coefficients d'extinction, de rétrodiffusion, d'absorption ; dépendance spectrale). Ces propriétés conditionnent leur impact radiatif et leur capacité à interagir avec les nuages. Enfin, les propriétés peuvent varier selon l'altitude à laquelle les aérosols sont détectés. En effet, la modification de la nature des aérosols s'explique notamment par le transport et le vieillissement : chaque aérosol émis dans l'atmosphère est affecté à l'échelle régionale et globale par les courants aériens horizontaux, mais certains régimes dynamiques (convection, soulèvement orographique, intrusion stratosphérique, ...) peuvent également projeter des particules en altitude. C'est le cas, par exemple, des cendres volcaniques qui peuvent être injectées dans la troposphère libre, voire dans la stratosphère selon les conditions d'éruption. Le temps de résidence, l'humidité, l'irradiation solaire et la chimie atmosphérique étant différents selon l'altitude, le vieillissement des particules et donc leurs propriétés changent avec la hauteur.

De plus, les types d'aérosols détectés sont souvent différents selon l'altitude : les particules de pollen ou de pollution urbaine sont essentiellement concentrées dans la couche limite, alors que des particules de feux de biomasse peuvent être détectées le long de la colonne, jusqu'à la basse stratosphère lors d'épisodes intenses. Il est donc nécessaire de mesurer les propriétés des aérosols avec une résolution verticale pour obtenir une connaissance fine de l'atmosphère et discriminer des couches d'origines et de compositions différentes.

Ces propriétés peuvent être mesurées à l'aide de deux techniques complémentaires : la mesure in situ et la mesure par télédétection. La technique in situ regroupe l'ensemble des instruments qui accèdent directement aux particules échantillonnées, en fournissant des informations riches et souvent quasi temps réel. Par exemple, le SMPS (Scanning Mobility Particle Sizer) mesure la distribution en taille des particules submicroniques à partir de leur mobilité électrique (WANG et al., 1989). Le WIBS (Wideband Integrated Bioaerosol Sensor / Spectrometer) est un instrument de fluorescence induite par UV (UV-LIF) qui enregistre, pour chaque particule, des signatures multiparamètres (taille optique, asymétrie/forme, fluorescence dans plusieurs bandes), permettant de suivre en temps réel des aérosols biologiques primaires et plus largement des

particules fluorescentes (KAYE et al., 2005, GABEY et al., 2010, HEALY et al., 2012, TOPRAK et al., 2013, HUFFMAN et al., 2020). Enfin, le néphélomètre mesure le coefficient de diffusion de la lumière par les particules et, combiné à des mesures spectrales, permet notamment d’estimer l’exposant d’Ångström. Il est également sensible à l’humidité relative via les effets de croissance hygroscopique (ANDERSON et al., 1998).

Le principal avantage des instruments in situ est d’offrir un accès direct à la particule mesurée, avec une forte sensibilité aux propriétés microphysiques et chimiques. Cependant, la couverture spatiale de ces mesures est limitée au point d’échantillonnage. Cette limitation peut être partiellement atténuée en adaptant le vecteur d’emport des instruments (stations mobiles, ballons sondes, avions, navires), mais cela reste plus lourd que les approches de télédétection. Pour pallier cette limitation, les mesures in situ peuvent être combinées avec des mesures par télédétection. Le principe de ces dernières est de retrouver les propriétés des aérosols hors de portée des instruments in situ, au prix de mesures indirectes. On distingue alors deux types de mesures par télédétection : la mesure passive et la mesure active. La mesure passive utilise une source d’excitation déjà existante comme le rayonnement solaire. Parmi les instruments de télédétection passive, on retrouve les imageurs, photomètres ou spectromètres, permettant d’estimer des propriétés variées telles que l’épaisseur optique des aérosols (AOD), des paramètres intensifs liés à la taille et à la composition, voire certaines contraintes sur l’indice de réfraction ou l’albédo de diffusion simple. L’avantage technique de ces instruments est leur déployabilité sur de nombreux vecteurs, y compris sur des satellites, ce qui permet une large couverture spatiale et favorise une dimension réseau avec des mesures pérennes. Cependant, bien que les mesures passives renseignent efficacement la colonne atmosphérique, elles restent peu ou pas verticalement résolues, ce qui limite la connaissance des couches d’aérosols superposées et des phénomènes de transport.

Il est donc nécessaire d’utiliser des mesures actives pour combler ce manque. Leur principe est d’utiliser leur propre source de rayonnement. Combinée à une électronique adaptée, elle permet de discrétiser les couches de l’atmosphère et de retrouver certaines propriétés des aérosols avec une résolution verticale. Il existe deux grandes familles d’instruments de télédétection active pour l’étude de l’atmosphère : les radars et les lidars. Les radars utilisent des micro-ondes ou radiofréquences et sont particulièrement adaptés à l’étude des hydrométéores (nuages, précipitations). Les lidars, munis d’une source laser, permettent d’étudier les gaz et les particules atmosphériques en s’appuyant sur la diffusion élastique (Mie/Rayleigh) et, le cas échéant, sur la diffusion inélastique (Raman) ou des techniques spectrales spécifiques (HSRL).

Tout comme les instruments in-situ, les lidars peuvent être déployés sur différents vecteurs lors de campagnes de mesures pour atteindre des régions difficiles

d'accès avec des instruments sols classiques. C'est le cas notamment des lidars aéroportés (FLAMANT et al., 2024) ou des lidars déployés sur ballons stratosphériques (LESIGNE et al., 2023) et sur des bouées dérivantes (MARIAGE et al., 2017) par exemple. Par ailleurs, certains lidars sont aussi déployés sur satellites pour pérenniser les mesures à grande échelle. C'est le cas des lidars CALIOP (Cloud-Aerosol Lidar with Orthogonal Polarization) et ALADIN (Atmospheric Laser Doppler Instrument) des missions respectives CALIPSO et ADM-Aeolus. De plus, l'agence spatiale Européenne (ESA) a récemment lancé le satellite EARTHCARE (Earth Cloud, Aerosol and Radiation Explorer, ILLINGWORTH et al., 2015, DONOVAN et al., 2023) en collaboration avec l'agence spatiale Japonaise (JAXA) équipé du lidar ATLID (Atmospheric Lidar) dont une coupe est présentée en figure 1.1.

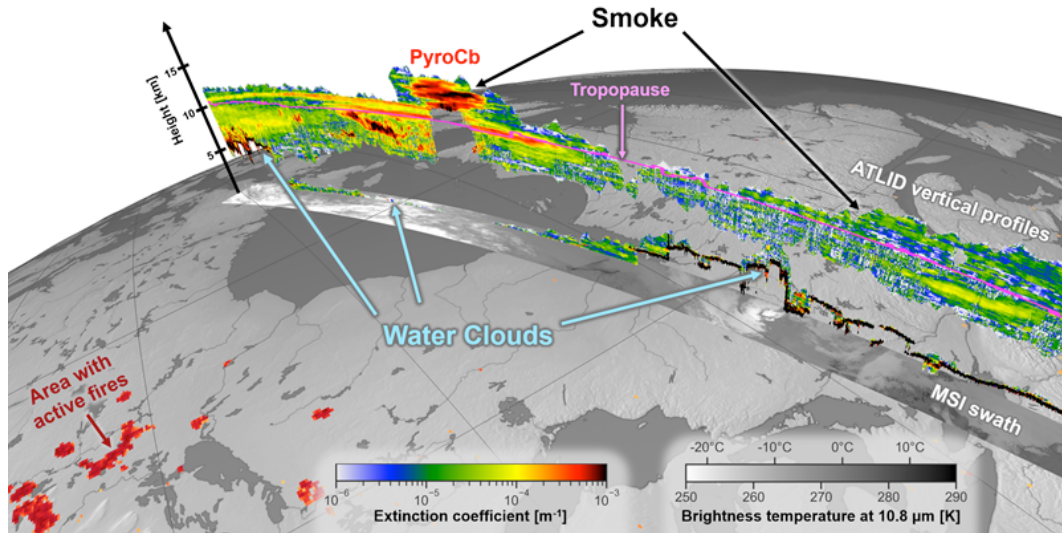


FIGURE 1.1 – Observation de la fumée des feux de forêt canadiens par le lidar ATLID du satellite EarthCARE (01 juin 2025). La scène montre l'injection et le transport de la fumée des incendies canadiens dans la région atmosphérique de UTLS (Upper Troposphere–Lower Stratosphere). Source : <https://earth.esa.int/eogateway/success-story/earthcare-sees-canadian-wildfire-smoke-spreading-over-the-northern-hemisphere>

Les lidars spatiaux permettent ainsi de retrouver les propriétés des aérosols jusqu'au sol. Néanmoins, pour les systèmes au sol, une zone aveugle est souvent présente dans les premières centaines de mètres de portée (liée à la géométrie émission–réception et à la conjugaison optique de l'instrument), ce qui empêche de retrouver les propriétés des aérosols dans cette zone. Il est alors nécessaire de combiner les lidars avec d'autres instruments (in situ, photomètres, etc.) pour extrapoler ou contraindre les propriétés dans cette zone.

Dans cette thèse, nous nous intéressons plus particulièrement aux lidars multi-longueurs d’onde avec mesure de la polarisation. Après des décennies d’étude, plusieurs schémas de classification des aérosols sont disponibles dans la littérature (BURTON et al., 2012, GROSS et al., 2013, BAARS et al., 2017, FLOUTSI et al., 2023). Ils reposent principalement sur des propriétés optiques intensives (c’est-à-dire indépendantes de la concentration), telles que le lidar ratio (rapport lidar), le taux de dépolarisation particulaire et l’exposant d’Ångström. Ces approches permettent d’identifier des familles d’aérosols (exemple des aérosols marins : faible dépolarisation et faibles lidar ratios). Cependant, certaines limites subsistent : distinguer la fumée stratosphérique des sulfates volcaniques, ou séparer fumée troposphérique et pollution urbaine, peut s’avérer difficile car leurs plages de valeurs de dépolarisation et de lidar ratio se chevauchent partiellement (VESELOVSKII et al., 2022a). Dans ce contexte, des informations supplémentaires, telles que la fluorescence des particules d’aérosol atmosphériques, peuvent être nécessaires pour dépasser ces ambiguïtés de typage.

La fluorescence induite par laser est une technique bien établie, base de plusieurs applications de télédétection (composition de l’eau, végétation) et d’instrumentation in situ (par ex. UV-APS, WIBS). Dans le domaine atmosphérique, les lidars de fluorescence existent depuis plusieurs dizaines d’année, mais leurs applications ont été plus limitées, notamment à cause de la faiblesse intrinsèque du signal. Pour les aérosols, des observations in situ montrent que de nombreux composés organiques (acides aminés aromatiques, NAD(P)H, pigments, etc.) présentent une fluorescence mesurable. PAN, 2015, à partir de mesures UV-APS, rapporte typiquement une émission dans le visible ($\simeq 400\text{--}650$ nm) lorsque l’excitation est réalisée à 355 nm. Pour le pollen, SAITO et al., 2022 mettent en évidence une émission de l’ordre de 400 à 600 nm pour une excitation à 355 nm. De plus, chaque aérosol mesuré possède une signature de fluorescence qui lui est propre, ce qui est illustré en figure 1.2. Un premier indice d’observation de la fluorescence des aérosols par lidar apparaît en 2005, lorsque IMMLER et al., 2005 observent un signal inélastique dans le canal Raman de la vapeur d’eau ($\simeq 407$ nm) qui ne peut pas être attribué à la diffusion Raman seule.

D’un point de vue instrumental, deux grandes méthodes ont été développées pour caractériser les aérosols à partir de la fluorescence atmosphérique par lidar. Historiquement, la première consiste à utiliser un spectromètre et à reconstruire un spectre de fluorescence avec une résolution spectrale fine (SUGIMOTO et al., 2012, REICHARDT et al., 2022). Cette approche est très informative, car la forme du spectre est étroitement liée au type d’aérosol, mais elle est exigeante : le signal de fluorescence étant faible, la dynamique verticale est souvent limitée à quelques kilomètres, et l’implémentation/calibration (radiométrie, réponse spectrale, corrections) est complexe, ce qui rend l’approche

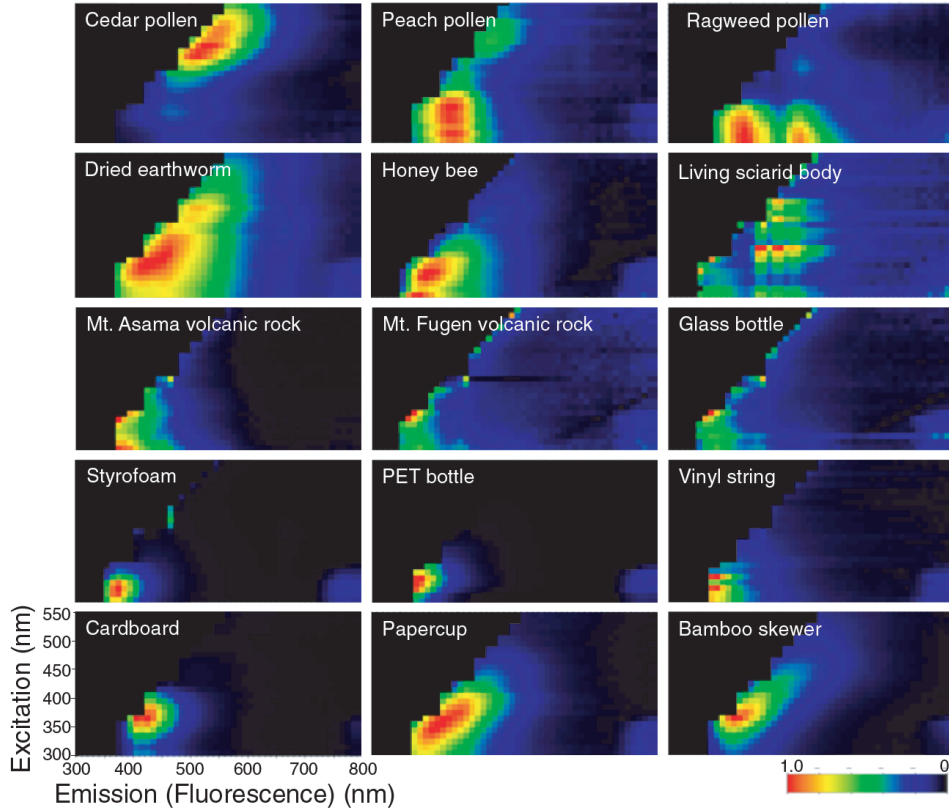


FIGURE 1.2 – Spectre de fluorescence mesurés par méthode in-situ. La figure est extraite de l'article de SAITO et al., 2022 et montre la signature de fluorescence de 15 espèces, dont l'excitation varie entre 300 et 550 nm. La collection des spectre d'émission de fluorescence se fait entre 300 et 800 nm et chaque spectre est normalisé par rapport à son maximum.

moins aisée à intégrer sur un instrument réseau déjà opérationnel. Pour pallier ces limitations techniques, une autre méthode a été développée, reposant sur l'ajout d'un ou plusieurs canaux de fluorescence large bande à un lidar existant. Le principe est d'utiliser un filtre interférentiel dont la largeur spectrale est typiquement de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres ($\simeq 50$ nm) pour moyenner une partie du spectre de fluorescence. L'avantage technique est que les voies de détection des lidars Mie/Raman sont déjà équipées de filtres interférentiels. Il est donc plus simple d'adapter la configuration mécanique et optique pour implémenter une voie de détection supplémentaire. Comme le signal de fluorescence est intégré spectralement sur une large bande, la dynamique verticale de détection est améliorée : sur LILAS, la portée peut atteindre l'ordre de la dizaine de kilomètres selon les conditions (HU et al., 2022, VESELOVSKII et al., 2020). La principale limitation scientifique de cette méthode est la faible résolution spectrale, mais des stratégies existent. La pre-

mière est de dupliquer les voies d’analyse de fluorescence sur plusieurs bandes pour reconstruire des spectres spectralement plus grossiers, ce qui est illustré en figure 1.3.

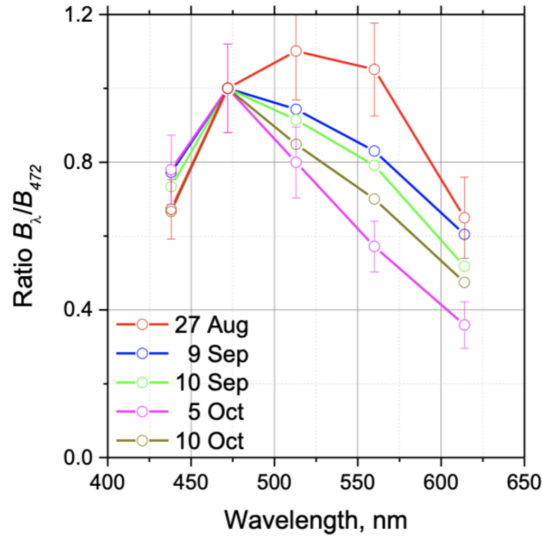


FIGURE 1.3 – Spectre de fluorescence atmosphérique mesuré par technique lidar à l’aide de filtres interférentiels. La figure est extraite de l’article de VESELOVSKII et al., 2023 et correspond à des mesures prises entre septembre et octobre 2022. Les filtres interférentiels utilisés pour cette étude ont une bande passante qui vaut : 438 ± 15 nm ; 472 ± 16 nm ; 513 ± 15 nm ; 560 ± 20 nm et 614 ± 27 nm, et les spectres de fluorescence ont été normalisés sur la valeur mesurée pour le canal à 472 nm.

La deuxième stratégie est de combiner fluorescence et paramètres lidar classiques (dépolariation, lidar ratio) afin d’améliorer la classification (VESELOVSKII et al., 2022a, MIRI et al., 2025). D’autres informations peuvent aussi être exploitées, comme la correction de la vapeur d’eau dans les mesures Raman en présence de couches fortement fluorescentes (REICHARDT et al., 2022). À l’échelle internationale, les observations lidar s’inscrivent dans des réseaux structurés qui garantissent traçabilité, intercomparabilité et accès à des séries de mesures longues. Le NDACC (Network for the Detection of Atmospheric Composition Change) fédère des observations dédiées notamment à la stratosphère. En Europe, EARLINET, dont la répartition est illustrée en figure 1.4, constitue le pilier lidar d’ACTRIS (Aerosol, Clouds and Trace Gases Research Infrastructure) et s’appuie sur une standardisation des procédures et sur des centres d’expertise tels que le CARS (Centre for Aerosol Remote Sensing). D’autres réseaux complètent ce dispositif selon les régions ou les applications scientifiques, par exemple LALINET (Latin America Lidar Network) ou MPL-NET (Micro-Pulse Lidar Network).



FIGURE 1.4 – Répartition des lidars dans le réseau EARLINET (Source : earlinet.org). Les sites actifs sont de couleur verte, les sites non permanents en rose, ceux en cours d'intégration au réseau en orange, et les sites qui ne sont plus actifs sont en blanc.

À l'échelle locale, le Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA) opère la station d'observation ATOLL (Atmospheric Observations in Lille). Cette plateforme instrumentée comprend de nombreux instruments. La partie in situ est munie d'un dizaine d'instruments, dont un SMPS et deux néphélomètres, ce qui permet de suivre la taille et les propriétés optiques des particules au niveau du sol, et de contraindre le lien entre paramètres microphysiques et optiques. La partie télédétection passive comprend notamment un spectroradiomètre UV, un fluxmètre, un pyranomètre UV, un sky-imager ainsi que des photomètres, qui renseignent la colonne atmosphérique et les propriétés intégrées. La partie active complète les mesures avec un lidar, LILAS (Lille Atmospheric Study), en opération depuis 2013.

LILAS est un lidar Mie/Raman polarisé à trois longueurs d'onde, permettant de restituer des profils de coefficients d'extinction, de rétrodiffusion et de dé-polarisation, ainsi que le profil du contenu en vapeur d'eau. L'instrument a été conçu pour un fonctionnement quasi-automatique, en tenant compte des conditions météorologiques et de contraintes opérationnelles (sécurité laser,

pluie, etc.) afin de limiter les interventions d’opérateurs. Cette automatisation et la robustesse instrumentale ont rendu LILAS compatible avec un fonctionnement en réseau. L’instrument alimente ainsi EARLINET avec des données régulières (configuration stabilisée après évolutions successives). En complément des voies Mie/Raman, une voie de fluorescence a été implémentée sur LILAS en 2019, permettant des mesures pérennes de profils de coefficient de fluorescence (VESELOVSKII et al., 2020, HU et al., 2022).

D’un point de vue scientifique, la fluorescence atmosphérique permet d’apporter une nouvelle dimension à la caractérisation des aérosols, en particulier pour les particules contenant des composés organiques. Alors que les schémas de type classiques exploitent principalement des paramètres issus des raies élastiques (rapport lidar, dépolarisation, color ratio, etc.), la fluorescence exploite un spectre continu dont la largeur peut atteindre plusieurs centaines de nanomètres (PAN, 2015, SAITO et al., 2018). Chaque type d’aérosol présentant des signatures de fluorescence spécifiques (intensité, formes spectrales, dépendances environnementales), il devient alors possible d’améliorer l’identification des aérosols (en particulier lorsque les signatures optiques traditionnelles se recouvrent). De plus, la fluorescence peut aider à distinguer des classes importantes en pratique (fumée, pollen, aérosol urbain, poussière minérale), par exemple en combinant des propriétés extraites des mesures, telles que la capacité de fluorescence et le taux de dépolarisation des aérosols (VESELOVSKII et al., 2022b).

Cependant, l’exploitation de la fluorescence par mesure lidar pour l’atmosphère reste relativement récente et nécessite encore d’être valorisée, standardisée et comparée entre instruments. Depuis la mise en opération de LILAS, et plus particulièrement depuis l’ajout de la voie de fluorescence, plusieurs équipes d’EARLINET se sont à leur tour intéressées à cette mesure et ont commencé à l’explorer ou à l’intégrer dans des lidars multi-paramètres, ce qui confirme l’émergence d’un effort communautaire autour de la fluorescence. Cette dynamique est illustrée par des travaux récents montrant l’apport de la fluorescence pour détecter des couches d’aérosols peu visibles en diffusion élastique et pour améliorer l’interprétation des situations complexes (GAST et al., 2025). Des actions ont été initiées au sein de la communauté pour développer des méthodologies communes, comparer les approches spectrométriques et large bande, et discuter des protocoles de calibration et d’exploitation au sein de groupes de travail dédiés (par ex. initiatives autour d’ACTRIS/EARLINET et communautés associées).

La fluorescence est ainsi un sujet en plein développement au sein du LOA et, plus largement, dans la communauté scientifique. Néanmoins, son exploration scientifique au laboratoire reste limitée si seul LILAS est utilisé. En effet, le laser est suffisamment puissant pour initier la fluorescence, mais la qualité des données et la portée de l’instrument demeurent contraintes par sa configura-

tion instrumentale fixe et par des compromis de conception, car LILAS doit fournir des données de manière pérenne. Il est donc difficile d’explorer plus en détail la fluorescence (optimisation des voies, tests de configurations, nouveaux canaux, stratégies de calibration) sans modifier l’instrument et perturber l’alimentation du réseau.

Pour pallier ces limitations, le lidar LIFE (Laser-Induced Fluorescence Explorer) a été développé. Ses objectifs principaux sont, d’une part d’explorer et d’optimiser la détection des signaux faibles de fluorescence (et, plus généralement, de signaux atmosphériques d’intérêt), et d’autre part de mieux comprendre certaines interactions atmosphériques, notamment l’interaction aérosols–nuages. LIFE s’inscrit dans une stratégie de développement plus globale : l’instrument a été financé dans sa quasi-totalité par le projet OBS4CLIM (Observations for Climate), dont les objectifs sont de renforcer et valoriser les mesures des plateformes d’observation françaises, et de soutenir des missions à plus grande échelle, par exemple en contribuant à la validation de mesures satellitaires. Par ailleurs, le développement instrumental de LIFE s’inscrit dans la continuité des partenariats académiques, industriels et européens. LIFE est le fruit d’une collaboration entre le LOA, l’entreprise CIMEL Electronique et des partenaires académiques internationaux, et l’instrument est également impliqué dans des groupes de travail de l’infrastructure ACTRIS et des initiatives de collaboration européennes liées aux développements lidar.

Ce manuscrit regroupe ainsi le développement instrumental et les premières exploitations scientifiques de LIFE. Il s’articule autour de quatre chapitres complémentaires pour retracer les principales étapes de développement et de validation instrumentale :

Chapitre 2 – Principes physiques du lidar et méthodologie générale.

Chapitre 3 – Conception instrumentale : choix techniques et compromis pour un système performant, robuste et simple d’utilisation.

Chapitre 4 – Mise en œuvre expérimentale : assemblage opto-mécanique, calibration et validation. Chapitre 5 – Applications scientifiques : études de cas d’observations atmosphériques illustrant la pertinence du système pour la caractérisation des aérosols et des gaz.

Enfin, une conclusion générale et des perspectives d’évolution viendront clôturer ce document.

Chapitre 2

Les lidars atmosphériques : Principe et méthodologie

L'objectif de ce chapitre est d'introduire l'instrument lidar et l'exploitation de la mesure lidar pour l'observation des aérosols et gaz atmosphériques.

Dans un premier temps, les différents éléments composant un lidar seront détaillés. En effet, le lidar est un instrument complexe, dimensionné pour des applications scientifiques ciblées, et peut s'inscrire dans un réseau d'observation pour la surveillance atmosphérique des aérosols et des gaz.

Dans un second temps, la mesure lidar servira de base pour expliquer comment les aérosols et les gaz sont identifiés. Il sera ainsi possible de déterminer les grandeurs dimensionnantes permettant de mesurer les observables atmosphériques ciblées.

2.1 Contexte instrumental

L'application principale d'un lidar est de profiler verticalement l'atmosphère pour mesurer la concentration et les propriétés physiques des particules et gaz atmosphériques.

D'un point de vue général, cet instrument est composé de 5 sous-systèmes : (a) une voie d'émission composée d'un ou plusieurs lasers (fonctionnant en régime pulsé) et généralement d'un élargisseur de faisceau (beam expander) pour mettre en forme le faisceau laser avant d'atteindre l'atmosphère ; (b) un ou plusieurs télescopes pour collecter la lumière émise par le laser ayant interagi avec l'atmosphère ; (c) un système de séparation des faisceaux et de filtrage spectral pour diriger les longueurs d'onde d'intérêt sur les différentes voies de détection ; (d) un ou plusieurs détecteurs pour acquérir les signaux filtrés par le système de filtrage et (e) un système électronique pour digitaliser et enregistrer les signaux.

La figure 2.1 ci-dessous illustre les sous-systèmes du lidar LILAS.

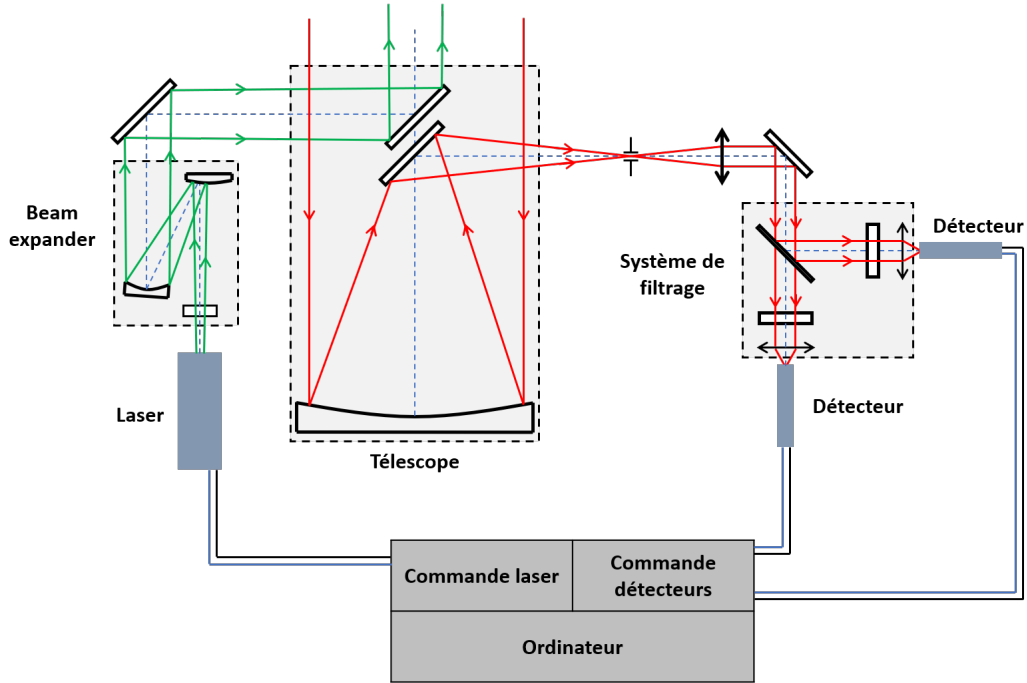


FIGURE 2.1 – Vue synthétique du lidar LILAS. Le laser émet le faisceau (vert) qui traverse ensuite le beam expander avant d’atteindre l’atmosphère. Puis, le faisceau rétrodiffusé (rouge) est collecté par le télescope avant de traverser le système de filtrage pour être analysé par les détecteurs. La commande du laser et des détecteurs se fait par les câbles bleus et noirs, et ces électroniques de commande sont pilotées par ordinateurs

La source est un laser Nd :YAG doublé et triplé en fréquence avec émission polarisée linéairement et est accolé à la verticale au support du télescope. Il émet respectivement 150, 150 et 260 mJ par impulsion à 1064, 532 et 355 nm. L’émission des 3 longueurs d’onde se fait par le même faisceau en sortie de laser, puis traverse le beam expander. Les premiers éléments rencontrés par le laser sont une série d’éléments optiques servant à nettoyer la polarisation du laser. En effet, bien que le laser émette un faisceau polarisé, il reste une composante dépolarisée résiduelle, et il est nécessaire de l’éteindre pour augmenter la précision de la mesure de dépolarisation atmosphérique. Ensuite, le faisceau est grossi par deux miroirs, un convexe suivi d’un concave. Cette association de miroirs sert à diminuer la divergence en sortie de beam expander mais augmente en contrepartie le diamètre du faisceau. Enfin, le faisceau élargi est réfléchi par deux miroirs plans à une incidence de 45° chacun, ce qui permet d’avoir une émission coaxiale par rapport à l’axe optique du télescope. La divergence totale du faisceau en sortie du beam expander est estimée à 200

prad.

Le télescope de LILAS est de type Newton. Son support permet par ailleurs de soutenir à la fois le laser, le beam expander et le système de filtrage et détection, ce qui rend l'instrument à la fois compact et robuste aux désalignements. Le télescope est ouvert à $f\# = 3,5$ avec une distance focale de 1400 mm, soit un diamètre de miroir primaire égal à 400 mm. Un diaphragme de champ de 2 mm de diamètre est placé en son point focal, ce qui implique un champ de vue total de l'instrument égal à 1,5 mrad.

Le faisceau est ensuite collimaté, puis les longueurs d'onde sont séparées dans le système de filtrage avant d'être analysées par les détecteurs comme l'illustre la figure 2.2 :

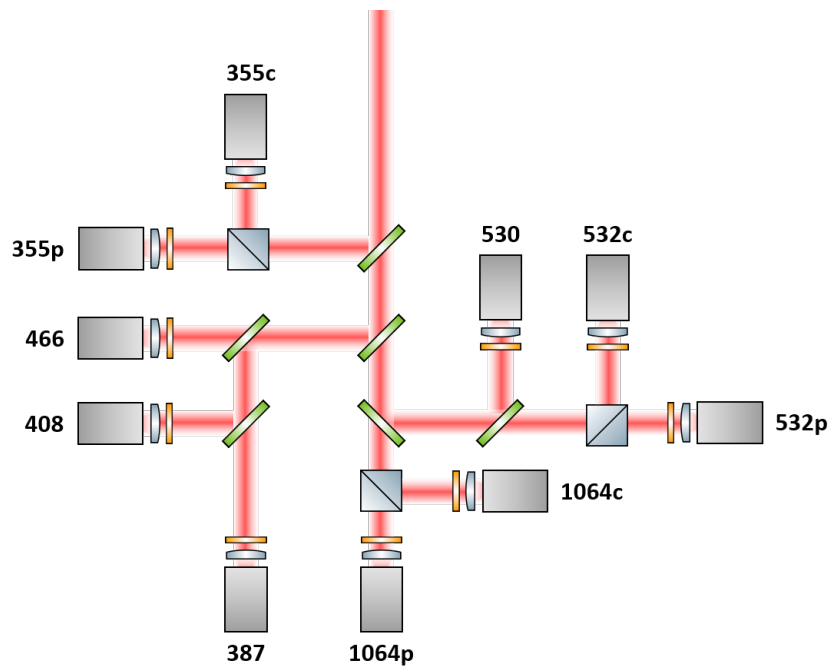


FIGURE 2.2 – Analyseur de LILAS. Le faisceau collimaté après le télescope est schématisé en rouge, et est incident à l'analyseur par le haut de la figure. Les miroirs dichroïques et lames semi-réfléchissantes sont schématisés en vert, et les cubes séparateur de polarisation en gris. Les détecteurs sont représentés par les rectangles en dégradé de gris, et un filtre et une lentille sont positionnés devant chacun d'entre eux, respectivement en orange et gris. Les longueurs d'onde centrales des filtres sont inscrites derrière chaque détecteur.

Cette configuration permet d'étudier à la fois les aérosols et les gaz. En effet, parmi ces 10 voies de détection, 3 d'entre elles permettent l'étude de la composante parallèle de la polarisation des longueurs d'onde émises (355p, 532p, 1064p), et 3 autres pour l'étude de la composante perpendiculaire (355c, 532c, 1064c), soit 6 voies élastiques. Pour affiner l'étude des aérosols, les voies

387 et 530 sont utilisées pour la détection des signaux inélastiques, respectivement induits par les longueurs d’onde 355 et 532 nm du laser. Ces deux voies sont nécessaires pour profiler simultanément les coefficients de rétrodiffusion et d’extinction des aérosols. Enfin, la voie à 466 nm est utilisée pour profiler le coefficient de fluorescence atmosphérique.

En ce qui concerne l’étude des gaz, le seul profil mesuré avec cette configuration est celui de la vapeur d’eau (H_2O) à l’aide de la voie à 408 nm. Par ailleurs, comme les profils de diazote (N_2) et de dioxygène (O_2) sont tabulés, il n’est pas nécessaire de les mesurer, mais ils sont exploités comme références par les voies de mesures à 387 et 530 nm.

D’un point de vue instrumental, les détecteurs utilisés pour les deux voies dans le proche infra rouge (IR) sont des photodiodes à avalanche (APD) de l’entreprise LICEL. Les détecteurs utilisés pour les voies visibles/UV sont des tubes photomultiplicateurs (PMT) de la même entreprise. L’intérêt de tels détecteurs réside dans leur adaptation à la détection de faibles signaux. De plus, il est possible de les synchroniser avec l’émission laser ce qui les rend adaptés pour la mesure lidar car cela permet l’étude de l’atmosphère avec une résolution spatiale définie.

Par ailleurs, le laser et le système de détection sont pilotés par le biais du logiciel Labview. Associé à la détection automatique des conditions environnementales extérieures (comme la détection de pluie ou de nuages bas par exemple), le pilotage des éléments du lidar permet un fonctionnement quasi autonome de l’instrument.

Le lidar LILAS est donc dimensionné pour l’étude des aérosols dans la troposphère, mais il existe presque autant de lidars que d’applications scientifiques. En effet, ces instruments peuvent aussi bien mesurer les propriétés des aérosols (FLOUTSI et al., 2023), l’altitude des nuages ou bien la concentration en gaz tels que l’ozone (O_3) (GODIN-BEEKMANN et al., 2003) ou le dioxyde de carbone (CO_2) (HOWES et al., 2023). Par ailleurs, les zones d’intérêt de l’atmosphère peuvent différer en fonction de l’application souhaitée.

Par exemple, certains lidars étudient le comportement de la couche limite (RIANDET et al., 2023) tandis que d’autres sont dimensionnés pour l’étude de la troposphère libre (HU et al., 2020), ou de la basse stratosphère (UTLS) voire stratosphère complète (KHAYKIN et al., 2020).

De plus, l’application scientifique peut nécessiter l’étude de zones géographiques particulières, tels que l’étude des pôles avec l’EQUIPEX IAOOS (Ice, Atmosphere, arctic Ocean Observing System, MARIAGE et al., 2017), de l’équateur avec la mission STRATEOLE 2 (LESIGNE et al., 2023) ou bien de la planète complète avec les lidars CALIOP (Cloud-Aerosol Lidar with Orthogonal Polarization, HUNT et al., 2009) ou plus récemment ATLID (ATmospheric LIDar) de la mission EARTHCARE, ce qui contraint fortement le vecteur

d'opération de l'instrument, avec des instruments déployés respectivement sur des bouées dérivantes, des ballons stratosphériques ou des satellites.

De ce fait, le dimensionnement de l'instrument dans son ensemble est à prendre en compte pour l'application scientifique visée. Par exemple, les systèmes de filtrage seront différents si l'application concerne l'étude des gaz ou des aérosols, et c'est la géométrie complète de l'instrument qui sera modifiée si on souhaite étudier la couche limite ou l'UTLS.

Si on se focalise sur les aérosols, les lidars sont capables de profiler différentes variables atmosphériques en tirant partie de plusieurs processus physiques. En effet, les lidar actuels peuvent à la fois tirer partie de la fluorescence, de la diffusion élastique ou inélastique, ou bien de l'absorption.

En ce qui concerne la fluorescence, elle est très majoritairement induite par le rayonnement ultra violet (UV) et mesurée dans le visible (VIS). L'état de l'art actuel permet de profiler un coefficient de fluorescence ainsi qu'un coefficient de dépolarisation des particules qui fluorescent dans l'atmosphère.

Concernant la diffusion, les technologies actuelles permettent de profiler les coefficients d'extinction, de rétrodiffusion ainsi que le taux de dépolarisation, et ce pour plusieurs longueurs d'onde, car les sources utilisées sont pour la plupart des lasers Nd :YAG doublés et triplés en fréquence avec une émission polarisée (HU et al., 2022).

De plus, d'autres instruments tirent partie de la diffusion élastique pour retrouver les propriétés physiques des particules, et leur synergie avec les lidars permet de contribuer à l'étude des aérosols présents dans l'atmosphère, c'est le cas des photomètres solaires.

En effet, contrairement aux lidars qui étudient le coefficient de rétrodiffusion (soit un angle de diffusion égal à π), les photomètres sont capables d'exploiter une plus grande gamme d'angles de diffusion, généralement compris entre 0 et 150°, dans la mesure où la source d'excitation est le soleil (ou la lune). Cette capacité à tirer partie de plusieurs angles de diffusion donne accès à davantage de propriétés des aérosols, telles que leur distribution en taille et les composantes réelle et imaginaire de leur indice de réfraction, et ce à plusieurs longueurs d'onde en fonction des filtres installés sur le photomètre.

Cependant, contrairement aux lidars qui sont capables de profiler l'atmosphère avec une résolution verticale de 7.5 m pour les instruments conventionnels, les photomètres permettent de retrouver les propriétés des aérosols intégrées sur la colonne, ce qui rend ces deux instruments complémentaires.

2.2 Méthodologie pour la télédétection d'aérosols et de gaz par mesure lidar

Les espèces atmosphériques détectées par les lidars peuvent être séparées en trois grandes familles : les molécules, présentes sous forme de gaz, les aérosols, dont la taille est supérieure à celle des molécules, et présents sous forme solide ou liquide, et les nuages. Les lidars sont capables de profiler les gaz et aérosols, mesurent l'altitude de la couche basse des nuages et parfois leur sommet quand ceux-ci sont optiquement fins. L'une des principales différences entre ces 3 familles est leur taille. En effet, celle-ci va jouer un rôle crucial dans le régime d'interaction avec le laser

En ce qui concerne les aérosols, leur origine provient de 2 sources : naturelle et anthropogénique. Parmi les aérosols naturels, on retrouve principalement les poussières désertiques, les embruns marins, les cendres volcaniques, la combustion de biomasse (ou smoke), les pollens et les sulfates. Concernant les aérosols anthropogéniques, on retrouve principalement la pollution citadine.

Concernant leur répartition en altitude, ceux d'origine anthropogénique sont majoritairement inclus dans la couche limite (≤ 2 km d'altitude), mais peuvent être émis dans la troposphère libre (entre 2 et 12 km d'altitude). Les aérosols d'origine naturelle sont quant à eux produits dans la couche limite (poussière désertiques), mais aussi dans la troposphère libre (cendres volcaniques, combustion de biomasse). Ils sont donc à la fois compris dans la couche limite et la troposphère libre, et ils peuvent être envoyés dans la stratosphère (entre 25 et 30 km d'altitude) par l'effet des vents ascendants. La figure 2.3 illustrent quelques aérosols présents dans l'atmosphère par le biais d'images prises au microscope.

2.2.1 Interaction lumière/matière

La figure 2.4 schématise les interaction atmosphériques mises en jeu dans la mesure lidar.

Le laser émet une onde monochromatique à la longueur d'onde λ_0 , et interagit avec l'atmosphère. Deux processus sont alors mis en jeu, quelles que soient les espèces chimiques présentes dans l'atmosphère (molécules, aérosols, nuages, ...) : la diffusion et/ou l'absorption.

2.2.1.1 Diffusion des molécules et particules

La diffusion est le phénomène le plus majoritairement exploité pour l'étude des aérosols par mesure lidar. Par ailleurs, le régime de diffusion dépend de la taille de l'espèce chimique qui interagit avec le faisceau laser. On définit alors

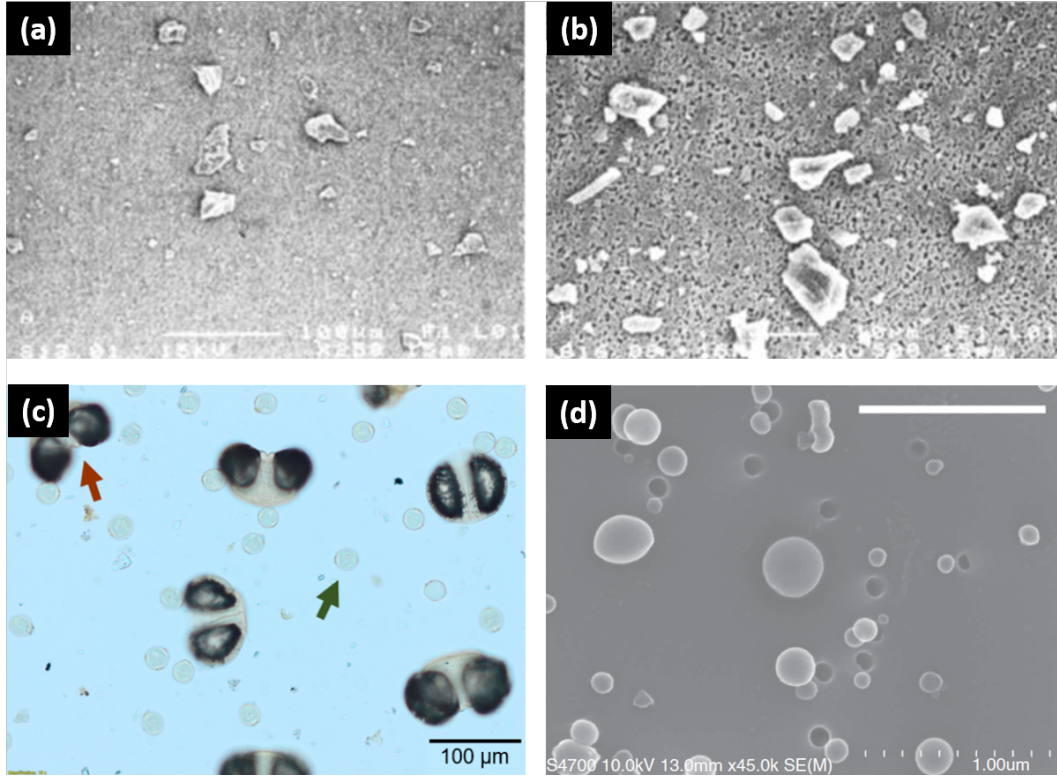


FIGURE 2.3 – Photos de 4 aérosols atmosphériques prises au microscope électronique à balayage. (a) : Quartz (VOLTEN et al., 2001). (b) : Cendres volcaniques provenant du Pinatubo (VOLTEN et al., 2001). (c) : Pollens de bouleau (vert) et d'épicéa (rouge) (BOHLMANN et al., 2021). (d) : Particules provenant de la combustion incomplète de biomasse collectées pendant les feux de Las Conchas (CHINA et al., 2013).

le paramètre de taille X_0 par l'équation 2.1 :

$$X_0 = \frac{2\pi a}{\lambda_0} \quad (2.1)$$

Où λ_0 est la longueur d'onde d'émission et a est la taille de l'espèce considérée. En supposant l'espèce interagissant sphérique, on peut alors différencier plusieurs régimes de diffusion :

L'une des principales différences entre ces régimes réside dans la fonction de phase, c'est à dire la quantité de lumière émise par angle de diffusion. En effet, quand un rayonnement interagit avec une molécule (ou un aérosol), une partie de la lumière est transmise dans la même direction, mais le reste de la radiation non absorbée est ré-émise (diffusée) dans toutes les directions de l'espace. Ce principe est décrit dans la figure 2.5 suivante :

La figure 2.5 (a) montre une fonction de phase pour une taille de 0.1 nm,

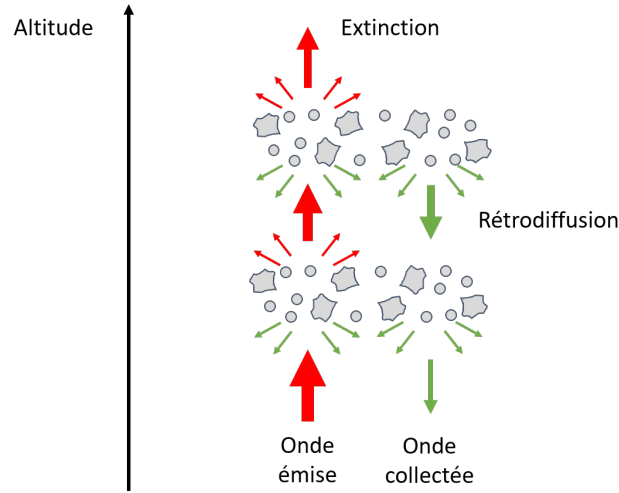


FIGURE 2.4 – Schéma des interactions atmosphériques de la mesure lidar. Une onde lumineuse est émise dans l’atmosphère et rencontre des couches atmosphériques contenant des aérosols et des molécules. Une partie du faisceau est diffusée vers l’avant (en rouge), une autre vers l’arrière (en vert) et le reste est absorbé.

Paramètre de taille	Régime de diffusion	Espèces chimiques considérées
$X_0 \ll 1$	Diffusion Rayleigh	Molécules
$X_0 \sim 1$	Diffusion Mie	Aérosols
$X_0 \gg 1$	Optique géométrique	Espèces macroscopiques (gouttelettes d’eau, nuages, ...)

TABLEAU 2.1 – Régimes de diffusion

soit un paramètre de taille $X_0 = 1,26 \cdot 10^{-3}$ (pour $\lambda_0 = 500$ nm) tandis que les figures (b) et (c) montrent des fonctions de phase pour des paramètres de taille valant respectivement 20 et 60. Il est important de noter que la diffusion Rayleigh implique un spectre spatial quasi isotrope, contrairement à la diffusion Mie (considérée dans le cas des aérosols) pour laquelle l’émission de lumière se fait préférentiellement vers l’avant, soit avec un angle de diffusion égal à 0° .

La diffusion moléculaire est caractérisée quantitativement par sa section efficace. Elle est définie par l’équation 2.2 suivante (BUCHOLTZ, 1995).

$$\sigma_{sca,mol}(\lambda_0) = \frac{24\pi^3}{\lambda_0^4 N_s^2} \left(\frac{n_{air}^2(\lambda_0) - 1}{n_{air}^2(\lambda_0) + 2} \right)^2 F_k(\lambda_0) \quad (2.2)$$

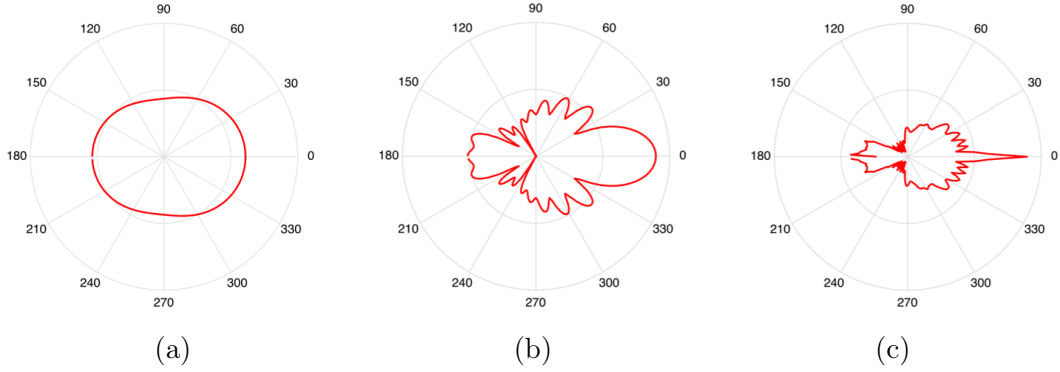


FIGURE 2.5 – Évolution de la fonction de phase pour 3 paramètres de taille différents (extrait de HU, 2018). La source d'excitation est une onde monochromatique non polarisée émise de la gauche pour les 3 graphiques, et sa longueur d'onde vaut 500 nm.

Cette grandeur est donnée en cm^2 , N_s représente la densité moléculaire au sol pour une atmosphère standard ($= 2,55 \cdot 10^{19} cm^{-3}$) et n_{air} représente l'indice de réfraction de l'air. Le terme F_k est appelé *King correction factor* et prend en compte l'anisotropie de l'air. Toutes ces variables sont par ailleurs tabulées, que ce soit pour la dépendance en altitude ou spectrale. Cependant, la section efficace quantifie la diffusion pour une molécule uniquement. Si on s'intéresse à la diffusion d'un point de vue volumique, il est nécessaire d'introduire le coefficient de diffusion :

$$\beta_{sca}(\lambda, z) = \sigma_{sca}(\lambda) N_s \frac{P(z)}{P_s} \frac{T_s}{T(z)} \quad (2.3)$$

qui s'exprime en m^{-1} , où P et T représentent respectivement la pression atmosphérique (exprimée en Pa) et T la température (exprimée en K). Par ailleurs, ce coefficient prend en considération l'ensemble des directions de diffusion, ce qui n'est pas le cas d'un lidar, dans la mesure où ils exploitent uniquement la rétrodiffusion. Il est donc nécessaire de définir la fonction de phase moléculaire. Elle est donnée par BUCHOLTZ, 1995 pour le régime de diffusion moléculaire par l'équation 2.4 :

$$p_{mol}(\theta) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2(\theta)) \quad (2.4)$$

et s'exprime en sr^{-1} . En combinant les équations 2.3 et 2.4, il est possible de définir le coefficient de rétrodiffusion moléculaire. Il s'exprime en $m^{-1} \cdot sr^{-1}$ et vaut :

$$\beta_{\pi, mol}(\lambda_0, z) = \beta_{mol}(\theta = \pi, \lambda_0, z) = \sigma_{sca, mol}(\lambda_0) N_s \frac{P(z)}{P_s} \frac{T_s}{T(z)} \frac{p_{mol}(\theta = \pi)}{4\pi} \quad (2.5)$$

Il caractérise de façon quantitative la rétrodiffusion moléculaire dans l’atmosphère et prend en compte les dépendances spectrale et d’altitude.

La théorie de la diffusion Rayleigh permet aussi de décrire le comportement en polarisation des molécules. En effet, une des propriétés du laser est l’émission de lumière polarisée. En ce qui concerne les lidars LIFE et LILAS, le faisceau émis est polarisé linéairement quelle que soit la longueur d’onde d’émission, donc il est possible de collecter la lumière rétrodiffusée sur deux axes propres. KATTAWAR et al., 1981 ont dérivé les équations permettant de calculer le coefficient de dépolarisation moléculaire δ^m pour la diffusion Rayleigh, et celui-ci vaut pour une émission polarisée linéairement, en prenant en compte uniquement les raies Cabannes :

$$\delta^m(\lambda_0) = \frac{3\epsilon(\lambda_0)}{180 + 4\epsilon(\lambda_0)} \quad (2.6)$$

où ϵ est un paramètre intrinsèque à la molécule considérée, assez peu dépendant de la longueur d’onde, comme δ^m . C’est ce qu’a montré l’article de FREUDENTHALER et al., 2018, dans lequel δ^m a été calculé de manière théorique pour les longueurs d’onde d’émission usuelles (correspondant aux fondamental et deux premiers harmoniques du laser Nd :YAG).

2.2.1.2 Absorption des aérosols et molécules

L’absorption est le deuxième processus mis en jeu dans l’interaction entre le rayonnement laser et les espèces chimiques présentes dans l’atmosphère. La figure 2.6 détaille les coefficients d’absorption pour les principaux gaz atmosphériques :

Comme le montre cette figure, il est essentiel de prendre en compte la dépendance spectrale de l’absorption pour profiler les gaz d’intérêt. En effet, le dimensionnement de l’instrument sera différent si l’étude cible le CO₂ ou l’ozone, notamment en ce qui concerne la source laser et le système de détection. Par ailleurs, ce graphique montre la gamme de longueurs d’onde du laser à utiliser pour l’étude des aérosols. En effet, les molécules absorbent assez peu entre 300 et 1000 nm, et cette plage spectrale correspond aux longueurs d’onde d’émission du laser Nd :YAG doublé et triplé en fréquence (respectivement 1064, 532 et 355 nm).

De même que pour la diffusion, l’absorption est définie de façon quantitative par sa section efficace σ_{abs} pour une molécule, de laquelle découle le coefficient

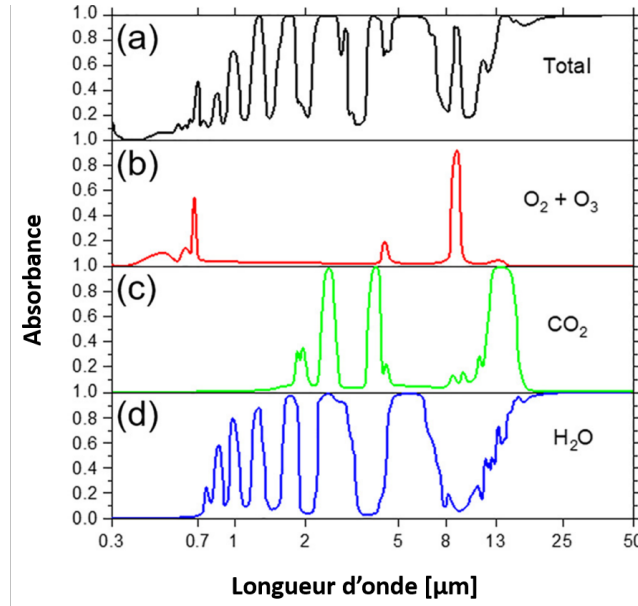


FIGURE 2.6 – Spectre d’absorbance des principaux gaz atmosphériques entre 0,3 et 50 μm . (a) : Total de la contribution des gaz. (b) : Absorbance des molécules d’ozone et de dioxygène. (c) : Absorbance du dioxyde de carbone. (d) : Absorbance de la vapeur d’eau

d’absorption α_{abs} pour l’étude des molécules de manière volumique. Ce dernier n’est pas tabulé pour l’air comme le coefficient de rétrodiffusion de l’équation 2.5, car la dépendance spectrale est trop variable en fonction des gaz atmosphériques.

Par ailleurs, le coefficient d’absorption est exploité de manière différente par les lidars en fonction de leur application scientifique. En effet, les lidars DiAL (Differential Absorption Lidar) ont pour objectif de profiler un ou plusieurs gaz atmosphériques, et ceux-ci tirent partie des spectres d’absorption des gaz pour retrouver leur profil en concentration (BROWELL et al., 1998 et GIBERT et al., 2015).

En ce qui concerne les lidars aérosols, l’exploitation de l’absorption permet d’identifier les aérosols mesurés. Cependant, comme le coefficient d’absorption n’est pas tabulé pour tous les types d’aérosols car il dépend de leur nature (aérosols humides ou secs, avec ou sans mixture, ...), l’absorption est déduite de la mesure d’extinction.

2.2.1.3 Définition de l’extinction

L’extinction est le phénomène regroupant les contributions de la diffusion et de l’absorption, et il est illustré en figure 2.4. Il correspond à la quantité lumière perdue par unité de longueur après propagation dans une couche at-

mosphérique. Ainsi, on peut définir le coefficient d'extinction comme la somme des coefficients d'absorption et de diffusion :

$$\alpha_{ext}(\lambda_0, z) = \alpha_{abs}(\lambda_0, z) + \beta_{mol}(\lambda_0, z) \quad (2.7)$$

Il est alors possible d'exploiter l'absorption des aérosols via le rapport lidar :

$$LR(\lambda_0, z) = \frac{\alpha_{ext}(\lambda_0, z)}{\beta_{\pi}(\lambda_0, z)} = \frac{1}{\overline{\omega_0}(\lambda_0, z)} \frac{4\pi}{p(\theta = \pi, z)} \quad (2.8)$$

Où $\overline{\omega_0}$ désigne l'albédo de diffusion simple. Enfin, on définit la transmission atmosphérique, qui correspond à la fraction de lumière transmise dans l'atmosphère à une altitude z :

$$T(\lambda_0, z) = \exp \left(- \int_0^z \alpha_{ext}(\lambda_0, z') dz' \right) \quad (2.9)$$

Par ailleurs, de même que pour le coefficient de rétrodiffusion, le coefficient d'extinction est une grandeur additive par rapport aux contributions des espèces atmosphériques. De ce fait, l'expression du coefficient de rétrodiffusion et de la transmission atmosphérique pour les contributions combinées des aérosols et des molécules réunies est donnée par l'équation 2.10 :

$$\begin{aligned} \beta_{\pi, (m+a)}(\lambda_0, z) &= \beta_{\pi, mol}(\lambda_0, z) + \beta_{\pi, aer}(\lambda_0, z) \\ T_{(m+a)}(\lambda_0, z) &= \exp \left(- \int_0^z [\alpha_{ext, mol}(\lambda_0, z') + \alpha_{ext, aer}(\lambda_0, z')] dz' \right) \end{aligned} \quad (2.10)$$

2.2.2 Equation lidar élastique

L'équation lidar est définie de plusieurs manières dans la littérature de façon plus ou moins simplifiée (WEITKAMP, 2005 et VLADIMIR E. ZUEV, 2013), qu'elle soit vue sous un angle électronique, optique (MEASURES, 1984) ou se focalisant sur les paramètres atmosphériques.

Elle est ici définie pour chaque altitude z , par la quantité de photons convertis en électrons par les détecteurs après accumulations de N émissions laser, et combine les effets atmosphériques et instrumentaux. Pour une émission laser à la longueur d'onde λ_0 , elle est définie avec l'équation suivante :

$$P_{lid}(\lambda_0, z) = K_0 \frac{O(z)}{z^2} \beta_{\pi, (m+a)}(\lambda_0, z) T_{(m+a)}^2(\lambda_0, z) \quad (2.11)$$

Son unité est en nombre de photoélectrons par bin, c'est à dire le nombre de photons collectés par le télescope convertis en électrons par les détecteurs sur le plus petit intervalle de temps que le détecteur permet. Les composantes instrumentales sont $K_0 = K(\lambda_0)$, qui représente la "constante instrumentale"

(ou constante lidar) et regroupe l'ensemble des paramètres dimensionnant du lidar, et $O(z)$ qui est la fonction de recouvrement de l'instrument. Elle est comprise entre 0 et 1 et représente à la fois la possibilité de collecter les photons émis par le laser à chaque altitude et l'alignement de l'instrument.

En ce qui concerne les paramètres atmosphériques, $\beta_{\pi,(m+a)}$ et $T_{(m+a)}$ représentent respectivement le coefficient de rétrodiffusion et la transmission atmosphérique, pour les contributions des molécules et aérosols combinées.

2.2.2.1 Constante lidar

L'expression complète de la constante lidar est la suivante :

$$K_0 = N \frac{\lambda_0}{2h} E_{laser}(\lambda_0) S_{tel} T_{opt}(\lambda_0) \eta_{det}(\lambda_0) g_{det} \Delta t_{det} \quad (2.12)$$

et son unité est en km^3 . Elle est l'image à la fois de la quantité de photons émis et de l'efficacité de détection de l'instrument, et les variables la composant sont résumées dans le tableau 2.2 ci-dessous :

Variable	Unité	Signification
N		Nombre de tirs laser par profil unitaire
λ_0	nm	Longueur d'onde d'émission
$E_{laser}(\lambda_0)$	mJ	Énergie laser par impulsion à la longueur d'onde λ_0
h	$J.s$	Constante de Planck
S_{tel}	cm^2	Surface efficace du télescope de réception
$T_{opt}(\lambda_0)$		Transmission cumulée de toutes les optiques de l'instrument à la longueur d'onde λ_0
$\eta_{det}(\lambda_0)$		Efficacité quantique du détecteur à la longueur d'onde λ_0
g_{det}		Gain du détecteur
Δt_{det}	ns	Durée d'acquisition par bin de la carte de comptage

TABLEAU 2.2 – Composition de la constante lidar élastique

L'équation 2.12 regroupe l'ensemble des paramètres instrumentaux. En effet, le laser est représenté par la longueur d'onde d'émission et l'énergie d'émission par impulsion. Il serait donc pertinent de maximiser l'énergie par impulsion pour augmenter le nombre de photons collectés par profils. Cependant deux arguments vont contre cet hypothèse. En effet, d'un point de vue financier, un laser plus énergétique coûte en général plus cher, ce qui n'est parfois pas pertinent au vu de l'application scientifique. Par ailleurs, plus le laser émet une énergie élevée et plus les traitements des optiques en seront dégradés. Il y a donc un compromis à trouver pour dimensionner correctement l'instrument par rapport à l'application scientifique visée et la durée de vie des composants.

En ce qui concerne le télescope, il est dimensionné par sa surface efficace. En effet, la majorité des télescopes est composée de deux miroirs, un primaire de grand diamètre et un secondaire de diamètre plus petit, mais obturant l'ouverture du primaire. Il est alors nécessaire de minimiser cette obturation pour collecter un maximum de photons avec le télescope.

La chaîne de détection est définie d'une part par la durée d'acquisition de chaque canal d'acquisition (ou bin) de la carte de comptage (Δt_{det}), et d'autre part par l'efficacité quantique du détecteur utilisé. En effet, il est nécessaire d'utiliser des détecteurs à comptage de photons pour analyser le signal lidar avec dynamique suffisamment élevée pour la détection des altitudes élevées. Pour cela, chaque photon incident sur le détecteur (APD ou PMT) a une certaine probabilité d'être détecté et de déclencher l'avalanche d'électrons correspondant à l'efficacité quantique.

Par ailleurs, il est nécessaire d'accumuler plusieurs tirs laser pour former un profil lidar scientifiquement exploitable, car la quantité de photons rétrodiffusés par l'atmosphère avec un unique tir laser ne permet pas d'acquérir un signal avec un rapport signal sur bruit (RSB) suffisant, notamment pour les altitudes élevées. C'est donc avec N tirs laser que l'on obtient le profil unitaire de l'instrument. En pratique, le profil unitaire de LILAS est fixé à 1s, et comme la fréquence de répétition de son laser vaut 20 Hz, il est nécessaire d'accumuler $N=20$ tirs pour avoir un profil unitaire.

2.2.2.2 Fonction de recouvrement

Le recouvrement est un phénomène intrinsèque à tous les lidars et tire son origine de la conjugaison optique de l'instrument. En effet, la grande majorité des télescopes lidar travaille en conjugaison infini-foyer, c'est à dire que le diaphragme de champ (ou pinhole) est centré sur le point focal du télescope. De ce fait, chaque couche d'aérosols comprise dans le champ de vue et supposée à l'infini, c'est à dire à une altitude suffisamment élevée par rapport au plan du télescope, sera entièrement imagée dans le diaphragme de champ. Dès lors, la totalité du flux rétrodiffusé sera analysée par les détecteurs. La figure 2.7 décrit les 3 types de cas introduits précédemment pour le recouvrement.

Il est important de noter que les couches en altitude schématisées sur cette figure correspondent à la portion illuminée par le laser, car ces couches (panaches d'aérosols, nuages, ...) ont en règle générale une étendue spatiale bien supérieure au champ de vue du télescope. En conclusion, c'est le dimensionnement combiné du beam expander (imposant la divergence du faisceau d'émission) et du télescope (imposant le champ de vue de la voie de réception) qui va contraindre la fonction de recouvrement.

Par ailleurs, bien que seule la voie de réception soit représentée, cette figure illustre les 2 limites optiques intrinsèques aux lidars, quelle que soit leur configuration instrumentale : l'imagerie et l'optique géométrie. En effet, la figure 2.7

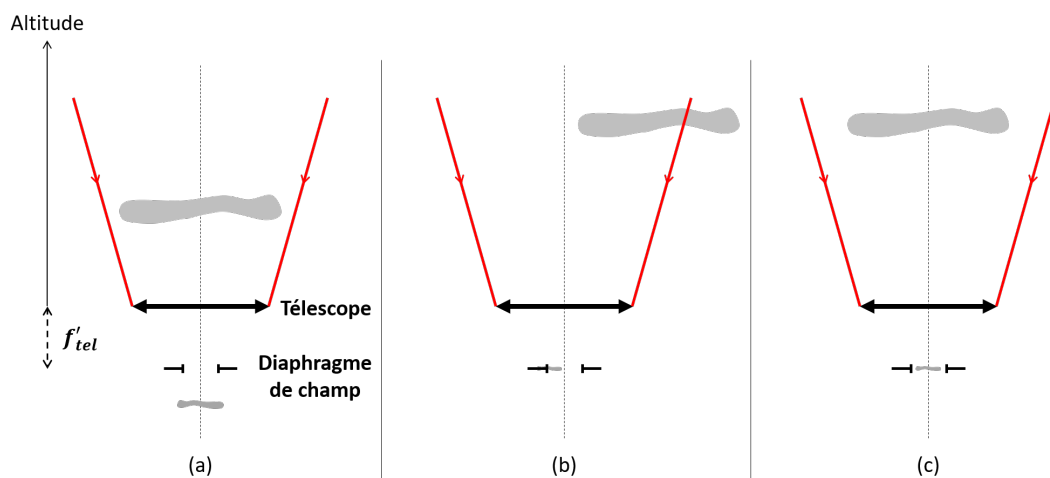


FIGURE 2.7 – Illustration du principe du recouvrement vu par le télescope, assimilé optiquement à une lentille. Le cas (a) correspond à un objet centré qui n'est pas considéré à l'infini, donc son image se fait en arrière du plan focal du télescope et ne sera pas complètement conjuguée avec les détecteurs. Le cas (b) correspond à un objet considéré à l'infini, mais pas entièrement inclus dans le champ de vue du télescope, son image se fait donc dans son plan focal mais une partie de celle-ci est tronquée par le diaphragme de champ. Le cas (c) correspond à un recouvrement unitaire : l'objet est considéré à l'infini et est entièrement inclus dans le champ de vue du télescope, son image n'est donc pas tronquée par le diaphragme de champ du télescope et elle est conjuguée avec les détecteurs.

(a) illustre les problèmes d'imagerie optique qui apparaissent pour la configuration co-axiale (axes optiques d'émission et de réception confondus, cf. figure 2.1) et la figure (b) montre les limites géométriques des lidars bi-statiques (axes optiques d'émission et de réception séparés par une entraxe) quand le faisceau d'émission n'est pas totalement inclus dans le champ de vue de réception. Ces deux phénomènes apparaissent dans les premiers kilomètres de l'atmosphère, plus souvent appelés "basse couche", là où le recouvrement n'est pas encore unitaire.

Les limites liées à la géométrie de l'instrument dans le cas bi-statique sont facilement modélisables en supposant une répartition uniforme du profil d'intensité de la tache laser en altitude, car le problème revient à normaliser la surface d'intersection de deux cercles. Il est alors possible de dimensionner le beam expander et le télescope pour modéliser la fonction de recouvrement de l'instrument.

A contrario, les effets d'imagerie qui interviennent dans la configuration instrumentale co-axiale ne sont pas facilement modélisables pour simuler la fonction de recouvrement, car il est nécessaire de considérer les effets liés à l'échantillon-

nage numérique pour prendre en compte le profil d'intensité de la tache laser. Cependant, l'analogie avec les lidars bi-statiques est possible pour représenter les différents régimes de la fonction de recouvrement, c'est ce que représente la figure 2.8 ci-dessous.

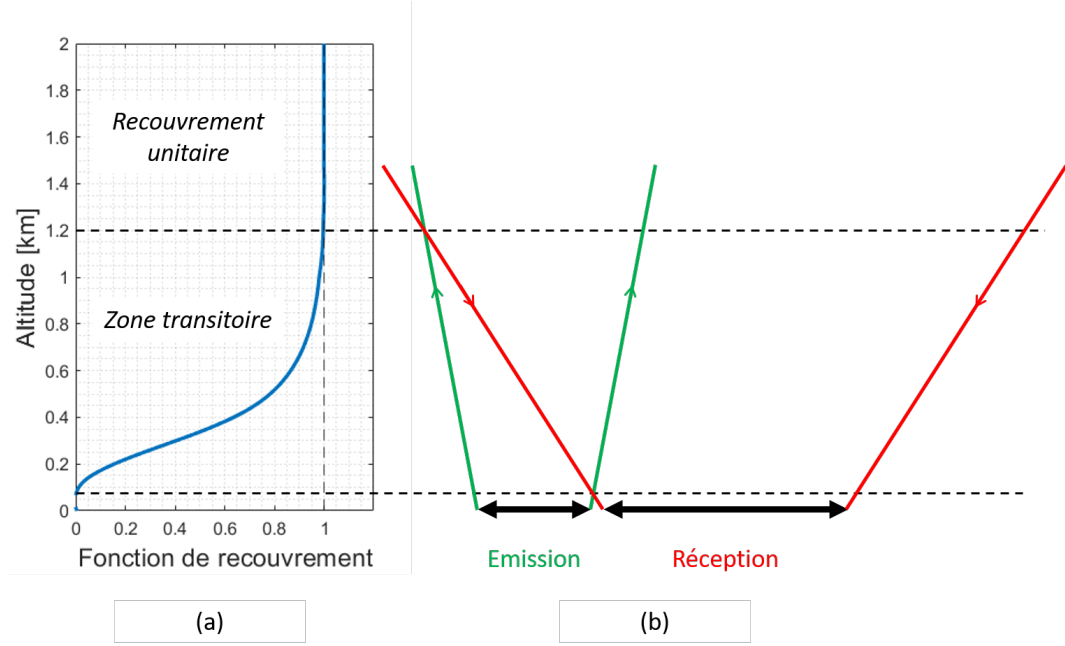


FIGURE 2.8 – Illustration de la fonction de recouvrement. La figure (a) correspond à la fonction de recouvrement de la voie 532// analogique de LILAS pour une atmosphère supposée homogène entre 1,25 et 1,45 km le 03/06/2023 de 13h30 à 14h UTC, extrapolée au delà de 1,45 km. La figure (b) représente les régimes de recouvrement pour une configuration bi-statique, ce qui permet de faire l'analogie avec la zone transitoire du recouvrement de LILAS malgré sa configuration instrumentale co-axiale.

En conclusion, deux paramètres instrumentaux sont dimensionnants pour la fonction de recouvrement. Le premier concerne la voie d'émission, il s'agit du grossissement du beam expander :

$$G_{BE} = \frac{div_{em}}{div_{laser}} = \frac{R_{laser}}{R_{em}} \quad (2.13)$$

Le deuxième paramètre est le demi angle de champ de vue du télescope (couramment appelé champ de vue, ou FOV), et vaut :

$$FOV_{tel} = \frac{\phi_{DC}}{2f'_{tel}} \quad (2.14)$$

L'ensemble des grandeurs est résumé dans le tableau 2.3.

Variable	Unité	Signification
G_{BE}		Grossissement du beam expander
div_{em}	μrad	Demi angle de divergence du faisceau en sortie du beam expander
div_{laser}	$mrad$	Demi angle de divergence du faisceau en sortie du laser
R_{laser}	mm	Rayon du faisceau émis en sortie de laser
R_{em}	cm	Rayon du faisceau émis en sortie de beam expander
FOV_{tel}	$mrad$	Demi angle de champ de vue du télescope
ϕ_{DC}	mm	Diamètre du diaphragme de champ
f'_{tel}	m	Distance focale du télescope

TABLEAU 2.3 – Divergence de la voie d’émission et champ de vue de la voie de réception

Par ailleurs, comme l’illustre la figure 2.8, l’étude de la basse couche est possible lorsque l’altitude de recouvrement unitaire est suffisamment faible, c’est à dire quand la divergence d’émission diminue et le champ de vue du télescope augmente. Cependant, cette étude se fait au détriment de la haute couche. En effet, plus le champ de vue du télescope est élevé et plus la quantité de faisceau utile (correspondant à la surface du faisceau d’émission) incluse dans le champ de vue du télescope sera faible, ce qui amènera l’instrument à détecter majoritairement du bruit aux altitudes élevées, car le signal lidar évolue en $1/z^2$.

De plus, l’équation 2.13 montre que la diminution de la divergence du faisceau d’émission implique une augmentation de son diamètre, car les paramètres du laser sont fixés par le fabricant. Il sera donc obligatoire d’utiliser des optiques de plus grand diamètre pour grossir le faisceau, ce qui implique un coût de production plus élevé et un encombrement plus important.

2.2.3 Bruits de mesure

L’équation 2.11 décrit uniquement une partie du signal analysé. Il s’agit de la puissance utile, mais il existe deux sources de signal supplémentaires. En effet, le bruit de mesure est composé de deux sources qui s’ajoutent à cette puissance utile pour complètement définir le signal mesuré par les détecteurs.

2.2.3.1 Bruit de fond de ciel (mesure de jour)

La première composante du bruit de mesure est liée à la luminance solaire, il s’agit du bruit de fond de ciel (ou background noise). En effet, contrairement aux photomètres qui utilisent la lumière du soleil comme source pour l’analyse

des aérosols, les lidars utilisent leur propre source de lumière, donc les autres sources lumineuses perturbent la mesure et apportent du bruit à la mesure. Ce bruit de fond de ciel est constant par rapport à l'altitude, et est défini par l'équation 2.15 :

$$P_{bck}(\lambda_0) = N \frac{\lambda_0}{hc} L_{sol}(\lambda_0) (R_{tel} FOV_{tel})^2 \Delta\lambda_0 T_{opt,rec}(\lambda_0) \eta_{det}(\lambda_0) g_{det} \Delta t_{det} \quad (2.15)$$

Les différents termes de cette équation sont résumés dans le tableau 2.4 ci-dessous :

Variable	Unité	Signification
N		Nombre de tirs laser par profil unitaire
λ_0	nm	Longueur d'onde d'émission
h	$J.s$	Constante de Planck
c	$m.s^{-1}$	Célérité de la lumière
$L_{sol}(\lambda_0)$	$mW.m^{-2}.sr^{-1}.nm^{-1}$	Luminance spectrale du ciel pour une heure et un lieu donnés à la longueur d'onde λ_0
R_{tel}	mm	Rayon du télescope
FOV_{tel}	$mrad$	Demi angle de champ de vue du télescope (équation 2.14)
$\Delta\lambda_0$	nm	Largeur spectrale à mi-hauteur du filtre
$T_{opt,rec}(\lambda_0)$		Transmission cumulée des optiques de la voie de réception à la longueur d'onde λ_0
$\eta_{det}(\lambda_0)$		Efficacité quantique du détecteur à la longueur d'onde λ_0
g_{det}		Gain du détecteur
Δt_{det}	ns	Durée d'acquisition par bin de la carte de comptage

TABLEAU 2.4 – Composition de la puissance du bruit de fond de ciel

Tout comme l'équation 2.11, la puissance du bruit de fond de ciel est donnée en nombre de photo-électrons. On a de plus supposé que toutes les composantes spectrales (L_{sol} , $T_{opt,rec}$ et η) sont constantes sur la bande passante du filtre.

2.2.3.2 Bruit d'obscurité

L'autre source de bruit prédominante dans la mesure lidar est le bruit électronique. En effet, les détecteurs déclenchent parfois une avalanche d'électrons de manière erratique sans qu'un photon ne soit incident. C'est le courant d'obscurité (ou dark current) i_{dark} , il est en général fourni par les constructeurs

et vaut quelques nA . L'expression du bruit d'obscurité (aussi indépendant de l'altitude) est alors donnée pour un profil unitaire par l'équation 2.16 :

$$P_{dark} = N \frac{i_{dark}}{q} g_{det} \Delta t_{det} \quad (2.16)$$

où q est la charge d'un proton. Il est important de noter qu'une source prédomine l'autre selon l'heure à laquelle la mesure est faite. En effet, le bruit de fond de ciel sera la source prédominante pendant la journée tandis qu'il pourra être négligé pendant la nuit devant le bruit d'obscurité.

2.2.4 Rapport signal sur bruit et étude de sensibilité

Finalement en sommant les équations 2.11, 2.15 et 2.16, le signal élastique analysé par le détecteur (exprimé en nombre de photo-électrons par bin) s'écrit de la manière suivante :

$$\begin{aligned} P_{recue}(\lambda_0, z) &= P_{lid}(\lambda_0, z) + P_{bruits}(\lambda_0) \\ &= K_0 \frac{O(z)}{z^2} \beta_{\pi, (m+a)}(\lambda_0, z) T_{(m+a)}^2(\lambda_0, z) \\ &\quad + N \frac{\lambda_0}{hc} L_{sol}(\lambda_0) (R_{tel} FOV_{tel})^2 \Delta \lambda_0 T_{opt, rec}(\lambda_0) \eta(\lambda_0) g_{det} \Delta t_{det} \\ &\quad + N \frac{i_{dark}}{q} g_{det} \Delta t_{det} \end{aligned} \quad (2.17)$$

Par ailleurs, bien que les trois termes de l'équation 2.17 n'aient pas la même origine, chaque composante suit une loi de Poisson dont le paramètre vaut sa valeur moyenne. Ainsi, on peut montrer que le rapport signal sur bruit (RSB) s'écrit de manière suivante :

$$RSB(\lambda_0, z) = \frac{P_{lid}(\lambda_0, z)}{\sqrt{P_{lid}(\lambda_0, z) + P_{bck}(\lambda_0) + P_{dark}}} \quad (2.18)$$

L'équation 2.18 permet de comprendre comment dimensionner chaque paramètre pour maximiser le RSB par rapport au mode de fonctionnement de l'instrument (fonctionnement jour/nuit, étude de la basse/haute couche, ...). C'est l'objectif du développement suivant. Pour rappel, LIFE est un lidar dont l'objectif scientifique principal est l'étude de la fluorescence atmosphérique (majoritairement localisée dans la troposphère). La principale différence instrumentale entre l'étude du signal rétrodiffusé élastique et celui de fluorescence réside dans la largeur spectrale des filtres utilisés. En effet, la méthode de détection de fluorescence utilisée sur LIFE requiert l'utilisation de filtres large bande, et ces filtres de fluorescence ont une largeur spectrale entre 100 et 150 nm plus élevée que pour ceux utilisés sur les voies élastiques.

2.2.4.1 Voie d'émission

Les variables dimensionnant la voie d'émission du lidar sont l'énergie d'émission par impulsion du laser et la transmission des optiques du beam expander. Ces quantités sont incluses uniquement dans l'équation 2.11 qui décrit la puissance utile reçue par l'instrument.

Il est alors clair d'un point de vue théorique qu'il faut maximiser ces deux quantités pour maximiser le rapport signal sur bruit de l'équation 2.18, quel que soit le mode de fonctionnement de l'instrument.

Cependant, il existe plusieurs limites à cet argument. Premièrement, d'un point de vue instrumental, l'utilisation d'un laser à trop haute énergie endommagerait les optiques après le laser, ce qui empêcherait l'utilisation d'un beam expander par exemple, pour éviter de brûler les optiques après une utilisation régulière de l'instrument. De plus, l'énergie d'émission d'un laser va souvent de paire avec son coût. Enfin, les lidars sont supposés être des instruments de télédétection non intrusifs, c'est à dire que leur interaction avec les espèces atmosphériques ne modifie par leurs propriétés physico-chimiques. Or si la source d'excitation est trop énergétique, des effets non-linéaires peuvent apparaître et donc modifier les propriétés des gaz et aérosols observés, en particulier dans la basse couche.

En résumé, l'utilisation d'un laser le plus puissant possible est un bon argument pour maximiser le RSB d'un point de vue théorique, mais pas d'un point de vue expérimental.

2.2.4.2 Télescope

Le dimensionnement du télescope est contraint par sa transmission (ou réflectivité si les optiques travaillent en réflexion), ses dimensions (surface de collection, et obturation si le télescope est composé de plusieurs miroirs), sa distance focale et le diamètre du diaphragme de champ. Les deux dernières quantités définissent le champ de vue du télescope avec l'équation 2.14.

Concernant les deux premières variables (transmission et dimensions du télescope), elles apparaissent à la fois dans l'équation 2.11 qui symbolise le signal utile analysé par les détecteurs mais aussi dans l'équation 2.15, image du bruit de fond de ciel collecté par le lidar.

Or, si le fond de ciel est considéré comme source de bruit, il est prédominant devant le bruit d'obscurité. On peut alors simplifier l'équation 2.18, et le RSB de jour peut être approximé par l'équation 2.19 :

$$RSB_{jour}(\lambda_0, z) \simeq \frac{P_{lid}(\lambda_0, z)}{\sqrt{P_{lid}(\lambda_0, z) + P_{bck}(\lambda_0)}} \quad (2.19)$$

Ainsi, le RSB de jour varie en $\sqrt{T_{tel}S_{tel}}$, et il en résulte alors qu'il faut maximiser ces deux quantités pour obtenir un RSB le plus élevé possible.

Cependant, de même que pour la voie d'émission, il existe une limite instrumentale à cet argument. En effet, la transmission (ou réflexion) des optiques ne peut pas dépasser 1, et les traitements pour atteindre cette valeur coûtent en général assez cher.

Concernant la surface efficace de collection, considérons un télescope à deux miroirs comme celui de LILAS (figure 2.1). Il existe alors deux options pour maximiser cette surface de collection. La première est de réduire l'obturation due au miroir secondaire, mais ses dimensions sont imposées par les règles de l'optique géométrique pour s'assurer du passage du faisceau à travers le reste de l'instrument sans perte.

La deuxième option est d'augmenter le diamètre du miroir primaire. L'argument est pertinent d'un point de vue théorique mais difficilement réalisable d'un point de vue instrumental. En effet, plus on augmente le diamètre du miroir et plus les contraintes associées sont élevées. S'il n'est pas correctement maintenu, la contrainte mécanique sur ses bords est telle que des déformations peuvent apparaître et peuvent modifier sa distance focale de façon locale, c'est à dire qu'un faisceau incident sur les bords du miroir ne travaillera pas avec la même distance focale qu'un faisceau incident au centre. De plus, le miroir sera beaucoup plus sensible aux variations de température, ce qui modifierait sa distance focale au cours du temps. Ce changement de valeur erratique a un impact direct sur les performances de l'instrument, car il est dimensionné et aligné pour travailler avec une distance focale fixée, et une partie du faisceau peut être perdue si la distance focale du télescope n'est pas contrôlée.

La dernière variable servant à dimensionner le télescope est son champ de vue. Celle-ci apparaît dans l'expression du bruit de fond de ciel dans l'équation 2.15. Bien que minimiser sa valeur augmente le RSB de jour, il n'est pas envisageable de le faire pour des raisons instrumentales. En effet, le champ de vue du télescope est une des principales variables servant à dimensionner la fonction de recouvrement. Or si on s'intéresse à la couche limite, il est nécessaire d'avoir une fonction de recouvrement unitaire suffisamment bas en altitude (autour de 1km typiquement), ce qui impose une valeur de champ de vue minimale pour le télescope. Il est donc nécessaire de faire un compromis sur cette valeur, pour à la fois détecter les aérosols dans la couche limite, et le plus haut possible de jour.

Par ailleurs, même si l'instrument est dimensionné pour fonctionner uniquement de nuit (i.e. $P_{bck} = 0$), il est important de ne pas augmenter son champ de vue le plus possible. En effet, d'un point de vue optique, le diamètre du faisceau dans le système de filtrage augmente proportionnellement avec le champ de vue du télescope. Il est donc important de maintenir ce diamètre suffisamment faible tout au long de la propagation pour ne pas diaphragmer le faisceau sur le bord des optiques, et donc ne pas avoir besoin d'utiliser des optiques de

plus grand diamètre, synonyme de coût plus élevé.

Enfin, d'un point de vue atmosphérique, augmenter le champ de vue implique que le signal détecté sera plus sensible à la diffusion multiple. En effet, une approximation est faite de façon implicite dans l'équation 2.9, celle que la diffusion multiple est négligeable devant la diffusion simple. PLATT, 1973 a été le premier à introduire un terme correctif η pour prendre en compte la diffusion multiple des aérosols. Ce coefficient dépend de l'altitude et est placé en amont de $\alpha_{ext,aer}$ dans l'équation 2.9. Il varie entre 0.5 et 1, cette dernière valeur étant synonyme de diffusion simple. Il n'est donc pas trivial de dimensionner la valeur du champ de vue du télescope, que ce soit pour l'étude de la couche limite, de l'UTLS ou encore en cas d'événements à forte concentration en aérosols avec la possibilité de diffusion multiple.

2.2.4.3 Système de filtrage et de détection

Les filtres interférentiels utilisés sont dimensionnés par trois caractéristiques : la longueur d'onde centrale λ_0 (CWL, pour Central Wavelength), son spectre transmission T_{filtre} et sa largeur spectrale à mi hauteur $\Delta\lambda_0$ (FWHM, pour Full Width at Half Maximum). Pour les lidars à détection élastique, la longueur d'onde centrale du filtre est imposée par la longueur d'onde d'émission du laser.

En ce qui concerne le spectre de transmission du filtre, sa forme est aussi imposée, mais cette fois pour des raisons technologiques. En effet, les technologies actuelles permettent de produire des filtres interférentiels avec une largeur spectrale extrêmement faible ($< 0,5$ nm pour des applications lidar aérosols), avec une transmission à la longueur d'onde centrale pouvant aller jusqu'à 0,8 pour des bandes passantes très fines ($< 0,5$ nm) et 0,98 pour des FWHM plus larges (1 nm typiquement).

Enfin, la FWHM est un paramètre très important à prendre en compte, car sa valeur a une grande influence sur les mesures, notamment en ce qui concerne la polarisation. En effet, la dépolarisation moléculaire mesurée par l'instrument dépend fortement de la largeur spectrale du filtre (KONG et al., 2023), car un filtre large mesure la dépolarisation due aux raies de la diffusion Raman en plus de la contribution de la diffusion Rayleigh, ce qui peut créer des biais de mesures si l'augmentation du coefficient de dépolarisation moléculaire n'est pas pris en compte.

Cependant, d'un point de vue purement théorique, il est pertinent de la réduire au maximum pour diminuer le bruit de fond de ciel mesuré par l'instrument et augmenter le RSB (équations 2.15 et 2.18), mais deux arguments tendent à contredire cette affirmation. En effet, d'un point de vue financier, diminuer la largeur spectrale d'un filtre implique d'augmenter fortement son prix de revient, ce qui peut poser problème quand on multiplie le nombre de voies de détection sur l'instrument. Par ailleurs, le laser est sensible aux effets ther-

miques, même dans une chambre à température régulée, ce qui peut légèrement modifier sa longueur d'onde centrale d'émission. De ce fait, plus la FWHM du filtre est faible, et plus il sera probable de filtrer une partie de la raie d'émission laser, car cette dernière ne sera plus entièrement incluse dans le spectre de transmission du filtre. En conclusion, il est nécessaire de faire un compromis sur la valeur de la largeur spectrale du filtre utilisé en fonction des exigences visées et des incertitudes liées à l'instrument.

En ce qui concerne les détecteurs et cartes de comptages, quatre variables sont dimensionnantes. La première d'entre elles est le courant d'obscurité. Il s'agit du courant mesuré après la carte de comptage quand aucun photon n'est détecté. C'est une source de bruit propre à chaque système de détection, et c'est ce qui limite en partie l'altitude maximale de détection du signal utile de nuit.

La deuxième variable est la durée d'acquisition de la carte de comptage Δt_{det} . Elle correspond au nombre de photons collecté par bin, c'est à dire par tranche d'altitude. C'est donc la grandeur dimensionnante pour définir la résolution spatiale de l'instrument. En effet, on peut montrer que la résolution en altitude d'un lidar est définie par l'équation 2.20 suivante :

$$\Delta z = \frac{c\Delta t_{det}}{2} \quad (2.20)$$

où c est la célérité de la lumière dans l'atmosphère. Ainsi, il est nécessaire de trouver un compromis sur la valeur de la durée d'acquisition de la carte de comptage, car plus sa valeur est élevée et plus la quantité de photons reçue par bin le sera également, mais plus la résolution spatiale de l'instrument sera détériorée.

La troisième grandeur dimensionnante est l'efficacité quantique de détection et est limitée par les technologies actuelles. En effet, quelle que soit la technologie utilisée (PMT ou APD), les détecteurs sont des associations de semi-conducteurs et d'électroniques d'analyse, et l'efficacité quantique est propre au semi-conducteur utilisé. Cependant, elle dépend grandement de la longueur d'onde de détection, c'est la raison pour laquelle il est impossible d'utiliser des détecteurs de type PMT pour la détection infrarouge, car l'efficacité quantique de détection est trop faible à ces longueurs d'onde. Par ailleurs, ces types de détecteurs possèdent deux modes de fonctionnement : un mode analogique pour l'analyse des signaux forts (basse couche) et un mode comptage de photons pour les signaux plus faibles (détection inélastique ou détection à haute altitude), mais le bruit électronique trop élevé des APD ne permet pas l'utilisation du mode comptage de photons.

Enfin, la dernière variable est le gain du détecteur, et au vu de l'équation 2.18, l'augmentation du gain implique une augmentation du RSB. En règle générale, le gain est ajusté en modifiant la tension d'alimentation du détecteur.

Cependant, si la tension d'alimentation est trop élevée, le détecteur sort de sa zone de linéarité, ce qui fausse les valeurs de gain du signal. De plus, même si le détecteur est encore dans sa zone de linéarité, il peut arriver que le signal rétrodiffusé sature le détecteur à cause de panaches d'aérosols importants. Il est donc nécessaire d'adapter le gain du détecteur pour maximiser le rapport signal sur bruit sans détériorer la mesure à cause d'une saturation du détecteur ou d'une non linéarité dans sa réponse à un photon incident.

2.2.5 Inversion de l'équation lidar élastique

L'équation lidar 2.11 est mathématiquement insolvable car les composantes aérosols ($\beta_{\pi,aer}$ et $\alpha_{ext,aer}$) sont deux variables, il est donc indispensable de faire une ou plusieurs hypothèses pour retrouver ces deux quantités. KLETT, 1985 a proposé une méthode permettant de résoudre l'équation lidar dans le cas où une seule voie de détection est présente.

Il est nécessaire dans un premier temps de définir le PR2 normalisé (parfois appelé $\beta T2$). Cette quantité est mesurée et représente le signal mesuré corrigé à la fois des bruits, de l'altitude et de la constante lidar. Elle s'écrit de la manière suivante :

$$PR2_{norm}(\lambda_0, z) = \frac{(P_{recue}(\lambda_0, z) - P_{bruits}(\lambda_0)) z^2}{K_0} \quad (2.21)$$

Où P_{bruits} est la valeur de bruit mesurée par l'instrument, c'est à dire la valeur du signal moyennée sur les derniers canaux de la carte de comptage. La constante instrumentale s'obtient en normalisant le signal sur une zone de référence, c'est à dire n_{ref} canaux pour lesquels on suppose que le signal est purement moléculaire. On peut alors définir la pente moléculaire (ou Rayleigh fit), c'est à dire le signal lidar théorique pour une contribution purement moléculaire. Cette quantité peut soit être mesurée à l'aide de radiosondage (pression et température), soit tabulée avec des valeurs de pression et températures standards (BUCHOLTZ, 1995), et s'écrit :

$$RF(\lambda_0, z) = \beta_{\pi,mol}(\lambda_0, z) T_{mol}^2(\lambda_0, z) \quad (2.22)$$

La constante lidar est alors obtenue en moyennant le PR2 normalisé sur la zone de référence :

$$K_0 = \frac{1}{n_{ref}} \sum_i \frac{(P_{recue}(\lambda_0, z_i) - P_{bruits}(\lambda_0)) z_i^2}{RF(\lambda_0, z_i)} \quad (2.23)$$

où $\Delta z_{ref} = [z_1 \dots z_n]$ est la plage d'altitude correspondant à la zone de référence. En faisant une hypothèse sur la valeur du rapport lidar, il est alors possible d'accéder au coefficient de rétrodiffusion particulaire :

$$\beta_{\pi,(m+a)}(\lambda_0, z) = \frac{PR2_{norm}(\lambda_0, z)S(z)}{\frac{PR2_{norm}(z_{ref})}{\beta_{\pi,mol}(z_{ref})} - 2 \int_{z_{ref}}^z (LR_{aer}(\lambda_0, z')PR2_{norm}(\lambda_0, z')S(z')) dz'}$$

$$S(z) = \exp \left(-2 \int_{z_{ref}}^z [LR_{aer}(\lambda_0, z') - LR_{mol}] \beta_{\pi,mol}(\lambda_0, z') dz' \right) \quad (2.24)$$

Cette équation ne comporte qu'une inconnue et il s'agit de LR_{aer} . En effet, la composante moléculaire du rapport lidar est tabulée et vaut $LR_{mol} = \frac{8\pi}{3}$, la quantité $PR2_{norm}$ est directement dérivée de la mesure lidar et $\beta_{\pi,mol}$ est tabulé.

L'estimation du rapport lidar peut être faite en faisant l'hypothèse sur le type d'aérosols présents dans l'atmosphère grâce à des abaques (FLOUTSI et al., 2023). Cependant, l'hypothèse sur le rapport lidar peut être levée dans certains cas en combinant les mesures lidar avec des mesures photométriques d'AOD (Aerosol Optical Depth). En effet, les photomètres mesurent la transmission atmosphérique intégrée sur la colonne, il est donc possible de retrouver le rapport lidar effectif en intégrant le coefficient de rétrodiffusion moléculaire et en convergeant par dichotomie.

2.2.6 Equation lidar polarisée

Dans la majorité des cas le laser est polarisé linéairement comme c'est le cas pour LIFE et LILAS (VESELOVSKII et al., 2022b), mais certaines applications scientifiques bien précises nécessitent l'utilisation d'une source polarisée circulairement (PASCHOU et al., 2022).

L'intérêt d'une émission polarisée repose sur l'analyse des deux composantes du signal rétrodiffusé pour l'étude des aérosols et des nuages : la composante polarisée ($\parallel$) et celle dépolarisée ($\perp$). En effet, même si l'émission est totalement polarisée, les particules non sphériques diffusent la lumière sur la composante orthogonale. On peut alors définir le coefficient de rétrodiffusion total :

$$\beta_{\pi,(m+a)}^{tot}(\lambda_0, z) = \beta_{\pi,(m+a)}^{\parallel}(\lambda_0, z) + \beta_{\pi,(m+a)}^{\perp}(\lambda_0, z) \quad (2.25)$$

De ce fait, l'équation 2.11 représente la puissance utile totale, c'est à dire sans séparation des deux composantes de polarisation en réception. En combinant les équations 2.11 et 2.25, on peut définir le système d'équation lidar polarisé :

$$\begin{cases} P_{lid}^{\parallel}(\lambda_0, z) = K^{\parallel}(\lambda_0) \frac{O(z)}{z^2} \beta_{\pi, (m+a)}^{\parallel}(\lambda_0, z) T_{(m+a)}^2(\lambda_0, z) \\ P_{lid}^{\perp}(\lambda_0, z) = K^{\perp}(\lambda_0) \frac{O(z)}{z^2} \beta_{\pi, (m+a)}^{\perp}(\lambda_0, z) T_{(m+a)}^2(\lambda_0, z) \end{cases} \quad (2.26)$$

Les fonctions de recouvrement des voies polarisées (//) et dépolarisées ($\perp$) sont supposées identiques. Cependant l'instrument ne mesure pas directement ces quantités. En effet, la plupart des lidars sont équipés de cubes séparateur de polarisation (PBS, pour Polarizing Beam Splitter) pour isoler les signaux polarisés et dépolarisés, mais la séparation des composantes n'est pas parfaite et il peut y avoir contamination d'une partie du signal dépolarisé dans la voie polarisée, ou inversement. En pratique, on mesure les signaux réfléchis et transmis par ces cubes, soit :

$$\delta^*(\lambda_0, z) = \frac{P_R(\lambda_0, z)}{P_T(\lambda_0, z)} \quad (2.27)$$

Où P_R et P_T sont respectivement les signaux réfléchis et transmis par le cube et mesurés par les détecteurs, corrigés des bruits. Une fois que ces deux signaux sont mesurés, que l'instrument est calibré et que sa constante de calibration V^* est calculée, il est possible de remonter au coefficient de dépolarisation volumique δ^v ou VDR (Volume Depolarization Ratio), d'après la formule proposée par FREUDENTHALER et al., 2009 :

$$\delta^v(\lambda_0, z) = \frac{\beta_{\pi}^{\perp}(\lambda_0, z)}{\beta_{\pi}^{\parallel}(\lambda_0, z)} = \frac{\frac{\delta^*(\lambda_0, z)}{V^*(\lambda_0)} T_p - R_p}{R_s - \frac{\delta^*(\lambda_0, z)}{V^*(\lambda_0)} T_s} \quad (2.28)$$

Où T_p , T_s , R_p et R_s sont les coefficients de transmission et réflexion du cube utilisé. Or cette quantité représente la dépolarisation atmosphérique, c'est à dire pour les contributions des aérosols et des molécules confondues, il est donc nécessaire d'isoler la contribution des aérosols.

Le coefficient de dépolarisation moléculaire est tabulé et a été défini en équation 2.6. Ainsi une fois le coefficient de rétrodiffusion particulaire calculé avec l'équation 2.24, il est possible de calculer le coefficient de dépolarisation particulaire δ^p ou PLDR (Particular Linear Depolarisation Ratio) :

$$\delta^p(\lambda_0, z) = \frac{(1 + \delta^m) R(\lambda_0, z) \delta^v(\lambda_0, z) - (1 + \delta^v(\lambda_0, z)) \delta^m}{(1 + \delta^m) R(\lambda_0, z) - (1 + \delta^v(\lambda_0, z))} \quad (2.29)$$

$$R(\lambda_0, z) = \frac{\beta_{\pi, mol}(\lambda_0, z) + \beta_{\pi, aer}(\lambda_0, z)}{\beta_{\pi, mol}(\lambda_0, z)}$$

où $R(\lambda_0, z)$ représente le rapport de diffusion.

2.2.7 Equation lidar Raman

Un des autres avantages du laser comparé à une source de lumière classique est l'intensité du faisceau émis. De ce fait, la lumière collectée par l'instrument peut se faire avec un décalage en fréquence dû aux effets non linéaires de la diffusion des molécules, il s'agit de la diffusion Raman. Il existe deux contributions menant à la diffusion inélastique : la rotation des molécules (RR pour Rotational Raman) qui implique un décalage en fréquence $\Delta\nu_{RR}$, et la vibration des molécules (VR pour Vibrational Raman) qui mène à un décalage en fréquence $\Delta\nu_{VR}$.

Le comportement spectral de ces contributions est propre à chaque molécule. Dans cette étude, quatre molécules sont considérées : le diazote (N_2), le dioxygène (O_2), le dioxyde de carbone (CO_2) et la vapeur d'eau (H_2O).

Ce phénomène peut être résumé de manière schématique avec les diagrammes d'énergie de la figure 2.9.

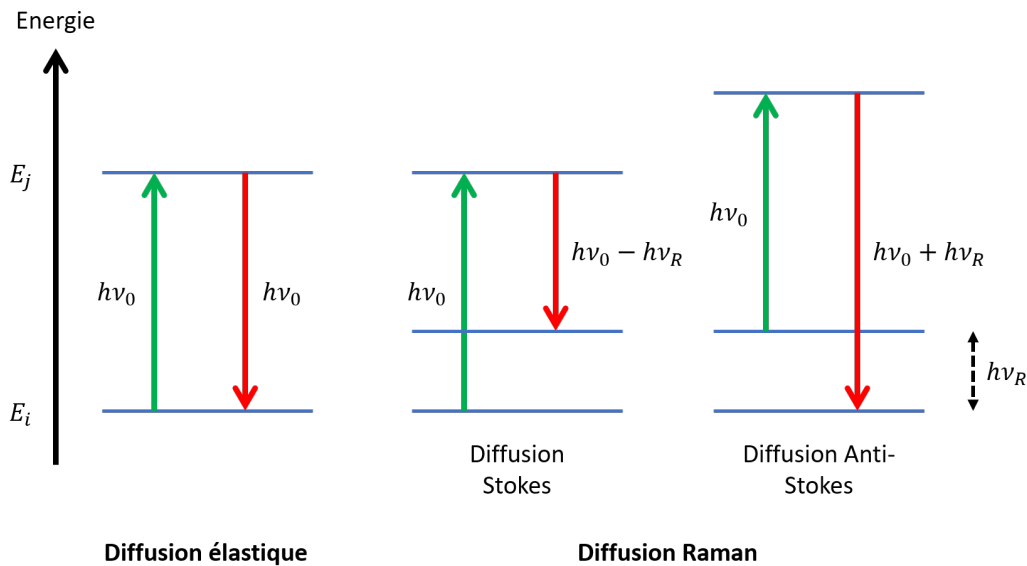


FIGURE 2.9 – Illustration du principe de la diffusion Raman. Dans le cas de la diffusion élastique, la fréquence d'émission du laser ν_0 est la même qu'en réception. Concernant la diffusion Raman, la détection peut se faire à la fréquence $\nu_0 - \nu_R$ (Stokes) ou $\nu_0 + \nu_R$ (Anti-Stokes).

Ces diagrammes d'énergie montrent la désexcitation d'un état, mais il existe en réalité une infinité d'états d'énergie qui permettent de construire un spectre de raies (en négligeant l'effet Doppler) correspondant à la diffusion inélastique de la molécule considérée.

Par ailleurs, BEHRENDT, 2006 décrit une façon de calculer la section efficace différentielle pour la diffusion RR des molécules O_2 et N_2 , et WANDINGER,

2006 pour la diffusion VR de ces mêmes molécules. La figure 2.10 résume cette étude et présente le spectre de diffusion Raman de ces molécules.

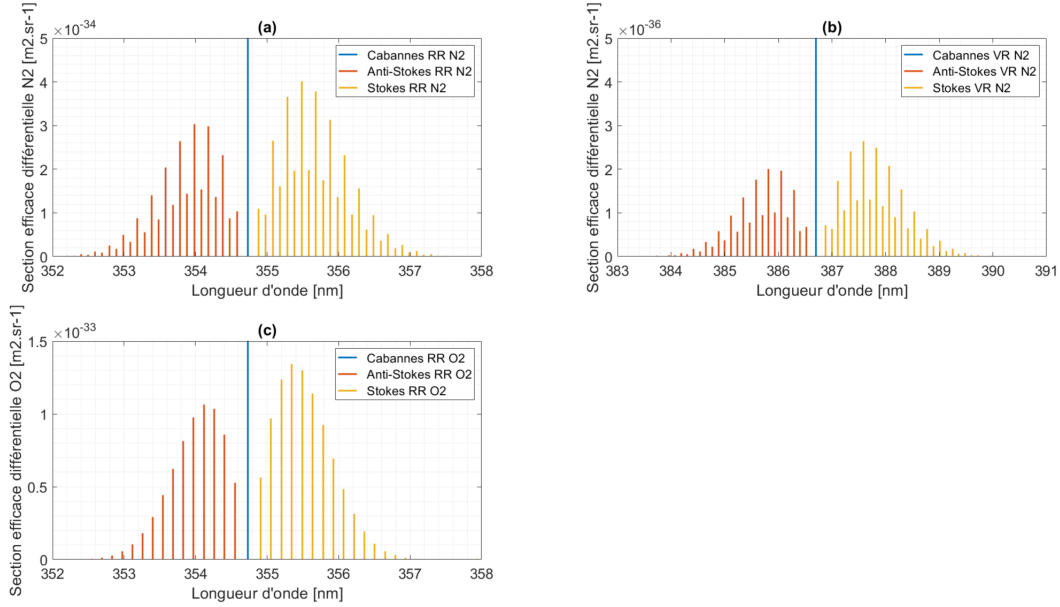


FIGURE 2.10 – Sections efficaces différentielles rotationnelles Raman des molécules O2 et N2. L’excitation est à 354,73 nm pour une température de 288 K. (a) : Spectre Raman rotationnel du N2. (b) : Spectre Raman vibrationnel du N2. (c) : Spectre Raman rotationnel du O2. Le spectre Raman vibrationnel du O2 n’a pas été représenté car il n’est pas exploité avec LIFE et LILAS.

L’amplitude des 3 raies Cabannes en bleu sont volontairement tronquées, ce qui permet de voir les raies Stokes plus facilement. Leurs valeurs sont tabulées :

$$\begin{aligned} \text{— } \left(\frac{d\sigma_{sca,Cab}}{d\Omega} \right)_{RR,N2} &= 3,28.10^{-31} m^2.sr^{-1} \\ \text{— } \left(\frac{d\sigma_{sca,Cab}}{d\Omega} \right)_{RR,O2} &= 2,79.10^{-31} m^2.sr^{-1} \\ \text{— } \left(\frac{d\sigma_{sca,Cab}}{d\Omega} \right)_{VR,N2} &= 2,33.10^{-34} m^2.sr^{-1} \end{aligned}$$

La figure 2.10 (b) montre le spectre de vibration Raman de la molécule de N2. Le décalage de la raie Cabannes VR par rapport à la raie Cabannes RR est tabulé (HUBER et al., 1950) et vaut $\Delta\nu_{vib,N2} = 2331 cm^{-1}$.

En ce qui concerne les figures 2.10 (a) et (c), les 2 raies Cabannes sont la somme des lignes Cabannes (ADAM, 2009) et correspondent respectivement à la diffusion élastiques des molécules de N2 et O2. Il est alors possible de retrouver les résultats de l’équation 2.5 en pondérant ces sections efficaces différentielles par les proportions de ces molécules dans l’atmosphère et en multipliant par la densité moléculaire.

Par ailleurs, ADAM, 2009 a montré que les valeurs des raies Cabannes, Stokes et Anti Stokes dépendent de la température (i.e. de l'altitude), et sont tabulées pour ces deux molécules. Il est donc possible de définir un coefficient de rétrodiffusion moléculaire Raman grâce au filtre de la voie Raman considérée. En effet, si on note λ_J les longueurs d'onde correspondant aux raies Raman et T_{filtre} le spectre de transmission du filtre, le coefficient de rétrodiffusion Raman moléculaire peut s'écrire de la manière suivante :

$$\beta_{\pi,mol}(\lambda_R, z) = N_{air}(z) \sum_J \frac{d\sigma_{mol}(\lambda_J)}{d\Omega} T_{Filtre}(\lambda_J) \quad (2.30)$$

En conclusion, il est possible de définir l'équation lidar Raman en adaptant l'équation 2.11 avec l'équation 2.30 :

$$P_{lid}(\lambda_R, z) = K_R \frac{O(z)}{z^2} \beta_{\pi,mol}(\lambda_R, z) T_{(m+a)}(\lambda_0, z) T_{(m+a)}(\lambda_R, z) \quad (2.31)$$

où $K_R = K(\lambda_0, \lambda_R)$ est la constante lidar pour l'équation Raman. Le faisceau est émis à la longueur d'onde λ_0 et est collecté à λ_R . Par ailleurs, deux termes de transmission atmosphérique apparaissent dans l'équation 2.31. En effet, si on détecte le signal Raman, l'onde émise par le laser est atténuée une première fois à l'aller à la longueur d'onde λ_0 , puis une fois au retour à la longueur d'onde λ_R .

2.2.8 Inversion de l'équation lidar Raman

L'un des intérêts de la détection inélastique est la résolution de l'équation lidar sans avoir besoin de faire d'hypothèse sur le rapport lidar comme la méthode d'inversion Klett. En effet, ANSMANN et al., 1992 a proposé une méthode pour retrouver le coefficient d'extinction des aérosols indépendamment de celui de rétrodiffusion grâce à l'équation 2.31, et celui-ci vaut :

$$\alpha_{ext,aer}(\lambda_0, z) = \frac{\frac{d}{dz} \left[\ln \left(\frac{N_{air}(z)}{P_{lid}(\lambda_R, z) z^2} \right) \right] - \alpha_{ext,mol}(\lambda_0, z) - \alpha_{ext,mol}(\lambda_R, z)}{1 + \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_R} \right)^{EAE}} \quad (2.32)$$

avec EAE (Extinction Angström Exponent) le coefficient d'Angström calculé à partir du coefficient d'extinction. En ce qui concerne les molécules, celui-ci vaut 4. Pour les aérosols, sa valeur est fixée à 1 dans la majorité des cas (HU et al., 2022), mais peut prendre des valeurs plus élevées dans le cas de cristaux de glace ou gouttelettes d'eau, ou bien pendant des événements

atmosphériques particuliers (BAARS et al., 2012). Par ailleurs, les coefficients d'Angström calculés à partir de l'extinction (EAE) ou de la rétrodiffusion (BAE) permettent de faire le lien entre les équation élastiques et inélastiques :

$$\begin{aligned}\frac{\alpha_{ext}(\lambda_R)}{\alpha_{ext}(\lambda_0)} &= \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_R}\right)^{EAE} \\ \frac{\beta_\pi(\lambda_R)}{\beta_\pi(\lambda_0)} &= \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_R}\right)^{BAE}\end{aligned}\tag{2.33}$$

L'équation 2.32 est souvent exploitée entre une voie élastique et la voie rotationnelle Raman correspondante ou la voie vibrationnelle Raman de la molécule de N₂, mais peut elle peut aussi servir à calculer la concentration en gaz. En effet, de manière analogue, il est possible de calculer le contenu en vapeur d'eau WVMR (Water Vapor Mixing Ratio), ou ω , avec la même méthode.

2.2.9 Equation lidar de fluorescence

De même que la diffusion Raman, la fluorescence est un processus inélastique. Cependant elle a une origine différente. En effet, quand un photon interagit avec une espèce qui fluoresce, il est en premier lieu absorbé, ce qui l'excite et l'amène dans un état électronique supérieur. La réémission de photons est ensuite due à une désexcitation après un court délai (environ $10^{-8}s$) pour revenir à l'état fondamental.

Par ailleurs, contrairement à la diffusion Raman, la fluorescence atmosphérique est un processus dont la contribution provient uniquement des aérosols et plus particulièrement ceux organiques, tels que les aérosols provenant de la combustion de biomasse ou les pollens par exemple. Une autre différence entre la diffusion et la fluorescence repose sur l'aspect spectral de l'émission de photons. En effet, contrairement au spectre de raies produit par la diffusion, la fluorescence est caractérisée par un spectre continu, souvent large bande. La figure 2.11 résume les différents processus que subissent les espèces chimiques dans l'atmosphère après excitation par un faisceau laser.

Cette figure montre deux informations importantes pour exploiter la fluorescence. Premièrement, c'est un processus dont l'intensité est très faible comparée à la diffusion élastique ou même Raman (sauf concernant le spectre VR de la molécule de H₂O). De ce fait, il est très difficile de mesurer un signal de fluorescence en journée, dans la mesure où le signal reçu serait noyé dans le bruit de fond de ciel.

Deuxièmement, de même que le Raman vibrationnel, la fluorescence est un processus dont la longueur d'onde d'émission est supérieure à la longueur d'onde d'excitation. Par ailleurs, le spectre de fluorescence est souvent assez large du

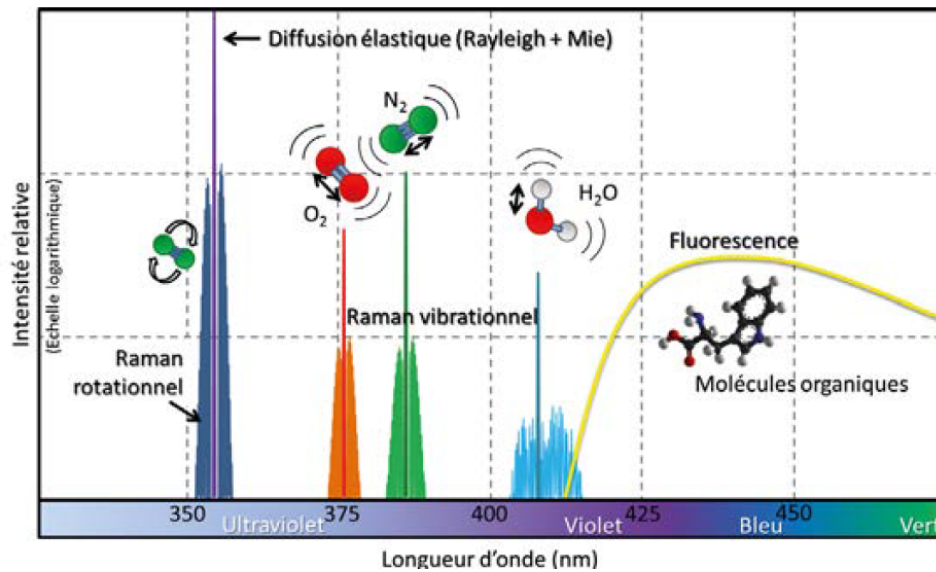


FIGURE 2.11 – Bilan des processus d’émission de photons dans l’atmosphère pour une excitation à 355 nm. La diffusion élastique est représentée par la raie violette, la diffusion Raman rotationnelle par les raies bleu foncé. La diffusion Raman vibrationnelle est respectivement représentée pour les molécules de O₂, N₂ et H₂O par les raies oranges, vertes et bleu clair, et le spectre de fluorescence est représenté en jaune. La figure est extraite de l’article de FELIDJ, NORDIN, 2016

fait de la structure moléculaire complexe des espèces qui fluorescent. Il est alors possible d’exploiter la totalité ou une partie du spectre pour approfondir l’identification des particules, dans la mesure où chaque espèce possède un spectre de fluorescence qui lui est propre (SAITO et al., 2022).

D’un point de vue instrumental, il existe deux manières d’exploiter la fluorescence atmosphérique avec un lidar. La première méthode consiste à implémenter un spectromètre à la place des détecteurs type APD ou PMT classiques (SUGIMOTO et al., 2012 et REICHARDT et al., 2022) et la deuxième consiste à augmenter la largeur spectrale du système de filtrage (VESELOVSKII et al., 2020, HU et al., 2022).

Ces deux méthodes ont chacune leurs avantages et leurs inconvénients. En ce qui concerne la détection par spectromètre, les principaux avantages sont la très haute résolution spectrale du spectre de fluorescence (entre 2 et 3 nm) et la large gamme spectrale de détection (de 200 à 800 nm). Cependant, cette résolution spatiale élevée ne permet pas d’accumuler suffisamment de signal par canal pour sonder l’atmosphère aux altitudes élevées. C’est pour cette raison que certains instruments préfèrent utiliser des filtres plus large bande. En effet, l’inconvénient majeur est la faible résolution spectrale, car les filtres utilisés

ont une FWHM comprise entre 30 et 50 nm, mais cette FWHM élevée permet justement d'accumuler le signal de fluorescence sur une grande largeur spectrale, et donc sonder l'atmosphère plus haut que par mesure spectrométrique. Cependant, le manque de résolution spectrale peut en partie être pallié par l'ajout de plusieurs voies de détection. En effet, le spectre de fluorescence des particules atmosphériques varie typiquement entre 400 et 700 nm, ce qui laisse l'opportunité de mettre plusieurs voies de détection pour reconstruire un spectre de fluorescence (VESELOVSKII et al., 2023).

$$P_{lid}(\lambda_F, z) = K_F \frac{O(z)}{z^2} \beta_F(\lambda_F, z) T_{(m+a)}(\lambda_0, z) T_{(m+a)}(\lambda_F, z) \quad (2.34)$$

où β_F désigne le coefficient de fluorescence et $K_F = K(\lambda_0, \lambda_F)$ est la constante lidar pour l'équation de fluorescence. Similairement à l'équation Raman, il est aussi possible d'inverser l'équation lidar de fluorescence pour retrouver le coefficient de fluorescence. La méthode est décrite par VESELOVSKII et al., 2020 et compare les signaux Raman et fluorescence :

$$\beta_F(\lambda_F, z) = \frac{K_R}{K_F} \beta_{\pi, mol}(\lambda_R, z) \frac{P_{lid}(\lambda_F, z) T_{(m+a)}(\lambda_R, z)}{P_{lid}(\lambda_R, z) T_{(m+a)}(\lambda_F, z)} \quad (2.35)$$

La fluorescence est usuellement induite à partir de l'excitation à 355 nm pour une source laser Nd :YAG, et la comparaison des signaux Raman et fluorescence de l'équation 2.35 se fait avec la voie vibrationnelle N2, soit à 387 nm. La comparaison des constantes lidar de cette équation se fait avec la méthode proposée par VESELOVSKII et al., 2020 et les deux signaux P_{lid} sont directement mesurés par l'instrument. De plus, le coefficient de rétrodiffusion moléculaire à la longueur d'onde Raman est tabulé et son expression est donnée dans l'article de ADAM, 2009. Enfin, les coefficients d'extinction α_{aer} aux longueurs d'onde λ_R et λ_F sont calculés à partir des équations 2.32 et 2.33, ce qui permet de calculer le rapport des transmissions atmosphériques.

En conclusion, une fois le coefficient de fluorescence calculé, il est possible d'approfondir l'étude des aérosols grâce à la fluorescence. Premièrement, la capacité de fluorescence décrit à quel point les particules détectées par l'instrument fluorescent. Elle est définie par l'équation :

$$G_F(z) = \frac{\beta_F(\lambda_F, z)}{\beta_{\pi, aer}(\lambda_0, z)} \quad (2.36)$$

où λ_0 est une des longueurs d'onde élastiques du lidar, souvent prise à 532 nm (VESELOVSKII et al., 2022b). L'exploitation de la capacité de fluorescence permet d'ajouter une dimension pour l'identification des aérosols, car 3 grandeurs sont exploitables : le rapport lidar, la dépolarisation élastique et la capacité de fluorescence. Deuxièmement, comme la fluorescence est un phénomène

spectralement continu, il est possible de reconstruire le spectre de fluorescence atmosphérique des aérosols détectés (SUGIMOTO et al., 2012, SAITO et al., 2022, REICHARDT et al., 2022 & VESELOVSKII et al., 2023) pour approfondir leur étude d'identification.

La troisième manière d'exploiter la fluorescence pour l'identification des aérosols repose sur l'étude de dépolarisation où une voie de détection dépolarisée est placée sur le canal de fluorescence (VESELOVSKII et al., 2024). Enfin, le signal de fluorescence permet de servir de correction pour séparer la contribution des aérosols de celle des molécules, notamment pour l'étude de la vapeur d'eau (VESELOVSKII et al., 2024).

Chapitre 3

Dimensionnement et conception du lidar LIFE

L'objectif de ce chapitre est de décrire les étapes de conception et justifier les choix techniques et scientifiques qui ont mené à l'instrument final. Cette étude sera divisée en 3 parties. Premièrement, le dimensionnement et la conception de la voie d'émission seront détaillés, puis la même étude sera réalisée pour la voie de réception. Les études optiques et mécaniques seront détaillées pour ces deux systèmes. Enfin, le dimensionnement informatique de LIFE sera expliqué, notamment l'automatisation du pilotage de l'instrument et de l'analyse de ses données.

3.1 Rappel des objectifs du développement et vue d'ensemble de l'instrument

Le lidar LIFE (Laser Induced Fluorescence Explorer) a été co-développé dans le cadre du laboratoire commun AGORA-Lab avec l'entreprise CIMEL et grâce au partenariat de longue date avec le PIC à Moscou. L'un des principaux objectifs scientifiques de cet instrument est de détecter les faibles signaux, en particulier la fluorescence atmosphérique, ou encore d'étudier les profils de gaz tels que la vapeur d'eau ou le CO_2 . Or, ces faibles signaux sont présents sur toute la colonne atmosphérique. Par exemple, la fluorescence peut être détectée à plusieurs km d'altitude dans la troposphère libre causée par la présence de particules de feu de biomasse transportées, mais elle peut aussi être émise par les pollens qui se trouvent dans la couche limite. Ainsi, l'un des enjeux du développement instrumental du lidar est de dimensionner le système pour augmenter la dynamique de détection sur la plus grande portion possible de la colonne atmosphérique, aussi bien dans la couche limite que dans la stratosphère.

Par ailleurs, bien que LIFE ait pour objectif l'exploration scientifique, il pourra être amené à alimenter les données du réseau EARLINET (ou NDACC dans le futur). Enfin, cet instrument est le prototype de la filière lidars haute puissance de l'entreprise CIMEL et a pour objectif d'être standardisé. Les futurs produits seront inspirés de LIFE pour intégrer le réseau d'observation EARLINET, il est donc nécessaire que LIFE satisfasse les exigences ACTRIS en matière de caractéristiques instrumentales pour intégrer EARLINET. Par conséquent, comme LIFE a une visée d'exploration scientifique et que ses prochaines versions auront une visée commerciale, il doit à la fois permettre l'étude d'un grand nombre d'applications pour convenir à une variété de besoins scientifiques, et s'adapter aux besoins des futurs clients dans un second temps. Enfin, le dernier objectif du développement instrumental de LIFE est sa capacité à être déployable pour être transporté lors de campagnes de mesures potentielles. Il est donc impératif que ce lidar soit suffisamment robuste vis à vis des désalignements et compact pour faciliter son transport. En conclusion, la figure 3.1 montre la vue d'ensemble de LIFE :

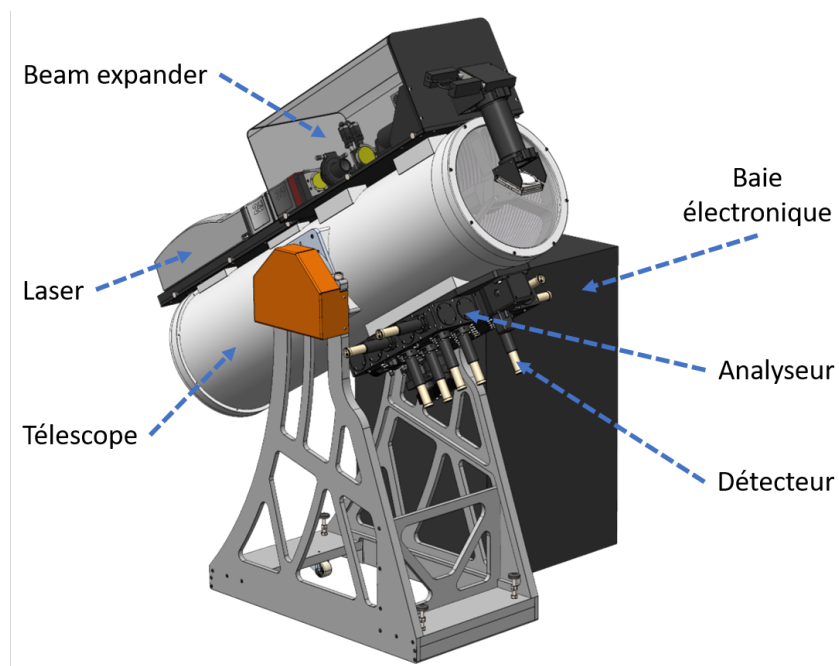


FIGURE 3.1 – Vue d'ensemble de LIFE. Tous les sous systèmes y sont représentés : le laser et le beam expander forment la voie d'émission, le télescope et l'analyseur forment la voie de réception et les détecteurs et la baie électronique forment le système d'acquisition. Les câbles des détecteurs et des éléments motorisés ne sont pas représentés.

Cet instrument est constitué de trois blocs : le bloc principal, le système d'alimentation du laser (qui n'est pas représenté sur la figure 3.1) et la baie

électronique. Le bloc principal est composé de la voie d'émission et de l'analyseur, qui sont tous deux fixés sur le tube du télescope. L'ensemble est maintenu par un chariot muni de roulettes, ce qui augmente la compacité et facilite le positionnement et transport de l'instrument. Le système d'alimentation du laser est composé de son unité d'alimentation et son système de régulation thermique, tous deux sur deux racks séparés. Enfin, la baie électronique est équipée des cartes d'alimentation des détecteurs, des cartes de comptage pour numériser les signaux et des électroniques de commandes des montures motorisées pour régler l'alignement de l'instrument.

3.2 Dimensionnement de la voie d'émission

3.2.1 Laser

Le laser est la source d'excitation de l'instrument et nécessite d'être choisi avec précaution pour convenir aux applications scientifiques de l'instrument. En effet, la source laser est différente si le lidar est dimensionné pour l'étude des profils de gaz par méthode DiAL, ou pour l'étude de la vitesse du vent par méthode Doppler, ou pour l'étude de la distribution verticale des aérosols.

LIFE est un instrument principalement dimensionné pour l'étude des aérosols, principalement axé sur l'exploitation des signaux élastiques et de fluorescence, mais doit être suffisamment flexible pour permettre l'étude des profils verticaux des gaz atmosphériques par exploitation du signal Raman. Par conséquent, il est indispensable que la source laser soit suffisamment puissante pour étudier les faibles signaux (Raman et fluorescence troposphériques), mais aussi pour étudier les aérosols stratosphériques.

Par ailleurs, il est nécessaire que le laser satisfasse les recommandations AC-TRIS pour que l'instrument puisse intégrer le réseau d'observation EARLINET. La première recommandation concerne les capacités de détection de l'instrument, qui doit retrouver simultanément le coefficient de rétrodiffusion, d'atténuation et de dépolarisation à 355 ou 532 nm (configuration minimale $1\alpha + 1\beta + 1\delta$). Il est donc nécessaire que l'émission du laser soit polarisée.

L'autre recommandation impose les longueurs d'onde d'émission du laser et est directement en lien avec leur puissance d'émission. En effet, la détection des signaux élastiques doit se faire aux longueurs d'onde 355, 532 et 1064 nm, respectivement jusqu'à minimum 15 km, 15 km et 10 km de jour. Ainsi, l'utilisation d'un laser Nd :YAG doublé et triplé en fréquence est indispensable pour que le lidar intègre le réseau EARLINET.

De même, les lidars aérosols ont besoin d'exploiter le signal moléculaire pour l'alignement de l'instrument et corriger les signaux reçus par les détecteurs. Or, la contribution moléculaire à la diffusion est proportionnelle à $1/\lambda^4$, où λ désigne une des longueurs d'onde d'émission du laser. Il est donc important

de maximiser les puissances d'émission aux longueurs d'onde UV et VIS pour exploiter le signal moléculaire plus facilement et faciliter l'alignement de l'instrument.

En conclusion, le choix de la source pour LIFE s'est porté sur le Merion MW9-100 de la société Lumibird. Il s'agit d'un laser DPSS (Diode Pumped Solid State), soit un laser dont le cristal est pompé par diode et dont l'axe optique d'émission est identique pour les 3 longueurs d'onde émises. La technologie de pompage permet d'avoir une puissance d'émission plus élevée qu'un laser pompé par lampes flash comme c'est le cas pour la source de LILAS. En effet, si les générateurs d'harmonique ne sont pas connectés, le laser de LIFE émet 650 mJ par impulsion à 1064 nm quand celui de LILAS émet 400 mJ. Cependant, la différence de puissance émise entre ces deux lasers repose sur leur fréquence de tirs. En effet, la fréquence du laser de LILAS vaut 20 Hz tandis que celle de LIFE vaut 100 Hz, donc la puissance d'émission du fondamental du laser de LIFE vaut 65 W, soit 8 fois plus puissante que celle du laser de LILAS.

Par ailleurs, LIFE est dimensionné pour étudier les signaux de fluorescence atmosphérique, qui ont historiquement été étudiés avec LILAS à partir de l'excitation à 355 nm. Par conséquent, la longueur du cristal responsable de la génération des photons à 355 nm pour le laser de LIFE a été optimisée pour maximiser la puissance émise à cette longueur d'onde. En résumé, le tableau 3.1 regroupe les puissances d'émission du laser de LIFE mesurées en laboratoire :

Longueurs d'onde [nm]	Puissance d'émission [W]
1064	21
532	9.5
355	23

TABLEAU 3.1 – Résumé des puissances d'émission du laser de LIFE

Enfin, le faisceau laser est caractérisé géométriquement par sa demie divergence et son rayon, qui valent respectivement 0.25 mrad à 1064 nm et 4.5 mm. Ces deux grandeurs sont intrinsèques au laser et essentielles pour caractériser le faisceau en sortie de beam expander.

3.2.2 Beam expander

L'objectif principal du beam expander est optique. Il s'agit de mettre en forme le faisceau émis par le laser pour diminuer sa divergence, ce qui permet de réduire l'altitude de recouvrement unitaire. Cette altitude est aussi liée à l'ouverture du télescope, donc le dimensionnement de ces deux sous systèmes est corrélé, comme expliqué en partie 2.2.2.2.

En ce qui concerne le développement de LIFE, le design opto-mécanique du

beam expander s'est porté sur une association de deux miroirs, comme illustré par la figure 3.2.

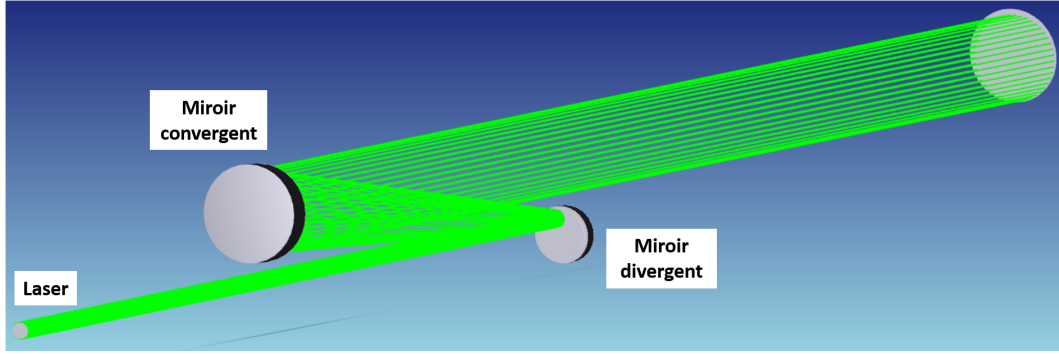


FIGURE 3.2 – Schéma optique du beam expander de LIFE. La figure est extraite du logiciel de conception optique Zemax où on peut voir le faisceau laser émis et réfléchi sur les deux miroirs du beam expander pour être grossi

Le premier miroir est convexe avec un diamètre de 35 mm et son centre est décalé par rapport à l'axe optique du laser, ce qui permet à la fois de rendre le faisceau divergent et de le diriger hors axe pour atteindre le deuxième miroir. Le deuxième miroir est concave avec un diamètre de 60 mm et travaille en configuration hors axe. En effet, il est orienté de $3^{\circ}49'$ par rapport à la normale de l'axe optique du laser, ce qui permet de rendre les axes optiques du laser et de sortie du beam expander parallèles. De plus, ce miroir est asphérique pour diminuer la contribution des aberrations géométriques qui dégradent la qualité du faisceau après propagation. En effet, LIFE est dimensionné pour sonder jusqu'à la stratosphère, soit entre 20 et 30 km d'altitude, il est donc nécessaire de contrôler le front d'onde au maximum pendant l'étape de grossissement pour ne pas dégrader la qualité du faisceau pendant la traversée de l'atmosphère.

La grandeur principale qui dimensionne le beam expander est donc son grossissement, défini en équation 2.13. Cette quantité est imposée par le rapport des distances focales des optiques qui le composent. En effet, les deux miroirs qui définissent le beam expander ne sont pas plans, donc ils sont caractérisés par leur distance focale en plus de leur diamètre. Ainsi, le grossissement du beam expander de LIFE est défini par l'équation 3.1 :

$$G_{BE} = \left| \frac{f'_{M1}}{f'_{M2}} \right| = \left| \frac{-75}{375} \right| = 0,2 \quad (3.1)$$

Les valeurs des distances focales sont données en mm. Par conséquent, la divergence du faisceau laser est réduite d'un facteur 5, tandis que son diamètre est augmenté de ce même facteur comme indiqué par l'équation 2.13.

Par ailleurs, le beam expander est aussi caractérisé par sa distance focale effective, c'est à dire la distance focale qu'il aurait s'il était composé d'une lentille équivalente remplaçant les deux miroirs. D'un point de vue théorique, plus cette valeur est élevée, plus le faisceau sera collimaté en sortie de beam expander. Cependant, le diamètre du faisceau en sera tout autant augmenté, ce qui pose une limite pratique par rapport au diamètre des optiques utilisées. En utilisant la formule d'association de deux dioptries, la valeur de cette focale effective vaut 17,2 m.

Le choix d'un design réflectif plutôt que réfractif comporte deux avantages majeurs. Le premier concerne la puissance de sortie du faisceau et l'endommagement des optiques. En effet, les miroirs ont en règle générale un coefficient de réflexion plus élevé que le coefficient de transmission d'une lentille, en particulier pour les longueurs d'onde UV. De plus, les éléments réflectifs sont plus robustes sur le long terme pour des faisceaux à haute densité de puissance comme c'est le cas de LIFE. Cependant cet argument a une limite concernant le traitement appliqué sur les optiques.

En effet, les miroirs composant le beam expander sont traités pour maximiser leur coefficient de réflexion, mais ces traitements ne sont efficaces que sur une plage spectrale donnée. En ce qui concerne LIFE, il est nécessaire de séparer la contribution UV des contributions VIS et IR quand le faisceau n'est pas encore grossi, car le faisceau UV n'est pas adapté pour les traitements optiques VIS et IR et pourrait endommager ces optiques.

Le beam expander a donc été dimensionné pour séparer le faisceau laser incident, permettant d'avoir une voie en réflexion pour le grossissement du faisceau à 355 nm et une voie en transmission pour le faisceau comprenant les contributions 532 et 1064 nm. Par conséquent, le beam expander global de LIFE a été réalisé avec une configuration à deux voies, identiques l'une et l'autre au niveau du grossissement, mais avec des traitements différents. La vue d'ensemble du beam expander est donc illustrée en figure 3.3 et la liste des éléments le composant est détaillée dans le tableau 3.2 ci dessous.

La séparation des deux beam expander est illustrée sur la figure 3.3 par le miroir DM1, et les miroir composant les deux voies de grossissement sont représentés par les paires de miroirs M1 & M3 et M2 & M4, respectivement pour les voies VIS/IR et UV. De plus, bien que DM2 soit utilisé en tant que miroir pour réfléchir la voie UV, il s'agit d'un miroir dichroïque, ce qui permet à la fois de maximiser la réflexion à 355 nm et d'éteindre les contributions résiduelles des longueurs d'onde 532 et 1064 nm.

Le deuxième avantage d'un design réflectif par rapport à une configuration réfractive repose sur la compacité de l'ensemble mécanique, car pour rappel, un des objectifs du développement de LIFE est de pouvoir le déployer pour des campagnes de mesures. Il est donc nécessaire de le rendre aussi compact que

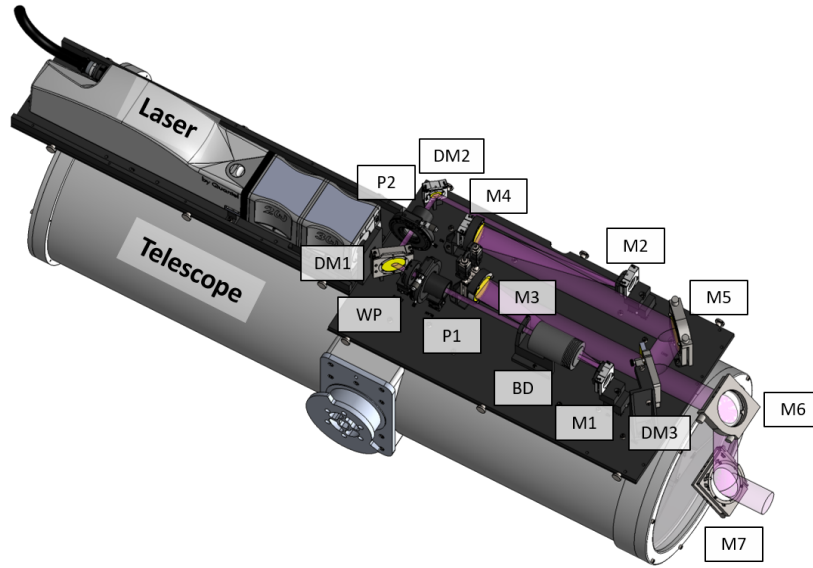


FIGURE 3.3 – Visuel 3D du beam expander de LIFE. Les éléments 'M' sont des miroirs réfléchissant, les éléments 'DM' sont des miroirs dichroïques et les éléments 'P' contrôlent la polarisation du faisceau. Tous les capots ont été enlevés de cette illustration par souci de visibilité.

possible (sans perdre en qualité de fonctionnement) pour faciliter son transport et son déploiement. Ainsi, l'association de miroirs permet de replier le montage d'un point de vue mécanique, tout en conservant la même distance de propagation du faisceau.

Par ailleurs, la compacité de cette configuration mécanique permet aussi de réduire l'encombrement du faisceau optique, ce qui diminue l'obscurcissement au dessus du télescope. En effet, le rôle du miroir dichroïque DM3 est de recombinaison les deux faisceaux précédemment grossis après réflexion du faisceau UV par le miroir M5 pour obtenir un unique faisceau de sortie.

Cette recombinaison est possible car les faisceaux sont justement grossis, donc leur densité de puissance est plus faible qu'à l'entrée du beam expander et permet de travailler avec un faisceau comprenant les 3 longueurs d'onde du laser sans endommager les optiques à cause du faisceau UV, ce qui limite l'encombrement en sortie de beam expander. La première version du design de ce beam expander ne comprenait pas le miroir de recombinaison DM3, il aurait donc été nécessaire d'utiliser deux paires de miroirs et pas seulement une (M6 & M7 sur la figure 3.3) pour le passage en configuration coaxiale (un pour la voie UV et l'autre pour la voie VIS/IR), ce qui aurait doublé l'obscurcissement du télescope par rapport à la configuration actuelle. Cependant, cet argument est en réalité un compromis qui est en lien avec la polarisation du faisceau de sortie, en plus de l'économie de deux miroirs supplémentaires.

Désignation	Fonction	Rôle
DM1	Miroir dichroïque	Séparer la raie 355 nm de celles 532 et 1064 nm
DM2	Miroir dichroïque	Éteindre la contribution des longueurs d'onde 532 et 1064 nm et réfléchir celle à 355 nm
WP	Lame demie onde	Aligner la polarisation du 1064 nm sur celle du 532 nm
P1	Polariseur	Nettoyer les polarisations des longueurs d'onde 532 et 1064 nm
P2	Polariseur	Nettoyer la polarisation à 355 nm
M1	Miroir convexe	Rendre le faisceau de la voie transmise divergent
M2	Miroir convexe	Rendre le faisceau de la voie réfléchie divergent
M3	Miroir concave	Collimater le faisceau de la voie transmise
M4	Miroir concave	Collimater le faisceau de la voie réfléchie
M5	Miroir réfléchissant	Réfléchir le faisceau à 355 nm avant recombinaison
M6 & M7	Miroirs Réfléchissant	Confondre les axes optiques d'émission et de réception du lidar
DM3	Miroir dichroïque	Recombinaison des voies transmise et réfléchie pour avoir un unique axe d'émission
BD	Bloqueur de faisceau (optionnel)	Bloquer la contribution du 532 nm

TABLEAU 3.2 – Composition du beam expander

En effet, chaque optique possède un coefficient de diatténuation qui perturbe l'état de polarisation du faisceau incident, donc plus le nombre d'optiques traversé par le faisceau est élevé, plus son état de polarisation sera détérioré. Or, le contrôle de la polarisation est réalisé par les éléments P1 & P2 juste après la séparation du faisceau UV, donc avant le grossissement des faisceaux. Il apparaît alors qu'il est nécessaire de minimiser le nombre d'optiques à traverser après les miroirs de grossissement pour perturber au minimum l'état de polarisation des faisceaux.

Le choix de l'emplacement de ces polariseurs est lié à leur coût. Le diamètre du faisceau avant grossissement valant 9 mm, des polariseurs commandés sur étagère de diamètre 15 mm conviennent. Cependant, bien qu'il aurait été idéal de placer ces polariseurs après le grossissement des faisceaux, il aurait fallu trouver des polariseurs de précision suffisamment résistant à la densité de puissance du faisceau et qui auraient un diamètre effectif de 2" (soit 50,8 mm)

pour éviter d'acheter des produits fabriqués sur mesure. Cette solution n'étant pas envisageable d'un point de vue coût de fabrication, un compromis a alors été réalisé sur la qualité de l'état de polarisation du faisceau de sortie par rapport au coût de fabrication des optiques.

D'un point de vue optique, deux paramètres ont été déterminant dans le choix de ces polariseurs. Le premier d'entre eux concerne son pouvoir de résolution (PR), c'est-à-dire le rapport entre les puissances des composantes perpendiculaire et parallèle en sortie de polariseur. Comme il s'agit du seul élément qui permet de nettoyer la polarisation du laser en émission, il est nécessaire que ces polariseurs aient une extinction suffisamment élevée pour maintenir un état de polarisation linéaire en sortie de beam expander.

Ainsi, la voie UV est équipée d'un polariseur en α -BBO dont le PR est supérieur à 200 000. La voie VIS-IR est aussi équipée d'un polariseur en α -BBO, mais pour des raisons pratiques d'approvisionnement. En effet, le choix initial s'était porté sur un glan en YVO4, mais les délais de livraison étaient trop élevés, dû à une pénurie de ce matériau. Ainsi, le choix s'est finalement porté sur le matériau α -BBO mais pour des performances amoindries, car les pouvoirs de résolutions mesurés par le fournisseur valent respectivement 1100 et 6100 aux longueurs d'onde 532 et 1064 nm, là où le glan en YVO4 promettait des pouvoirs de résolution supérieurs à 200 000.

Le deuxième paramètre pris en compte pour le choix de ces polariseurs concerne l'agencement mécanique du beam expander. La majorité des polariseurs de précision et pouvant résister à de telles densités de puissance sont une association de plusieurs prismes. Or il existe différentes technologies concernant l'assemblage de ces prismes, et certaines d'entre elles entraînent un décalage de l'axe optique de sortie par rapport à celui d'entrée pour la composante non filtrée, comme les prismes à incidence de Brewster ou les prismes de Wollaston par exemple. Or ces polariseurs se règlent par rotation sur eux mêmes, donc régler la polarisation signifie modifier l'axe optique du faisceau avant le beam expander, et donc désaligner la totalité de la voie d'émission. Les polariseurs de nettoyage ont donc été choisis pour conserver l'axe optique de sortie, et le choix de la technologie s'est porté sur deux polariseurs de type glan-laser, un pour chaque voie et il est illustré en figure 3.4.

Par ailleurs, comme le beam expander de la voie transmise travaille avec deux longueurs d'onde, il est nécessaire que les polarisations des deux contributions soient alignées, ce qui n'est pas le cas du laser de LIFE. Comme, la polarisation du 1064 nm est croisée par rapport à celle du 532 nm, il est nécessaire d'en tourner une des deux à l'aide d'une lame demi-onde pour ne pas totalement filtrer une des deux contributions. C'est le rôle de l'élément WP sur la figure 3.3 qui retarde la contribution IR sans modifier celle dans le VIS, ce qui permet de correctement nettoyer la polarisation des contributions VIS et IR en sortie de laser.

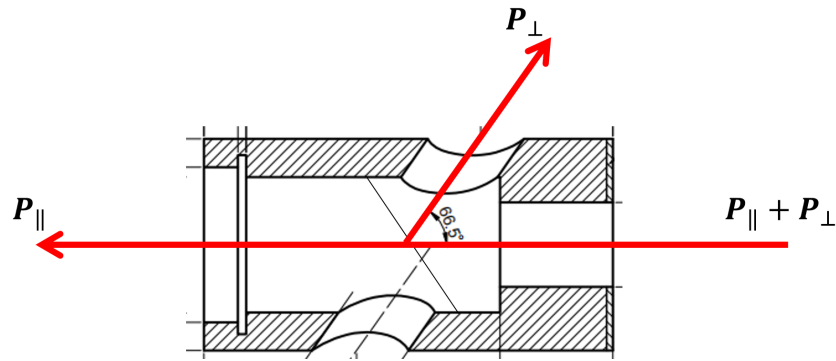


FIGURE 3.4 – Schéma des polariseurs utilisés sur LIFE pour nettoyer la polarisation du laser. La composante perpendiculaire filtrée est réfléchi à 66.5° et la composante parallèle conservée est transmise sur le même axe que le faisceau incident. L'image est extraite du site <https://artifex-engineering.com/optics/polarization-optics/polarizers/glan-laser-polarizers/>.

Le réglage de la polarisation du faisceau en sortie de glan se fait sur chaque voie à l'aide d'une platine rotative comme illustré sur la figure 3.3. Par conséquent, le faisceau contenant la polarisation résiduelle (ou orthogonale) est réfléchi vers l'arrière sur les platines de réglage du glan. Cependant, la densité de puissance du faisceau résiduel est trop intense pour l'anodisation de ces platines et la dégrade à mesure que le laser tire. Afin de capoter la réflexion du glan pour ne pas endommager les platines de maintien, des céramiques cylindriques ont été placées le long de polarisateurs et ceci est illustré en figure 3.5.

Les céramiques ne sont pas directement en contact avec les polariseurs et sont maintenues sur le capot par deux points de contact, ce qui permet un refroidissement à air plus efficace. De plus, le ventilateur placé sur le capot (figure 3.5 (a)) permet de mettre cet espace en surpression, ce qui favorise encore plus le refroidissement des céramiques.

Par ailleurs, l'entrée du capot est en contact direct avec la sortie du laser. Ainsi, la mise en surpression du capot associée au contact mécanique entre son entrée et la sortie du laser permet de totalement isoler le laser de l'air ambiant, empêchant ainsi les poussières et autres insectes de pénétrer d'y pénétrer, car des insectes ont déjà causé un endommagement sévère lorsque le capot n'était pas encore installé.

Les deux derniers éléments du beam expander sont les miroirs M6 & M7. Cette paire de miroirs, traitée en haute réflexion pour les 3 longueurs d'onde d'émission du laser, sert à rendre l'instrument coaxial après recombinaison des deux faisceaux par le miroir DM3. En effet, à la sortie du miroir M7, l'axe optique du faisceau émis dans l'atmosphère sera confondu avec l'axe optique du télescope. D'un point de vue optique, cette configuration coaxiale permet de réduire l'altitude de recouvrement unitaire, comparé à une configuration

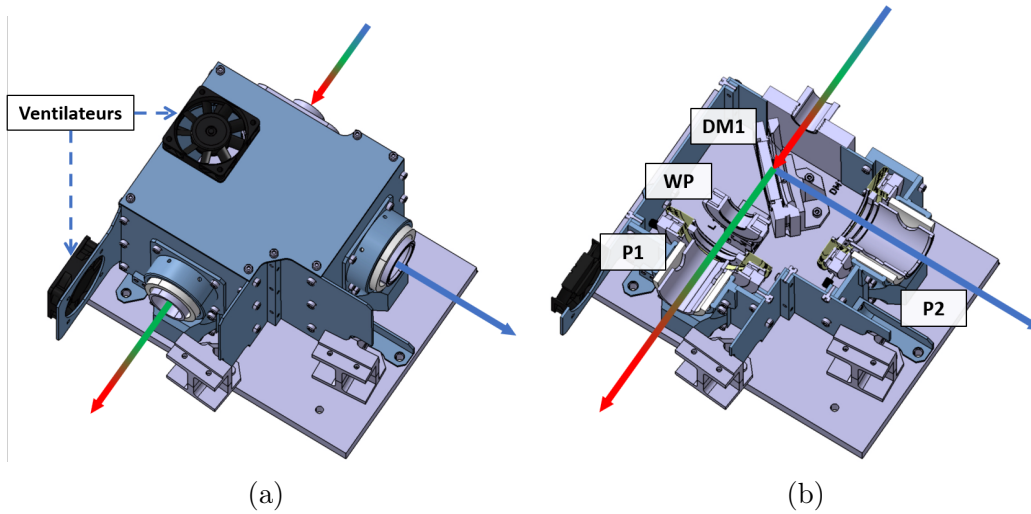


FIGURE 3.5 – Plans mécaniques du capotage des polariseurs glan vu d’ensemble (a) et vu en coupe (b). Les céramiques de protection apparaissent en blanc sur les bords des polariseurs P1 et P2. Deux ventilateurs sont installés, le premier pour mettre le capot en surpression et le deuxième pour souffler les poussières qui pourraient se déposer sur P1.

bi-axiale où les axes optiques d’émission et du télescope sont certes parallèles mais pas confondus.

Le dernier élément composant le beam expander (illustré sur la figure 3.3) est optionnel. Il s’agit de l’absorbeur de faisceau BD (ou beam dump), qui est placé sur la voie transmise avant le grossissement du faisceau. Son rôle est de bloquer le faisceau émis à 532 nm, mais il bloque aussi l’émission à 1064 nm dans la mesure où les axes optiques des deux faisceaux sont confondus. L’utilité d’un tel élément réside dans l’étude spectrale de la fluorescence. En effet, l’étude de la fluorescence atmosphérique sur LIFE se fait avec l’excitation à 355 nm. Or, l’article de SAITO et al., 2022 a montré à l’aide de mesures in-situ que le spectre de fluorescence induit pour les longueurs d’onde supérieures à 532 nm peut être dû à l’excitation à 532 nm, mais aussi par des longueurs d’onde inférieures. Par conséquent, sans beam dump, les signaux de fluorescence mesurés au delà de 532 nm seraient dus aux contributions des longueurs d’onde 355 et 532 nm, sans pouvoir séparer les deux contributions, ce qui rend l’exploitation des données impossible. Ainsi, seule la contribution à 355 nm est conservée pour l’étude spectrale de fluorescence grâce au beam dump.

3.3 Dimensionnement de la voie de réception

3.3.1 Télescope

Comme le montre la figure 3.1, le télescope est l'élément central qui permet la compacité de l'instrument, car il permet de maintenir tous les autres sous systèmes. D'un point de vue optique, le télescope de LIFE est de type Newton et il est caractérisé par son diamètre et sa distance focale qui valent respectivement 381.1 et 1333.5 mm, donc il est ouvert à $f/3,5$. Il est par ailleurs schématisé sur la figure 3.6.

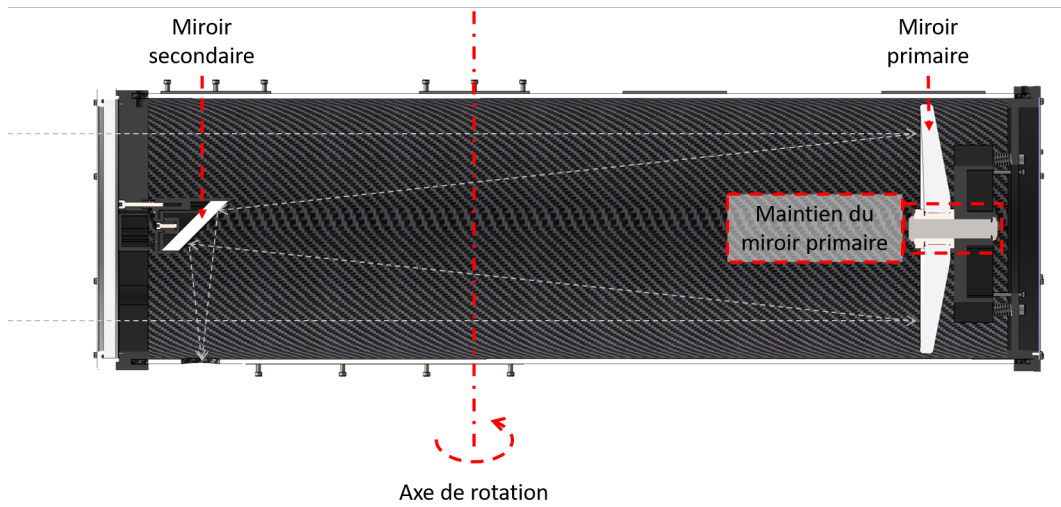


FIGURE 3.6 – Vue en coupe du télescope. Les deux miroirs le composant sont représentés en blanc et son axe de rotation a été schématisé en rouge. L'image de l'atmosphère (supposée à l'infini) est représentée en gris et se fait au niveau du diaphragme de champ, qui n'a pas été schématisé sur la figure. Le miroir primaire est de plus maintenu en son centre par une pièce qui fait la jonction entre le tube du télescope et le miroir.

Cette configuration comporte plusieurs avantages si on la compare à d'autres agencements type Ritchey-Chrétien ou Schmidt-Cassegrain vis-à-vis du cahier des charges de LIFE. Le premier avantage concerne la compacité de cette configuration mécanique. En effet, l'axe optique de sortie est perpendiculaire à celui d'entrée, ce qui permet de connecter l'analyseur sur le flanc du télescope, comme il est illustré en figure 3.1. Comme cet analyseur peut comporter jusqu'à 15 voies de détection, il est plus facile d'en faire les réglages contrairement à un analyseur placé sous le télescope dans le cas d'une configuration Cassegrain. Cela remplit également l'objectif de flexibilité vis-à-vis des applications scientifiques d'un lidar tel que LIFE.

Cependant, le fait que l'analyseur soit placé sur le côté de télescope introduit une torsion mécanique du tube du télescope, ce qui peut désaligner le faisceau, voire détériorer ce tube, il est alors nécessaire de mettre un contrepoids. C'est la fonction mécanique du laser et du beam expander, qui sont placés de l'autre côté du tube du télescope comme illustré en figure 3.1. En plus de compenser le déséquilibre induit par l'analyseur, cette configuration monobloc permet aussi d'augmenter la compacité de l'instrument, car tous les éléments sont connectés sur le télescope.

Le deuxième avantage de la configuration Newton concerne la robustesse du design optique vis-à-vis des désalignements et sa facilité de réglages, car les télescopes de type Chrétien ou Cassegrain possèdent deux miroirs non plans, tandis que le télescope de Newton possède un miroir concave et un miroir plan. Il est alors plus facile d'aligner un télescope de Newton dans la mesure où la position du plan focal ne dépend que d'un miroir contre deux pour les autres configurations citées.

De plus, comme la distance focale du télescope de LIFE est de l'ordre du mètre, la profondeur de champ est assez élevée pour que celui-ci soit résistant à de faibles désalignements axiaux, ce qui est avantageux dans la mesure où LIFE a pour objectif d'être déployable pour des campagnes de mesures. Enfin, la robustesse de la configuration opto-mécanique du télescope est illustrée sur la figure 3.6 avec le maintien du miroir primaire. En effet, comme le centre du miroir primaire ne peut pas être exploité optiquement à cause de l'obturation du miroir secondaire, il a été percé pour accueillir un axe de 30 mm de diamètre qui permet de le maintenir et qui est lui-même maintenu par une couronne vissée sur les bords du tube du télescope. En plus du trou percé en son centre, les bords du miroir primaire ont été creusés par le dessous pour diminuer sa masse tout en conservant suffisamment d'épaisseur pour ne pas subir de déformations mécaniques.

Ce choix instrumental permet donc de basculer le télescope autour de son axe de rotation sans induire de désalignement du télescope. En effet, il est nécessaire de basculer le télescope selon les besoins scientifiques (jusqu'à 45° typiquement), ou pour des opérations de maintenance sur le laser (basculement de 90°). Or si le miroir primaire était maintenu par ses extrémités, les effets de torsions mécaniques pourraient provoquer des déformations mécaniques lors du basculement et l'instrument pourrait se retrouver désaligné lors de la remise à la verticale. Cependant, l'axe de rotation du tube télescope se trouve au niveau de son centre de masse ce qui permet d'éviter les déformations en cas de basculement. Par ailleurs, le tube est en carbone plastique, ce qui permet d'associer structure rigide pour le maintien de l'instrument et faible coefficient de dilatation thermique pour limiter les désalignements en cas de variation thermique. Enfin, un frein et une butée ont été placés au niveau de l'axe de rotation du tube pour faciliter sa rotation.

D'un point de vue optique, les télescopes sont tous entachés d'aberrations géométriques, mais ne sont pas sensibles aux aberrations chromatiques puisqu'ils sont composés de miroirs. En ce qui concerne le télescope de Newton, il est insensible à l'aberration sphérique dans la mesure où le miroir primaire est parabolique, mais sa configuration à deux miroirs implique qu'il est en théorie sensible à la coma (qui est présente pour des objets dans le champ). Cela peut dégrader les performances de l'instrument, bien qu'il ne soit pas dimensionné pour faire de l'imagerie comme les télescopes spatiaux par exemple.

En effet, la conséquence principale des aberrations est d'augmenter la taille du faisceau à la sortie du télescope, ce qui peut diaphragmer le faisceau dans l'espace de l'analyseur si ces aberrations ne sont pas prises en compte. Cependant, elles ne sont pas dimensionnantes dans les applications lidar, même en ce qui concerne la coma, en raison de la limite du champ de vue pour l'étude de la haute couche. En effet, le champ de vue est donné par l'équation 2.14 et est imposé par les valeurs de focale du télescope et de diamètre du diaphragme de champ (positionné sur le point focal du télescope) et il est volontairement faible pour limiter le bruit de fond de ciel (cf. équation 2.15). Dans le cas de LIFE, le diamètre du diaphragme de champ vaut 2 mm, donc le champ de vue du télescope est égal à $FOV_{tel} = 750 \mu rad$, ce qui est suffisamment faible pour négliger les effets des aberrations géométriques par la suite.

Enfin, le dimensionnement du télescope est relié à celui du beam expander par le recouvrement de l'instrument. En effet, la fonction de recouvrement est dimensionnée par l'association des grandeurs des voie d'émission (divergence, diamètre et profil d'intensité du faisceau émis, ...) et de réception (champ de vue, surface de collection, entraxe, ...). LIFE a été dimensionné pour étudier la troposphère libre, mais il est important de pouvoir étudier les phénomènes présents dans la couche limite tels que l'émission de pollens par exemple. Les paramètres instrumentaux doivent donc être adaptés pour ajuster la dynamique de détection sur une large plage d'altitude.

Cependant, la fonction de recouvrement n'est pas calculable avec précision de manière analytique car trop de paramètres interviennent pour son dimensionnement complet. Par conséquent, soit l'altitude de recouvrement maximale est estimée, soit la fonction de recouvrement est modélisée, mais il n'existe pas de modélisation pour les configurations instrumentales usuelles. L'entreprise CIMEL a donc développé un modèle numérique pendant la conception de LIFE permettant de calculer la fonction de recouvrement du lidar avec précision, en prenant en compte les paramètres instrumentaux essentiels. Cette modélisation est illustrée en figure 3.7 et résulte de l'association de 15 paramètres opto-mécaniques reflétant les caractéristiques du laser, du beam expander et du télescope.

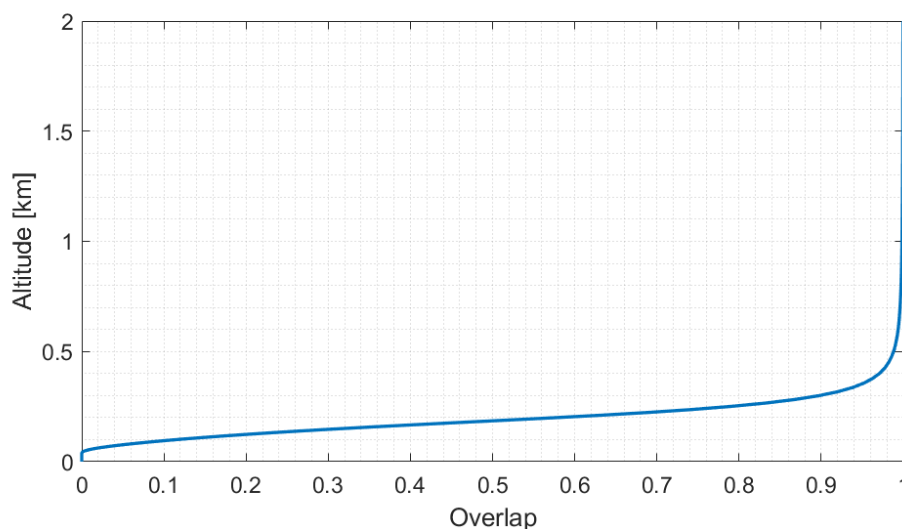


FIGURE 3.7 – Fonction de recouvrement simulée de LIFE. L’altitude de recouvrement unitaire se situe entre 800 m et 1 km.

Cette fonction de recouvrement est valable dans le plan focal du télescope pour limiter le nombre de paramètres et ne pas alourdir la modélisation, mais elle reste identique dans le plan des détecteurs s’ils sont conjugués avec le plan focal du télescope, c’est à dire s’il n’y a pas de désalignements en réception et que l’analyseur est correctement dimensionné.

3.3.2 Analyseur

Les principaux objectifs de l’analyseur sont la mise en forme du faisceau et sa distribution sur chaque voie de détection une fois la lumière collectée par le télescope et l’analyse des signaux par les détecteurs. Ces 4 éléments sont illustrés dans la figure 3.8.

Dans un premier temps, le faisceau traverse la monture de collimation qui est utilisée pour mettre en forme le faisceau optiquement et calibrer sa polarisation. Ensuite, il traverse le module de séparation qui a pour objectif de distribuer le faisceau sur les voies de détection à l’aide des montures de séparation et des montures PBS. Avant d’atteindre les détecteurs, les faisceaux traversent les montures pré-détecteurs pour les mettre en forme optiquement (uniquement pour les montures PMT) et dans lesquelles se trouvent un ou plusieurs filtres (pour chaque monture). Les fonctions de ces éléments sont détaillées ci-dessous.

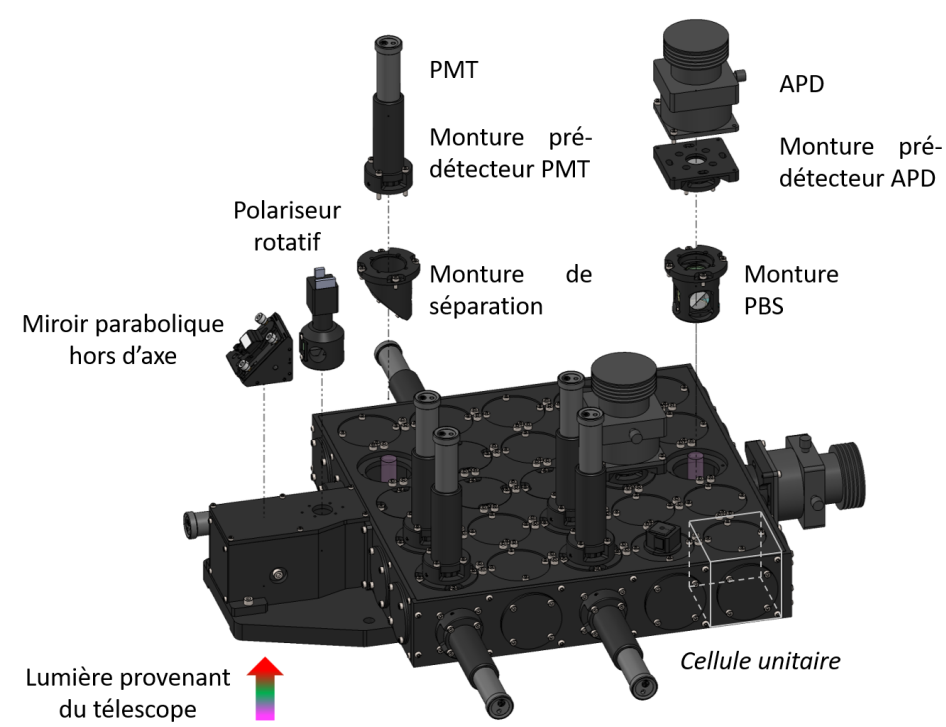


FIGURE 3.8 – Vue d’ensemble de l’analyseur. Il est composé de 4 éléments : la monture de collimation (formée par le miroir parabolique hors d’axe et le polariseur rotatif), le module de séparation des faisceaux (composé de 5x5 cellules unitaires pouvant accueillir des montures de séparation et montures PBS), les montures pré-détecteur et les détecteurs (PMT et APD).

3.3.2.1 Monture de collimation

Une fois que la lumière est focalisée sur le diaphragme de champ par le télescope, elle diverge et il est nécessaire de collimater le faisceau avant d’atteindre l’analyseur. En effet, les optiques utilisées dans l’analyseur pour la séparation et le filtrage des faisceaux travaillent à incidence unique (0 ou 45°) et leur acceptance angulaire ne permet pas de travailler avec des faisceaux fortement convergents ou divergents. De plus, comme l’axe optique d’entrée du module de séparation est perpendiculaire à l’axe optique de sortie du télescope, il est nécessaire de réfléchir le faisceau à 90° après sa collimation.

Par conséquent, la solution la plus commune est d’associer une lentille pour la collimation et un miroir orienté à 45° pour le renvoi du faisceau vers le module de séparation, mais cette solution n’a pas été retenue pour des raisons de compacité et d’aberrations chromatiques et géométriques.

Le choix instrumental du collimateur s’est porté sur un miroir parabolique hors d’axe (OAP). L’intérêt d’une telle optique pour la collimation du faisceau est double. D’une part, l’OAP permet d’associer les fonctions de la lentille (col-

limation du faisceau) et du miroir plan (renvoi à 90°) en un élément unique et de s'affranchir de l'aberration sphérique en raison de sa géométrie. D'un point de vue optique, ce miroir est caractérisé par sa distance focale de réflexion et son diamètre effectif, qui valent respectivement $f'_{OAP} = 50,8mm$ et $\Phi_{OAP} = 25,4mm$.

D'autre part, les caractéristiques spectrales de ce miroir sont plus adaptées pour le large spectre d'analyse de LIFE. En effet, la détection sur ce lidar ne se limite pas aux 3 longueurs d'onde élastiques du laser, mais varie de façon continue entre 400 et 700 nm pour la configuration d'étude spectrale de fluorescence. Par conséquent, une lentille apochromatique induirait des aberrations chromatiques à la fois axiales et transverses, ce qui n'est pas le cas pour un miroir. Par ailleurs, les traitements métalliques déposés sur les miroirs sont plus adaptés à la détection large spectre car ils peuvent maintenir un coefficient de réflexion supérieur à 90% sur toute la plage spectrale de détection, ce qui est le cas de l'argent protégé qui est utilisé pour traiter le miroir parabolique hors d'axe.

Enfin, la particularité de cette configuration mécanique est que le miroir parabolique hors d'axe est défocalisé, c'est-à-dire que la distance entre l'OAP et le diaphragme de champ est supérieure à la distance pour une collimation optimale, ce qui rend le faisceau légèrement convergent après réflexion sur le miroir. En effet, sans défocalisation de l'OAP, le télescope de LIFE associé à son optique de collimation conjugue un faisceau de diamètre 400 mm avec un faisceau de l'ordre de 20 mm de diamètre, soit un grossissement de 0,05. Par conséquent, le champ de vue (1,5 mrad) du télescope de LIFE est converti en une divergence de 30 mrad dans l'espace de l'analyseur. L'OAP est légèrement défocalisé, car comme les distances de propagation (distance entre l'OAP et l'entrée de la monture pré-détecteur) peuvent atteindre 50 cm, donc le diamètre du faisceau peut atteindre jusqu'à 35 mm et être diaphragmé par les optiques dont le diamètre vaut 25 mm. Cette valeur a été calculée à partir des simulations sur le logiciel de conception optique Zemax et a été choisie pour ne pas diaphragmer le faisceau dans l'analyseur tout en ayant une légère marge sur son alignement.

La convergence du faisceau est illustrée sur la figure 3.9. Elle est suffisamment faible pour ne pas être prise en compte lors du dimensionnement des optiques du module de séparation car, bien que la plupart travaille à incidence fixée, leur acceptance angulaire permet de travailler avec des faisceaux légèrement convergents sans altérer leurs performances.

Le deuxième élément composant la monture de collimation est le polariseur rotatif (ou polariseur de calibration). Il est illustré en figure 3.10 et il est utilisé pour calibrer la polarisation des voies élastiques.

La particularité de ce polariseur est que son axe est orienté à 45° par rapport à la verticale, ce qui permet de retrouver les coefficients de dépolarisation

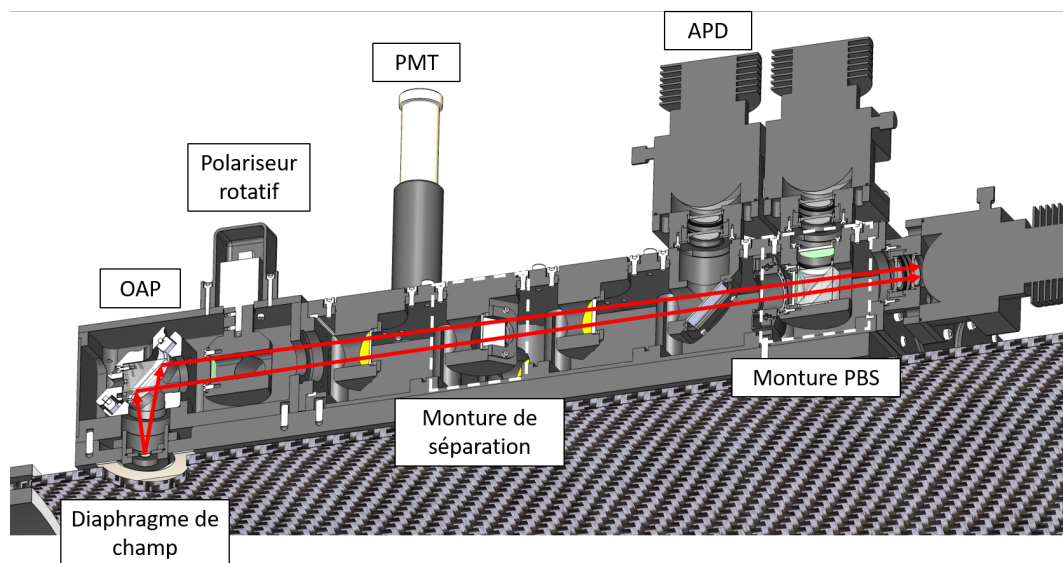


FIGURE 3.9 – Vue en coupe de l’analyseur. Le faisceau provenant du télescope et traversant le diaphragme de champ est représenté en rouge et il est légèrement convergent. Les montures de séparation et montures PBS sont illustrées encadrées en blanc.

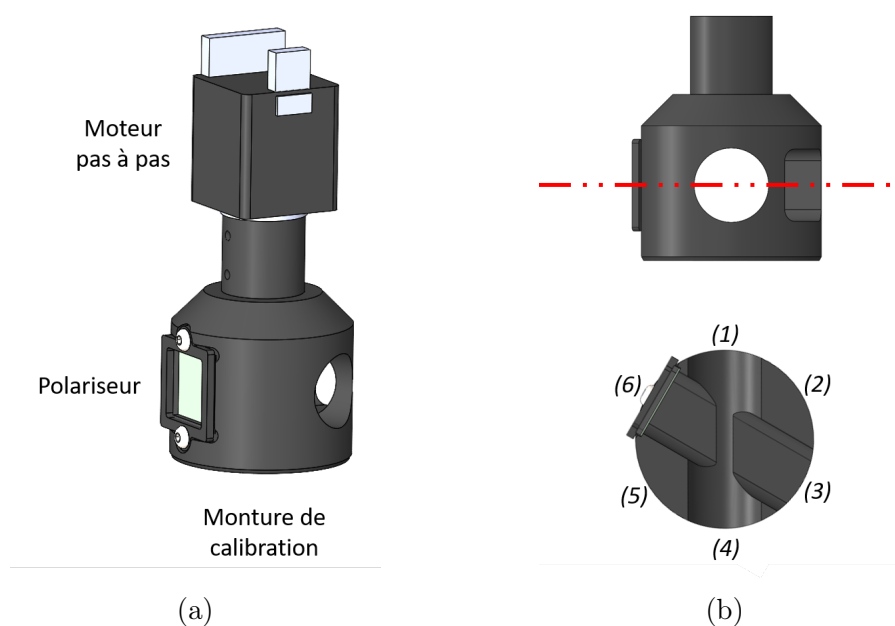


FIGURE 3.10 – Polariseur de calibration. La figure (a) illustre les différents éléments le composant et la figure (b) montre la vue en coupe de la monture de calibration, où l’axe de coupe est dessiné en pointillé rouge.

volumique (δ^v) et particulière (δ^p) des équations 2.28 et 2.29 grâce à la méthode de calibration proposée dans l'article de FREUDENTHALER et al., 2009. De plus, ce polariseur a été dimensionné pour maximiser le pouvoir de résolution aux 3 longueurs d'onde élastiques, ce qui permet une calibration pour toutes les voies dépolarisées avec un polariseur unique.

La calibration peut se faire de manière quasi automatique grâce à la monture motorisée. En effet, comme le montre la figure 3.10 (a), un moteur pas à pas est relié à la monture de calibration par son axe de rotation, ce qui permet de contrôler sa position avec précision. Par ailleurs, la figure 3.10 (b) montre la vue en coupe du polariseur rotatif et montre que le faisceau peut traverser 6 voies en fonction de son orientation.

S'il est incident par les voies (1) et (4), le faisceau passe sans obstruction et l'instrument mesure de façon nominale, mais s'il passe par les voies (2) et (5), il est totalement bloqué et on mesure alors le bruit d'obscurité des détecteurs. Enfin, lorsque le faisceau traverse la voie (3), c'est-à-dire avec le polariseur à l'entrée de la monture, il ressort polarisé linéairement à $+45^\circ$, tandis que sa polarisation de sortie sera de -45° s'il traverse la monture par la voie (6). Ces deux voies sont utiles pour compléter la calibration de polarisation car deux mesures sont nécessaires, une à $+45^\circ$ et l'autre à -45° .

3.3.2.2 Dimensionnement du système de filtrage

Les filtres sont étroitement liés à la fois à la détection des espèces atmosphériques ciblées et à la fois pour le dimensionnement des optiques de séparation des faisceaux, car ce sont leurs caractéristiques spectrales (CWL et FWHM) qui contraignent ce que l'instrument détecte. Par exemple, le filtrage pour la détection du signal vibrationnel Raman de la molécule de N_2 (pour une excitation à 354,71 nm) se fait à la longueur d'onde centrale $\lambda_R = 386,74$ nm avec une largeur spectrale $FWHM = 0,3$ nm, ce qui correspond à la raie Cabanne du régime vibrationnel, comme illustré en figure 2.11. Cette détection tire son intérêt de la raie Cabannes qui est la plus intense du régime vibrationnel, même si elle aurait pu se faire sur les raies alentours avec un FWHM plus élevée pour intégrer plusieurs raies. Cependant, la détection aurait pu se faire sur les raies alentours avec une FWHM plus élevée pour intégrer plusieurs raies, mais cette solution n'a pas été retenue sur LIFE dans la mesure où le bruit de fond de ciel aurait été trop important pour mesurer le signal vibrationnel de jour.

En ce qui concerne les technologies de détection, il existe 3 catégories de filtres adaptées pour la détection lidar : les spectromètres, les interféromètres et les filtres interférentiels. La dernière solution a été retenue pour tous les filtres de LIFE, car les filtres interférentiels comportent plusieurs avantages pour les objectifs scientifiques et techniques de LIFE. En premier lieu, leur encombrement (25 mm de diamètre pour 5 mm d'épaisseur) est suffisamment faible pour accumuler de nombreuses voies de détection et satisfaire la flexibilité scientifique

de LIFE. Le deuxième avantage concerne le faible coût de revient par filtre, ce qui permet de multiplier les voies de mesures pour un coût relativement faible. Enfin, les technologies de production actuelles des filtres interférentiels sont suffisamment matures pour satisfaire les besoins des lidars aérosols, car la FWHM varie de quelques centaines de picomètres à plusieurs dizaines de nanomètres.

Ainsi, la flexibilité du système de filtrage de LIFE additionnée à la modularité du module de séparation permet la détection sur 12 voies différentes, comme illustré par la configuration 1 sur la figure 3.11, voire jusqu'à 15 voies pour d'autres configurations instrumentales.

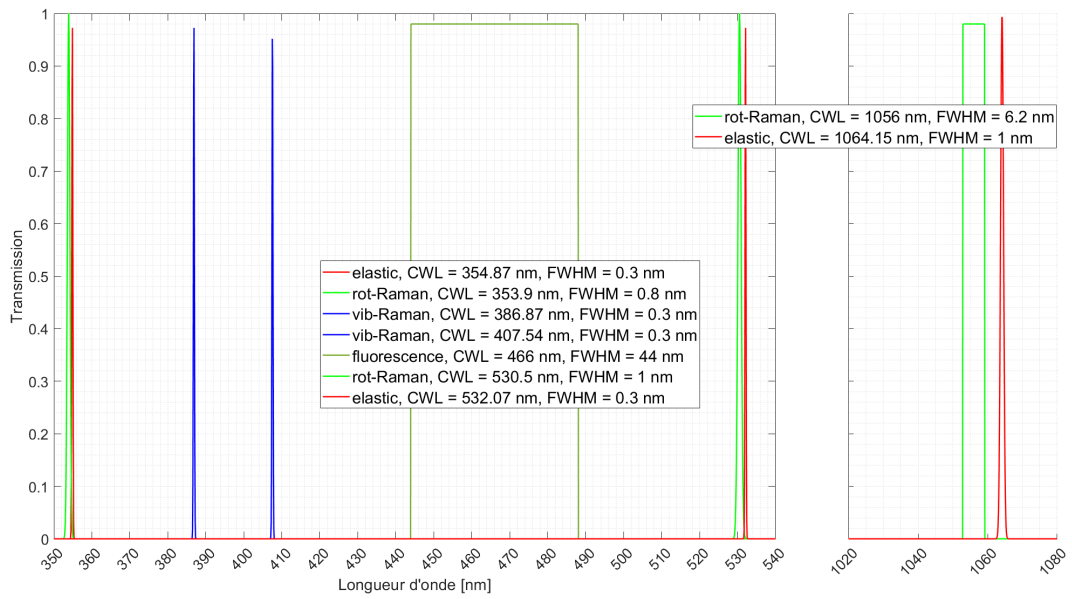


FIGURE 3.11 – Spectre de détection de la configuration instrumentale 1 de LIFE (configuration LILAS). La détection est prévue aux 3 longueurs d'onde élastiques, et une voie Raman rotationnelle est associée à chaque voie élastique pour l'inversion de l'équation lidar. En plus de ces canaux de détection, 2 voies Raman vibrationnelles sont prévues pour le profil de diazote et de vapeur d'eau, respectivement à 387 et 408 nm, et une voie de fluorescence est prévue pour compléter l'étude.

Cette configuration 1 est prévue pour l'étude préliminaire de LIFE car c'est la plus proche de celle de LILAS. En effet, hormis les voies Raman rotationnelles à 353 et 1056 nm, les deux configurations sont similaires. En outre, la capacité de détection de cette configuration permet de retrouver le profil de coefficient d'extinction (α), de rétrodiffusion (β) et de dépolariation (δ) aux 3 longueurs d'onde élastiques, le profil de vapeur d'eau (ω) et celui d'une voie de fluorescence (ϕ), résumé par $3\alpha + 3\beta + 3\delta + \omega + 1\phi$.

3.3.2.3 Composition du module de séparation

L'objectif du module de séparation illustré en figure 3.8 est de distribuer les faisceaux sur les voies de détection. Il est composé de 5x5 cellules élémentaires à l'extrémité desquelles une voie de détection (monture pré-détecteur et détecteur) peut être connectée. Chaque cellule peut accueillir un séparateur qui a pour fonction de diriger et filtrer le faisceau incident en fonction de sa longueur d'onde ou de sa polarisation, ou bien un cache dans le cas où la cellule n'est pas utilisée.

Le module de séparation est l'élément principal illustrant la flexibilité de l'instrument, car chaque séparateur est interchangeable avec un autre, ce qui permet de facilement modifier la configuration instrumentale pour adapter la capacité de détection du lidar.

LIFE a été dimensionné pour accueillir 6 configurations instrumentales, ce qui permet d'étudier différentes applications scientifiques, allant de celle orientée pour satisfaire les exigences du réseau EARLINET ($3\alpha + 3\beta + 3\delta + \omega + \phi$ illustré figure 3.11) en passant par le profil du CO_2 ($3\alpha + 3\beta + 3\delta + \omega + \text{CO}_2 + 2\phi$), du CH_4 ($3\alpha + 3\beta + 3\delta + \omega + \text{CH}_4 + 2\phi$) ou de dépolarisation de fluorescence ($3\alpha + 3\beta + 3\delta + \omega + \delta_\phi + 2\phi$), ou encore l'étude spectrale de fluorescence ($1\alpha + 1\beta + 1\delta + 5\phi$) illustrée en figure 3.12.

Cependant, ces besoins scientifiques se sont en premier lieu traduits par des contraintes techniques pour dimensionner la mécanique et l'optique de ce module. En effet, l'étude mécanique a été entièrement réalisée par CIMEL tandis que le dimensionnement optique de l'analyseur est le fruit de la collaboration entre le LOA et CIMEL à laquelle j'ai participé. Par conséquent, la période de dimensionnement du module de séparation a été rythmée par des contacts quasi journaliers avec CIMEL pour affiner le cahier des charges et faire correspondre les besoins scientifiques du LOA avec les contraintes techniques et la mise en production future envisagée par CIMEL, en plus des réunions de suivi de projet organisées régulièrement.

Ce suivi de projet, organisé par CIMEL et le LOA, a permis de produire un unique module de séparation pour les 6 applications scientifiques prévues pour LIFE, qui regroupent une grande partie des applications lidars aérosols. En ce qui concerne le suivi de projet, le dimensionnement mécanique a été réalisé en premier. Une fois que le module 5x5 a été dimensionné, l'objectif principal a été de minimiser le nombre d'éléments mécaniques différents pour séparer les faisceaux, pour faciliter la mise en production et diminuer les coûts de fabrication. Ainsi, la séparation est réalisée par trois montures, deux pouvant accueillir des lames séparatrices d'épaisseur variable et une pouvant accueillir un cube séparateur. Les montures à lame séparatrice servent à filtrer les faisceaux en fonction de leur longueur d'onde et peuvent accueillir un miroir dichroïque, un miroir réfléchissant ou bien une lame semi-réfléchissante. Par ailleurs, chacune de ces op-

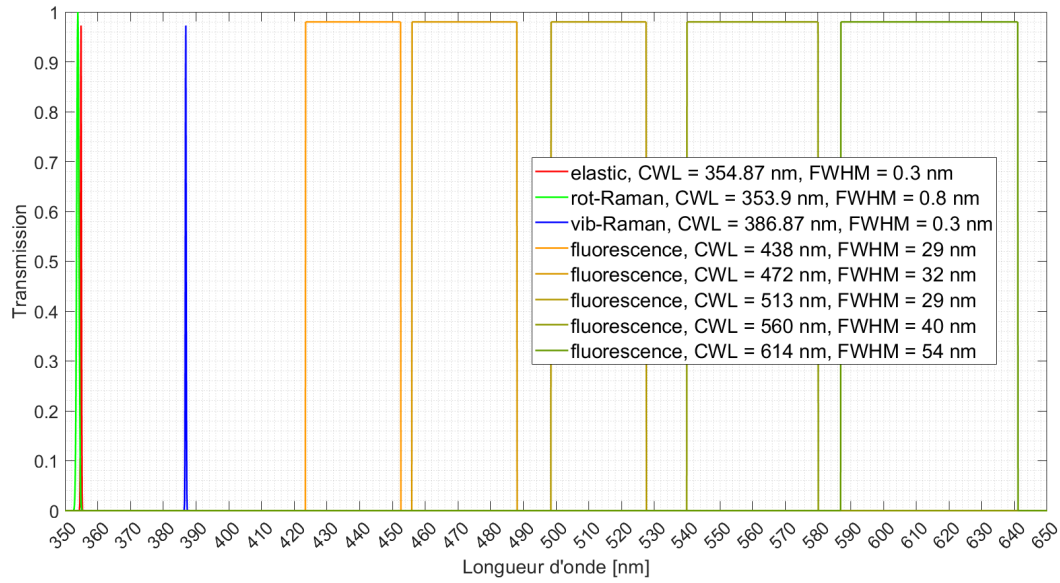


FIGURE 3.12 – Spectre de détection de la configuration instrumentale 6 de LIFE (configuration de fluorescence spectrale). Cinq voies de fluorescence sont prévues pour étudier le spectre de 420 à 650 nm. La détection élastique se fait uniquement à 355 nm. Enfin, deux voies Raman complètent cette configuration, une rotationnelle pour l’inversion de l’équation élastique et l’autre vibrationnelle pour l’inversion des équations de fluorescence.

tiques travaille à 45° pour qu’une composante soit réfléchiée à 90° et que l’autre soit transmise sans modifier l’axe optique. Par ailleurs, comme le montre la figure 3.8, la distribution des faisceaux se fait dans le plan horizontal, c’est à dire dans le plan du module de séparation. Or, certains détecteurs sont connectés par le haut du module de séparation, c’est pourquoi 2 types de montures séparatrices ont été développées, une pour la réflexion verticale (c’est à dire vers le haut du module de séparation) et une autre pour la réflexion horizontale (c’est à dire dans le plan du module de séparation).

En ce qui concerne les montures PBS, seule la réflexion verticale est utilisée pour atteindre la voie de détection, donc une seule monture a été développée pour accueillir les PBS. De plus, le module de séparation est dimensionné mécaniquement pour accueillir des montures motorisées devant chaque monture PBS, permettant d’insérer une lame demi-onde pour optimiser l’état de polarisation à l’entrée du PBS.

En résumé, 3 montures sont utilisées pour séparer les faisceaux dans l’analyseur de LIFE et sont illustrées en figure 3.13.

Chaque monture s’insère par le dessus du module de séparation et est fixée par 4 vis. Des trous oblongs accueillent ces vis, ce qui permet une légère rotation des montures pour affiner l’alignement des axes optiques dans l’analyseur

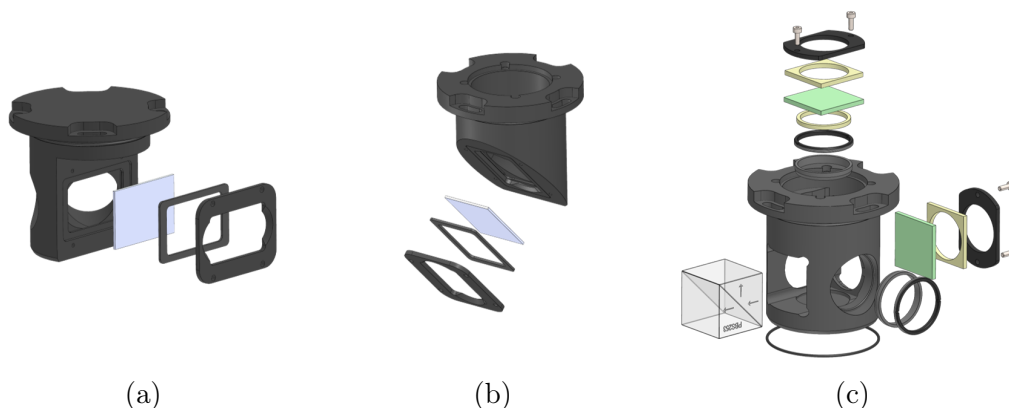


FIGURE 3.13 – Montures de séparation des faisceaux. Les figures (a) et (b) représentent respectivement les montures horizontales et verticales et peuvent accueillir un élément optique (miroir dichroïque, lame semi réfléchissante, ...) accolé à un joint en caoutchouc non représenté sur les figures, une cale et un élément de maintien. La monture PBS de la figure (c) permet d'accueillir un cube séparateur de polarisation devant lequel 2 polariseurs peuvent être placés.

avant de fixer les réglages.

La figure 3.13 montre également la présence de cales à l'intérieur des montures horizontales et verticales qui permettent d'accueillir des optiques d'épaisseur variable, en plus de limiter la contrainte mécanique avec la présence d'un joint en caoutchouc pour faire la jonction entre l'optique et la monture. En ce qui concerne la monture PBS, elle permet d'accueillir deux polariseurs carrés en plus du PBS, leurs axes étant alignés avec ceux des PBS correspondant pour nettoyer les polarisations résiduelles non filtrées par le cube.

D'un point de vue optique, les deux enjeux du module de séparation sont de conserver le diamètre du faisceau inférieur à 25 mm tout au long de la propagation dans le module et de minimiser le nombre d'éléments optiques et mécaniques pour convenir au plus grand nombre de configurations instrumentales prévues pour LIFE, pour limiter les coûts d'approvisionnement. La mise en cohérence des attentes scientifiques et contraintes techniques a été réalisée entre le LOA et CIMEL avec des contacts journaliers dans le but d'optimiser les solutions trouvées, aussi bien concernant la phase de conception optique que pour le choix des éléments optiques finaux de l'instrument.

Par exemple, la configuration 6 (figure 3.12) possède 3 voies de détection communes avec la configuration 1 (figure 3.11), donc 3 séparateurs sont utilisés pour ces deux configurations. Par ailleurs, la séparation des voies Raman vibrationnelle à 408 nm et fluorescence de la configuration 1 se fait entre 410 et 440 nm et la séparation des voies Raman vibrationnelle à 387 nm et de la voie de fluorescence à 438 nm de la configuration 6 se fait entre 390 et 420 nm. Ainsi en restreignant l'intervalle spectral, un miroir dichroïque dont la

longueur d'onde de coupure est comprise entre 410 et 420 nm convient à ces deux configurations, ce qui permet de limiter les changements d'optiques et le nombre de références à utiliser pour les différentes configurations.

Le même principe a été utilisé pour dimensionner tous les filtres dichroïques, en particulier ceux pour les voies de détection spectralement proches, comme c'est le cas pour la configuration 2 qui profile le CO_2 avec une voie à 371 nm, assez proche de la voie Raman vibrationnelle à 387 nm, ou la configuration 3 qui profile le CH_4 grâce à une voie Raman vibrationnelle à 395 nm. Finalement, la majorité des filtres dichroïques utilisés sont présents sur au moins deux configurations instrumentales, ce qui a permis de lier les besoins scientifiques avec les contraintes liées à l'industrialisation sans réduire les performances de l'instrument.

Enfin, le module de séparation est aussi adapté pour les besoins liés à l'étude des faibles signaux et ceux liés aux contraintes de transport de l'instrument. En effet, toutes les optiques sont adaptées à la mesure des faibles signaux, les miroirs dichroïques ayant été choisis pour maximiser les coefficients de réflexion et transmission aux longueurs d'onde de détection, tout comme le pouvoir de résolution des PBS. De plus, comme LIFE est transportable, il peut être opérationnel en extérieur pendant des campagnes de mesures par exemple. Il est donc nécessaire que l'analyseur soit isolé de l'atmosphère ambiante, que ce soit pour protéger des poussières ou de la lumière parasite qui pourraient perturber les mesures.

Ces perturbations ont été prises en compte dans le cahier des charges techniques pour tous les éléments de séparation. En effet, chaque monture de séparation est équipée d'un joint torique, ce qui permet de faire une jonction hermétique quand une monture de séparation est connectée au module de séparation. De plus, des joints en caoutchouc font la jonction entre les caches et le module de séparation, ce qui permet de les écraser et de complètement isoler le module de la lumière et des poussières ambiantes. Enfin, la lumière parasite peut perturber les mesures de l'intérieur du module de séparation. En effet, même si les miroirs séparateurs sont traités anti-reflet pour la plupart, leurs imperfections peuvent diffuser la lumière dans d'autres voies de détection, ce qui peut causer des biais de mesures. Pour pallier ce problème, des guides peuvent être placés le long des montures séparatrices et font office de baffle pour bloquer les faisceaux diffusés.

3.3.2.4 Composition des montures pré-détecteur

Les montures pré-détecteur sont les derniers éléments optiques que les faisceaux traversent avant d'atteindre les détecteurs. Elles sont utilisées pour mettre en forme les faisceaux dans le but de contrôler leur géométrie sur la surface des détecteurs, et sont composées d'une ou plusieurs lentilles pour rendre le faisceau convergent à leur sortie. Par ailleurs, un ou plusieurs filtres peuvent

être insérés à l'entrée de chaque monture car les faisceaux sont encore collimatés à cet endroit, ce qui permet un filtrage optimal dans la mesure où les filtres travaillent à incidence normale.

Ces montures pré-détecteur sont utilisées pour satisfaire les exigences ACTRIS liées à l'uniformisation des faisceaux sur la surface des détecteurs. En effet, la méthode la plus commune pour mettre en forme un faisceau collimaté sur un détecteur est d'utiliser une lentille plan convexe pour focaliser le faisceau sur la surface du détecteur, mais cette méthode n'est pas adaptée pour les mesures lidar. En effet, les détecteurs utilisés pour les mesures lidar sont des compteurs de photons et sont donc très sensibles à la lumière incidente. Par conséquent, dans le cas d'événements atmosphériques pour lesquels une forte rétrodiffusion a lieu localement dans le champ de vue du télescope (cas des cirrus par exemple), le faisceau incident sur la surface du détecteur peut être suffisamment intense pour induire des saturations locales et perturber la mesure. Il est donc exigé d'utiliser une combinaison de lentilles pour uniformiser le faisceau sur la surface du détecteur et s'affranchir de la saturation locale en imageant chaque élément inclus dans le champ de vue sur la totalité de la surface du détecteur.

La monture pré détecteur utilisée pour les APD est illustrée sur la figure 3.14. L'uniformisation à plusieurs lentilles n'est pas utilisée pour la détection pour les APD car ces détecteurs ne sont pas concernés par les exigences ACTRIS. En effet, les détecteurs utilisés pour les mesures lidar sont capables de travailler avec 2 modes de détection : le mode analogique et le mode de comptage de photons. Cependant, bien que les APD soient les seuls détecteurs sensibles au signal IR, il est impossible d'exploiter les signaux acquis en mode comptage de photons car le niveau de bruit est supérieur au signal mesuré. Par conséquent, ils ne sont pas inclus dans les exigences liées à l'uniformisation du flux sur les détecteurs mais sont tout de même nécessaires pour exploiter la faible sensibilité du spectre IR au signal moléculaire.

Cette illustration montre que la lentille de focalisation de l'APD n'est pas comprise dans la monture pré-détecteur, mais est directement connectée au détecteur. Effectivement, les APD sont achetés avec une lentille de 30 mm de diamètre connectée au détecteur, qui conjugue le faisceau collimaté avec sa surface de collection.

De plus, bien que les montures pré-détecteur des PMT et APD soient différentes l'une de l'autre, elles possèdent des points communs qui résultent des besoins énoncés dans le cahier des charges techniques. Le premier concerne la flexibilité vis à vis de la détection, car chacune d'entre elle peut se connecter à l'extrémité de n'importe quelle cellule du module de séparation, ce qui permet d'agencer les voies de détection selon les besoins scientifiques. Ensuite, la profondeur des montures pré-détecteur permet d'accueillir plusieurs filtres interférentiels pour augmenter la précision sur les mesures Raman notamment.

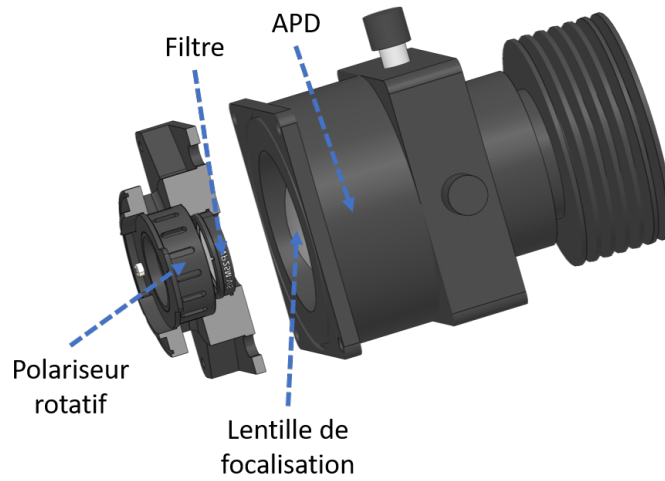


FIGURE 3.14 – Vue en coupe de la monture APD

En effet, la détection du signal Raman rotationnel pour l'excitation à 1064 nm se fait avec 2 filtres accolés dont la CWL vaut 1056 nm et la FWHM vaut 6 nm. Or la bande passante de ces filtres est suffisamment proche pour que le signal élastique, plusieurs ordres de grandeurs plus puissant que le signal Raman rotationnel, vienne perturber le signal Raman rendant les données impossibles à inverser en raison de la fuite du signal élastique sur la voie Raman. Par conséquent, deux filtres identiques sont superposés pour augmenter la réjection du signal élastique et permettre l'exploitation du signal Raman.

Enfin, la présence d'un polariseur est requise sur certaines voies pour éviter de saturer les détecteurs. En effet, les signaux rétrodiffusés suffisamment forts pour saturer les détecteurs sont soit polarisés par nature (signaux Raman rotationnels), soit à l'aide d'une séparation en polarisation (signaux élastiques), donc l'utilisation d'un polariseur est le moyen le plus simple et le moins coûteux pour atténuer ces signaux. Contrairement aux polariseurs à grille métallique utilisés pour le nettoyage des polarisations après les PBS, des films polarisant sont utilisés pour atténuer les signaux, car l'atténuation ne nécessite pas un pouvoir de résolution élevé. De plus, ces polariseurs sont réglables grossièrement à la main à l'aide d'une mollette illustrée en figure 3.14 car ils sont utilisés occasionnellement pour ajuster la force des signaux en cas d'événements atmosphériques importants.

Comme pour les montures APD, les montures PMT peuvent accueillir plusieurs filtres pour affiner la réponse spectrale de la voie considérée. Un polariseur d'atténuation peut également y être inséré, comme illustré sur la figure 3.15.

Cependant, contrairement aux montures APD, un système d'homogénéisa-

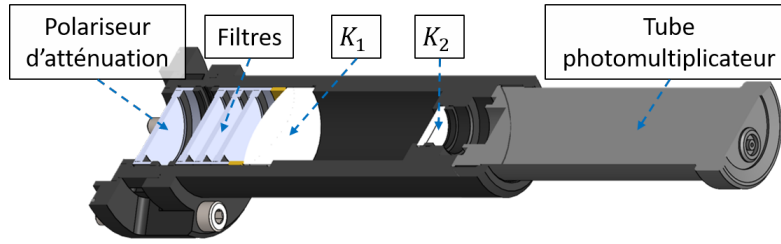


FIGURE 3.15 – Vue en coupe de la monture PMT

tion du faisceau, illustré par les lentilles K_1 et K_2 sur la figure 3.15, est présent dans chaque monture PMT. Son dimensionnement optique a été particulièrement délicat vis à vis des objectifs de mise en série de l'instrument par CIMEL. En effet, LIFE a pour objectif d'être commercialisé à moyen terme, il est donc nécessaire d'harmoniser les schémas optiques de toutes les voies PMT pour avoir une unique monture quelle que soit la voie considérée, dans l'objectif de diminuer les coûts de fabrication tout en respectant les recommandations ACTRIS sur l'uniformisation des faisceaux.

Cependant, cette harmonisation n'est pas directe en raison de l'agencement de l'analyseur. En effet, comme le faisceau dans le module de séparation est légèrement convergent et que les distances de propagation sont différentes en fonction des voies de détection, la conjugaison optique change d'une voie à l'autre et les taches images sur la surface des détecteurs seront différentes les unes par rapport aux autres. Cela pourrait donc dégrader l'uniformisation sur la surface des détecteurs et ne pas satisfaire les recommandations ACTRIS si le design optique de la monture pré-détecteur n'est pas adapté.

Par ailleurs, bien que l'homogénéisation du système puisse être faite, en théorie, à l'aide d'une lentille en déplaçant le plan du détecteur en arrière du plan de focal de celle-ci, l'uniformisation ne serait pas réalisée pour toutes les voies à cause de la défocalisation de l'OAP. Ainsi, la configuration à deux lentilles a été retenue, et l'enjeu du développement instrumental de la monture PMT a été de fixer les paramètres du système d'homogénéisation (distances focales et diamètres des lentilles) tout en utilisant des éléments optiques trouvables dans le commerce pour réduire les coûts de production du système.

Cette étude approfondie a été menée conjointement entre le LOA et CIMEL. La configuration instrumentale a été inspirée des travaux réalisés dans le cadre de la standardisation des lidars EARLINET (KOKKALIS, 2017) et du principe de l'éclairage Köhler utilisé en microscopie et en photométrie. Le montage a été modélisé par CIMEL à l'aide du logiciel de conception optique Zemax et comporte deux lentilles K_1 et K_2 , respectivement utilisées pour focaliser et uniformiser le faisceau. Cependant, une validation expérimentale était nécessaire car les résultats des simulations n'étaient pas suffisamment précis pour

converger sur les paramètres de la lentille d'homogénéisation.

Par conséquent, une étude expérimentale a été réalisée au LOA par mes soins avant la mise en production des éléments opto-mécaniques de l'instrument, et avait pour objectif de converger sur un système d'homogénéisation unique tout en simulant les paramètres optiques de la voie de réception de LIFE (obturation et nombre d'ouverture du télescope). Le schéma du montage est illustré en figure 3.16.

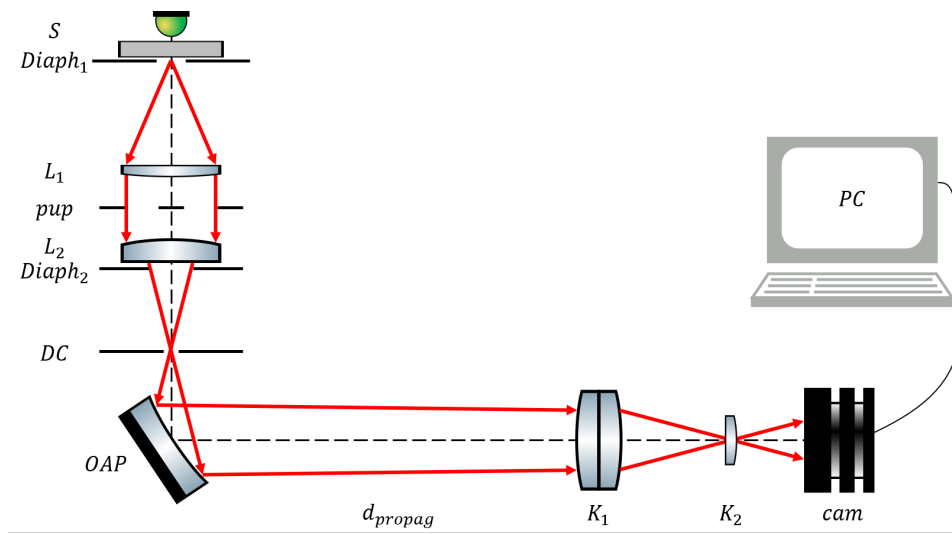
Un diaphragme précédé d'une source polychromatique et d'un diffuseur est placé au foyer d'une lentille L_1 pour simuler des rayons collimatés. Le faisceau traverse ensuite un diaphragme qui simule la fonction pupillaire du télescope (*pup*) puis traverse une lentille L_2 (accollée au diaphragme D_2), au foyer de laquelle se trouve le diaphragme de champ prévu pour LIFE. L'association des diaphragmes $Diaph_1$ et $Diaph_2$ ainsi que des lentilles L_1 et L_2 ont pour objectif de simuler les paramètres optiques du télescope. Une fois que le faisceau a traversé le diaphragme de champ, il est réfléchi sur l'OAP défocalisé et parcourt une distance de propagation variable qui simule les distances de propagation des voies de détection dans l'analyseur de LIFE, traversent le système d'homogénéisation représenté par les lentilles K_1 et K_2 puis est imagé sur la caméra. La lentille K_1 est un doublet fixé par l'étude réalisée sur Zemax tandis que la lentille K_2 est plan convexe de distance focale variable.

La liste des éléments utilisés pour ce montage est détaillée dans le tableau 3.3 ci-dessous.

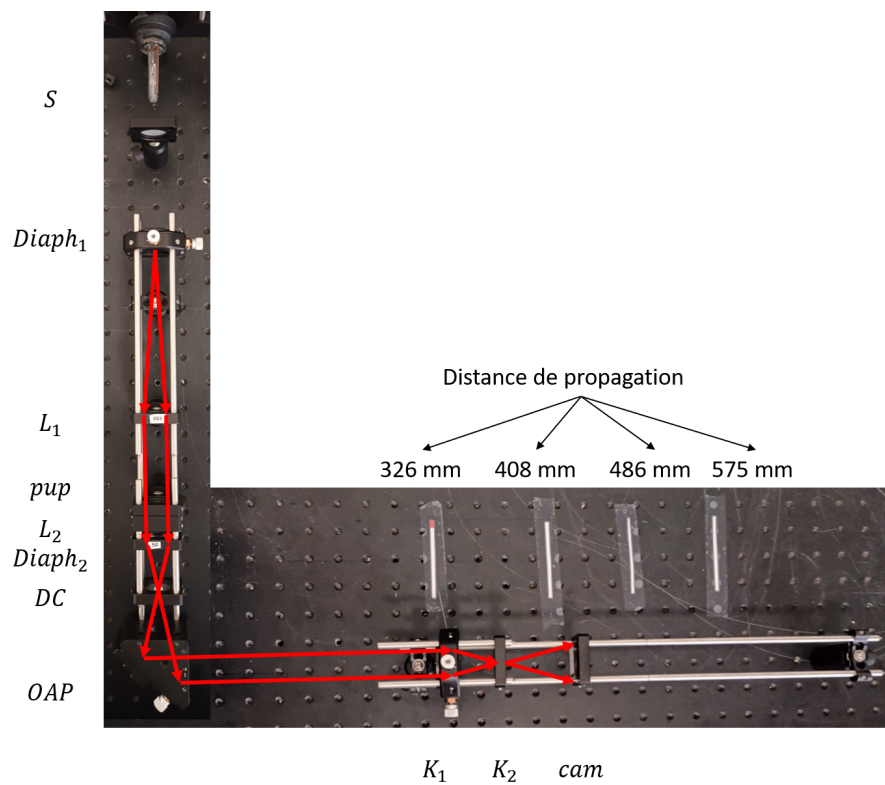
Désignation	Élément optique	Caractéristiques
S	Source	Lampe Xénon + diffuseur
$Diaph_1$	Diaphragme	$D_1 = 6mm$
L_1	Lentille plan convexe	$f'_1 = 150mm$
pup	Fonction pupillaire du télescope	$D_{obt} = 2,8mm$
L_2	Lentille plan convexe	$f'_2 = 50mm$
$Diaph_2$	Diaphragme	$D_2 = 14,6mm$
DC	Diaphragme de champ	$D_{DC} = 2mm$
OAP	Miroir parabolique hors d'axe	$f'_{OAP} = 50,8mm$
d_{propag}	Distance de propagation	variable
K_1	Doublet	$f'_{K1} = 50,8mm$
K_2	Lentille plan convexe	$f'_{K2} = \text{variable}$ $D_{K2} = 12,7mm$
cam	Caméra	$Lxl = 13,3 \times 8,9mm$

TABLEAU 3.3 – Résumé des éléments optiques utilisés dans le montage de validation optique des voies de réception

Comme le télescope de LIFE n'était pas disponible pour les tests de vali-



(a)



(b)

FIGURE 3.16 – Montage expérimental pour l'uniformisation du flux sur les détecteurs. La figure (a) représente le schéma de principe et la figure (b) l'illustre avec une photo prise pendant l'expérience.

dation, il était essentiel de conserver les mêmes caractéristiques optiques pour le montage sur table, c'est-à-dire travailler avec le même nombre d'ouverture ($WFNO$) que celui du télescope de LIFE. Cela revient à fixer le diamètre de la lentille L_2 sur la figure 3.16 soit le diamètre du diaphragme D_2 puisque ces éléments sont accolés. Il vient alors :

$$D_2 = \frac{f'_2}{WFNO_{tel}} = 14,3mm \quad (3.2)$$

De plus, le taux d'obturation du télescope est défini par le rapport entre le diamètre apparent du miroir secondaire et celui du miroir primaire et vaut 20%. Or le diamètre effectif de la lentille L_2 vaut 14,3 mm, donc le diamètre d'obturation de l'élément pup vaut :

$$D_{obt} = \tau_{obt} D_2 = 2,8mm \quad (3.3)$$

Enfin, le diaphragme de la source est conjugué avec le diaphragme de champ, donc son diamètre doit être choisi de manière à ce que le faisceau convergent, après passage dans L_2 , couvre la totalité du diaphragme de champ. Par conséquent, le diamètre du diaphragme de la source vaut :

$$D_1 = D_{DC} \frac{f'_1}{f'_2} = 6mm \quad (3.4)$$

L'ensemble du montage est donc dimensionné pour permettre l'acquisition des données sans perte d'informations, dans la mesure où la caméra a été choisie avec une surface de détection supérieure à celle des PMT ($D_{PMT} = 8mm$), ce qui permet de totalement imager les taches sur la surface sensible de la caméra.

En ce qui concerne les distances de propagation, elles ont été calculées numériquement pour chaque voie de détection, et les mesures ont été prises pour 4 d'entre elles, à 326, 407, 486 et 575 mm. Par ailleurs, les distances focales des lentilles K_2 disponibles sur étagère varient entre 15 et 100 mm, et les mesures ont été réalisées pour les lentilles de distance focale 15, 40 et 100 mm.

Le principe des mesures est dans un premier temps de fixer la distance de propagation puis d'ajuster la position de la caméra par rapport à la lentille K_2 pour chaque lentille utilisée, et enfin d'ajuster la dynamique de détection de la caméra pour éviter la saturation. Les résultats des mesures sont résumés dans la figure 3.17 ci-dessous.

Les dimensions des taches images produites avec la lentille de 15 mm ne sont pas suffisamment constantes et l'utilisation d'une telle lentille pour un détecteur placé à une distance de propagation de 326 mm pourrait causer une saturation locale car le flux est concentré sur une trop faible étendue spatiale. A contrario, la lentille de 100 mm produit des taches de diamètre suffisamment constant, indépendamment la distance de propagation, mais l'homogénéisation

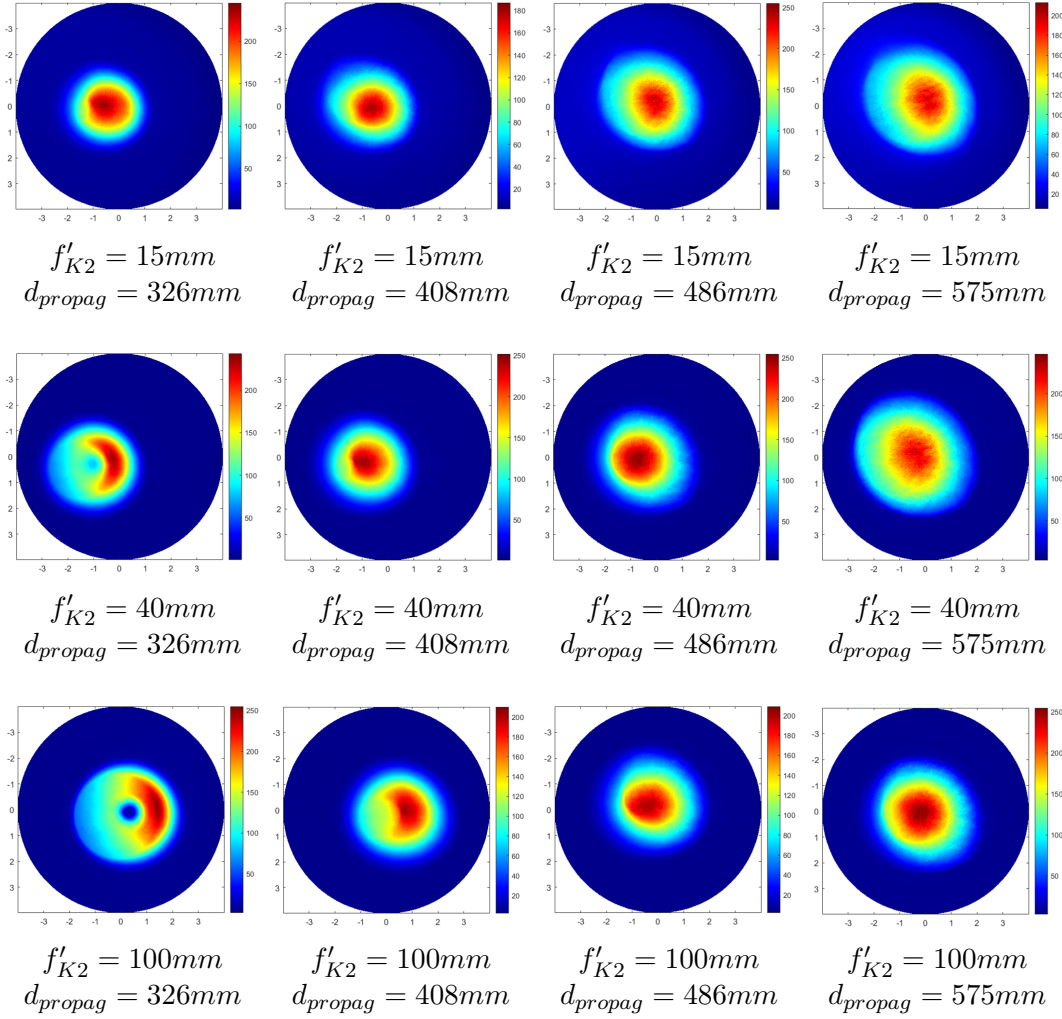


FIGURE 3.17 – Résultats des expériences d’homogénéisation du flux en détection. Le cercle bleu foncé représente la surface sensible des PMT et les axes d’abscisses et d’ordonnées sont compris entre -4 et +4 mm. L’échelle de couleurs représente l’intensité du signal sur la caméra et est comprise entre 0 (bleu foncé) et 255 (rouge foncé).

n’est pas réalisée de façon convenable pour toutes les distances. C’est la raison pour laquelle la lentille de 40 mm a été retenue dans le design final de l’instrument, car elle offre un bon compromis entre un diamètre suffisamment important pour éviter une saturation locale et une homogénéisation satisfaisante pour toutes les distances de propagation.

Par ailleurs, nos études optiques ont permis de rendre la détection robuste aux désalignements. En effet, la figure 3.17 montre que quelles que soient les distances de propagation et les distances focales des lentilles d’homogénéisation, le diamètre de la tache image reste inférieur à celui de la surface sensible des

PMT. Par conséquent, les performances de LIFE ne seront pas altérées par des légers désalignements dans la voie de réception causés par le déplacement de l'instrument pour des campagnes de mesures, dans la mesure où les faisceaux ne seront pas diaphragmés par les bords de la surface sensible des PMT.

3.3.3 Choix des systèmes de détection et d'acquisition

Le système de détection complet (détecteurs + alimentations + cartes de comptage) a contraint le dimensionnement mécanique des montures pré-détecteur et de traitement informatique des données, dans la mesure où tous les éléments ont été achetés auprès de l'entreprise LICEL. Cependant, ce choix a permis un gain de temps considérable dans le dimensionnement de l'instrument. Les détecteurs et électroniques de commande ont l'avantage de satisfaire les exigences ACTRIS sur la détection. Ce choix technique est donc pertinent pour un instrument tel que LIFE ayant pour objectif d'intégrer le réseau EAR-LINET à moyen terme.

De plus, les mêmes détecteurs et électroniques d'analyse sont utilisés sur LILAS, ce qui a facilité le développement informatique du pilotage de la détection et de l'analyse des données, dans la mesure où les détecteurs sont vendus avec leur alimentation et carte de comptage, l'ensemble étant pilotable avec le logiciel de programmation Labview. Par conséquent, un développement des programmes de pilotage des détecteurs n'était pas nécessaire en raison de l'harmonisation entre la détection de LIFE et celle de LILAS, seule une adaptation des programmes existants était suffisante.

Par ailleurs, deux familles de détecteurs sont utilisés pour l'acquisition des signaux comme expliqué précédemment : les PMT utilisés pour les voies UV/VIS (illustrés en figure 3.15) et les APD pour les voies IR (illustrés en figure 3.14). L'acquisition peut être réalisée de deux manières différentes pour chaque famille de détecteur. Le mode analogique est utilisé pour la détection de signaux forts, c'est à dire pour les signaux élastiques et Raman en basse couche, et le mode comptage de photons (PhCt) permet la détection de signaux faibles, c'est-à-dire quand peu de photons sont incidents sur les détecteurs, comme c'est le cas des voies élastiques et Raman à haute altitude et des voies de fluorescence. Ce mode n'est cependant pas exploitable pour les APD actuelles pour des raisons technologiques car les signaux PhCt acquis avec des APD sont noyés dans le niveau de bruit trop élevé.

Chaque détecteur est indépendamment dimensionné par plusieurs grandeurs (rendement quantique, amplification, coefficient de conversion analogique/numérique, ...) mais chacun est caractérisé de façon expérimental. En effet, hormis la surface de détection évoquée précédemment, chaque détecteur est défini optiquement par son niveau de bruit et son gain, et ces deux grandeurs sont mesurées

simultanément. En effet, le bruit de détection est mesuré expérimentalement pour les deux modes de fonctionnement en obstruant l'entrée de l'analyseur avec le bord de la monture de calibration illustrée en figure 3.10. Cette mesure permet de déterminer le bruit électronique (défini théoriquement par l'équation 2.16), et regroupe à la fois le courant d'obscurité du détecteur et toute sa chaîne d'amplification, intégrant les contributions du détecteur, de son alimentation et de sa carte de comptage.

3.4 Automatisation de l'instrument

L'automatisation de LIFE regroupe l'ensemble des actions ne nécessitant pas ou peu d'interventions humaines qui ont pour objectif de faire fonctionner l'instrument de manière nominale. Historiquement, LILAS a commencé à être opérationnel en 2014 et son fonctionnement a progressivement été automatisé au fil des années à l'aide de développements informatiques réalisés au LOA. Or LIFE est similaire à LILAS au niveau de son mode de fonctionnement, car tous leurs sous systèmes permettant l'acquisition de données (laser, détecteurs, ...), ainsi que la trappe en dessous de laquelle l'instrument est positionné sont pilotables à distance, ce qui permet d'automatiser le fonctionnement de l'instrument et l'acquisition de données.

LIFE a donc hérité des travaux réalisés sur LILAS et son automatisation a pour objectif d'être affinée pour satisfaire son cahier des charges techniques. En effet, LIFE est dimensionné pour l'étude des faibles signaux comme la fluorescence atmosphérique, donc uniquement mesurables de nuit, c'est à dire sans opérateur pour prendre les mesures. Il est donc nécessaire que son fonctionnement puisse être automatisé et que les mesures soient enregistrées et analysées de manière autonome.

On distingue alors deux aspects de l'automatisation du lidar : la supervision de l'instrument, qui a pour objectif de surveiller les conditions alentours avec des capteurs pour autoriser ou empêcher le fonctionnement du lidar, et l'analyse des données qui vise à étudier les signaux bruts acquis par les détecteurs et s'assurer de leur pertinence.

3.4.1 Supervision de l'instrument

Deux types d'actions permettent d'assurer le fonctionnement nominal du lidar : celles totalement automatisées et celles nécessitant une intervention humaine mais réalisables à distance. Les actions automatisées concernent principalement la surveillance en temps réel des conditions internes et externes du lidar pour autoriser la mesure ou non. Ces conditions sont mesurées par différents capteurs et permettent d'engager des actionneurs pour allumer ou

éteindre une ou plusieurs parties du lidar. Les superviseurs de LIFE et LILAS sont programmés avec le logiciel Labview et permettent de mettre l'instrument dans deux états. Le mode "Auto OFF" est utilisé en cas de maintenance ou d'expériences sur l'instrument et laisse l'utilisateur libre du fonctionnement du lidar sans effectuer d'actions automatiques, à l'exception de l'extinction complète de l'instrument en cas de pluie. A l'inverse, le mode "Auto ON" est prévu pour que l'instrument fonctionne de manière autonome sans intervention extérieure et suit un protocole bien défini, illustré de façon simplifiée en figure 3.18 et de façon détaillée en annexe A.

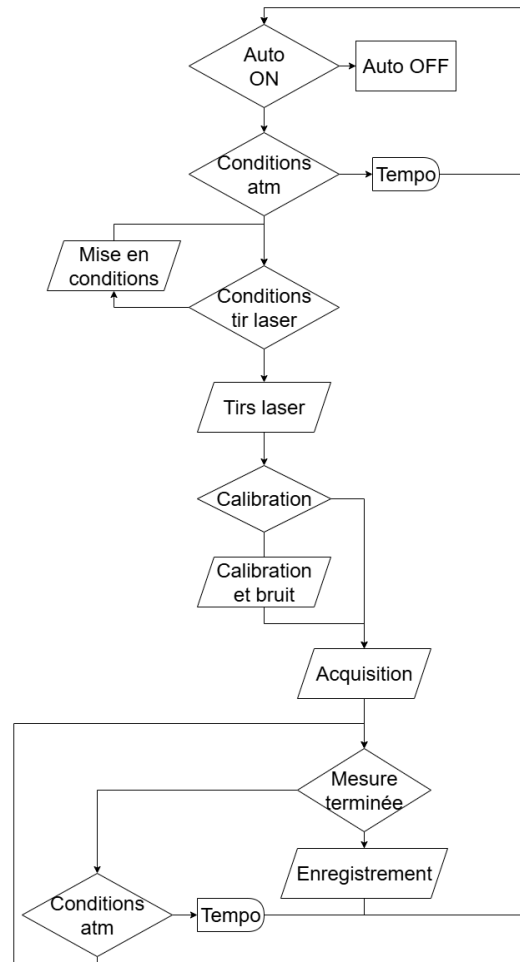


FIGURE 3.18 – Schéma simplifié du superviseur de LIFE. Les losanges inclinés correspondent aux tests logiques, s'ils sont vérifiés alors le chemin continue droit, sinon il est suivi sur le côté. Les rectangles représentent des états, les rectangles arrondis sur un côté illustrent une temporisation et les actions sont représentées par les losanges droits

Dans un premier temps, le superviseur communique avec les capteurs me-

surant les conditions atmosphériques avec 5 mesures simultanées pour déterminer si l'instrument peut être démarré. La mesure la plus contraignante pour le fonctionnement de l'instrument concerne la surveillance des précipitations et est réalisée avec une fourche optique positionnée sur le toit de la station ATOLL au dessus du lidar. Ce capteur mesure les précipitations en temps réel et le superviseur éteint complètement l'instrument en cas de pluie. Dans cette condition, le laser et les détecteurs sont éteints, et la trappe se ferme pour éviter que la pluie n'endommage les optiques et inonde la salle de mesures.

La deuxième condition météorologique concerne la présence de nuages bas et n'est prise en compte que de jour. En effet, les nuages dont l'altitude est inférieure à 4 km en journée ne permettent pas d'exploiter les mesures prises avec le lidar, dans la mesure où la rétrodiffusion trop importante (du fait de la faible altitude du nuage) sature les détecteurs et risque potentiellement de les endommager. La mesure de présence de nuages bas est réalisée de manière redondante à l'aide de deux capteurs situés sur la station ATOLL. Le premier capteur de détection nuageuse est un pyrgéomètre positionné à quelques mètres de la trappe sur le toit de la station ATOLL. Il s'agit d'un capteur passif qui ne mesure pas directement l'altitude des nuages, mais qui réalise une mesure de flux infrarouge. Le seuil est fixé de façon empirique et correspond à un cas de ciel couvert.

La redondance de la détection nuageuse est réalisée à l'aide d'un détecteur de nuages (Cloud Watcher) qui mesure la température du ciel et définit 3 seuils pour lesquels le ciel est considéré comme couvert, nuageux ou clair. Par conséquent, le lidar est complètement arrêté quand le Cloud Watcher détecte un ciel couvert en journée, mais laisse la mesure se faire de façon nominale en cas de ciel clair ou nuageux, dans la mesure où les nuages mesurés dans ces deux conditions sont soit passagers soit présents à haute altitude. En effet, l'arrêt et l'allumage successifs du laser et des détecteurs en cas de passages de nuages répétés induirait un vieillissement précoce des sous systèmes du lidar, donc le seuil du Cloud Watcher a été choisi de manière à ne pas prendre en compte ces nuages passagers. A l'inverse, la présence de nuages pendant la nuit n'est pas dérangeante pour la saturation des détecteurs, voire favorise certaines mesures comme celles de fluorescence intra-nuageuse, qui donnent des informations sur la formation de ces nuages.

Enfin, il est nécessaire d'arrêter les tirs en cas d'aéronefs survolant le lidar car le laser de LIFE n'est pas en sécurité oculaire, même une fois grossi. En effet, bien que des autorisations soient délivrées pour tirer avec l'instrument à la verticale, certains avions peuvent survoler le bâtiment à des altitudes plus ou moins élevées, ce qui peut éblouir les pilotes ou certains capteurs présents sur ces appareils. La détection est aussi réalisée de manière redondante avec deux mesures distinctes. La première est réalisée de façon numérique à l'aide du système de surveillance ADSB (Automatic Dependant Surveillance Broadcast).

En effet, les aéronefs communiquent en permanence et envoient leurs données GPS, ce qui permet d'analyser les coordonnées des avions alentours en temps réel et de pointer ceux dont la trajectoire passe trop proche au dessus du lidar. Cependant, il arrive que certains appareils ne possèdent pas d'ADSB, ce qui est en général le cas pour les avions de petit calibre décollant d'aérodromes voisins. Si ce genre d'appareils survole l'instrument, il sera totalement aveugle à la communication ADSB et la mesure lidar continuerait de façon nominale. Par conséquent, un radar nautique a été adapté pour mesurer les appareils au dessus du lidar. Il s'agit d'une mesure physique donc elle mesure tous les appareils survolant le bâtiment et complète la mesure d'ADSB.

Une fois qu'un appareil détecté par au moins un des deux capteurs, la mesure est arrêtée et le laser est éteint, mais les autres sous systèmes restent dans leur état. En effet, comme le laser tire à la verticale, le survol des aéronefs au dessus de l'instrument est assez bref, donc il n'est pas nécessaire de l'éteindre complètement. Ainsi, une temporisation est imposée pendant laquelle seuls le laser et les détecteurs sont éteints, avant de vérifier que l'espace aérien au dessus du lidar est libre, auquel cas ces éléments sont rallumés et l'instrument peut reprendre les mesures si les autres conditions le permettent.

Par conséquent, le protocole de fonctionnement peut être poursuivi uniquement si la totalité des données récoltées par les capteurs est favorable à la mesure. La phase de vérification atmosphérique est ensuite suivie par celle de vérification des états internes de l'instrument, ce qui permet mettre le lidar en conditions de tirs. De même que pour la vérification des capteurs atmosphériques, plusieurs mesures sont réalisées simultanément pour préparer la mise en fonctionnement du lidar. Le premier test mesure l'état de la trappe en communiquant avec ses capteurs de position pour s'assurer qu'elle est ouverte. Si tel n'est pas le cas, l'action d'ouverture de trappe est envoyée et une temporisation de 1min 30s est imposée avant de poursuivre les tests, pour laisser le temps à la trappe de s'ouvrir.

Le deuxième test concerne la préparation de l'analyseur à l'acquisition de données. En effet, le système mesure l'état des capteurs et les allume si leur état est à 0, en prenant en compte l'heure à laquelle la mesure est réalisée, car les voies de fluorescence sont programmées pour rester éteintes pendant la journée, même si le lidar est en "Auto ON". Puis, le système vérifie l'état du polariseur de calibration et le force à sa position 0° (chemin (1) de la figure 3.10) si son orientation est différente de cette position.

Enfin, le dernier test consiste à vérifier si le laser est en état de tirer. Premièrement, l'état du système de refroidissement est mesuré et une commande est envoyée pour l'allumer dans le cas où il est éteint. Ensuite, la température de la tête laser est mesurée jusqu'à ce que sa température de consigne soit atteinte. Cependant, si la consigne met plus de 10 mins à être atteinte, le système se met en défaut, l'instrument est complètement arrêté et passe alors en mode

"Auto OFF". Puis, l'état du système de pompage est vérifié et les diodes laser sont allumées si elles étaient initialement éteintes. Enfin, après une temporisation de 10s, le laser communique jusqu'à ce que son état soit propice à la mise en fonctionnement. De même que le test de température de la tête laser, le système se met en défaut si le laser n'est pas opérationnel au bout de 5 mins, l'instrument est alors éteint et passe dans le mode "Auto OFF".

Une fois que les tests de fonctionnement sont tous concluants, l'émission laser est déclenchée. Par ailleurs, avant de procéder à la mesure, le système vérifie si une calibration de polarisation a été demandée par l'utilisateur, au quel cas 3 mesures successives sont réalisées et trois fichiers de 1 min chacun sont enregistrés. La première est la mesure de la polarisation à $+45^\circ$. Pour cela, la position du polariseur est imposée pour que le faisceau soit incident par le chemin (6) illustré en figure 3.10. Une fois l'acquisition du fichier réalisée, le polariseur tourne de 180° pour que le faisceau soit incident par le chemin (3) et fait une acquisition pour état de polarisation à -45° . Lorsque les mesures des deux états de polarisation sont réalisées, le polariseur est forcé en position (2) pour mesurer les niveaux de bruit des détecteurs pendant 1 min.

Enfin, lorsque la calibration est terminée ou qu'elle n'était pas requise par l'utilisateur, le polariseur est forcé en position (1), l'acquisition des données est lancée, l'ensemble des détecteurs est alors allumé et toutes les conditions sont réunies pour effectuer les mesures atmosphériques de façon nominale. Chaque fichier de mesures correspond à 1 min d'acquisition de données, et le système mesure les conditions atmosphériques (précipitations, aéronefs et nuages) tant que l'acquisition n'est pas finie. Si une de ces conditions n'est plus valide pour mesurer avec le lidar de façon nominale, la totalité ou une partie de l'instrument est arrêtée en fonction du détecteur mis en défaut et une temporisation a lieu. Enfin, si la temporisation est terminée ou si la mesure du lidar est complétée, les tests atmosphériques et tests de fonctionnement sont de nouveau réalisés pour vérifier si l'instrument peut mesurer de façon nominale.

Le schéma complet du protocole d'automatisation est illustré en annexe A et détaille la totalité des tests et actions réalisés pour parvenir à une supervision autonome du fonctionnement de l'instrument. Cependant, bien que le protocole permette un fonctionnement nominal concernant la prise de mesures, il ne vérifie pas leur qualité. En outre, certaines actions nécessitent l'intervention d'un opérateur pour s'assurer de la pertinence des mesures acquises avec le lidar, c'est le cas de l'alignement de l'instrument qui est réalisé (en mode "Auto OFF") à l'aide de montures motorisées situées sur les éléments optiques dans la voie d'émission. En effet, les montures des miroirs $M3$, $M5$ et $M6$ de la figure 3.3 sont équipées d'actionneurs motorisés ce qui permet d'ajuster leur inclinaison et par extension l'orientation des axes optiques dans le beam expander. Ces moteurs pas à pas sont achetés chez Standa, sont reliés à une électronique de commande pilotable avec Labview et leur course permet d'ajus-

ter l'orientation des montures de $\pm 2,5^\circ$ avec une résolution de 3,8 arcsec, ce qui permet un réglage fin des axes optiques.

La présence de trois montures motorisées rend possible l'alignement indépendant des deux voies d'émission du beam expander. La voie VIS/IR est en pratique alignée en premier à l'aide du miroir placé sur la monture *M6*, mais l'alignement de la voie UV s'en trouve dégradé. Par conséquent, l'alignement de cette voie est rattrapé par l'inclinaison de la monture *M5*. En outre, le miroir *M4* n'est pas utilisé pour aligner la voie d'émission, sauf en cas de fort désalignement. En effet, la voie VIS/IR ne comporte pas de miroir plan comme la voie UV, donc la monture motorisée a dû être placée sur le miroir concave de collimation, mais son inclinaison peut modifier le grossissement du faisceau émis, c'est la raison pour laquelle l'alignement de cette voie est réalisé avec le miroir plan *M6* pour lequel le faisceau est déjà grossi.

Les autres éléments motorisés nécessitant une intervention humaine pour être réglés sont les montures de lame d'onde et se trouvent dans le module de séparation. L'intérêt de telles montures est d'accueillir une lame demie onde pour contrôler la répartition des composantes de polarisation sur les voies transmises et réfléchies et peut être positionnée entre deux cellules unitaires avant une monture PBS. En pratique, les lames demie onde sont utilisées pour affiner l'alignement des axes de polarisation des polariseurs glissants du beam expander avec les axes des PBS en tournant la lame pour minimiser la composante de polarisation perpendiculaire.

3.4.2 Analyse en quasi temps réel des données de l'instrument

Le superviseur de LIFE permet d'assurer le fonctionnement de l'instrument et l'acquisition des données de manière automatique quand les conditions sont réunies, mais il n'est pas dimensionné pour analyser les signaux acquis par les détecteurs, c'est la raison pour laquelle un outil a été développé au laboratoire. Le programme AUSTRAL (Automated Server for the Treatment of Atmospheric Lidars) a été développé au LOA, et est opérationnel depuis 2022 (DUCOS et al., 2022) pour le traitement des données fournies par LILAS, de même que pour celles de LIFE depuis sa mise en opération fin 2024. Cet outil permet de corriger et d'inverser les signaux acquis par les instruments en quasi temps réel et de manière automatique. En effet, les données sont traitées et affichées avec une résolution temporelle de 5 mins, ce qui correspond à 5 fichiers de mesures. Des corrections sont dans un premier temps effectuées avant de pouvoir inverser et afficher les données. La première correction effectuée concerne la synchronisation temporelle entre le début de l'acquisition et le tir laser. En effet, les électroniques de comptage peuvent induire un décalage temporel entre le dé-

clenchement du tir laser et le début de l'acquisition du fichier (aussi appelé bin shift), qui apparait souvent pour la détection analogique, ce qui modifie virtuellement les distances auxquelles les cibles sont détectées par rapport à leur altitude réelle dans l'atmosphère. Les valeurs de ces décalages sont mesurées expérimentalement pour chaque voie et sont prises en compte dans le fichier de configuration de l'instrument.

La deuxième correction apportée aux données brutes concerne le temps mort (τ_p), propre à la détection en mode comptage de photons. Cette quantité représente la durée pour le circuit électronique des cartes de comptage à revenir dans son état initial après avoir déclenché une avalanche d'électrons liée à la détection d'un photon, ce qui rend la réponse du système de détection non linéaire. En ce qui concerne le système de détection de LIFE, le temps mort de chaque détecteur est donné par le fournisseur, et le lien entre le nombre de photons par seconde mesuré (N_{mes}) et le nombre de photons par seconde corrigé (N_{corr}) est donné par l'équation 3.5.

$$N_{corr} = \frac{N_{mes}}{1 + \tau_p N_{mes}} \quad (3.5)$$

Ensuite, les fichiers sont corrigés de l'inclinaison du télescope (θ_{tel}) pour faire apparaître l'altitude à laquelle chaque cible se trouve (z) plutôt que la distance entre le télescope et la cible (r). En effet, si le télescope est incliné, la cible paraîtra virtuellement plus éloignée car les lidars ne mesurent pas directement l'altitude des cibles mais la distance entre celles-ci et le télescope. La correction d'altitude est alors donnée par l'équation 3.6.

$$z = r \cos(\theta_{tel}) \quad (3.6)$$

Enfin, les mesures brutes sont corrigées des bruits en utilisant la méthode "bin shift". Son principe est de volontairement décaler la synchronisation temporelle des cartes de comptage par rapport à celle du déclenchement Q-switch du laser d'une valeur connue, ce qui correspond à une certaine gamme d'altitude pendant laquelle les cartes de comptage mesurent uniquement les sources de bruit sans la contribution du laser. Par conséquent, le bruit est corrigé en moyennant les signaux mesurés pendant ce temps de décalage et en soustrayant cette valeur aux mesures brutes.

Une fois toutes les corrections effectuées, AUSTRAL permet d'afficher les données comme illustré en figure 3.19.

Les séries temporelles (ou quicklooks) permettent d'afficher le signal en fausse échelle de couleur, en fonction de l'altitude en ordonnées et de l'heure UTC de la mesure en abscisses. Par ailleurs, AUSTRAL permet d'afficher les données des voies analogiques et comptage de photons de toutes les voies de mesures des instruments LIFE et LILAS. De plus, le logiciel prend en compte de manière automatique la dernière calibration de polarisation effectuée sur

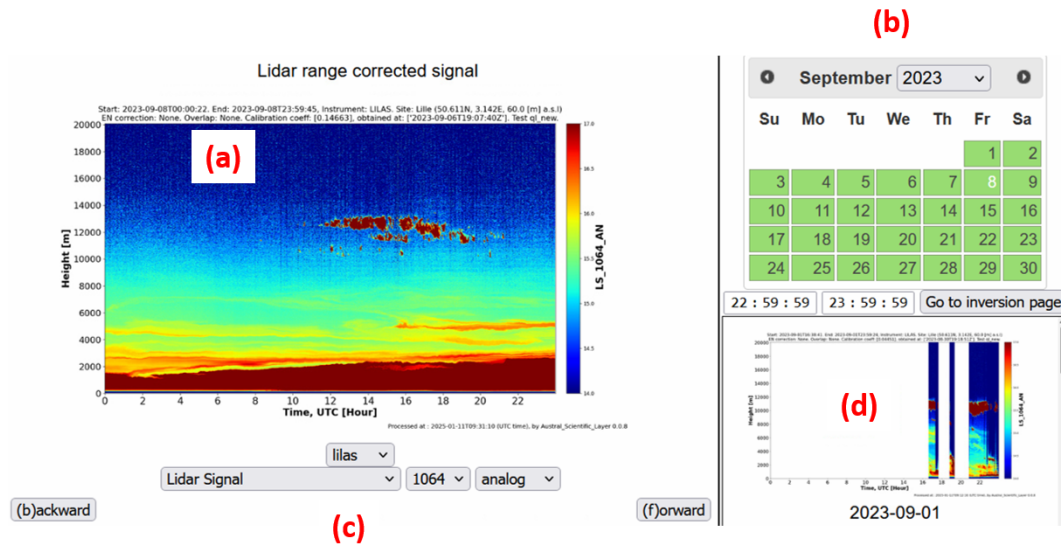


FIGURE 3.19 – Page d’accueil du site AUSTRAL. Elle permet : (a) d’afficher les séries temporelles des PR2 corrigées de l’instrument, (b) de choisir la date des mesures, (c) de choisir l’instrument, le signal, la voie et le mode de détection à afficher et (d) de prévisualiser les séries temporelles des jours où le lidar a mesuré.

l’instrument et affiche les taux de dépolarisation volumique des voies élastiques.

Enfin, AUSTRAL possède d’autres fonctionnalités qui sont en cours de développement et ne sont pas automatisées. Parmi celles ci, il est possible d’inverser les signaux lidar pour afficher les profils d’extinction, de rétrodiffusion, de taux de dépolarisation particulière, des rapports lidar, du contenu en vapeur d’eau et du coefficient de fluorescence. Il est également possible de vérifier l’alignement des voies grâce au Rayleigh fit, en calibrant le signal sur une zone de référence dans laquelle on suppose qu’aucun aérosol est présent. Cette dernière fonctionnalité est cependant quasi automatique, car l’utilisateur a besoin d’indiquer l’heure à laquelle le Rayleigh fit doit être fait et les altitudes de la zone de référence, puis le programme extrait automatiquement les profils de température et pression atmosphériques grâce à des mesures de radiosondage, plus précises que les modèles atmosphériques classiques, pour calculer la pente moléculaire (c.f. équation 2.22).

Chapitre 4

Assemblage, intégration et tests de l'instrument

Ce chapitre a pour but de détailler les étapes d'assemblage de l'instrument et de son alignement, et montrer ses premiers résultats après les phases de calibration. Pour rappel, le dimensionnement de LIFE a été pensé pour rendre l'instrument le plus flexible possible vis à vis des applications scientifiques tout en respectant les exigences ACTRIS.

A ce stade de l'étude, le dimensionnement de LIFE est terminé et a nécessité l'itération entre le LOA, CIMEL et le PIC, comme c'est le cas des miroirs du beam expander qui ont été fabriqués en Russie et intégrés dans l'étude optique réalisée par CIMEL, ou encore du dimensionnement optique des montures pré-détecteurs qui a nécessité des échanges entre le LOA et CIMEL. Par conséquent, les sous systèmes du lidar ont été mis en production à partir du printemps 2024 pour une livraison de l'instrument prévue au LOA courant automne 2024.

Ce chapitre suivra donc un ordre chronologique, où la phase de prémontage de l'instrument sera détaillée en premier, suivie de la phase d'alignement pour finir avec sa calibration et ses premiers résultats.

4.1 Approvisionnement des pièces et prémontage de l'instrument

L'approvisionnement des pièces a été réalisé différemment en fonction des sous systèmes du lidar, dans la mesure où l'instrument a initialement été divisé en plusieurs lots correspondant à des appels d'offre différents. Par conséquent, le laser ainsi que les électroniques de détection (détecteurs, cartes de comptage et alimentations) ont été livrés fonctionnels au LOA tandis que la mécanique

et les optiques de l'instrument ont été livrés en pièces détachées chez CIMEL. En effet, comme l'objectif de CIMEL est de produire ce type de lidar en série, il est nécessaire que les pièces mécaniques et optiques soient réceptionnées en interne pour effectuer un contrôle qualité et améliorer les futures phases de production.

La phase de pré-assemblage des éléments optiques et mécaniques a donc donné lieu à plusieurs déplacements dans les locaux de CIMEL à Paris, d'une durée totale de 3 semaines pendant les mois de septembre et octobre 2024. Les premières activités de cette phase avaient pour objectifs de trier l'ensemble des pièces opto-mécaniques, de contrôler leur quantité et vérifier leur qualité, car la totalité des éléments livrés l'a été en pièces détachées.

Par conséquent, le tri de ces pièces par sous système était nécessaire pour l'organisation globale de la réception et la facilitation du prémontage de l'instrument. Par exemple, les montures de séparation illustrées en figure 3.13 comportent 26 éléments optiques et mécaniques pour les 3 montures et les montures PMT de la figure 3.15 comportent entre 12 et 15 éléments, sans compter la visserie. C'est donc plus de 1000 pièces optiques et mécaniques qu'il a été nécessaire de trier pour le pré-assemblage complet de l'instrument.

Le contrôle des pièces mécaniques a eu lieu après leur tri et avait pour objectifs de s'assurer que toutes les pièces mécaniques étaient fonctionnelles pour contenir leurs optiques et pouvaient être intégrées dans l'instrument. Les tests réalisés ont été les mêmes quel que soit la partie de l'instrument considérée (beam expander, télescope, ...), donc le module de séparation sera pris en exemple pour étayer les différents tests. Les 3 étapes menant à son assemblage sont illustrées en figure 4.1.

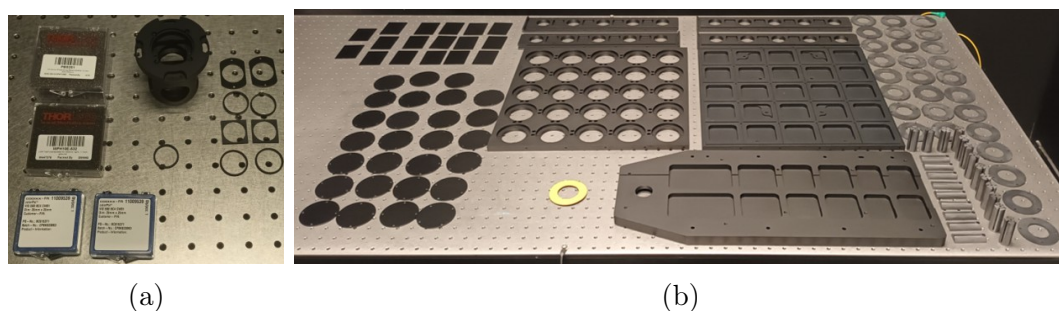


FIGURE 4.1 – Photos du montage de l'analyseur

Dans un premier temps, les montures ont été vérifiées (figure 4.1 (a)) pour s'assurer que les optiques pouvaient y être insérées sans être contraintes mécaniquement, que ce soit dû à un problème d'usinage de l'épaisseur de la surface accueillant l'élément optique ou à un mauvais ébavurage qui ajouterait des rayures sur les optiques, et ce quelle que soit la monture (monture

pré-détecteur, monture de séparation, ...). Une fois que les montures ont été vérifiées, les optiques et les vis de maintien ont été insérées. Dans le même temps, la structure du module de séparation a été vérifiée (figure 4.1 (b)) pour s'assurer que toutes les pièces mécaniques s'emboîtaient correctement et que les vis permettaient un assemblage solidaire de la structure.

Cependant, des ajustements mécaniques étaient nécessaires sur certaines pièces pour diverses raisons. En effet, comme tout projet instrumental, le passage des plans à la mise en production induit des imprécisions ou des incompréhensions lors de la fabrication des éléments mécaniques, ce qui cause des défauts lors de la phase de production. Par exemple, la surface de connexion entre le télescope et son chariot est circulaire ce qui permet la rotation autour de son centre de masse, mais cette surface n'a pas été tolérancée par le bureau d'études mécanique en charge de la pièce à l'époque de sa conception. Par conséquent, des frottements entre le tube du télescope et son chariot avaient lieu lors du basculement du télescope ce qui creusait la matière et détériorait le tube du télescope. Donc le chariot a été repris en interne par CIMEL et a été poncé pour permettre la rotation du télescope sans endommagement. De plus, certains pas de vis ne permettaient pas d'insérer les vis correspondantes à cause des traitements appliqués aux éléments mécaniques. En effet, la majorité des pièces a été anodisée, et ce traitement a été réalisé une fois les taraudages faits, ce qui a rajouté une légère épaisseur mécanique dans les taraudages de certaines pièces. Par conséquent, il a été nécessaire de refaire ces taraudages en interne pour permettre de visser et enlever sans endommager les pièces de maintien.

Une fois que les reprises et ajustements mécaniques ont été effectués, chaque sous système a été assemblé indépendamment des autres, c'est ce qu'illustre la figure 4.2.

En effet, l'assemblage indépendant des sous systèmes a permis de s'assurer que le lidar était en mesure de réaliser les tests fonctionnels. Par exemple, le chariot du télescope (figure 4.2 (a)) a été vérifié de sorte à ce que les roues soient à la même hauteur pour ne pas rendre la structure ballante une fois le tube du télescope positionné dessus. De même, les montures ont été placées respectivement sur la plaque de maintien du beam expander (figure 4.2 (b)) et dans le module de séparation (figure 4.2 (c)) pour s'assurer que toutes ces montures s'insèrent correctement et que les structures de maintien peuvent s'assembler sur le tube du télescope. Par exemple, une fois l'analyseur complètement assemblé, une vérification a été faite pour s'assurer que sa face d'entrée (entrée du miroir parabolique hors d'axe) soit alignée avec le trou sur le côté du télescope. De même, la sortie du beam expander a été contrôlée pour s'assurer que le miroir de renvoi atmosphérique (M7) était aligné avec le centre du télescope.

Enfin, tous les sous systèmes ont été montés sur le chariot pour réaliser les

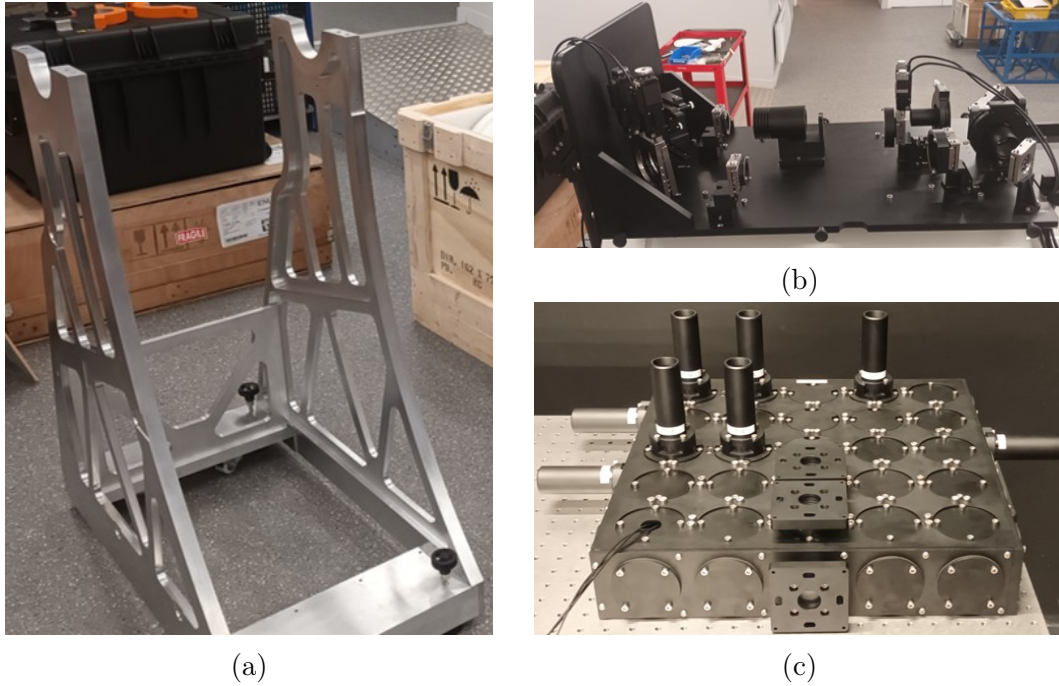


FIGURE 4.2 – Photos des sous ensembles assemblés. La figure (a) montre le chariot supportant l'instrument, la figure (b) illustre le beam expander et la figure (c) le module de séparation monté (CIMEL, Paris)

tests fonctionnels de l'instrument complet. Ces essais avaient pour objectifs de mettre l'instrument en conditions réelles de fonctionnement d'un point de vue mécanique pour contrôler qu'il réponde au cahier des charges. Parmi ces tests, le basculement du télescope est le plus important car il met l'instrument dans les conditions de maintenance du laser et d'alignement du beam expander, et il est illustré en figure 4.3.

Ce test permet de vérifier que le système de basculement fonctionne correctement, c'est à dire si les butées des positions 0 et 90° permettent d'arrêter la rotation du télescope, si les vis de blocage permettent de maintenir le télescope dans sa position et si le système de freinage permet de tourner le télescope avec un seul opérateur, sans que le télescope ne soit emporté par la rotation à cause de sa masse. Les autres tests étaient plus qualitatifs, car ils reposaient sur des résultats visuels. En effet, les vérifications ont été faites pour s'assurer par exemple que les montures du beam expander étaient alignées et que la course de leur système de translation et/ou de rotation permettrait de rattraper des potentiels désalignements.

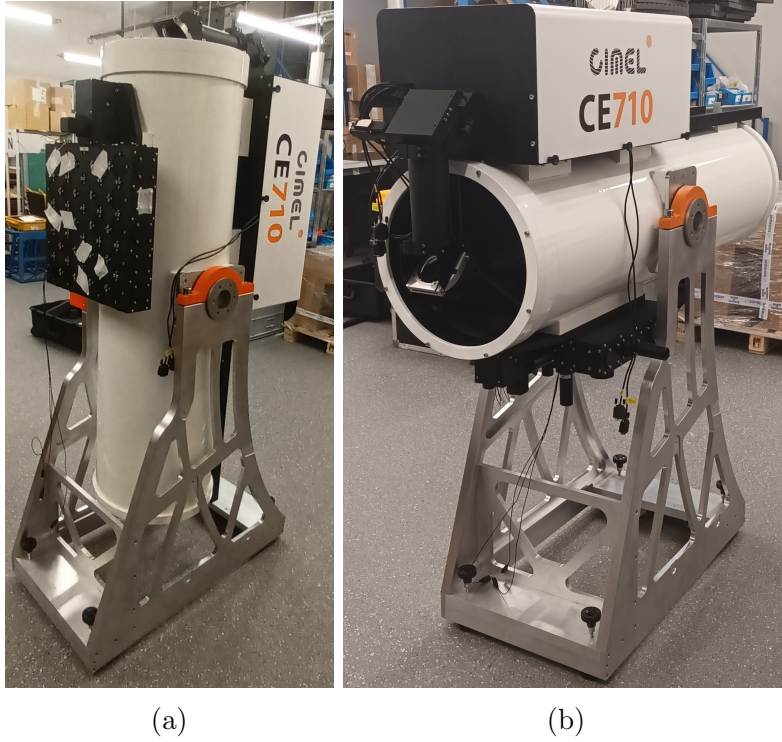


FIGURE 4.3 – Illustration des tests fonctionnels du télescope. La figure (a) correspond à la position nominale de fonctionnement du lidar et la figure (b) illustre l’inclinaison que le lidar prend pendant les maintenances sur le laser (CIMEL, Paris)

4.2 Alignement de l’instrument

Une fois la phase de prémontage finalisée, CIMEL a envoyé l’instrument au LOA et celui-ci a été reçu courant novembre 2024 pour procéder à la phase d’alignement. En parallèle, les outils pour l’alignement de LIFE ont été préparés au LOA. Le principe était d’aligner en premier l’élément de référence, c’est-à-dire le télescope, puis de s’en servir pour aligner le reste des sous systèmes. Par conséquent, les résultats de l’alignement du télescope seront détaillés dans un premier temps, suivi par ceux de l’analyseur et du beam expander.

4.2.1 Alignement du télescope

Avant de procéder à l’alignement du télescope, il est nécessaire de correctement définir l’axe optique du montage d’alignement. En effet, le télescope est aligné à l’aide d’un miroir parabolique de référence dont le diamètre vaut 30 cm et dont la distance focale vaut 1900 mm. Le montage de la première phase

d'alignement est illustré en figure 4.4.

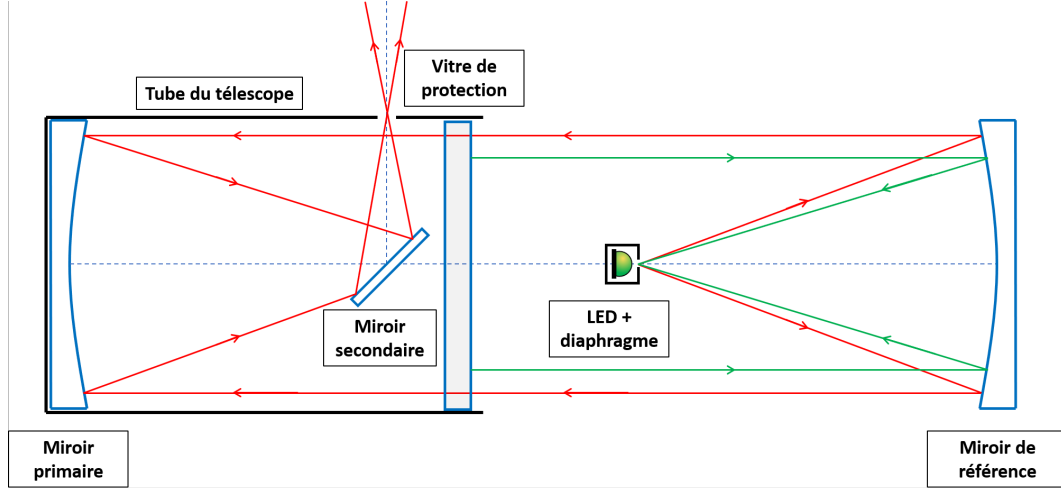


FIGURE 4.4 – Schéma du montage d'alignement de l'axe optique du télescope. La lumière (flèches rouges) est émise par une LED munie d'un diaphragme qui est positionnée au point focal d'un miroir de référence concave. Le faisceau est ensuite collimaté et traverse le télescope, composé de son tube de maintien, des miroirs primaire et secondaire et de sa vitre de protection en quartz. Une fraction de la lumière incidente sur la vitre de protection est réfléchi (flèches vertes) et se focalise sur le diaphragme de la LED pour s'assurer que le montage est bien aligné.

Le télescope, pour lequel l'analyseur et le beam expander ont été retirés, est placé en arrière de la partie du montage servant à définir l'axe optique. En effet, l'intérêt d'un tel montage est de confondre les axes optiques du miroir de référence et du télescope. Pour ce faire, une source munie d'un diaphragme est positionnée au point focal du miroir de référence. La source utilisée est une LED car elle permet à la fois d'être compacte pour limiter l'obturation centrale du montage, d'être suffisamment puissante pour les observations en lumière collimatée et d'avoir un spectre suffisamment large pour aligner le module de séparation.

Une fois la lumière émise par la LED, le miroir de référence la réfléchit en direction du télescope. Or, la vitre en quartz qui est normalement prévue pour protéger le télescope de l'atmosphère ambiante quand il tire, agit ici comme un miroir et réfléchit une partie du faisceau émis par la LED en direction du miroir de référence. On peut alors s'assurer que la LED est correctement positionnée sur le point focal du miroir de référence en observant la tache issue de la réflexion par la vitre sur le plan du diaphragme (faisceaux verts sur la figure 4.4). Ainsi, la position et l'orientation du miroir de référence sont ajustées pour

que cette tache ait le même diamètre que le diaphragme et soit confondue avec celui-ci.

Cette étape permet de régler l'axe optique du miroir de référence, mais les angles d'orientation du télescope et du miroir de référence peuvent se compenser, ce qui a pour impact d'aligner le télescope avec un angle d'incidence non nul. Pour s'assurer que le télescope est aligné à incidence nulle, il est nécessaire d'itérer sur les réglages des éléments du montage. En effet, lorsque le montage est aligné en incidence non nulle, la tache induite par la LED à travers le télescope est distordue.

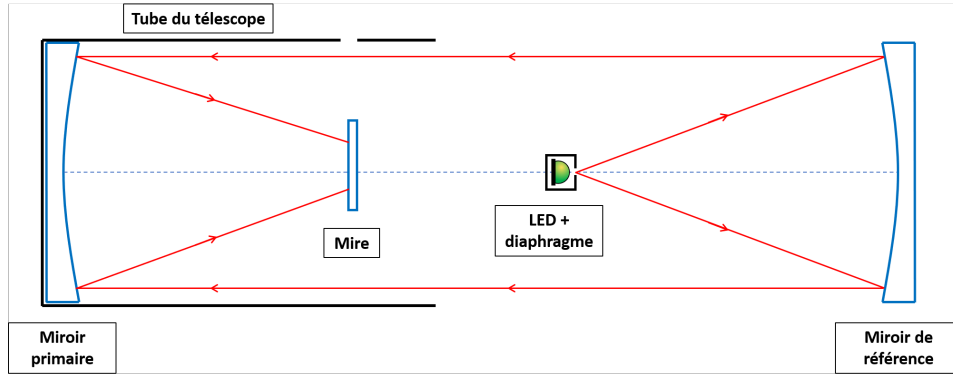
Dans le cas idéal, la tache observée en sortie du télescope (au plafond de la salle dans le cas de cet alignement) est circulaire et sa forme est l'image de la fonction pupillaire du télescope, à savoir l'obturation centrale due au miroir secondaire et à sa pièce de maintien. Si la tache observée est distordue, il est alors nécessaire de modifier l'orientation du tube du télescope, et rattraper ce changement avec l'orientation du miroir de référence, tout en conservant la superposition des taches dans le plan du diaphragme de la LED.

Une fois que l'axe optique du télescope est défini de manière absolue, la position du tube du télescope ainsi que celle du miroir de référence sont fixées pour le reste des étapes d'alignement du télescope. Ensuite, l'orientation du miroir primaire est réglée. En effet, il est nécessaire de régler les miroirs primaire et secondaire indépendamment l'un de l'autre pour s'affranchir d'une compensation mutuelle de leur angle d'orientation, ce qui pourrait modifier l'axe optique dans le plan du module de séparation. C'est la raison pour laquelle le miroir primaire est réglé en premier, et le montage de son alignement est illustré par la figure 4.5.

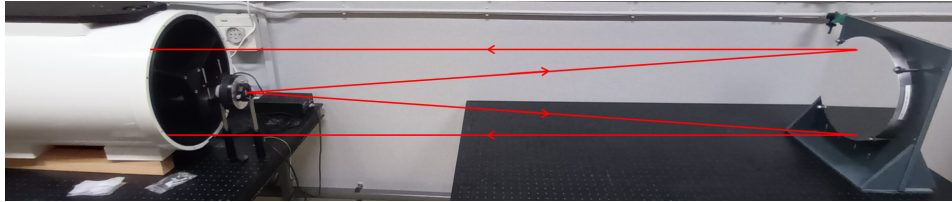
Pour cette étape, la partie collimation (LED + miroir de référence) reste inchangée, mais la vitre de protection ainsi que le miroir secondaire du télescope ont été retirés. Par ailleurs, une mire a été placée en remplacement sur la pièce de maintien du miroir secondaire. Cette mire sert d'écran d'observation et son centre est repéré.

Par conséquent, lorsque la lumière est émise par la LED et réfléchiée sur le miroir de référence, le faisceau est collimaté puis converge après réflexion sur le miroir primaire et la tache est observée sur la mire. Le miroir primaire est muni de 3 vis de réglages pour contrôler son orientation et sont réglées de telle sorte que la tache observée sur la mire soit centrée, ce qui permet définir de manière absolue la position du miroir primaire.

Comme l'orientation du miroir primaire a été réglée de manière absolue, il est possible de régler le miroir secondaire en utilisant le miroir primaire comme référence. Il est de plus important de noter que le diaphragme de champ n'a pas encore été positionné à ce stade de l'alignement. Par conséquent, seuls les



(a)



(b)

FIGURE 4.5 – Montage d’alignement du miroir primaire. La figure (a) représente le schéma du montage et la figure (b) l’illustre avec une photo. De même que la figure 4.4, la lumière est émise par une LED et collimatée par le miroir de référence. Elle est ensuite convergente sur une mire qui remplace le miroir secondaire, utilisée pour visualiser le faisceau et régler l’orientation du miroir primaire.

axes optiques des miroirs primaire et secondaire peuvent être alignés. De ce fait, l’axe optique du miroir secondaire est réglé en utilisant le montage de la figure 4.4, en rajoutant le diaphragme de champ et en ajustant sa position pour que l’image du diaphragme de la LED à travers le miroir et le télescope soit centré sur le diaphragme de champ.

Le diaphragme d’ouverture de la LED a été judicieusement dimensionné pour permettre un alignement fin de l’axe optique du miroir secondaire. En effet, le diamètre du diaphragme d’ouverture vaut 1 mm, donc le diamètre de son image à travers le miroir de référence et le télescope vaut $1 \times 1333.5/1900 = 0,7$ mm, soit un peu moins de la moitié du diaphragme de champ, dont le diamètre vaut 2 mm. Par conséquent, il est possible d’ajuster avec précision les vis de réglages du miroir secondaire pour centrer la tache image dans le plan du diaphragme de champ.

Le dernier élément à aligner pour compléter l’alignement du télescope est le diaphragme de champ. Celui-ci s’aligne grâce au miroir parabolique hors d’axe

de l'analyseur. En effet, la position axiale de l'OAP ne peut pas être modifiée, donc le pinhole doit être réglé par rapport à cet élément. Pour ce faire, on utilise le montage schématisé en figure 4.6.

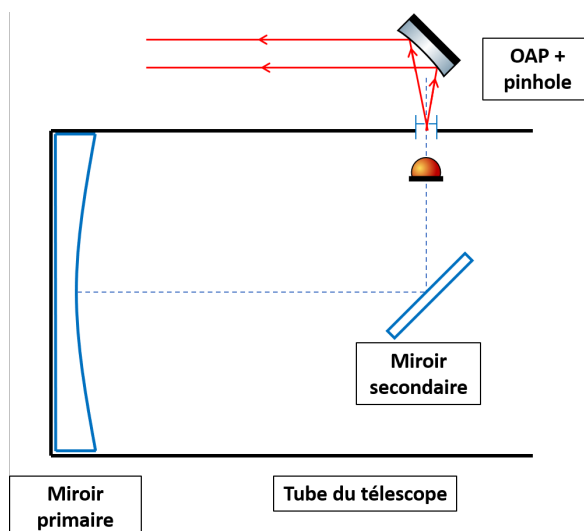


FIGURE 4.6 – Schéma du montage pour l'ajustement de la position du diaphragme de champ. La lumière est émise par une source placée entre le miroir secondaire et le diaphragme de champ, puis est collimatée par l'OAP.

Le pinhole est illuminé et le faisceau est réfléchi par l'OAP. Ensuite, la position axiale du pinhole est ajustée de manière à conserver une tache de même diamètre le long de la propagation après le miroir parabolique hors d'axe. Cependant, comme la position des miroirs du télescope a été ajustée indépendamment de celle du pinhole, l'image du diaphragme d'ouverture de la LED n'est pas focalisée dans le plan du diaphragme de champ du télescope. Par conséquent, la position axiale du miroir primaire a été réajustée pour que la l'image du diaphragme d'ouverture à travers le télescope soit focalisée et centrée sur le diaphragme de champ.

Enfin, l'alignement complet du télescope est vérifié à l'aide du montage illustré sur la figure 4.7. C'est une méthode par autocollimation qui permet de s'assurer que le télescope est bien conjugué à l'infini. En effet, la lumière est émise à travers le diaphragme de champ et réfléchiée sur les deux miroirs, puis sur la vitre avant de se focaliser au niveau du diaphragme de champ. Le télescope est alors correctement collimaté si la tache image est confondue avec le diaphragme de champ, comme le montre la figure 4.8.

Ce résultat a été obtenu en modifiant volontairement l'orientation du miroir secondaire pour ne pas superposer les taches, dans le but de montrer que la

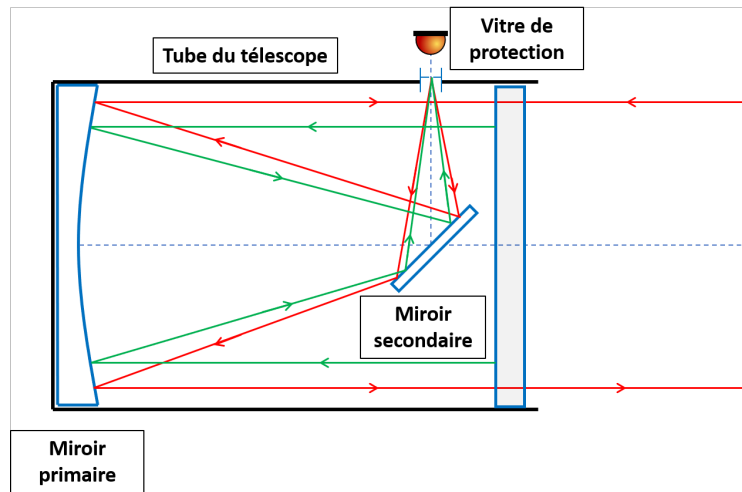


FIGURE 4.7 – Schéma du montage de vérification de l'alignement du télescope. Une source est placée au dessus du diaphragme de champ, puis la lumière est réfléchiée par le miroir secondaire et le miroir primaire (flèches rouges) avant d'être transmise par la vitre de protection en quartz. Une partie de la lumière incidente à la vitre de protection est réfléchiée (flèches vertes) pour se focaliser au niveau du diaphragme de champ.

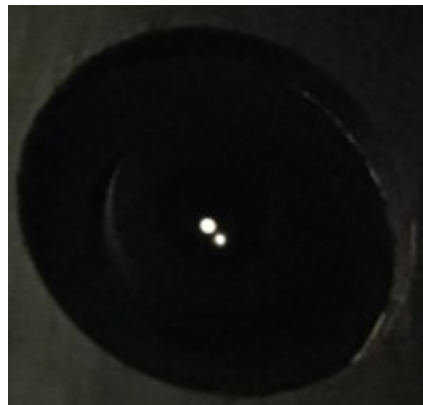


FIGURE 4.8 – Photo du résultat de l'autocollimation du télescope. Le pinhole illuminé par la source est visualisé par le cercle blanc sur la gauche et son image à travers le télescope et réfléchiée par la vitre de protection se trouve en bas à sa droite. Les deux taches ont un diamètre identique, la différence sur la figure provient de la photo. (Source : W. Boissiere)

tache image a bien le même diamètre que le diaphragme de champ illuminé, par conséquent le télescope est collimaté.

4.2.2 Alignement des voies de détection

L'alignement des voies de détection a été réalisé en deux étapes. La première était un alignement grossier réalisé sur table pendant l'alignement du télescope. Pour ce faire, le montage de la figure 4.4 a été adapté, où la monture de collimation ainsi que l'analyseur ont été fixés sur le tube du télescope. Par conséquent, cette étape a permis de régler l'axe optique en sortie de miroir parabolique hors d'axe pour ne pas diaphragmer le faisceau dans le module de séparation. En effet, comme le diamètre de l'image du diaphragme de la LED à travers le miroir de référence et le télescope est inférieur à celui du diaphragme de champ, l'image résultante dans le plan des détecteurs est plus petite que celle prévue si la totalité du diaphragme de champ était illuminé. Par conséquent, seul le centrage des taches dans le plan des détecteurs peut être réalisé pour le moment.

Par ailleurs, une monture a été fabriquée en imprimante 3D au laboratoire pour l'alignement des voies de réception. Le principe de ce développement est de simuler optiquement les montures PMT avec cette monture d'alignement pour observer les taches image dans le plan des détecteurs. Par conséquent, les mêmes lentilles sont utilisées pour cette monture et les mêmes distances inter lentilles sont mises en jeu, sauf qu'une caméra est connectée à la place d'un PMT, ce qui permet d'observer et d'aligner les voies de réception. Cette monture est illustrée en figure 4.9.

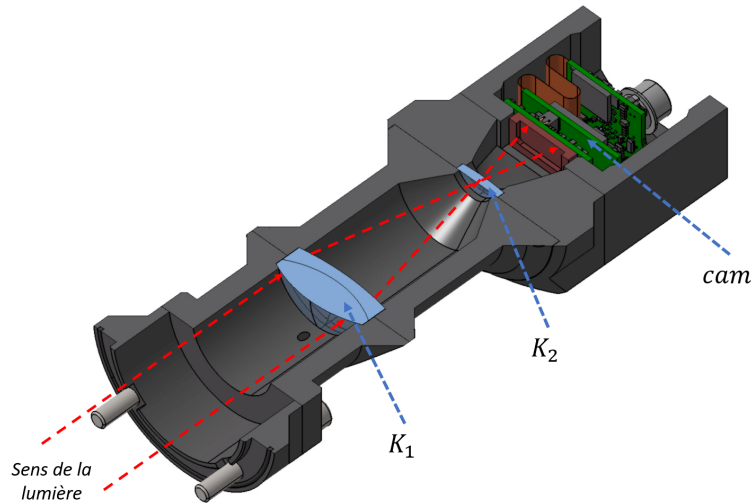


FIGURE 4.9 – Vue en coupe de la monture d'alignement. La structure mécanique est représentée en gris foncé, les lentilles sont illustrées en bleu ciel, la caméra est illustrée en vert et sa surface sensible en orange (crédits : R. Loisl, LOA).

La caméra a été choisie pour permettre l'observation des taches images dans les mêmes conditions que les PMT. En effet, sa surface de collection vaut $8,9 \times 13,3$ mm, là où le diamètre des PMT vaut 8 mm. L'alignement fin des voies de réception a eu lieu en conditions réelles de fonctionnement, une fois que l'instrument a été monté entièrement sur son chariot et déployé dans la salle de mesures, comme illustré sur la figure 4.10.

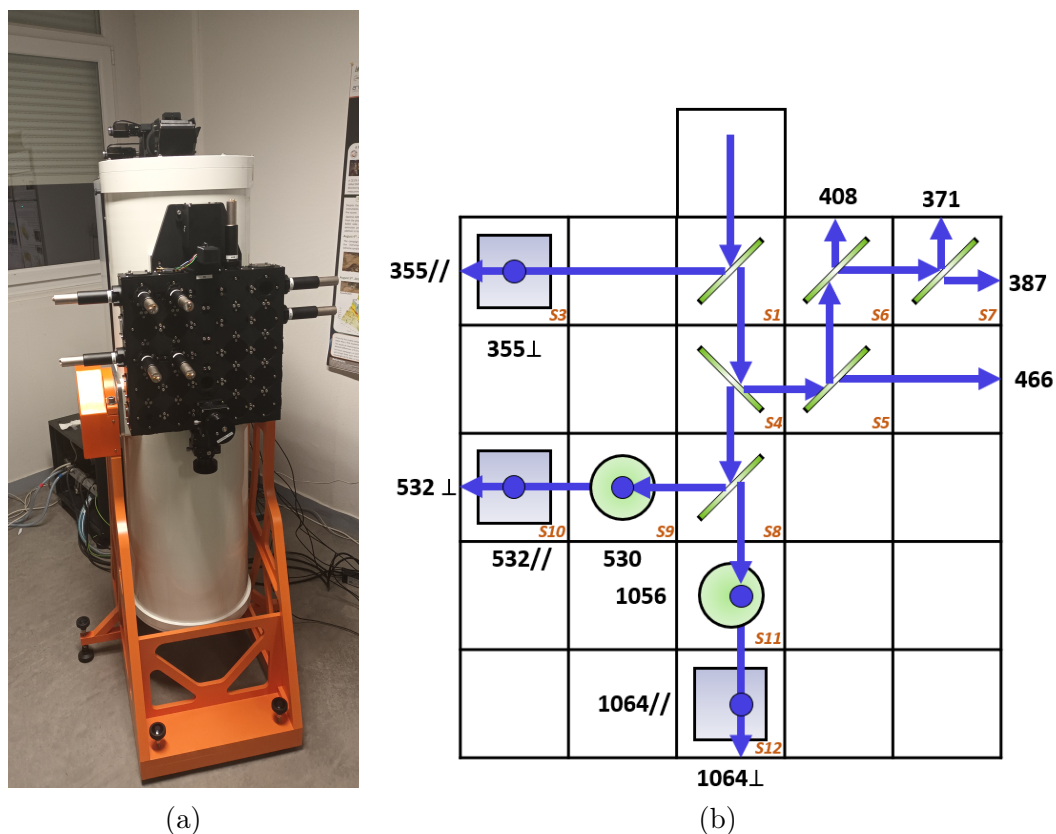


FIGURE 4.10 – Configuration instrumentale de départ de LIFE. (a) : Photo prise le jour de l'assemblage complet de l'instrument. L'analyseur est visible en noir sur le devant de la photo, soutenu par le tube du télescope en blanc, lui même fixé sur son chariot en orange. Le rack d'alimentation du laser est visible en noir derrière l'instrument. (b) : Schéma des chemins optique de la configuration instrumentale $3\alpha + 3\beta + 3\delta + \omega + \phi + CO_2$ de l'analyseur illustrée en figure (a)

Dans cette configuration, la lumière provenant du ciel traverse le télescope et illumine le diaphragme de champ sur toute sa surface puis est imagée sur la surface des détecteurs. Par ailleurs, chaque monture PMT (illustrée en gris sur la figure 4.10) et APD (en noir) est remplacée par la monture d'alignement

pour observer les taches images. En effet, même si la monture d’alignement simule les paramètres de la monture PMT, elle est utilisée pour aligner les voies APD, car l’objectif principal de cette phase d’alignement est de centrer les taches sur les détecteurs. Le principe d’alignement du module de séparation est de régler la voie transmise ($1064_{//}$ dans le cas de la figure 4.10) en premier, car son alignement dépend uniquement des réglages de l’OAP. Ensuite, la voie $1064_{\perp}$ est alignée par rotation de la monture S12, puis la voie 1056 par rotation de la monture de séparation verticale S11.

Une fois que les voies IR sont alignées, la monture S8 est placée pour aligner les voies 532 et 530. De même que pour les voies IR, la voie $532_{\perp}$ (en transmission) est alignée en premier en tournant la monture S8, puis la voie $532_{//}$ est alignée par rotation de la monture S10 suivie de la voie 530 en tournant la monture S9. Le même principe est appliqué pour les voies restantes, la voie transmise est alignée en premier puis une monture est rajoutée pour aligner une voie réfléchie, etc. Les mesures ont été prises pour toutes les voies de mesures le 22/11/2024 et sont illustrées en figure .

D’un point de vue global, toutes les taches images sont comprises dans un cercle de diamètre 8 mm, donc elles ne seront pas diaphragmées par les détecteurs. Par ailleurs, les résultats de ces mesures sont conformes à ceux de la figure 3.17, dans la mesure où la fonction pupillaire est visible sur les voies les plus proches ($355_{//}$ et $355_{\perp}$) et disparaît pour les voies dont la distance de propagation est plus élevée.

4.2.3 Alignement de la voie d’émission

Le dernier sous système à aligner pour que l’instrument soit fonctionnel est le beam expander. Son alignement est réalisé en deux étapes, la première étant l’alignement grossier et repose sur des résultats visuels. L’alignement fin est ensuite réalisé, pour lequel des mesures atmosphériques sont nécessaires. L’alignement grossier est réalisé capot ouvert avec le télescope à l’horizontal comme le montre la figure 4.12 et a pour objectif de guider le faisceau laser à travers le beam expander pour être correctement dirigé dans l’atmosphère par les miroirs. Pour ce faire, le laser est réglé en mode faible puissance pour observer le faisceau sans danger sur la surface des miroirs. Les faisceaux sont alors centrés sur les montures puis recombinaison à la sortie du beam expander.

En ce qui concerne l’alignement fin, la géométrie des faisceaux dans l’atmosphère (divergence et orientation des axes optiques) a été réglée en premier, avant d’aligner leur polarisation. Hormis les décentrement résiduels des miroirs du beam expander qui modifient l’axe optique d’émission, l’alignement des faisceaux d’émission passe par le réglage de la distance entre le miroir

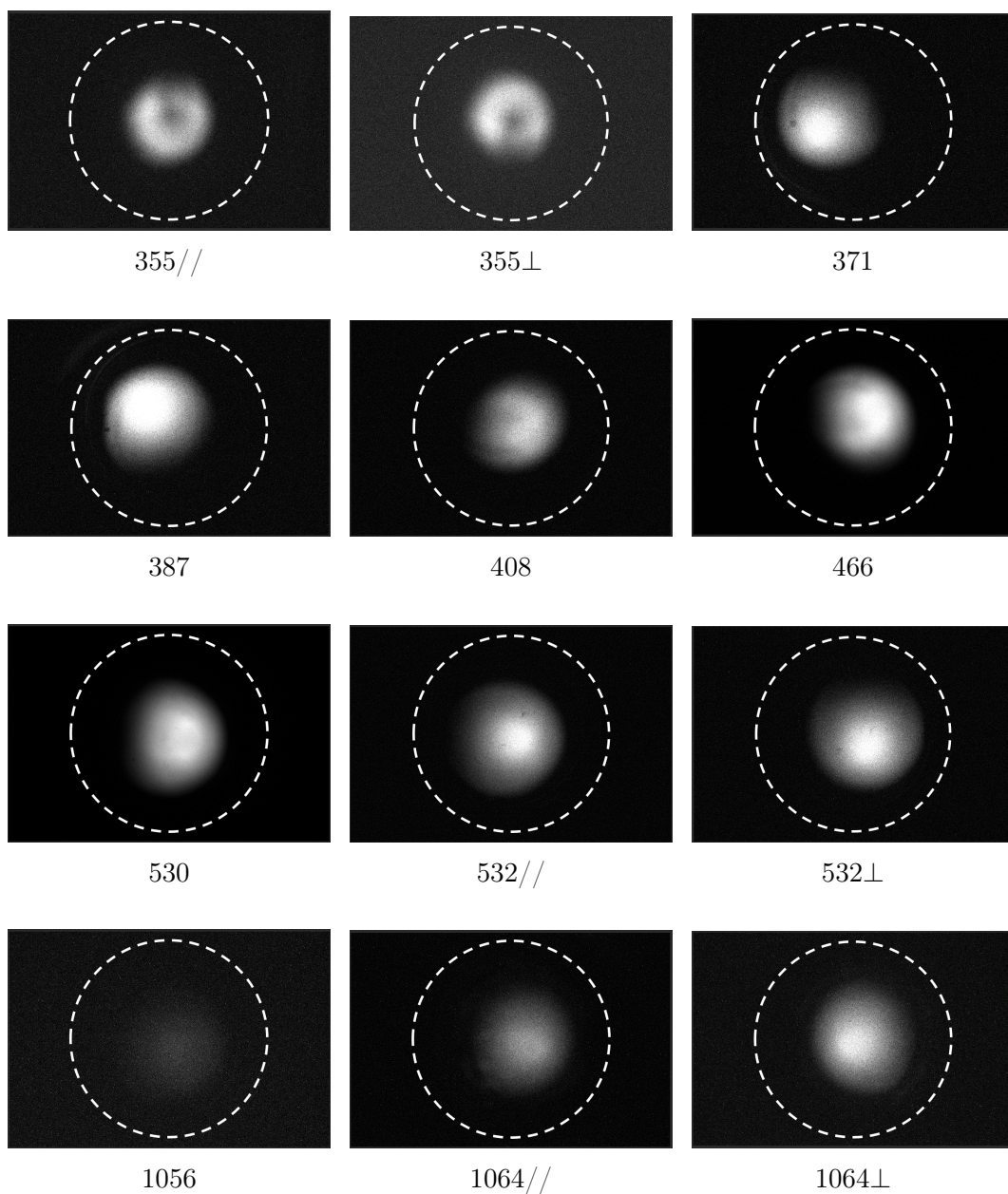


FIGURE 4.11 – Photos des taches images prises dans le plan de chaque détecteur. Les voies de détection sont définies par leur longueur d’onde et leur polarisation sous chaque photo. Les rectangles noirs correspondent à la surface sensible de la caméra (8,9 x 13,3 mm x mm) et les cercles en pointillé blanc illustrent la surface sensible des PMT. Chaque image est codée en nuance de gris sur 8 bits et le gain de la caméra a été ajusté entre chaque mesure (LOA, Lille)



FIGURE 4.12 – Photo du beam expander prise pendant sa phase d’alignement. Le laser à droite de l’image émet en basse puissance à travers le beam expander, et les taches issues du grossissement et de la recombinaison des faisceaux sont observées sur l’écran blanc situé sur la gauche de la photo (LOA, Lille)

concave et celui convexe pour chaque voie du beam expander. Cette distance influe sur la divergence du faisceau dans l’atmosphère et modifie la forme du signal lidar analysé par les détecteurs. Par conséquent, la divergence des faisceaux ainsi que leur axe optique sont réglés en analysant des données récoltées par les détecteurs en temps réel.

Il est donc nécessaire d’acquérir les signaux de deux voies de réception pour aligner les deux voies du beam expander. Ainsi, la voie à 387 nm a été choisie pour aligner la voie UV du beam expander et la voie à 530 nm a permis d’aligner la voie VIS-IR. Ce sont deux voies Raman, donc sont insensibles à la rétrodiffusion des aérosols, ce qui facilite la visualisation sur le système d’acquisition. Cette partie de l’alignement a été réalisée en configuration bi-axiale, c’est-à-dire que le miroir M6 de la figure 3.3 a été retiré pour que les axes optiques d’émission et de réception ne soient plus confondus, ce qui facilite la visualisation des modifications sur le signal.

Par ailleurs, cette étape permet d’aligner en partie l’axe optique des faisceaux dans l’atmosphère. En effet, pour que les signaux soient correctement observés, il est nécessaire que les axes optiques d’émission soient colinéaires avec l’axe optique du télescope. Par conséquent, seule l’orientation des miroirs M6 et M7 doit être affinée par la suite pour aligner les axes optiques d’émission et de réception.

Pour finir, le réglage de la polarisation des faisceaux se fait également avec l’observation des signaux en temps réel. Dans un premier temps les polariseurs P1 et P2 sont positionnés sur chaque voie du beam expander, puis sont orientés grossièrement pour transmettre visuellement le maximum de flux. Ensuite, les voies parallèles et perpendiculaires des 3 longueurs d’onde élastiques sont

connectées tour à tour sur l'oscilloscope pour visualiser les signaux analogiques en temps réel. Comme les signaux des voies parallèle et perpendiculaire sont affichés en concordance de temps, une fonction mathématique permettant de visualiser le rapport de la voie perpendiculaire sur la voie parallèle est appliquée. Ainsi, l'orientation des polariseurs est réglée pour minimiser ce rapport sur une zone atmosphérique sans aérosols, ce qui permet de filtrer la composante perpendiculaire résiduelle du laser.

4.3 Tests complémentaires avant calibration

Bien que tous les sous systèmes de l'instrument soient alignés, il est nécessaire de procéder à des mesures complémentaires pour s'assurer du bon fonctionnement et du bon alignement de l'instrument. Cette étape est nécessaire pour qualifier les résultats de la phase de calibration.

Dans un premier temps, la position du diaphragme de champ est ajustée avec les mesures atmosphériques. En effet, comme les réglages de sa position reposent sur des mesures visuelles (réalisées pendant la phase d'alignement du télescope), il est nécessaire de valider sa position par des mesures atmosphériques. Cette validation passe par des mesures de Rayleigh fit pour plusieurs positions axiales du diaphragme de champ.

Les profils unitaires collectés pour chacune des 7 mesures sont tous accumulés et enregistrés. Ensuite, une mesure de Rayleigh fit est réalisée pour chacun de ces 7 profils accumulés, puis analysée pour déterminer quelle position du diaphragme de champ permet de suivre au mieux la pente moléculaire. Après analyses, la meilleure position est celle qui permet de suivre la pente moléculaire sur la plus grande gamme d'altitudes.

La deuxième mesure complémentaire concerne le comportement des mesures de bruits électroniques. En effet, ces valeurs de bruits sont essentielles pour l'inversion des signaux lidars car les valeurs de bruits électroniques sont moyennées sur un nombre de canaux puis soustraites aux signaux bruts, donc elles sont supposées stables dans le temps quel que soit le canal. Cependant, des comportements différents ont été observés en fonction des voies de mesures et en fonction des modes de détection (analogique ou comptage de photons), donc l'inversion automatique des profils devenait impertinente. Trois exemples de comportements observés pendant cette étude sont illustrés en figure 4.13.

Les figures 4.13 (a), (b) et (c) représentent des problèmes rencontrés pendant l'étude du bruit électronique. Plusieurs solutions ont été trouvées pour pallier ces problèmes. Des ferrites ont été placées autour des câbles de données pour réduire les interférences pouvant donner lieu à des oscillations des

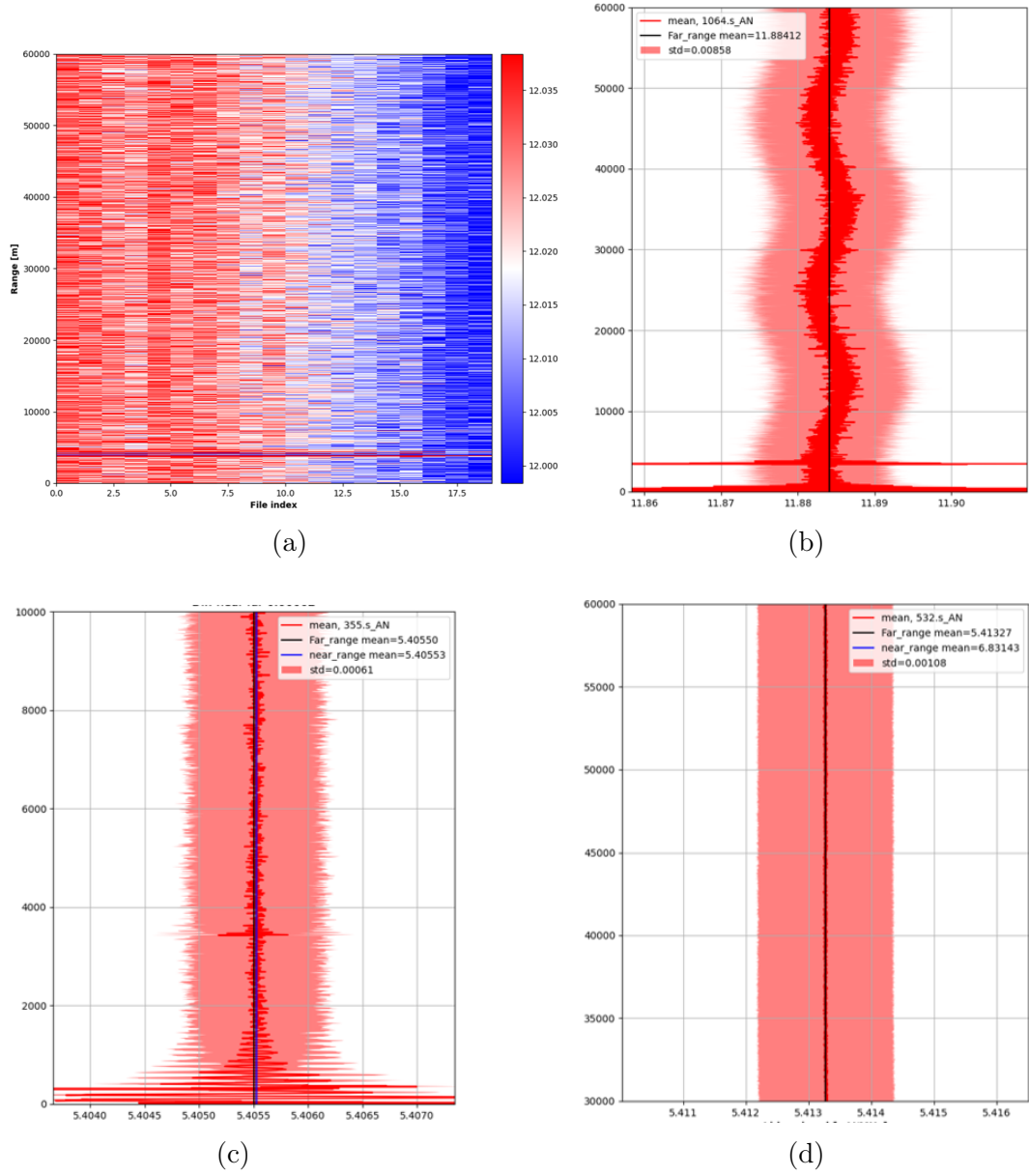


FIGURE 4.13 – Résultats des mesures de bruits électroniques réalisés avant la phase de calibration de l'instrument. (a) : Série temporelle des mesures de bruits réalisées sur la voie 1064 nm dépolarisée analogique. L'abscisse représente le numéro du profil, l'ordonnée représente l'altitude (image des canaux du détecteur) et la force du signal mesuré est représentée en échelle de couleurs. Les figures (b), (c) et (d) représentent respectivement les profils moyens des signaux collectés à différentes dates sur les voies 1064 nm dépolarisée analogique, 355 nm dépolarisée analogique et 532 nm dépolarisée analogique. L'abscisse représente la valeur du bruit et l'ordonnée l'altitude.

signaux (figure 4.13 (b) et (c)) et des masses communes ont été rajoutées entre les câbles de données et les câbles d'alimentation, de même qu'entre le rack du laser et les cartes de comptage. De plus, certains câbles de données étaient défectueux et induisaient des erreurs dans les valeurs de bruit, donc ils ont été remplacés par de nouveaux. Enfin, une désynchronisation des tirs laser de LIFE et LILAS a été effectuée pour empêcher le lidar d'acquérir une partie du signal provenant de l'autre instrument situé dans la même pièce à 2 m d'écart. Ces solutions ont permis de résoudre les problèmes rencontrés, c'est ce qui est illustré par la figure 4.13 (d), pour laquelle un profil de bruit stable est observé.

4.4 Calibration de l'instrument et validation des données

Les procédures de calibration appliquées au lidar LIFE suivent les recommandations du réseau EARLINET, qui définit les tests standards pour assurer la qualité des mesures pour les systèmes lidar en Europe (FREUDENTHALER et al., 2018). Ces tests incluent le Rayleigh fit vérifier la performance de lidar dans l'atmosphère clair, le telecover test pour la vérification de l'alignement optique, et la calibration de la dépolarisation pour assurer la fiabilité des mesures de dépolarisation. L'analyse des tests a été faite avec le logiciel ATLAS, un outil développé par CARS (Center for Aerosol remote sensing) au sein d'ACTRIS-Europe.

En revanche, la détection de fluorescence induite par laser représente un domaine encore émergent dans la communauté lidar. À ce jour, aucune procédure de calibration standardisée n'a encore été définie par EARLINET pour ce type de mesure. En tant que l'un des systèmes pionniers intégrant un canal de fluorescence, nous avons développé et validé une méthode de calibration spécifique, initialement mise en œuvre sur LILAS et désormais appliquée à LIFE, permettant une quantification fiable de la rétrodiffusion de fluorescence et de la capacité de fluorescence des aérosols (VESELOVSKII et al., 2020).

4.4.1 Rayleigh fit

La calibration Rayleigh consiste à comparer le signal lidar mesuré avec le signal moléculaire attendu dans une atmosphère claire, exempte d'aérosols et de nuages. Les coefficients d'extinction et de rétrodiffusion moléculaires sont calculés à partir du modèle de diffusion Rayleigh, en utilisant les profils de température et de pression issus de radiosondages ou d'un modèle atmosphérique standard. Cette méthode permet de déterminer un facteur d'étalonnage absolu reliant le signal lidar aux valeurs physiques de rétrodiffusion. Elle constitue la seule calibration absolue applicable directement à un lidar.

Figure 4.14 présente l'ajustement Rayleigh (Rayleigh fit) effectué sur les deux voies de détection, co-polarisée et cross-polarisée, à 355 nm. Dans la couche limite, les signaux mesurés dépassent les signaux moléculaires en raison de la présence d'aérosols. Lorsque la concentration en particules diminue avec l'altitude, les signaux lidar se rapprochent progressivement du profil moléculaire. La voie co-polarisée montre une excellente concordance avec le signal moléculaire jusqu'à environ 20 km d'altitude. En revanche, le profil de la voie cross-polarisée présente davantage de fluctuations verticales. La différence relative par rapport au signal moléculaire atteint un minimum proche de zéro entre 9,5 et 11,5 km, intervalle choisi comme zone de référence pour le calcul du facteur d'étalonnage. Au-delà de 11,5 km, une augmentation de cette différence est observée, avant un retour vers zéro vers 18,5 km. Cette hausse est attribuée à la présence de particules de fumée d'origine canadienne dans la région UTLS (Upper Troposphere and Lower Stratosphere).

Les feux de forêt particulièrement intenses de la fin mai 2025 ont injecté d'importantes quantités d'aérosols dans la haute troposphère, certaines couches ayant atteint la stratosphère via la convection pyroCb. Une fois injectées, ces particules peuvent persister plusieurs mois avant d'être éliminées par dépôt. Les aérosols de fumée âgés, en particulier ceux situés dans l'UTLS, présentent généralement une dépolarisation modérée, ce qui explique la sensibilité accrue observée sur la voie cross-polarisée par rapport à la voie co-polarisée. Bien que la concentration de ces particules soit restée faible et que la diffusion moléculaire soit dominante à 355 nm, le lidar LIFE a démontré sa capacité à détecter de faibles augmentations du signal dans l'UTLS, illustrant la sensibilité de l'instrument.

La figure 4.15 présente les mêmes types de courbes que la figure 4.14, mais pour la longueur d'onde de 532 nm. La voie co-polarisée à 532 nm montre des variations plus marquées en fonction de l'altitude qu'à 355 nm, car cette longueur d'onde est davantage sensible à la présence d'aérosols. De plus, la contribution moléculaire au signal lidar est plus faible à 532 nm qu'à 355 nm, ce qui renforce encore la sensibilité de la mesure aux particules. Cette sensibilité accrue explique l'augmentation du signal observée au-dessus de 11,5 km, correspondant à la couche de fumées stratosphériques. Ce signal est clairement visible sur la voie co-polarisée à 532 nm, alors qu'il reste peu marqué à 355 nm.

À 1064 nm, la sensibilité aux aérosols est encore plus prononcée qu'à 532 nm, ce qui se traduit par les fortes variations observées sur la figure 4.16. En revanche, l'absence de détection en mode photon-counting à cette longueur d'onde entraîne un niveau de bruit plus élevé dans la haute atmosphère, où le signal est plus faible.

La Figure 4.17 présente le Rayleigh-fit pour les deux voies Raman, à 387 nm et 530 nm. Les signaux de ces deux canaux montrent une excellente concor-

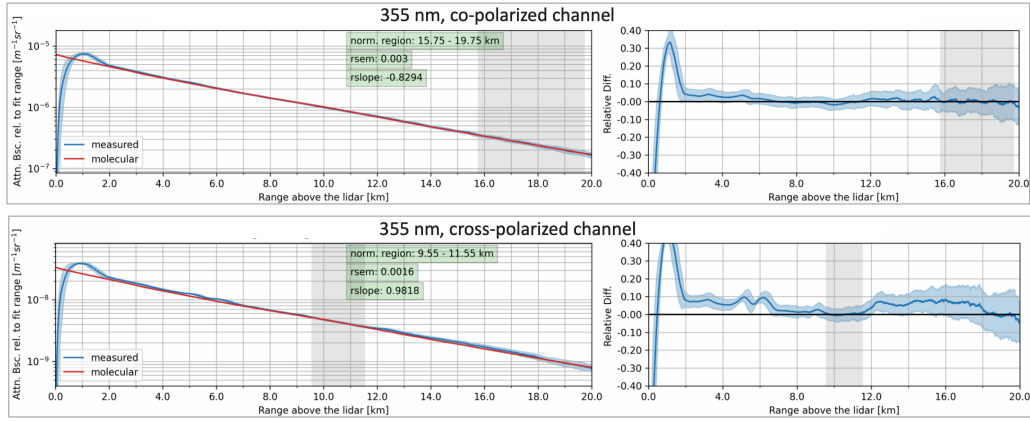


FIGURE 4.14 – Rayleigh-fit des voies co-polarisée (panneau supérieur) et cross-polarisée (panneau inférieur) à 355 nm. Les graphiques de droite montrent la différence relative entre le signal lidar mesuré et le signal moléculaire simulé à 355 nm. Les mesures étaient obtenues à 30 sep 2025, entre 19 :30 et 20 :31 UTC. La zone en gris représente la zone de référence.

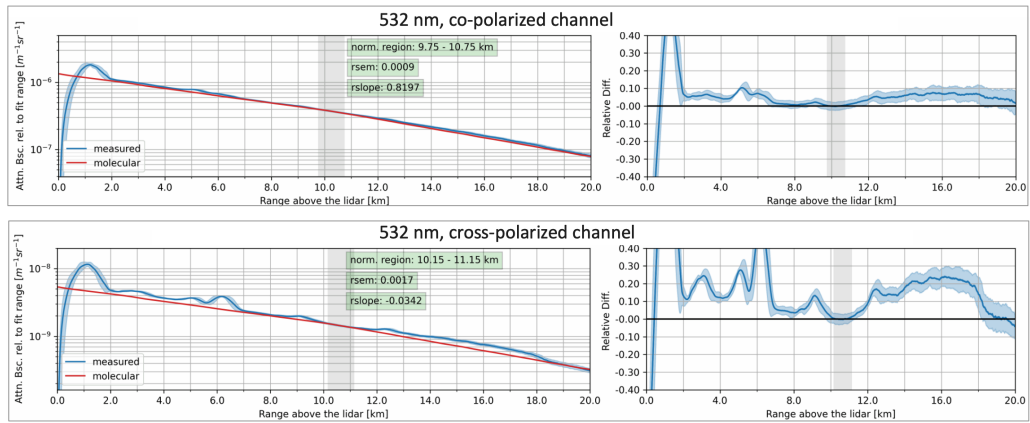


FIGURE 4.15 – Rayleigh-fit des voies co-polarisée (panneau supérieur) et cross-polarisée (panneau inférieur) à 532 nm. Les graphiques de droite montrent la différence relative entre le signal lidar mesuré et le signal moléculaire simulé à 532 nm. Les mesures étaient obtenues à 30 sep 2025, entre 19 :30 et 20 :31 UTC.

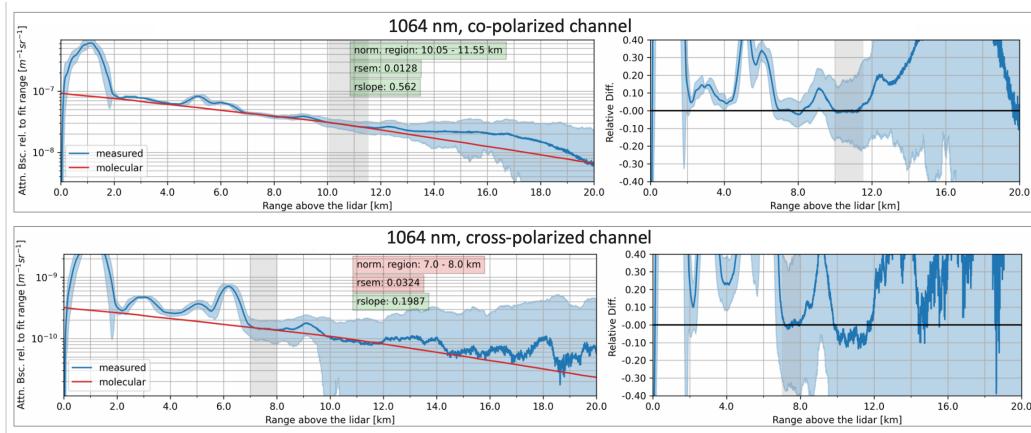


FIGURE 4.16 – Rayleigh-fit des voies co-polarisée (panneau supérieur) et cross-polarisée (panneau inférieur) à 1064 nm. Les graphiques de droite montrent la différence relative entre le signal lidar mesuré et le signal moléculaire simulé à 1064 nm. Les mesures étaient obtenues à 30 sep 2025, entre 19 :30 et 20 :31 UTC.

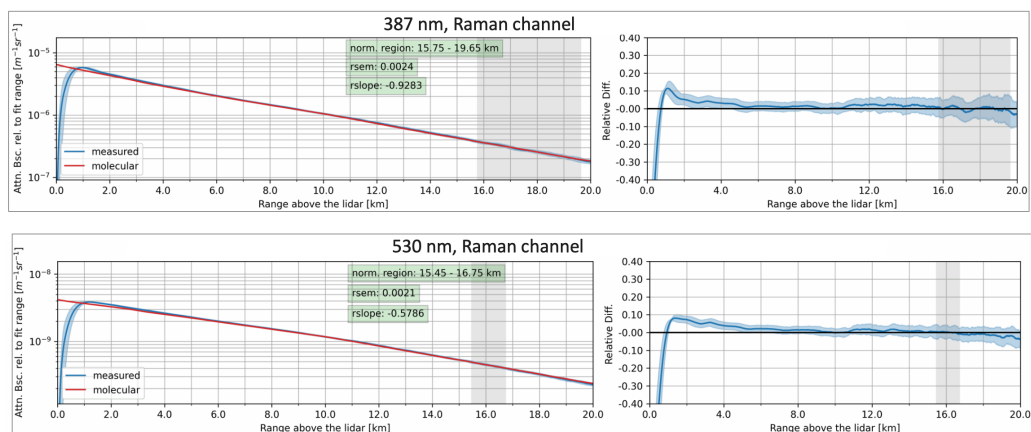


FIGURE 4.17 – Rayleigh-fit de la voie 387 nm (panneau supérieur) et 530 nm (panneau inférieur). Les graphiques de droite montrent la différence relative entre le signal lidar mesuré et le signal moléculaire simulé. Les mesures étaient obtenues à 30 sep 2025, entre 19 :30 et 20 :31 UTC

dance avec les profils moléculaires dans le champ lointain, mais apparaissent légèrement supérieurs aux signaux théoriques dans les premiers kilomètres. Bien que ce biais reste généralement inférieur à 10 %, il met en évidence un problème encore non résolu. Ce décalage pourrait provenir d'effets optiques ou électroniques, tels qu'une suppression incomplète du signal élastique ou une non-linéarité du détecteur lors de la réception de signaux très intenses. Dans les prochaines étapes, des investigations seront menées afin d'identifier l'origine de ce biais et d'y apporter une solution.

4.4.2 Telecover test

Parmi les différentes procédures utilisées pour évaluer les performances d'un système lidar, le test de telecover constitue un outil essentiel pour examiner l'alignement proche champ et la fonction de recouvrement optique entre le faisceau laser et le champ de vue du télescope. Alors que le Rayleigh-fit permet une calibration absolue du signal dans le lointain, dans des conditions d'atmosphère claire, aucune méthode équivalente n'existe pour le domaine proche, où l'atmosphère est rarement propre et où les désalignements optiques ont les effets les plus marqués.

Le principe du test de telecover repose sur l'idée que les photons rétrodiffusés collectés par différentes parties du télescope doivent présenter la même dépendance en distance du signal. Si ce n'est pas le cas, la forme du signal total en fonction de la distance devient incertaine. En pratique, on couvre partiellement l'ouverture du télescope pour comparer les signaux obtenus sous différentes configurations (voir Figure 4.18). La comparaison des écarts observés entre les voies lidar permet de déterminer la distance de plein recouvrement et d'identifier les éventuelles déviations par rapport au cas idéal. Ces déviations peuvent résulter d'un désalignement du télescope ou du faisceau laser, d'un déplacement du diaphragme de champ ou d'ouverture (vignettage, défocalisation), de variations spatiales de transmission des filtres ou séparateurs de faisceaux, ou encore d'une non-uniformité de sensibilité du détecteur. Le test de telecover joue ainsi un rôle crucial dans la validation de la géométrie optique et de la stabilité d'alignement du système, garantissant la fiabilité des mesures, notamment pour les instruments multi-voies de haute résolution tels que LIFE.

Les figures 4.19 présentent l'analyse des tests Telecover effectués sur les voies du système LIFE. Les panneaux de gauche montrent les signaux corrigés de la distance (RCS – range-corrected signal). Le signal correspondant à l'ouverture nord apparaît plus faible, car cette ouverture du télescope est partiellement obstruée par le tube supportant les miroirs réfléchissants.

Idéalement, les signaux des trois autres ouvertures (sud, est et ouest) devraient être identiques. Cependant, en pratique, des différences peuvent apparaître en

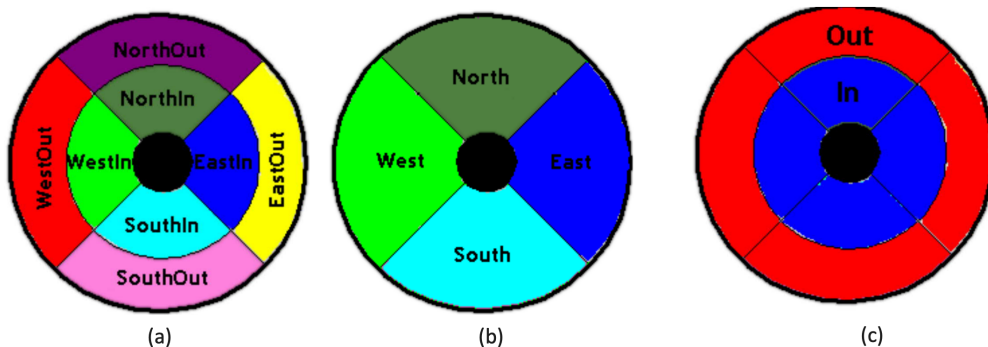


FIGURE 4.18 – Les différentes configurations d’ouverture partielle du télescope pour le telecover test (a) Test en octants (NO, EO, SO, WO, NO2 et NI, EI, SI, WI, NI2) ; (b) Test en quadrants (N, E, W, S et N (N1 et N2)). (c) Test In–Out : l’ouverture au centre (In) et périphérique (Out). N–north, E–east, W–west, S–south.

raison d’un léger désalignement entre les optiques ou entre le faisceau et le télescope, ainsi que de l’inhomogénéité de la surface du détecteur ou de la transmission optique. Ces variations sont visibles dans les panneaux de gauche.

La normalisation des signaux dans une zone de référence permet de compenser les effets indépendants de la distance et de mieux comparer l’intensité relative des différentes ouvertures partielles. Dans les panneaux centraux, on observe ainsi une meilleure concordance entre les signaux.

Les panneaux de droite présentent les différences relatives par rapport au signal moyen. Pour les voies à 355 nm et 532 nm, ces différences deviennent inférieures à 0,05 (5%) au-delà de 600–700 m, indiquant une excellente symétrie du système. Pour la voie à 1064 nm, les variations verticales sont plus marquées, en raison de la présence de couches d’aérosols, mais le niveau de 5% est atteint à environ 400–500 m.

La figure 4.20 présente la même analyse que la figure 4.19, mais pour les voies cross-polarisées à 355, 532 et 1064 nm. Ces voies sont plus sensibles à la diffusion par les aérosols, en particulier ceux de forme non sphérique, dont la distribution spatiale était non homogène — ce qui explique les variations verticales plus marquées observées. Par ailleurs, l’instabilité atmosphérique, visible à travers la différence entre les deux positions « nord » dans les panneaux de droite, constitue une autre source possible de variabilité. Enfin, des effets optiques différents selon la polarisation peuvent également contribuer aux écarts observés entre les voies. Le test In–Out est particulièrement utile pour estimer la distance de plein recouvrement d’un système lidar. Dans ce test, on compare les signaux obtenus lorsque seule la partie centrale de l’ouverture du télescope

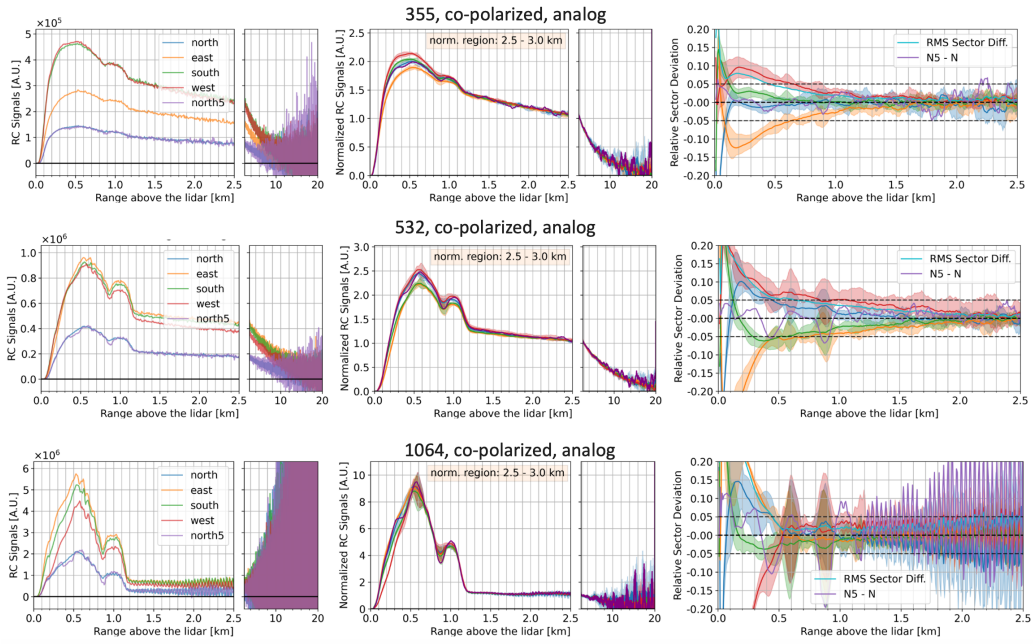


FIGURE 4.19 – Résultats du test de Telecover (configuration en quadrants : north (et north5), east, west et south) pour les voies co-polarisées à 355, 532 et 1064 nm. Les panneaux de gauche présentent les signaux corrigés de la distance (RCS – range-corrected signal). Les panneaux centraux montrent les signaux normalisés par rapport à la zone de référence. Les panneaux de droite illustrent les différences entre les mesures de chaque ouverture partielle et le signal moyen, ainsi que la différence entre les deux positions « north ».

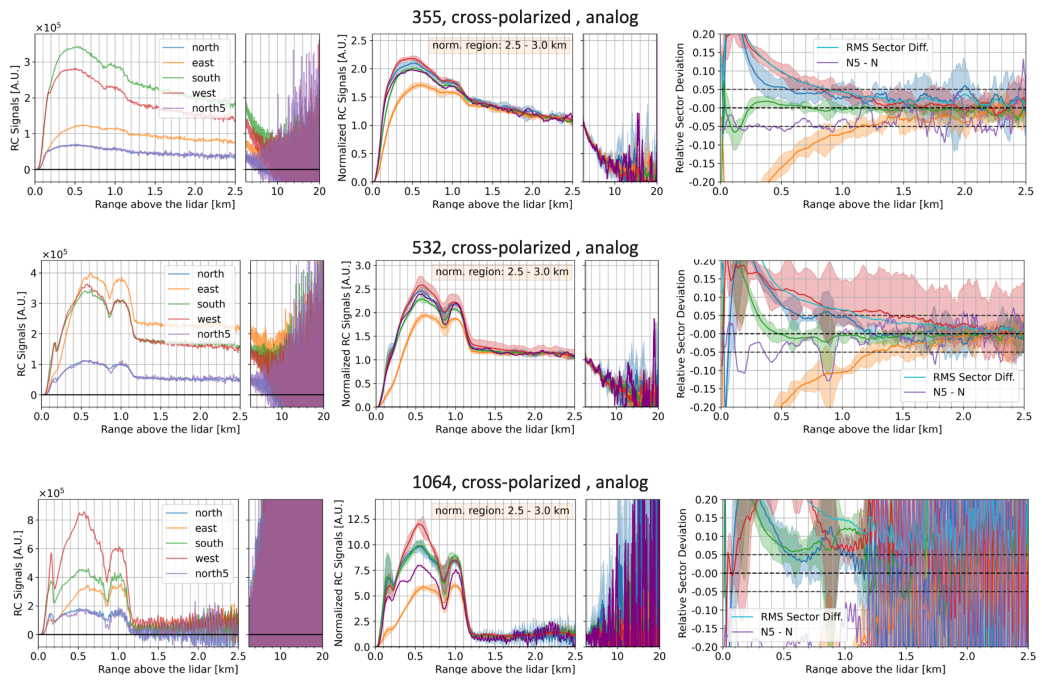


FIGURE 4.20 – Même présentation que la Figure 4.19, mais pour les voies cross-polarisées à 355, 532 et 1064 nm.

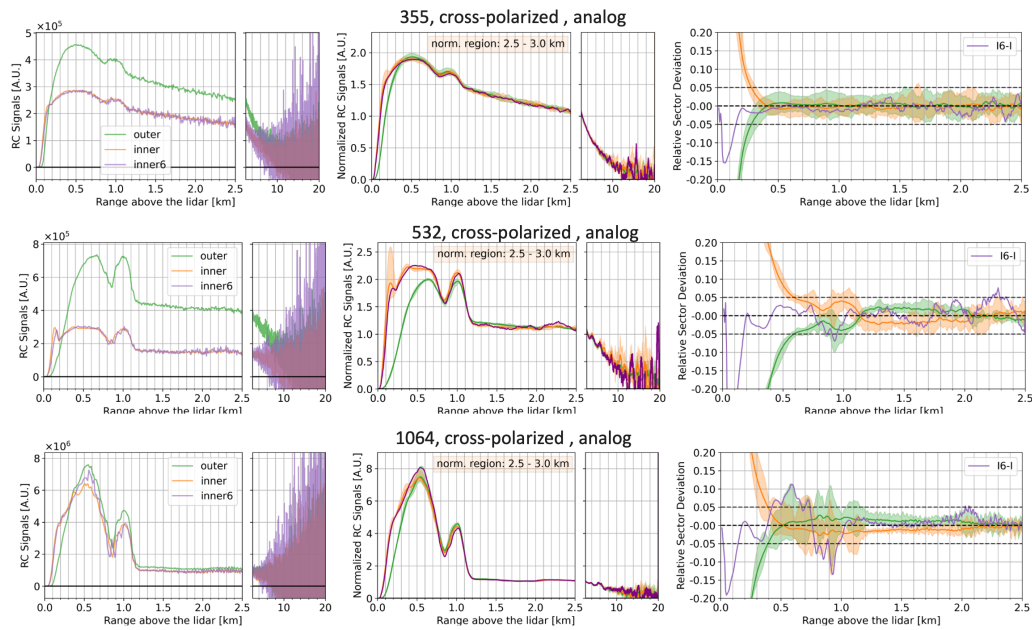


FIGURE 4.21 – Résultats du test Telecover (configuration In-Out) incluant trois mesures : inner, outer et inner 6, pour les voies cross-polarisées en mode analogique aux longueurs d'onde 355, 532 et 1064 nm. Les panneaux de gauche présentent les signaux corrigés de la distance (RCS – range-corrected signal). Les panneaux centraux montrent les signaux normalisés par rapport à la zone de référence. Les panneaux de droite illustrent les différences entre les mesures inner et outer, ainsi qu'entre les deux positions inner. La double mesure en position « inner » permet de vérifier la stabilité atmosphérique pendant le test.

est utilisée (configuration In) avec ceux obtenus lorsque seule la partie périphérique est utilisée (configuration Out). Les deux configurations ne collectent pas les mêmes volumes atmosphériques à cause de la géométrie incomplète du recouvrement entre le faisceau laser et le champ de vue du télescope. En revanche, à partir de la distance où les deux courbes deviennent identiques, cela signifie que toutes les parties du télescope voient le même volume atmosphérique — autrement dit, que le recouvrement géométrique est complet.

La Figure 4.21 présente l'analyse du test In-Out pour les voies cross-polarisées en mode analogique à 355, 532 et 1064 nm. À 355 nm, la différence de signal entre les positions « inner » et « outer » devient inférieure à zéro vers 400 m d'altitude, ce qui indique que le recouvrement est complet à partir de cette hauteur. Les voies à 532 et 1064 nm sont plus sensibles à la présence d'aérosols ; ainsi, la stabilité atmosphérique joue un rôle important dans la détermination de la distance de recouvrement complet. Dans le cas présenté, l'atmosphère n'était pas parfaitement stable, comme le montre une déviation d'environ 10% observée entre 0,5 et 1,0 km dans la différence de signal entre les deux positions « nord ». En première approximation, la distance de recouvrement complet peut être estimée à environ 600–700 m pour 532 nm et à 400 m pour 1064 nm, les différences tombant alors sous le seuil de 5%.

4.4.3 Calibration de la dépolarisation

La mesure de la dépolarisation linéaire repose sur la détermination du rapport entre les signaux rétrodiffusés dans les voies cross-polarisée et co-polarisée, respectivement parallèles et perpendiculaires au plan de polarisation du faisceau émis. Pour obtenir un rapport de dépolarisation linéaire volumique (VLDR) fiable, une calibration est nécessaire afin de corriger les différences de transmission optique et de gain électronique entre les deux voies de détection. La Figure 4.22 illustre le schéma de la détection de dépolarisation dans le système de lidar. $P_{\parallel}$ et $P_{\perp}$ représentent respectivement le signal rétrodiffusé par les aérosols ou les molécules dans les directions parallèle (co-polarisée) et perpendiculaire (cross-polarisé) à la direction de polarisation du faisceau laser. P_p et P_s désignent les composantes du signal par rapport au plan d'incidence du PBS. L'angle φ correspond à l'angle entre le plan de polarisation du laser émis et le plan d'incidence du PBS. Lors du réglage du canal de polarisation du lidar, il est nécessaire d'ajuster φ à 0° ou 90° afin d'aligner le plan de polarisation du laser émetteur avec le plan d'incidence du PBS, permettant ainsi de séparer correctement les composantes de lumière parallèle et perpendiculaire. Dans les systèmes lidar, une lame demi-onde peut être utilisée pour ajuster cet angle à 0° ou 90° . Le signal transmis ou réfléchi par le PBS est ensuite dirigé vers les détecteurs, puis enregistré par le système d'acquisition. P_R et P_T représentent les signaux mesurés respectivement dans les voies réfléchie et

transmise. Les variables V_R et V_T correspondent aux facteurs d'amplification optique et électronique des deux voies, et le rapport $\frac{V_R}{V_T}$ constitue le coefficient de calibration à déterminer.

La calibration de la dépolarisation suit la procédure $\Delta\pm 45^\circ$, proposée par Freudenthaler (2009). Cette méthode de calibration nécessite deux acquisitions supplémentaires avant le début des mesures normales. Un polariseur linéaire est inséré dans le trajet optique, afin de faire tourner le plan de polarisation de la lumière rétrodiffusée de $+45^\circ$ et -45° . Le coefficient de calibration est ensuite calculé selon la relation suivante :

$$V^* = \frac{V_R}{V_T} = \frac{T_p + T_s}{R_p + R_s} \sqrt{\delta^*(+45^\circ) \times \delta^*(-45^\circ)} \quad (4.1)$$

où T_p et T_s représentent respectivement les transmissions de la lumière polarisée parallèlement et perpendiculairement au plan d'incidence par le séparateur de faisceau polarisant (PBS), tandis que R_p et R_s correspondent aux réflectivités des mêmes composantes. Dans les conditions idéales, les coefficients de transmission et de réflexion sont liés par les relations :

$$T_s + R_s = 1 \quad \text{et} \quad T_p + R_p = 1.$$

Les termes $\delta^*(\pm 45^\circ)$ correspondent aux deux acquisitions effectuées avec le polariseur inséré à $+45^\circ$ et -45° . Une fois le coefficient de calibration V^* déterminé, le rapport de dépolarisation linéaire volumique δ_v du signal lidar peut être calculé.

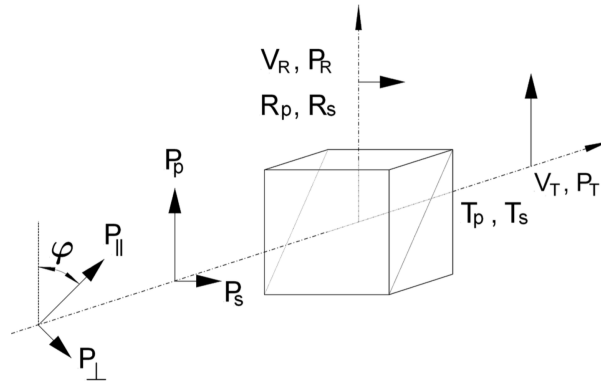


FIGURE 4.22 – Illustration de la détection de dépolarisation dans le système lidar FREUDENTHALER et al., 2009

Cependant, cette méthode simple ne prend pas en compte les erreurs liées aux optiques non idéales, aux désalignements ou à une polarisation imparfaite

du laser, qui peuvent perturber la calibration et fausser les mesures de dépolarisation. FREUDENTHALER, 2016 a proposé un modèle décrivant les effets des éléments optiques polarisants dans un système lidar typique, en suivant la propagation du faisceau laser à travers chaque composant optique, caractérisé par sa matrice de Müller. Cette approche permet non seulement de modéliser, mais aussi de corriger les biais dans les mesures et la calibration. Toutefois, elle requiert des tests ou des calibrations supplémentaires afin de déterminer les propriétés optiques des composants individuels, ou des modules intégrant plusieurs éléments, ces caractéristiques étant ensuite intégrées dans un algorithme pour calculer les coefficients de correction.

Le processus complet de modélisation et de correction ne sera pas détaillé dans

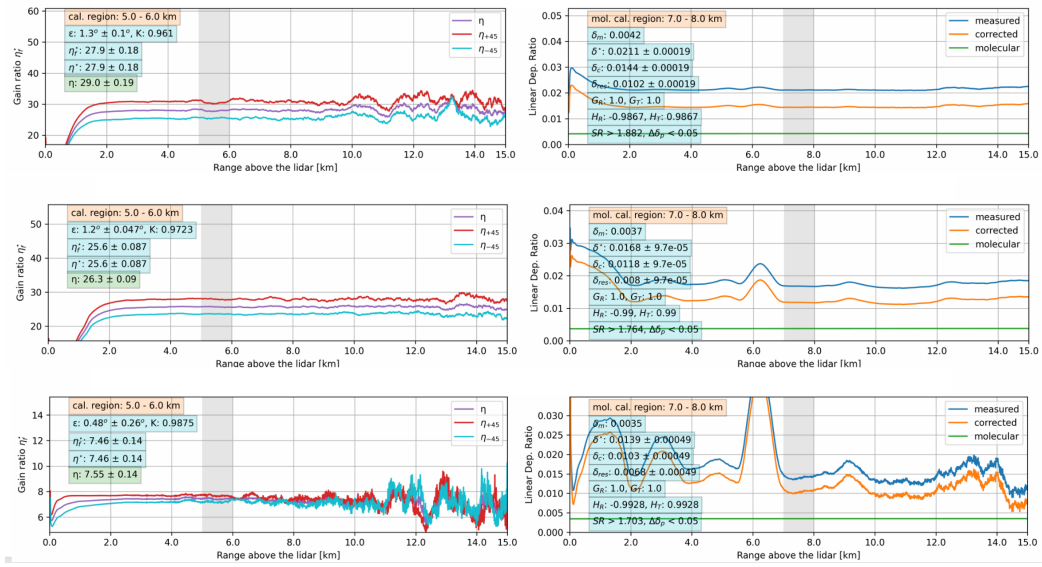


FIGURE 4.23 – Résultats de l’outil ATLAS pour la calibration de la dépolarisation du système LIFE. **À gauche** : Courbes de calibration $\Delta 90$ (η_{+45} et η_{-45}) ainsi que les coefficients de calibration η pour les longueurs d’onde 355, 532 et 1064 nm. **À droite** : Profils de dépolarisation volumique mesurés par LIFE (en bleu) avant correction, après correction (en orange), et dépolarisation volumique moléculaire de référence (en vert) pour les trois longueurs d’onde.

ce manuscrit pour des raisons de concision ; il est rigoureusement documenté dans FREUDENTHALER, 2016. Par ailleurs, cette méthode a été implémentée dans le code ATLAS, ce qui facilite une première application sur LIFE, bien que la calibration des éléments optiques n’ait pas encore été réalisée à ce stade. Figure 4.23 présente les premiers résultats de la calibration de la dépolarisation du système LIFE, réalisés à partir des caractéristiques optiques fournies par les fabricants. Les panneaux de gauche illustrent les courbes du coefficient

de calibration η pour les trois longueurs d'onde, obtenues à partir de la calibration $\Delta 90$ (coefficients η_{+45} et η_{-45}) en prenant en compte un coefficient de correction K estimé au préalable. Les panneaux de droite montrent les profils de dépolarisation volumique mesurés par LIFE avant et après correction à l'aide des coefficients $G_{R/T}$ et $H_{R/T}$ (qui décrivent les termes de 'cross-talk' de polarisation du système et dépendent des paramètres de diatténuation et de retard de phase des éléments optiques), ainsi que les valeurs théoriques de la dépolarisation moléculaire, proches de 0.004 pour les trois longueurs d'onde.

La zone grisée indique la partie de l'atmosphère la plus propre identifiée sur les profils, supposée dépourvue d'aérosols. Elle permet ainsi une comparaison directe entre les mesures et les valeurs théoriques, c'est-à-dire la dépolarisation moléculaire. Dans cette zone, LIFE a mesuré respectivement des valeurs de 0.0211, 0.0168 et 0.0139, contre les valeurs théoriques de 0.0042, 0.0037 et 0.0035 pour les longueurs d'onde de 355, 532 et 1064 nm. Après correction, les valeurs corrigées s'élèvent à 0.014, 0.0118 et 0.0103, ce qui montre encore un écart notable par rapport aux valeurs théoriques. Ces écarts suggèrent que (1) les mesures de dépolarisation et/ou la calibration restent affectées par certaines erreurs instrumentales, notamment à 355 nm, et que (2) la méthode de correction appliquée ne permet pas encore de les compenser entièrement.

Dans la suite, nos travaux porteront sur (1) l'identification et le remplacement éventuel des éléments optiques susceptibles de dégrader la mesure de dépolarisation, et (2) l'amélioration de la caractérisation optique du système afin d'optimiser la procédure de correction et d'assurer une calibration plus robuste et précise.

4.4.4 Calibration de la fluorescence

À ce stade, LIFE est équipé d'une seule voie de fluorescence. Sa calibration consiste à déterminer le rapport d'efficacité optique et électronique entre la voie de fluorescence et la voie Raman. Cette méthode a été initialement développée pour calibrer la voie de fluorescence de LILAS, opérationnelle depuis fin 2019. La rétrodiffusion de fluorescence intégrée sur une large bande s'exprime par :

$$\beta_{F,\lambda}(z) = \frac{C_R}{C_{F,\lambda}} \frac{P_{F,\lambda}(z)}{P_R(z)} \frac{T_R(z)}{T_{F,\lambda}(z)} N_R(z) \sigma_R \quad (4.2)$$

où $P_{F,\lambda}(z)$ et $P_R(z)$ sont les signaux lidar du canal fluorescence (F) et du canal Raman (R), respectivement. Le rapport $\frac{C_R}{C_F}$ correspond au rapport des constantes instrumentales entre le canal Raman et le canal fluorescence, qui dépend de l'efficacité optique et électronique des deux canaux. Ce rapport est déterminé via la procédure de calibration, ce qui consiste à deux étapes :

Étape 1 : Les PMT sont maintenus à leur position initiale. Les signaux lidar

du canal fluorescence (S_F) et du canal Raman (S_R) s'expriment par :

$$S_F = S_0 \alpha_F g_F, \quad S_R = S_0 \alpha_R g_R \quad (4.3)$$

où S_0 est l'intensité incidente, α la transmission des filtres et g le gain des PMT.

Étape 2 : Les PMT sont échangés sans changer les filtres interférentiels. Le rapport des signaux du canal Raman après échange permet de déterminer le rapport des gains :

$$\frac{S_R}{S'_R} = \frac{g_R}{g_F} \quad (4.4)$$

Le rapport des constantes instrumentales entre les deux canaux s'écrit alors :

$$\frac{C_R}{C_F} = \frac{\alpha_R g_R}{\alpha_F g_F} \quad (4.5)$$

La valeur de $\frac{\alpha_R}{\alpha_F}$ est calculée à partir des transmissions des filtres, tandis que $\frac{g_R}{g_F}$ est obtenue expérimentalement via l'échange des PMT. Ce rapport est valable pour les signaux analogiques et en comptage de photons, à condition que les coefficients de conversion soient correctement appliqués.

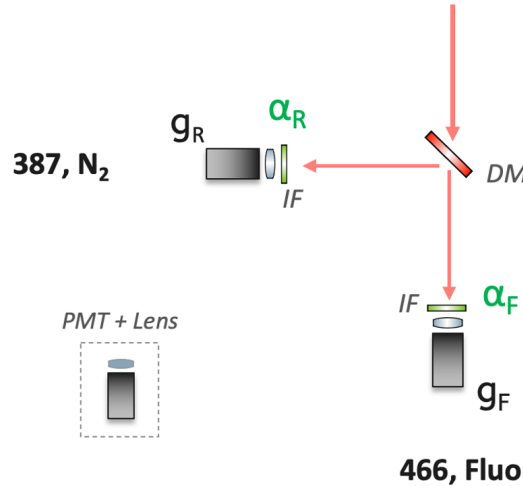


FIGURE 4.24 – La configuration optique du canal fluorescence à 466 nm et du canal Raman de N_2 à 387nm dans le système LIFE. Les deux voies sont séparées par un miroir dichroïque et aucune d'elles n'est atténuée par un filtre à densité neutre. La calibration du canal fluorescence nécessite d'inverser les deux PMT sans changer les filtres interférentiels, dont la transmission est notée α .

En 2025, les deux systèmes ont été calibrés séparément : la calibration de LILAS a été réalisée le 11 mars 2025, et celle de LIFE le 2 avril 2025. La Figure 4.25 présente une comparaison des mesures effectuées le 29 juin 2025 par

LILAS et LIFE. Des panaches de fumée de forêt, situés dans la troposphère et la région UTLS et provenant du Canada, ont été observés simultanément par les deux systèmes. La figure illustre la comparaison du rapport de rétrodiffusion ainsi que celle de la rétrodiffusion de fluorescence. Avec un moyennage temporel d'une heure, les profils du rapport de rétrodiffusion des deux lidars atteignent 20 km et montrent une excellente concordance dans cette plage d'altitude, bien que le profil de LILAS présente un niveau de bruit plus élevé au-delà de 15 km. Une différence est observée dans la couche limite, probablement liée aux différences de recouvrement optique entre les deux systèmes. LIFE présente en effet une meilleure distance de recouvrement complet que LILAS, ce qui explique pourquoi son rapport de rétrodiffusion diminue moins dans la basse atmosphère. Les profils de rétrodiffusion de fluorescence sont globalement cohérents entre les deux lidars, à l'exception de divergences localisées à proximité des pics de concentration des couches de fumée. LIFE montre une excellente qualité de mesure de la rétrodiffusion de fluorescence jusqu'à 20 km, tandis que le signal de LILAS devient visiblement bruité au-delà de 15 km et présente des structures artificielles au-delà de 17,5 km. Cette comparaison confirme le fort potentiel du système LIFE pour l'étude avancée des particules de fumée stratosphériques.

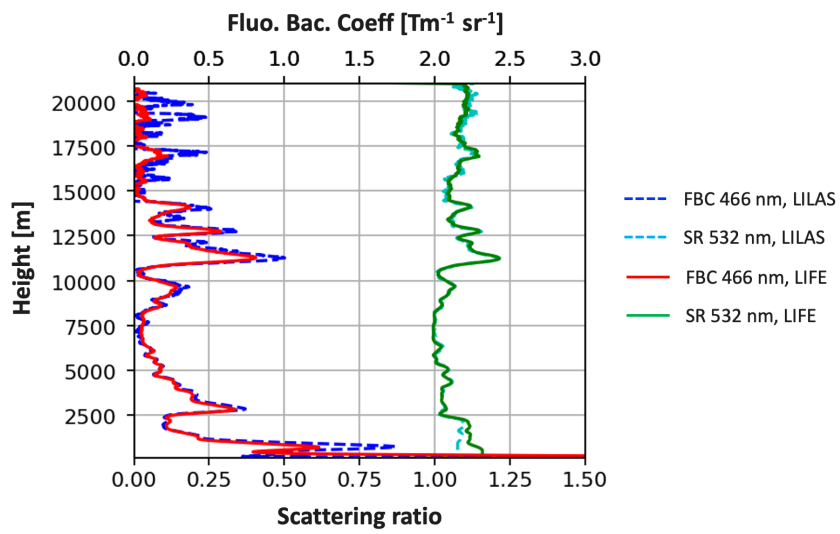


FIGURE 4.25 – Comparaison du rapport de la rétrodiffusion (SR–scattering ratio) et de la fluorescence (FBC–fluorescence backscatter coefficient) entre LIFE et LILAS. Les mesures sont requises entre 00 :00 et 02 :00 UTC, dans la nuit de 29 septembre 2025. Une fenêtre glissante de 31 points de donnée a été appliqué sur les profils des deux instruments, ce qui donne une résolution verticale d’environ 210 m.

Chapitre 5

Etude de cas atmosphérique

Dans ce dernier chapitre, nous présentons une sélection de situations atmosphériques observées par le lidar LIFE au cours de l’année 2025. Il n’est pas envisagé ici d’en faire une analyse détaillée, mais plutôt d’illustrer les performances, en termes de détection et caractérisation de quelques phénomènes atmosphériques. Il s’agit de démonstrations en conditions réelles illustrant concrètement que ce qui a été réalisé dans les chapitres précédents fonctionne effectivement. Certains résultats présentés ici ont été partiellement présentés lors de conférences, workshops et ateliers (ELC 2025 ; Atelier Strato 2025). Ils participent à la valorisation du projet OBS4CLIM et alimentent plusieurs projets de recherche (ANR PYROSTRAT, le Labex CaPPA et CDP AREA). Ces situations ont été choisies pour couvrir différents types d’atmosphère présentant des conditions claires (au sens “sans nuage”) ou au contraire des situations nuageuses. Un survol d’ATOLL par le lidar ATLID du satellite EarthCARE est aussi analysé. Enfin des essais de profilage de CO_2 est présenté. Chaque situation est présentée avec des observations typiques et accompagnée de figures illustratives. Pour les cas d’atmosphère claire et nuageuse, on montre comment LIFE détecte les couches d’aérosols, les nuages et donne accès à leurs propriétés optiques (rétrodiffusion, extinction, dépolarisation, fluorescence). Pour le survol EarthCARE, on compare les mesures de LIFE avec celles du lidar ATLID, ce qui permet de discuter de la cohérence sol-spatiale. Enfin, pour le CO_2 , on présente les premiers essais de profilage vertical par diffusion Raman, avec toutes les corrections nécessaires pour tenir compte de la fluorescence des aérosols et d’autres effets parasites. Ces cas d’étude permettent de montrer la polyvalence du LIFE et préparent les analyses plus fines qui seront menées dans le cadre des projets cités plus haut. Ils donnent une idée concrète des performances et limites actuelles.

5.1 Cas 1 : Observation d'une atmosphère claire et détection de panaches de fumées canadiennes

La nuit du 19 au 20 juin 2025 a offert des conditions particulièrement favorables à la mesure lidar, avec une atmosphère globalement claire, peu de nuages et une stabilité thermique propice à l'observation de couches d'aérosols bien définies. Ces conditions ont permis d'obtenir des données de très haute qualité, comme le montre la Figure 5.1, représentant les séries temporelles des signaux mesurés par le lidar LIFE à l'observatoire ATOLL.

Le système lidar a fonctionné avec une résolution temporelle d'une minute et une résolution verticale de 7,5 m, ce qui assure une excellente représentation spatio-temporelle des structures atmosphériques. Le signal à 532 nm montre une atmosphère claire jusqu'à environ 20 km d'altitude, avec peu de contamination par les nuages sauf pour une très fine couche de cirrus à 11 km entre 01 :00 et 01 :30 UTC, le 20 juin 2025. La stabilité des signaux au cours de la nuit confirme la robustesse du système et la qualité des mesures.

Le rapport de rétrodiffusion à 532 nm permet d'identifier clairement plusieurs couches d'aérosols situées à différentes altitudes, depuis la couche limite jusqu'à l'UTLS. Des couches de fumée provenant des feux se sont trouvées entre 2 et 5 km, au-dessus du sommet de la couche limite, à environs 1.5 km. Le rapport de rétrodiffusion présente un très bon niveau de bruit jusqu'à environ 20 km, ce qui montre la forte capacité de LIFE pour les observations des aérosols, en particulier les aérosols stratosphériques.

Le rapport de mélange de vapeur d'eau montre également une très bonne qualité de mesure jusqu'à 18 km, soulignant la capacité du système à fournir des informations hydrométéorologiques précises même à l'UTLS. En parallèle, la rétrodiffusion de fluorescence (non calibrée) à 466 nm reste exploitable jusqu'à environ 14 km, ce qui est remarquable pour un canal de ce type, habituellement plus bruité en raison du faible signal de fluorescence atmosphérique.

L'analyse des profils verticaux moyens entre 23 :00 et 23 :59 UTC (voir Figure 5.2) permet de mieux caractériser les propriétés optiques des aérosols présents cette nuit-là. Une couche d'aérosols bien marquée entre 2 et 4,5 km est observée sur les profils d'extinction et de rétrodiffusion. Cette couche présente une forte fluorescence, ce qui constitue une signature caractéristique des aérosols issus de feux de biomasse. Les rapports du lidar sont 40 ± 5 sr et 65 ± 10 sr à 355 et 532 nm, correspondant bien aux valeurs typiques pour les particules de fumée de forêt provenant du Canada. Bien que la capacité de fluorescence n'ait pas été suffisamment calibrée, elle montre des valeurs raisonnables pour les particules de fumée de feux de forêt transportées. L'origine canadienne de ces particules est également confirmée par une analyse de transport à longue

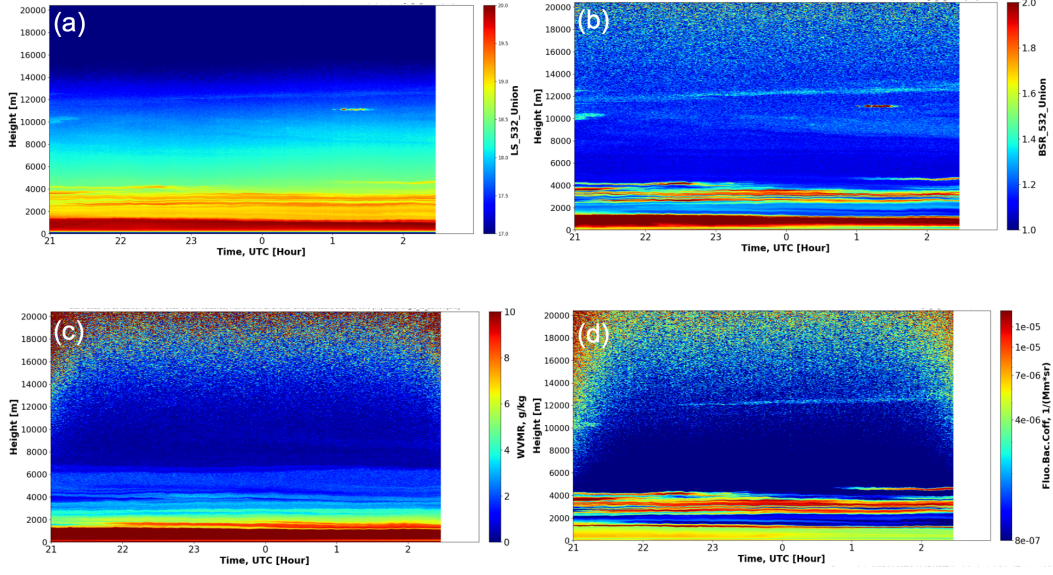


FIGURE 5.1 – Les séries temporelles des observations de LIFE dans la nuit du 19 au 20 juin 2025. (a) Le signal lidar à 532 nm, (b) le rapport de rétrodiffusion à 532 nm, (c) le rapport de mélange du vapor d’eau et (d) la rétrodiffusion de fluorescence (non-calibrée) à 466 nm.

distance en utilisant le modèle HYSPLIT , ce qui n’est pas présenté ici.

Le profil de la rétrodiffusion de fluorescence indique également la présence d’une fine couche vers 12 km, à proximité de la tropopause. Cette couche est difficile à distinguer dans les canaux élastiques (à cause du faible rapport signal/bruit à ces altitudes), mais elle se manifeste clairement dans le profil de rétrodiffusion de fluorescence, soulignant la grande sensibilité de ce canal fluorescence pour la détection des particules organiques issues de feux de forêt, même lorsque leur concentration est faible.

Dans l’ensemble, cette étude de cas illustre la complémentarité entre les canaux élastiques, Raman et fluorescence du lidar LIFE. Les canaux élastiques fournissent des informations précises sur la structure verticale et les propriétés optiques globales, tandis que la fluorescence apporte une nouvelle dimension pour la détection des bio-aérosols, ainsi que des panaches de fumée de biomasse. Les résultats démontrent ainsi la capacité du système LIFE à détecter et caractériser des panaches de fumée transportés sur de longues distances, particulièrement dans la haute troposphère et à la limite de la stratosphère.

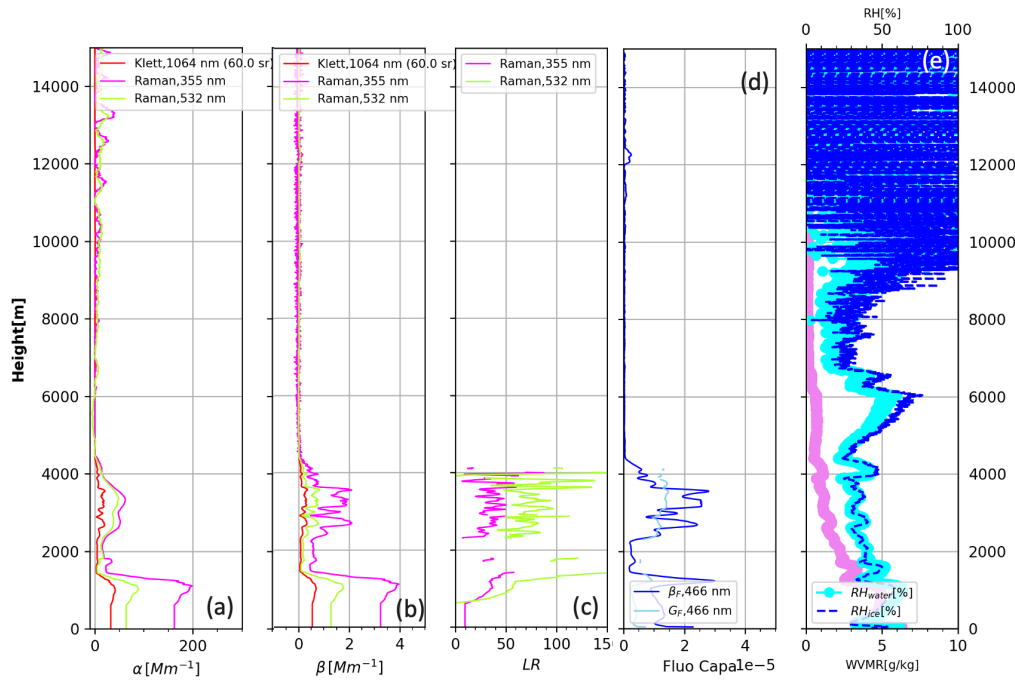


FIGURE 5.2 – Profils verticaux moyens des propriétés optiques des aérosols et de l'humidité relative entre 23 :00 et 23 :59 UTC, dans la nuit du 19 au 20 juin 2025. (a) Coefficients d'extinction à 355, 532 et 1064 nm, (b) coefficients de rétrodiffusion, (c) rapports lidar à 355 et 532 nm, (d) rétrodiffusion et capacité de fluorescence, (e) vapeur d'eau et humidité relative par rapport à l'eau liquide et à la glace.

5.2 Cas 2 — Observation d’une situation nuageuse

Le lidar LIFE a été conçu pour approfondir l’étude des interactions aérosol-nuage, grâce à sa haute énergie d’émission, ses voies spectrales multiples (355, 532 et 1064 nm), ainsi qu’à des canaux dédiés à la vapeur d’eau et à la fluorescence. Cette configuration permet de caractériser simultanément la structure optique et thermodynamique de l’atmosphère et d’identifier les processus d’interaction entre les particules et les nuages. Les observations du 19 septembre 2025 constituent un exemple représentatif démontrant la capacité de LIFE à détecter et analyser des situations nuageuses, tout en validant la qualité des mesures dans différentes conditions atmosphériques.

La Figure 5.3 présente les séries temporelles des signaux des trois voies élastiques (355, 532 et 1064 nm) et des rapports de dépolarisation volumiques correspondants. Ces observations révèlent une structure atmosphérique marquée par la coexistence de couches d’aérosols, de nuages mi-altitude et des cirrus. Entre 2 et 4,5 km d’altitude, une couche de poussières polluées est clairement visible. Plus haut, entre 6 et 12 km, on observe la présence de cirrus étendus, identifiables par leurs forts rapports de dépolarisation, caractéristiques des cristaux de glace. À partir de 21 :00 UTC, l’évolution temporelle montre que les cirrus situés sous 8 km descendent progressivement et entrent en contact avec les résidus d’aérosols présents en dessous. Peu avant minuit, les observations lidar indiquent le début d’une précipitation, consécutive à cette interaction. Ce comportement traduit un processus direct d’interaction aérosol-nuage, au cours duquel les aérosols peuvent jouer un rôle d’activateurs de condensation et précipitation.

Les profils verticaux moyens entre 21 :55 et 22 :30 UTC (Figure 5.3) confirment et précisent les structures identifiées. La couche de poussière polluée est caractérisée par la dépolarisation élevée, l’exposant d’Angström d’extinction d’environ 0.0 et une rétrodiffusion de fluorescence entre faible et modérée. Les rapports lidar à 355 et 532 nm sont comparables avec ceux observés pour des poussières, mais présentent une dépendance spectrale ressemblant à la fumée de forêt. Les rapports de dépolarisation atteignent environ 0,2–0,3 dans la couche de poussière polluée et 0,3–0,5 dans les cirrus, valeurs et leur dépendance spectrale en accord avec les observations antérieures. Ces résultats confirment la fiabilité de la détection polarimétrique de LIFE et sa capacité à distinguer différents types de particules.

Ce cas du 19 septembre 2025 illustre de manière convaincante la polyvalence et la sensibilité du lidar LIFE pour l’étude des processus couplés entre aérosols, vapeur d’eau et nuages. Les observations multi-longueurs d’onde, combinées

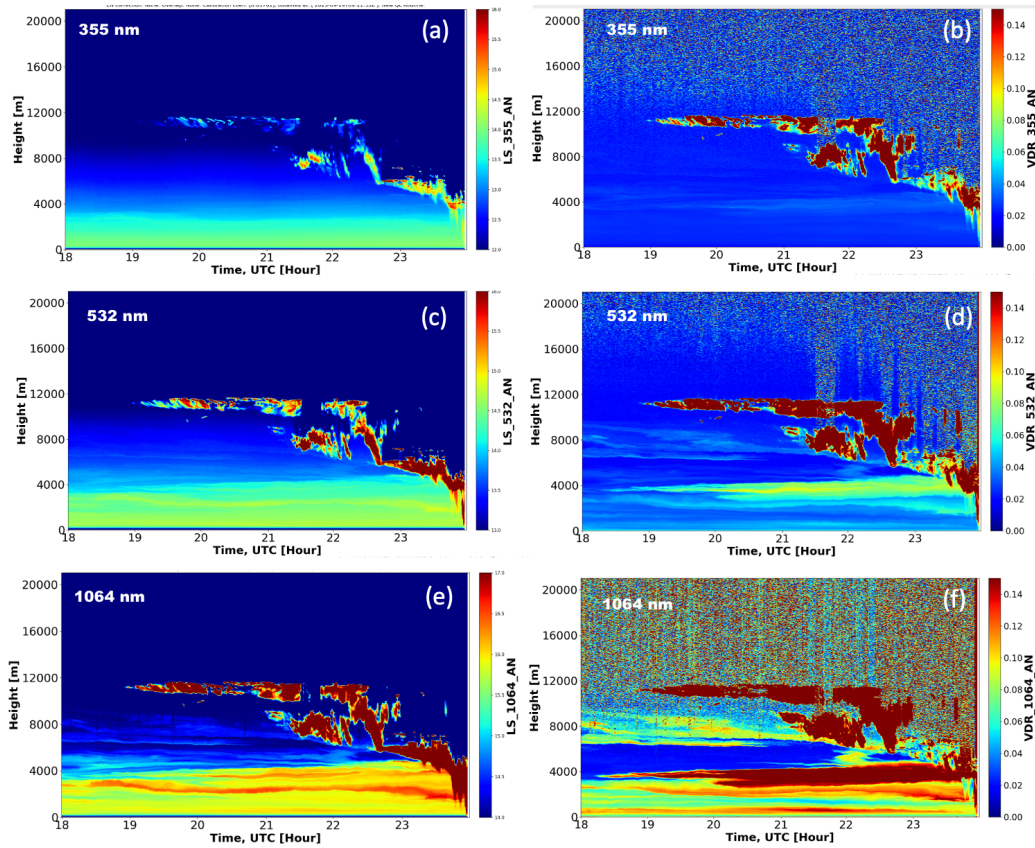


FIGURE 5.3 – Séries temporelles des observations dans les trois voies élastiques du 19 septembre 2025. (a), (c) et (e) : les signaux des voies analogues à 355, 532 et 1064 nm ; (b), (d) et (f) : les rapports de dépolarisation volumiques à 355, 532 et 1064 nm.

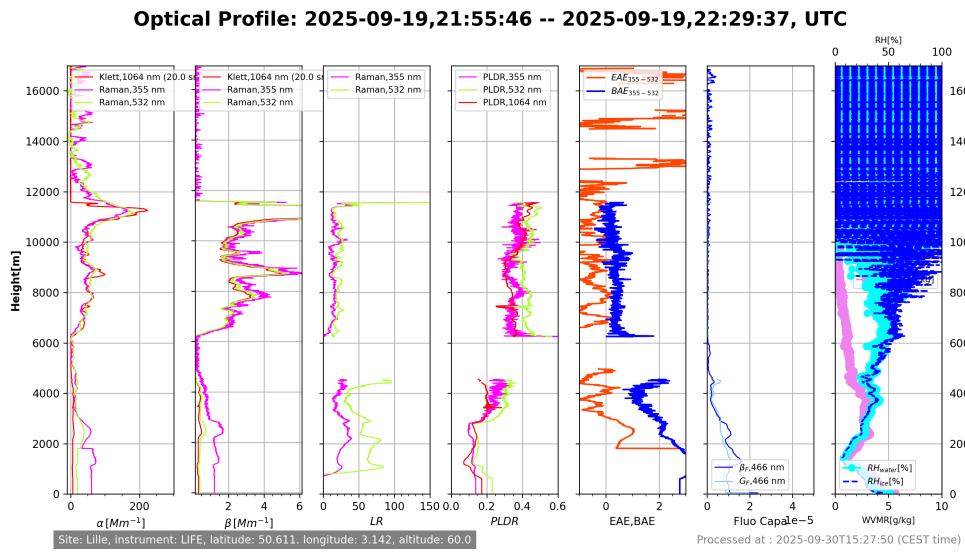


FIGURE 5.4 – Profils verticaux moyens des propriétés optiques des aérosols et de l’humidité relative entre 21 :55 et 22 :30 UTC, dans la nuit du 19 septembre 2025. (a) Coefficients d’extinction à 355, 532 et 1064 nm, (b) coefficients de rétrodiffusion, (c) rapports lidar à 355 et 532 nm, (d) rétrodiffusion et capacité de fluorescence, (e) vapeur d’eau et humidité relative par rapport à l’eau liquide et à la glace.

aux mesures de polarisation et de vapeur d'eau, permettent d'obtenir une vision cohérente des processus microphysiques à différentes altitudes.

LIFE démontre ici sa capacité à caractériser les interactions aérosol-nuage et à identifier les signatures optiques associées à des transitions de phase, des mélanges de couches ou des débuts de précipitation. Ces observations constituent une base solide pour les futures validations croisées avec d'autres instruments (satellites ou au sol) et pour l'intégration des résultats dans les études climatiques sur le couplage aérosols-nuages-rayonnement.

5.3 Cas 3—Comparaison avec le lidar spatial ATLID/EarthCARE

ATLID (Atmospheric Lidar) est l'un des quatre instruments embarqués à bord du satellite EarthCARE (ESA-JAXA), conçu pour étudier les interactions entre les nuages, les aérosols et le rayonnement. Il s'agit d'un lidar à émission UV de haute résolution spectrale, opérant à 355 nm, destiné à fournir des profils verticaux détaillés des nuages et des aérosols. La résolution verticale atteint 103 m pour les altitudes inférieures à 20,2 km et 500 m entre 20,2 et 40 km. ATLID émet des impulsions laser à une fréquence de répétition de 51 Hz et détecte les signaux rétrodiffusés par les molécules et les particules atmosphériques. L'instrument dispose de trois voies de détection : une voie Rayleigh et deux voies Mie (co-polarisée et cross-polarisée). Cette configuration permet de restituer les profils verticaux d'extinction, de rétrodiffusion et de dépolarisation particulière, offrant ainsi une caractérisation précise des propriétés optiques des aérosols et des nuages.

Entre fin mars et début avril 2025, ATLID a détecté une couche optiquement fine, située entre 18 et 23 km dans la stratosphère, survolant la région de moyenne altitude en Europe. Cette couche s'est manifestée à un moment où la saison des feux au Canada et en Sibérie n'était pas en cours. Ainsi, cette couche dans l'UTLS (la haute troposphère et la basse stratosphère) soulève des questions quant à son origine. Le 2 avril 2025, une opportunité de comparaison quasi-simultanée s'est présentée entre les observations d'ATLID et les mesures réalisées par LIFE à l'observatoire ATOLL. Bien que le survol d'ATLID n'ait pas été strictement colocalisé avec le site (distance d'environ 250 km), les observations des deux instruments permettent une analyse cohérente des structures troposphériques et stratosphériques en raison de la large distribution spatiale des couches.

La Figure 1 présente les séries temporelles issues d'ATLID, comprenant le rapport de rétrodiffusion et le rapport de dépolarisation particulière à 355 nm. Ces observations révèlent la présence de couches d'aérosols entre environ 6 et 10 km d'altitude. Une couche au-dessus de 20 km s'est affichée plus clairement

dans la figure de dépolérisation due dans celle de la rétrodiffusion. Bien que cette couche, atteignant jusqu'à 57.5 N, ait été très faible et elle soulève des questions sur sa nature : s'agit-il réellement d'une couche d'aérosol ou simplement de bruits du signal ? À ce stade, peu de lidars peuvent fournir des mesures de haute qualité pour profiler l'atmosphère jusqu'à cette altitude à 355 nm et valider les mesures d'ATLID/EarthCare.

La Figure 2 montre les observations correspondantes de LIFE à ATOLL du-

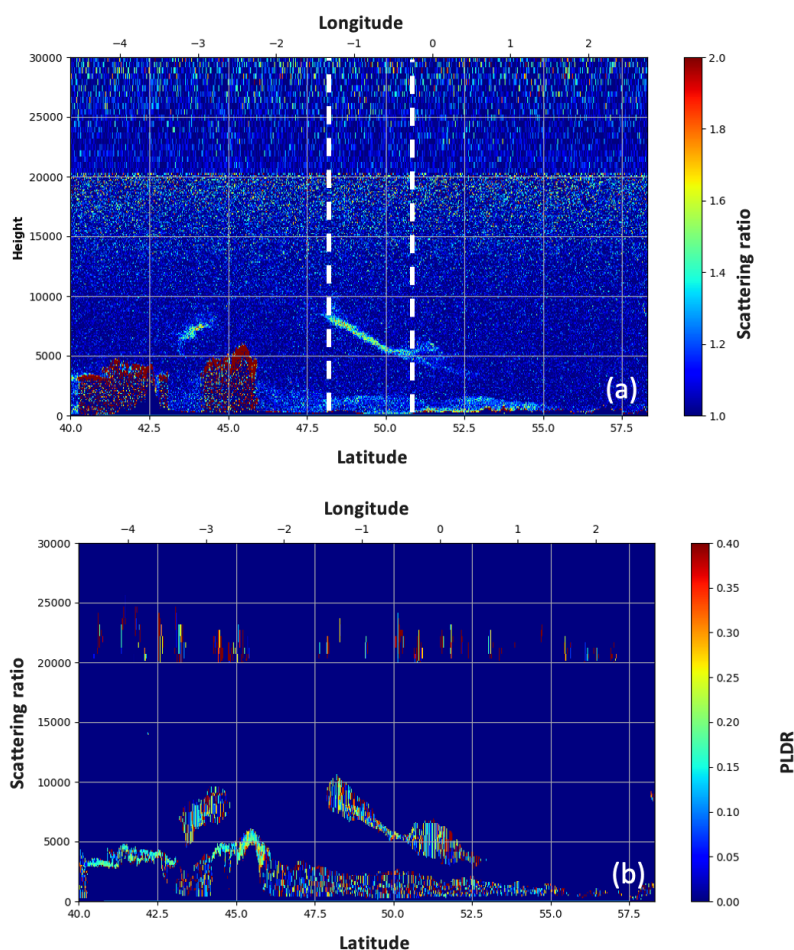


FIGURE 5.5 – Série temporelle des observations ATLID/EarthCARE du 2 avril 2025.(a) Rapport de rétrodiffusion à 355 nm et (b) rapport de dépolérisation particulaire à 355 nm. Les données proviennent des produits ATLID de niveau 2A (EBD)

rant la nuit du 1er au 2 avril 2025. Les mesures affichées dans cette figure la rétrodiffusion à 532 nm, la fluorescence à 466 nm et le rapport de dépolérisation volumique. Une couche de fumée de feux, confirmée par une forte

fluorescence et des valeurs faibles de dépolarisation, a été identifié entre 6 et 10 km d'altitude, ce qui est en accord avec les observations d'ATLID. Cette couche s'est manifestée alors que les feux au Canada et en Sibérie n'avaient pas encore commencé, mais en même temps, les émissions des feux en Afrique centrale étaient intenses, et les panaches de fumées pourraient avoir été transportés en Europe par les activités cycloniques.

La couche à l'UTLS ne s'est pas manifestée par dans les séries temporelle à haute résolution, mais elle est bien visible sur les profils moyens.

La Figure 3 compare directement les profils moyens obtenus par les deux instruments. Malgré la différence géographique entre les points d'observation, une bonne cohérence est observée entre les rapports de rétrodiffusion mesurés par ATLID (355 nm) et LIFE (355 et 532 nm). L'augmentation du signal de fluorescence entre 6 et 10 km, détectée par LIFE, confirme la présence d'aérosols organiques. L'absence de fluorescence dans la couche à l'UTLS indique qu'elle n'a pas la même origine que la couche troposphérique. Étant donné qu'il y avait des activités volcaniques en Islande (sud-est de Þorbjörn) fin mars et début avril, et que les produits satellitaires–SALD (stratospheric aerosol layer detection), issus des observations du satellite OMPS-NPP–ont confirmé le transport des panaches stratosphériques d'Islande vers l'Europe, cela pourrait expliquer les perturbations stratosphériques observées durant cette période.

Ces résultats démontrent la complémentarité entre les observations spatiales et les mesures au sol : les profils d'ATLID offrent une vision régionale et homogène des panaches d'aérosols, tandis que LIFE apporte des informations détaillées sur la composition et les propriétés optiques des particules. Cette synergie ouvre la voie à de futures validations croisées et à l'exploitation conjointe des lidars satellitaires et terrestres pour la surveillance et la caractérisation des panaches de feux de biomasse et des interactions aérosol-nuage à grande échelle.

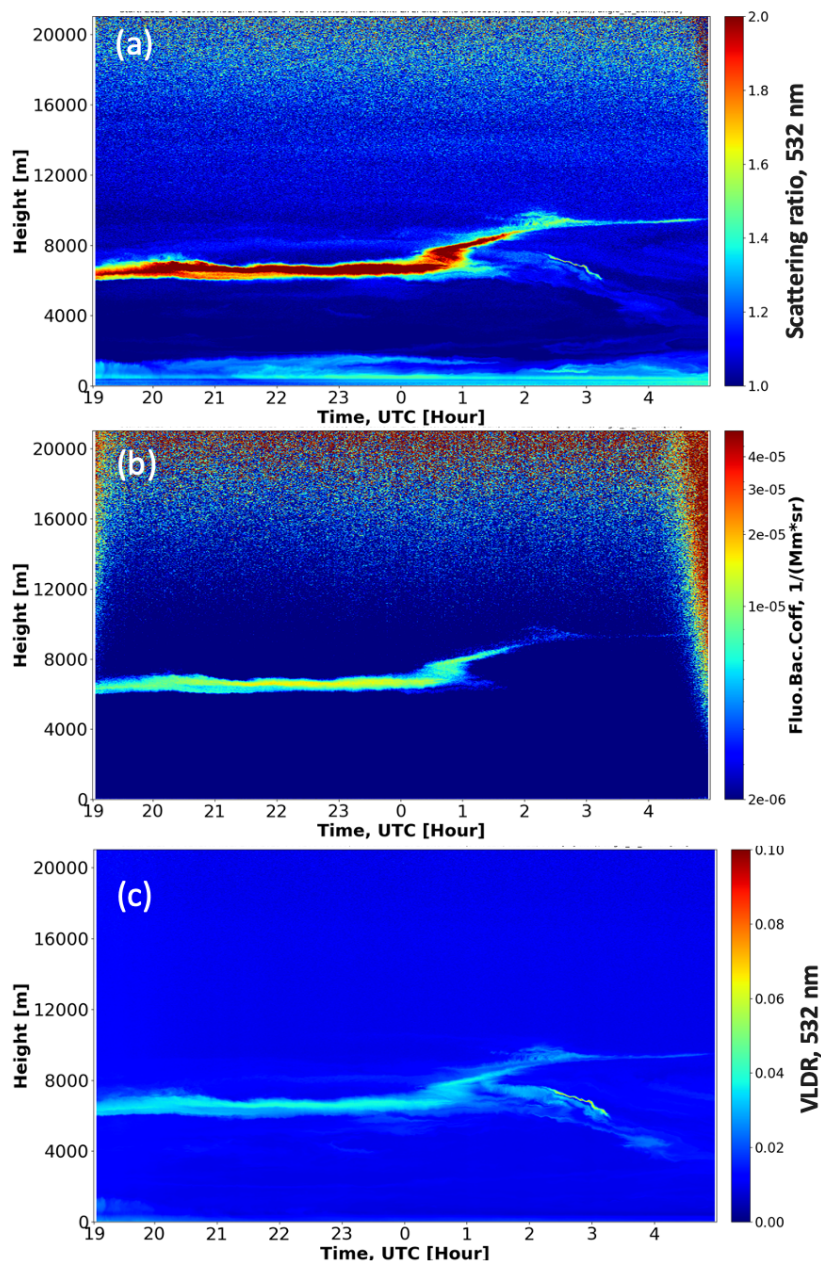


FIGURE 5.6 – Série temporelle de LIFE dans la nuit du 01 au 02 avril 2025 à l'Observatoire d'ATOLL. (a) Le rapport de rétrodiffusion à 532 nm, (b) la rétrodiffusion de la fluorescence à 466 nm, (c) le rapport de dépolarisation volumique à 532 nm.

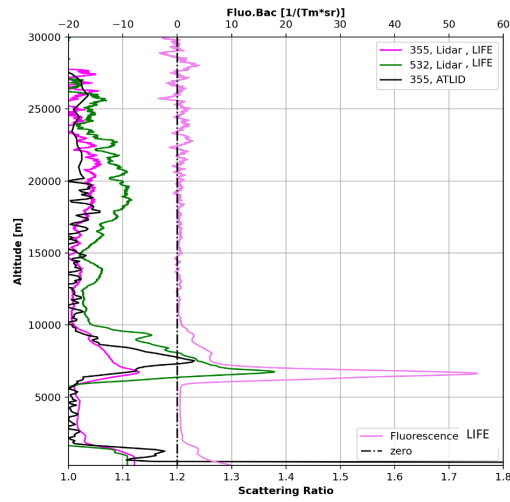


FIGURE 5.7 – Comparaison du rapport de rétrodiffusion mesuré par ATLID (355 nm) à bord du satellite EarthCARE et par le lidar LIFE (355 et 532 nm) à l’observatoire ATOLL. La courbe rose correspond au profil de rétrodiffusion de fluorescence mesuré par LIFE ; son augmentation entre 6 000 et 10 000 m indique la présence d’aérosols issus de feux de biomasse. Les mesures de LIFE sont moyennées entre 00 :00 et 03 :00 UTC le 2 avril 2025, tandis que celles d’ATLID correspondent à un passage vers 01 :20 UTC le même jour. Le survol d’ATLID n’était pas strictement collocalisé avec le site ATOLL, la distance entre les deux observations étant d’environ 250 km.

5.4 Premières tentatives de profilage du CO₂ par technique Raman

Les gaz à effet de serre, et surtout le dioxyde de carbone et le méthane, sont au cœur des problématiques climatiques actuelles. Le CO₂ est un gaz bien mélangé à l'échelle planétaire comparé aux aérosols, ce qui implique que ses variations spatiales et temporelles restent proches de la moyenne globale sauf quand des phénomènes locaux (pollution, panache d'aérosols de smoke liés aux incendies par exemple, intrusion stratosphérique, transport aérien, etc) créent des écarts. Leur suivi dans le temps, mais aussi leur distribution verticale, est indispensable pour mieux comprendre les échanges entre la surface et l'atmosphère et les mécanismes du réchauffement climatique.

Aujourd'hui, les satellites permettent de mesurer la quantité totale de CO₂ sur la colonne, mais peu d'informations sur la répartition verticale sont accessibles. Les lidars sont capables d'obtenir des profils détaillés de concentration en fonction de l'altitude. Traditionnellement, ce sont les lidars différentiels à absorption, les DIAL (BROWELL et al., 1998, NEHRIR et al., 2017, SPÄTH et al., 2016, SPULER et al., 2021, GIBERT, 2025), qui sont utilisés. Ils exploitent des lasers accordables dans l'infrarouge proche pour sonder des raies d'absorption spécifiques du CO₂. Ces systèmes demandent cependant des sources laser très stables et puissantes, et surtout, ils fonctionnent mieux quand il y a des aérosols, car la diffusion Rayleigh dans l'air pur est trop faible pour donner un bon signal. Ainsi dans une atmosphère très claire, les DIAL ne permettent souvent d'obtenir qu'une mesure intégrée ou très bruitée, sans réelle structure verticale. En 2023-2024, une première étude de faisabilité avec LULAS a été menée, pour tester une approche un peu différente consistant à utiliser le signal Raman du CO₂ plutôt que l'absorption différentielle.

L'idée était d'exploiter la diffusion inélastique sur les molécules de CO₂, de manière à reconstruire leur profil vertical directement à partir du signal Raman. C'est une approche encore peu explorée, mais qui présente l'avantage d'utiliser des lasers UV standards (Nd :YAG à 355 nm), donc sans besoin d'accordabilité. Elle fonctionne même en atmosphère claire et elle permet d'obtenir une bonne résolution verticale. La méthodologie et les résultats des premiers tests appliqués aux données de LILAS sont présentés dans l'annexe B. Cependant, le principal obstacle reste la faiblesse du signal Raman pour les gaz faiblement concentrés comme le CO₂ ou le CH₄. Et dans le cas de LILAS, la puissance du laser n'était pas suffisante pour compenser cela, puisque le système n'avait pas été conçu à l'origine pour ce type de mesure. Cette première expérience a permis de montrer que la détection Raman du CO₂ et CH₄ (VESELOVSKII et al., 2019) était réalisable et a permis d'identifier les principales difficultés. L'une d'elles, non négligeable, vient de la fluorescence des aérosols, notamment ceux issus des panaches de BBA ou des composés organiques, qui vient se su-

perposer au signal Raman et donc fausser la mesure.

LIFE est environ dix fois plus puissant que LILAS et il possède un canal de fluorescence centré plus près de la raie Raman du CO_2 . Cette configuration lui donne une meilleure sensibilité et une capacité à sonder plus haut et en accumulant les profils moins longtemps. La première configuration de LIFE intégrant le canal CO_2 a été testée en avril 2025. L'instrument est équipé des voies Raman de l'azote (387 nm) et du dioxyde de carbone (371,7 nm). La raie Raman utilisée pour le CO_2 correspond à la transition vibratoire $2\nu_2$ (déplacement de 1285 cm^{-1}). Une chaîne de détection spécifique a été ajoutée, avec un filtre interférentiel étroit (0,3 nm) pour bien isoler la raie. Bien sûr, les observations ont été réalisées de nuit afin de minimiser le bruit de fond optique. Comme le signal Raman du CO_2 est très faible, les données ont été accumulées sur quelques heures pour atténuer l'impact du bruit pour produire un profil jusqu'à 5 km avec une résolution verticale de 200 m. Un exemple de mesures du 06/04/2025 est présenté en figure 5.8.

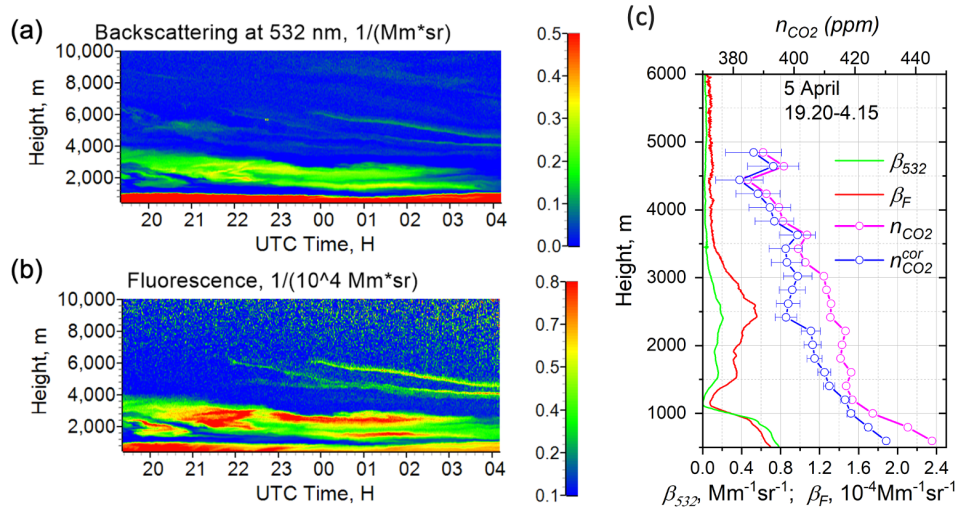


FIGURE 5.8 – Série temporelle de LIFE dans la nuit du 5 au 6 avril 2025 (ATOLL) pour la rétrodiffusion élastique à 532 nm (a) et pour la rétrodiffusion de fluorescence (b). La figure (c) présente les profils moyennés de rétrodiffusion élastique, de fluorescence et concentration en CO_2 (avec et sans correction de l'effet de la fluorescence) .

Dans ce type d'expérience, les signaux parasites ne sont pas négligeables. La fluorescence des aérosols de smoke (BBA), ainsi que la diffusion Raman rotationnelle de l'oxygène, peuvent perturber la mesure. L'étude présentée en annexe B a permis de quantifier ces effets et d'établir une équation reliant le signal total mesuré à la contribution réelle du CO_2 et aux effets parasites.

L'impact de l'oxygène a été évalué et varie entre 1 et 3,5 ppm. En revanche, la fluorescence des particules peut entraîner des surestimations importantes du signal Raman du CO₂.

Pour corriger cela, une méthode basée sur la mesure simultanée du canal de fluorescence à 466 nm a été mise en place. Elle permet d'évaluer un coefficient de transfert/correction entre fluorescence et fausse contribution Raman. Les observations du 5-6 avril 2025 ont permis d'obtenir les premiers profils verticaux expérimentaux de CO₂ atmosphérique par lidar Raman avec LIFE (Figure 5.8).

Le profil observé montre un fort gradient (15 ppm/km) dans la couche limite (0–2 km). Entre 2 et 5 km, le profil est plus stable, avec une décroissance typique d'environ 5 ppm/km, en accord avec les profils in situ obtenus depuis des ballons type AirCore. Les profils de rétrodiffusion et de fluorescence indiquent la présence d'aérosols d'origine organique (BBA) dans la couche limite et jusqu'à 4 km, correspondant au démarrage précoce de la saison des feux en Amérique du Nord. Ces couches de BBA transportent probablement d'autres espèces chimiques, comme du CO₂ local, qui peuvent altérer le profil moyen atmosphérique.

À ce stade, les données restent limitées et aucun profil de validation in situ n'est disponible, ce qui rend difficile une interprétation quantitative plus poussée. Néanmoins, LIFE semble capable de détecter des variations relatives du CO₂ en fonction de l'altitude. Les perturbations liées à la fluorescence constituent la principale source d'incertitude, mais elles peuvent être partiellement corrigées grâce au canal de fluorescence et pourraient être améliorées. Les variations verticales observées semblent réalistes. Les mesures réalisées avec LIFE montrent qu'un signal Raman suffisant est disponible pour établir des profils dans la basse troposphère. La fluorescence reste un point sensible : le canal actuel est encore trop éloigné du signal Raman du CO₂, ce qui rend la correction imparfaite. Pour obtenir des conclusions définitives, des mesures co-localisées avec des radiosondages seront nécessaires. Le biais observé provient vraisemblablement de variations de la sensibilité des détecteurs PMT à la température ambiante.

Conclusion et perspectives

Conclusion

Au cours de ces années de thèse, j’ai pris part et contribué au développement d’un lidar atmosphérique dédié à la mesure et à la caractérisation des aérosols et des gaz. L’idée générale a été de concevoir un instrument complet, depuis sa définition jusqu’à sa validation expérimentale, en s’appuyant sur les différents processus physiques que les lidars peuvent exploiter, comme la diffusion élastique et inélastique, l’absorption ou encore la fluorescence. L’objectif principal était donc de mettre au point un système capable de profiler l’atmosphère de manière fiable, tout en restant “compact”, le plus automatisé possible et robuste pour un usage exploratoire sur le long terme. Le second chapitre a posé les bases théoriques et le contexte instrumental. Il a rappelé les principes fondamentaux du lidar et les différents types existants, élastique, Raman, fluorescence et polarisation, en insistant sur la complémentarité de ces approches. Nous retiendrons aussi l’importance du cadre collaboratif du travail réalisé. Il en est de même de l’approche réseau collaborative dans lequel ces instruments s’intègrent, avec des réseaux comme ACTRIS, EARLINET ou NDACC qui permettent d’assurer une cohérence entre les observations et d’évaluer la qualité des mesures. C’est dans ce contexte que le projet LIFE a été développé, avec la volonté d’apporter un lidar innovant, fiable et adaptable aux besoins des infrastructures de recherche européennes, dans sa version commerciale à venir. Le troisième chapitre s’est concentré sur le dimensionnement et la conception de l’instrument. Chaque élément optique et électronique a été pensé pour garantir à la fois performance, stabilité et simplicité d’utilisation. Le choix du laser, du système d’expansion du faisceau, du télescope et du module de détection a été guidé par la recherche d’un bon compromis entre sensibilité et robustesse. L’attention portée à la supervision et à l’automatisation du fonctionnement a aussi permis d’assurer un contrôle fiable de l’instrument et une acquisition en continu. Ce chapitre a donc posé les fondations du lidar LIFE, en veillant à ce que le système réponde aux exigences scientifiques définies au départ. Le quatrième chapitre, très important, a porté sur l’assemblage et la validation expérimentale de l’instrument. Il présente les étapes clés de l’assemblage, de la calibration et des premières mesures du système LIFE,

prototype destiné à la standardisation ACTRIS. Après la phase de dimensionnement menée conjointement par CIMEL, le LOA, et l'entreprise DECLIC, un prémontage opto-mécanique a été réalisé à l'automne 2024 pour vérifier la compatibilité et la qualité des composants. Les ajustements mécaniques nécessaires ont permis l'intégration complète des sous-systèmes avant livraison au LOA pour recette et alignement. Celui-ci a suivi une séquence précise : télescope, analyseur, puis beam expander, avec un soin particulier apporté à l'alignement des voies optiques et de la polarisation. Les tests préliminaires ont mis en évidence des problèmes mineurs (bruits électroniques, attaques d'anodisation, désalignements) corrigés par des ajustements techniques. La phase de calibration a validé la conformité de l'instrument (difficultés persistent sur la voie 355 nm, fenêtre du télescope). Le travail réalisé a permis de vérifier la cohérence entre les choix de conception et le comportement réel du lidar. Enfin, dans le dernier chapitre, nous avons présenté des exemples d'observations atmosphériques réalisées avec LIFE et montrant la capacité de détection et de caractérisation différentes structures particulières atmosphériques comme des panaches de BBA (smoke) et les nuages. L'exploitation des canaux Raman a montré que l'instrument pouvait aussi fournir des profils d'extinction indépendants, permettant d'estimer les propriétés optiques des particules, ce qui montre que le lidar LIFE est bien adapté à l'étude des processus atmosphériques. Et enfin, une première estimation des profils de CO₂ a été présentée. Dans l'ensemble, cette thèse a permis de concevoir et valider, en partenariat avec CIMEL, et dans le cadre du projet OBS4CLIM, du labex CaPPA et avec le soutien du CPER ECRIN, un instrument complet, stable et automatisé. Dans sa configuration de base, il est à même de fournir des mesures précises et exploitables à long terme. Le lidar LIFE combine de bonnes performances optiques à une architecture compacte et fiable, ce qui en fait un candidat pertinent pour rejoindre les réseaux d'observation internationaux, et un prototype pré-industriel de valeur pour CIMEL

Perspectives

Le lidar LIFE ouvre la voie à des observations atmosphériques plus détaillées et à une meilleure compréhension des aérosols, de leurs interactions avec les nuages et de leur impact sur le climat, tout en préparant le terrain pour des instruments opérationnels déployables à grande échelle. Plusieurs perspectives se dégagent naturellement à l'issue de ce travail.

1. Amélioration des performances et extension de la capacité de fluorescence

L'approche développée dans cette thèse n'a pas couvert toutes les possibilités offertes par une configuration "full" fluorescence. Les lidars à fluorescence spectrométrique permettent de profiler les spectres avec une résolution de quelques

nanomètres, offrant des informations précises sur les aérosols, la vapeur d'eau ou les nuages (Reichardt et al., 2014, 2018 ; Tatarov et al., 2020 ; Sugimoto et al., 2020 ; Reichardt et al., 2023). Cependant, cette approche reste complexe et difficile à intégrer dans des observations de routine. Notre solution, un lidar à fluorescence large bande, intègre des canaux discrets au sein du système LIFE, avec un impact limité sur la mécanique et l'optique. Elle permet d'améliorer la sensibilité et de fournir des informations utiles à la classification des aérosols (urbains, désertiques, polliniques, biomasse) et à l'étude des interactions aérosols-nuages (Veselovskii et al., 2022, 2024). Les défis principaux restent la définition de standards pour les canaux de fluorescence, les procédures de calibration et l'harmonisation des algorithmes de traitement de données. Relever ces défis permettra d'améliorer la comparabilité des mesures et d'élargir les applications de la technique.

2. Extension vers la détection de gaz

La modularité de LIFE ouvre la possibilité d'ajouter des canaux ciblant certains gaz traces, tels que CO₂, CH₄ ou d'autres espèces, pour compléter l'information sur l'atmosphère. Cela constitue une piste prometteuse pour le développement d'instruments hybrides capables de combiner mesures de fluorescence, diffusion Raman et absorption.

3. Applications stratosphériques et suivi long terme

La portée stratosphérique de LIFE offre un intérêt certain pour la surveillance des processus stratosphériques et des échanges avec la troposphère, ouvrant à ATOLL la possibilité de contribuer à NDACC.

4. Développement d'algorithmes et synergies avec les mesures in situ

L'exploitation optimale de LIFE passera également par le développement d'algorithmes de traitement, de classification des aérosols et de correction des effets parasites, ainsi que par la combinaison avec des mesures in situ. Des campagnes de validation en co-localisation avec des radiosondages permettront de confirmer la précision des profils verticaux, en particulier pour les gaz traces.

Valorisation scientifique des travaux de recherches en lien avec ma thèse

J'ai eu l'opportunité de participer à la valorisation des travaux de recherches en lien avec mes activités réalisées au laboratoire concernant les lidars, aussi bien pour les résultats de LILAS que ceux de LIFE. En ce qui concerne les présentations orales, j'ai eu l'opportunité de présenter les travaux réalisés sur LIFE pendant une conférence, et j'ai participé à plusieurs présentations en tant que co-auteur. Le liste de ces présentations est détaillée ci-dessous :

— **W. Boissiere**, Q. Hu, T. Podvin, I. Popovicia I. Veselovskii, D. Ro-

din, S. Victori, P. Goloub, F. Ducos, G. Dubois : Laser Induced Fluorescence Explorer (LIFE) : A high-power, multi-spectral and flexible LIDAR developed in the framework of OBS4CLIM project, Workshop ACTRIS-France, Autrans 2022

- **W. Boissiere**, Qiaoyun Hu, Igor Veselovskii, Ioana Popovici, Thierry Podvin, David Rodin, Stéphane Victori, Bertrand de Brosses, Gaël Dubois, Fabrice Ducos : Laser Induced Fluorescence Explorer (LIFE) : A high power, multi wavelength and flexible lidar developed in the framework of OBS4CLIM, ACTRIS Fr and AGORA Lab, European Lidar Conference - 09/2023
- **Q. Hu**, Philippe Goloub, Igor Veselovskii, Ioana Popovici, Thierry Podvin , Gaël Dubois, Stéphane Victori, William Boissère, Robin Miri, Yuyang Chang, David Rodin, Didier Crozel : Profiling Atmospheric Fluorescence : A key for improving our knowledge of aerosols and their interaction with the environment, Innovation in Atmospheric Measurement Techniques - 06/2023

Par ailleurs, les travaux que j'ai réalisés et auxquels j'ai participé ont pu être publiés dans plusieurs articles, qui sont détaillés ci-dessous :

- Veselovskii, I., Barchunov, B., Hu, Q., Goloub, P., Podvin, T., Korenskii, M., Dubois, G., Boissiere, W., and Kasianik, N. : Retrieval and analysis of the composition of an aerosol mixture through Mie-Raman-Fluorescence lidar observations, *Atmospheric Measurement Techniques*, <https://doi.org/10.5194/amt-17-4137-2024>, 2024
- Veselovskii, I., Hu, Q., Goloub, P., Podvin, T., Boissiere, W., Korenskiy, M., Kasianik, N., Khaykyn, S., and Miri, R. : Derivation of aerosol fluorescence and water vapor Raman depolarization ratios from lidar measurements, *Atmos. Meas. Tech.* 17, 1023–1036, <https://doi.org/10.5194/amt-17-1023-2024>, 2024
- Hu, Q., Goloub, P., Veselovskii, I., Podvin, T., Dubois, G., Khaykin, S., and Boissière, W. : Dual-site lidar observations during the 2023 Canadian wildfires : advanced characterization of biomass burning aerosols with multi-wavelength Raman and multi-channel fluorescence lidar measurements, *Atmos. Chem. Phys.*, soumise, 2025.
- Boissiere W., Hu Q., Goloub P., Veselovskii I., Victori S., Podvin T., Popovici I., Rodin D., Duchateau R., Dubois G., Ducos F. : Laser Indu-

ced Fluorescence Explorer (LIFE) : The automated high power, multi-wavelengths and flexible lidar, en préparation

Bibliographie

- ADAM, M. (2009). « Notes on Temperature-Dependent Lidar Equations ». In : *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology - J ATMOS OCEAN TECHNOL* 26. DOI : 10.1175/2008JTECHA1206.1.
- ALBRECHT, B. A. (1989). « Aerosols, Cloud Microphysics, and Fractional Cloudiness ». In : *Science* 245.4923, p. 1227-1230. DOI : 10.1126/science.245.4923.1227. eprint : <https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/science.245.4923.1227>. URL : <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.245.4923.1227>.
- ANDERSON, T. L. et J. A. OGREN (1998). « Determining Aerosol Radiative Properties Using the TSI 3563 Integrating Nephelometer ». In : *Aerosol Science and Technology* 29.1, p. 57-69. DOI : 10.1080/02786829808965551. eprint : <https://doi.org/10.1080/02786829808965551>. URL : <https://doi.org/10.1080/02786829808965551>.
- ANSMANN, A., M. RIEBESELL, U. WANDINGER, C. WEITKAMP, E. VOSS, W. LAHMANN et W. MICHAELIS (1992). « Combined raman elastic-backscatter LIDAR for vertical profiling of moisture, aerosol extinction, backscatter, and LIDAR ratio ». In : *Applied Physics B* 55. DOI : 10.1007/BF00348608. URL : <https://doi.org/10.1007/BF00348608>.
- BAARS, H., A. ANSMANN, D. ALTHAUSEN, R. ENGELMANN, B. HEESE, D. MÜLLER, P. ARTAXO, M. PAIXAO, T. PAULIQUEVIS et R. SOUZA (2012). « Aerosol profiling with lidar in the Amazon Basin during the wet and dry season ». In : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 117.D21. DOI : <https://doi.org/10.1029/2012JD018338>. eprint : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2012JD018338>. URL : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2012JD018338>.
- BAARS, H., P. SEIFERT, R. ENGELMANN et U. WANDINGER (2017). « Target categorization of aerosol and clouds by continuous multiwavelength-polarization lidar measurements ». In : *Atmospheric Measurement Techniques* 10.9, p. 3175-3201. DOI : 10.5194/amt-10-3175-2017. URL : <https://amt.copernicus.org/articles/10/3175/2017/>.
- BEHRENDT, A. (juin 2006). « Temperature Measurements with Lidar ». In : p. 273-305. ISBN : 0-387-40075-3. DOI : 10.1007/0-387-25101-4_10.

-
- BOHLMANN, S., X. SHANG, V. VAKKARI, E. GIANNAKAKI, A. LESKINEN, K. E. J. LEHTINEN, S. PÄTSI et M. KOMPPULA (2021). « Lidar depolarization ratio of atmospheric pollen at multiple wavelengths ». In : *Atmospheric Chemistry and Physics* 21.9, p. 7083-7097. DOI : 10.5194/acp-21-7083-2021. URL : <https://acp.copernicus.org/articles/21/7083/2021/>.
- BROWELL, E., S. ISMAIL et W. GRANT (1998). « Differential absorption lidar (DIAL) measurements from air and space ». In : *Applied Physics B* 67, p. 399-410. DOI : <https://doi.org/10.1007/s003400050523>. URL : <https://link.springer.com/article/10.1007/s003400050523>.
- BUCHOLTZ, A. (1995). « Rayleigh-scattering calculations for the terrestrial atmosphere ». In : *Appl. Opt.* 34.15, p. 2765-2773. DOI : 10.1364/AO.34.002765. URL : <https://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-34-15-2765>.
- BURTON, S. P., R. A. FERRARE, C. A. HOSTETLER, J. W. HAIR, R. R. ROGERS, M. D. OBLAND, C. F. BUTLER, A. L. COOK, D. B. HARPER et K. D. FROYD (2012). « Aerosol classification using airborne High Spectral Resolution Lidar measurements – methodology and examples ». In : *Atmospheric Measurement Techniques* 5.1, p. 73-98. DOI : 10.5194/amt-5-73-2012. URL : <https://amt.copernicus.org/articles/5/73/2012/>.
- CHINA, S., C. MAZZOLENI, K. GORKOWSKI, A. C. AIKEN et M. K. DUBEY (2013). « Morphology and mixing state of individual freshly emitted wildfire carbonaceous particles ». In : *Nature Communications* 4. DOI : <https://doi.org/10.1038/ncomms3122>. URL : <https://www.nature.com/articles/ncomms3122>.
- DONOVAN, D. P., P. KOLLIAS, A. VELÁZQUEZ BLÁZQUEZ et G.-J. van ZADELHOFF (2023). « The generation of EarthCARE L1 test data sets using atmospheric model data sets ». In : *Atmospheric Measurement Techniques* 16.21, p. 5327-5356. DOI : 10.5194/amt-16-5327-2023. URL : <https://amt.copernicus.org/articles/16/5327/2023/>.
- DUCOS, F., Q. HU et I. POPOVICI (juill. 2022). « AUSTRAL User's Guide AUtomedated Server for the TReatment of Atmospheric Lidars ». In.
- FELIDJ, NORDIN (2016). « Introduction à... La spectroscopie Raman et la diffusion exaltée de surface ». In : *Photoniques* 81, p. 46-49. DOI : 10.1051/photon/20168146. URL : <https://doi.org/10.1051/photon/20168146>.
- FLAMANT, C., J.-P. CHABOUREAU, J. DELANOË, M. GAETANI, C. JAMET, C. LAVAYSSE, O. BOCK, M. BORNE, Q. CAZENAVE, P. COUTRIS, J. CUESTA, L. MENUT, C. AUBRY, A. BENEDETTI, P. BOSSER, S. BOUNISSOU, C. CAUDOUX, H. COLLOMB, T. DONAL et A. TAKEISHI (fév. 2024). « Cyclogenesis in the Tropical Atlantic : First Scientific Highlights from the Clouds–Atmospheric Dynamics–Dust Interactions in West Africa (CAD-DIWA) Field Campaign ». In : *Bulletin of the American Meteorological Society* 105, E387-E417. DOI : 10.1175/BAMS-D-23-0230.1.

-
- FLOUTSI, A. A., H. BAARS, R. ENGELMANN, D. ALTHAUSEN, A. ANSMANN, S. BOHLMANN, B. HEESE, J. HOFER, T. KANITZ, M. HAARIG, K. OHNEISER, M. RADENZ, P. SEIFERT, A. SKUPIN, Z. YIN, S. F. ABDULLAEV, M. KOMPPULA, M. FILIOGLOU, E. GIANNAKAKI, I. S. STACHLEWSKA, L. JANICKA, D. BORTOLI, E. MARINOU, V. AMIRIDIS, A. GIALITAKI, R.-E. MAMOURI, B. BARJA et U. WANDINGER (2023). « DeLiAn – a growing collection of depolarization ratio, lidar ratio and Ångström exponent for different aerosol types and mixtures from ground-based lidar observations ». In : *Atmospheric Measurement Techniques* 16.9, p. 2353-2379. DOI : 10.5194/amt-16-2353-2023. URL : <https://amt.copernicus.org/articles/16/2353/2023/>.
- FREUDENTHALER, V., H. LINNÉ, A. CHAIKOVSKI, D. RABUS et S. GROSS (2018). « EARLINET lidar quality assurance tools ». In : *Atmospheric Measurement Techniques Discussions* 2018, p. 1-35. DOI : 10.5194/amt-2017-395. URL : <https://amt.copernicus.org/preprints/amt-2017-395/>.
- FREUDENTHALER, V. (2016). « About the effects of polarising optics on lidar signals and the Delta 90 calibration ». In : *Atmospheric Measurement Techniques* 9, p. 4181-4255.
- FREUDENTHALER, V., M. ESSELBORN, M. WIEGNER, B. HEESE, M. TESCHE, A. ANSMANN, D. MÜLLER, D. ALTHAUSEN, M. WIRTH, A. FIX, G. EHRET, P. KNIPPERTZ, C. TOLEDANO, J. GASTEIGER, M. GARHAMMER et M. SEEFELDNER (2009). « Depolarization ratio profiling at several wavelengths in pure Saharan dust during SAMUM 2006 ». In : *Tellus B* 61.1, p. 165-179. DOI : <https://doi.org/10.1111/j.1600-0889.2008.00396.x>. eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1111/j.1600-0889.2008.00396.x>. URL : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1111/j.1600-0889.2008.00396.x>.
- GABEY, A. M., M. W. GALLAGHER, J. WHITEHEAD, J. R. DORSEY, P. H. KAYE et W. R. STANLEY (2010). « Measurements and comparison of primary biological aerosol above and below a tropical forest canopy using a dual channel fluorescence spectrometer ». In : *Atmospheric Chemistry and Physics* 10.10, p. 4453-4466. DOI : 10.5194/acp-10-4453-2010. URL : <https://acp.copernicus.org/articles/10/4453/2010/>.
- GAST, B., C. JIMENEZ, A. ANSMANN, M. HAARIG, R. ENGELMANN, F. FRITZSCH, A. A. FLOUTSI, H. GRIESCHE, K. OHNEISER, J. HOFER, M. RADENZ, H. BAARS, P. SEIFERT et U. WANDINGER (2025). « Invisible aerosol layers : improved lidar detection capabilities by means of laser-induced aerosol fluorescence ». In : *Atmospheric Chemistry and Physics* 25.7, p. 3995-4011. DOI : 10.5194/acp-25-3995-2025. URL : <https://acp.copernicus.org/articles/25/3995/2025/>.

-
- GIBERT, F. (2025). « MicroPulse DIAL (MPD) – a diode-laser-based lidar architecture for quantitative atmospheric profiling ». In : *Open Editions XIII.1*. DOI : <https://doi.org/10.4000/13dh6>. URL : <http://journals.openedition.org/hrc/12077>.
- GIBERT, F., D. EDOUART, C. CÉNAC, F. L. MOUNIER et A. DUMAS (juill. 2015). « 2- μm Ho emitter-based coherent DIAL for CO2 profiling in the atmosphere ». In : *Opt. Lett.* 40.13, p. 3093-3096. DOI : 10.1364/OL.40.003093. URL : <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-40-13-3093>.
- GODIN-BEEKMANN, S., J. PORTENEUVE et A. GARNIER (2003). « Systematic DIAL lidar monitoring of the stratospheric ozone vertical distribution at Observatoire de Haute-Provence (43.92°N, 5.71°E) ». In : *J. Environ. Monit.* 5, p. 57-67. DOI : 10.1039/B205880D. URL : <http://dx.doi.org/10.1039/B205880D>.
- GROSS, S., M. ESSELBORN, F. ABICHT, M. WIRTH, A. FIX et A. MINIKIN (2013). « Airborne high spectral resolution lidar observation of pollution aerosol during EUCAARI-LONGREX ». In : *Atmospheric Chemistry and Physics* 13.5, p. 2435-2444. DOI : 10.5194/acp-13-2435-2013. URL : <https://acp.copernicus.org/articles/13/2435/2013/>.
- HANSEN, J., M. SATO et R. RUEDY (1997). « Radiative forcing and climate response ». In : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 102.D6, p. 6831-6864. DOI : <https://doi.org/10.1029/96JD03436>. eprint : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/96JD03436>. URL : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/96JD03436>.
- HEALY, D. A., D. J. O'CONNOR, A. M. BURKE et J. R. SODEAU (2012). « A laboratory assessment of the Waveband Integrated Bioaerosol Sensor (WIBS-4) using individual samples of pollen and fungal spore material ». In : *Atmospheric Environment* 60, p. 534-543. ISSN : 1352-2310. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.atmosenv.2012.06.052>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1352231012006152>.
- HOWES, N., F. INNOCENTI, A. FINLAYSON, C. DIMOPOULOS, R. ROBINSON et T. GARDINER (2023). « Remote Measurements of Industrial CO2 Emissions Using a Ground-Based Differential Absorption Lidar in the 2 μ m Wavelength Region ». In : *Remote Sensing* 15.22. ISSN : 2072-4292. DOI : 10.3390/rs15225403. URL : <https://www.mdpi.com/2072-4292/15/22/5403>.
- HU, Q. (2018). « Advanced aerosol characterization using sun/sky photometer and multi-wavelength Mie-Raman lidar measurements ». URL : <http://www.theses.fr/2018LILUR078/document>.
- HU, Q., P. GOLOUB, I. VESELOVSKII et T. PODVIN (avr. 2022). « The characterization of long-range transported North American biomass burning

-
- plumes : what can a multi-wavelength Mie–Raman-polarization-fluorescence lidar provide ? » In : *Atmospheric Chemistry and Physics* 22, p. 5399-5414. DOI : 10.5194/acp-22-5399-2022.
- HU, Q., H. WANG, P. GOLOUB, Z. LI, I. VESELOVSKII, T. PODVIN, K. LI et M. KORENSKIY (mai 2020). « The characterization of Taklamakan dust properties using a multi-wavelength Raman polarization lidar in Kashi, China ». In : DOI : 10.5194/acp-2020-375.
- HUBER, K. P. et G. HERZBERG (1950). « Molecular Spectra and Molecular Structure ». In : ISBN : 978-1-4757-0961-2. DOI : <https://doi.org/10.1007/978-1-4757-0961-2>.
- HUFFMAN, J. A., A. E. PERRING, N. J. SAVAGE, B. CLOT, B. CROUZY, F. TUMMON, O. SHOSHANIM, B. DAMIT, J. SCHNEIDER, V. SIVAPRAKASAM, M. A. ZAWADOWICZ, I. CRAWFORD, M. GALLAGHER, D. TOPPING, D. C. DOUGHTY, S. C. HILL et Y. PAN (2020). « Real-time sensing of bioaerosols : Review and current perspectives ». In : *Aerosol Science and Technology* 54.5, p. 465-495. DOI : 10.1080/02786826.2019.1664724. eprint : <https://doi.org/10.1080/02786826.2019.1664724>. URL : <https://doi.org/10.1080/02786826.2019.1664724>.
- HUNT, W. H., D. M. WINKER, M. A. VAUGHAN, K. A. POWELL, P. L. LUCKER et C. WEIMER (2009). « CALIPSO Lidar Description and Performance Assessment ». In : *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 26.7, p. 1214-1228. DOI : 10.1175/2009JTECHA1223.1. URL : https://journals.ametsoc.org/view/journals/atot/26/7/2009jtech1223_1.xml.
- ILLINGWORTH, A. J., H. W. BARKER, A. BELJAARS, M. CECCALDI, H. CHEPFER, N. CLERBAUX, J. COLE, J. DELANOË, C. DOMENECH, D. P. DONOVAN, S. FUKUDA, M. HIRAKATA, R. J. HOGAN, A. HUENERBEIN, P. KOLLIAS, T. KUBOTA, T. NAKAJIMA, T. Y. NAKAJIMA, T. NISHIZAWA, Y. OHNO, H. OKAMOTO, R. OKI, K. SATO, M. SATOH, M. W. SHEPHARD, A. VELÁZQUEZ-BLÁZQUEZ, U. WANDINGER, T. WEHR et G.-J. van ZADELHOFF (2015). « The EarthCARE Satellite : The Next Step Forward in Global Measurements of Clouds, Aerosols, Precipitation, and Radiation ». In : *Bulletin of the American Meteorological Society* 96.8, p. 1311-1332. DOI : 10.1175/BAMS-D-12-00227.1. URL : <https://journals.ametsoc.org/view/journals/bams/96/8/bams-d-12-00227.1.xml>.
- IMMLER, F., D. ENGELBART et O. SCHREMS (2005). « Fluorescence from atmospheric aerosol detected by a lidar indicates biogenic particles in the lowermost stratosphere ». In : *Atmospheric Chemistry and Physics* 5.2, p. 345-355. DOI : 10.5194/acp-5-345-2005. URL : <https://acp.copernicus.org/articles/5/345/2005/>.

-
- KATTAWAR, G. W., A. T. YOUNG et T. J. HUMPHREYS (fév. 1981). « Inelastic scattering in planetary atmospheres. I - The Ring effect, without aerosols ». In : *apj* 243, p. 1049-1057. DOI : 10.1086/158669.
- KAYE, P., W. STANLEY, E. HIRST, E. FOOT, K. BAXTER et S. BARRINGTON (mai 2005). « Single particle multichannel bio-aerosol fluorescence sensor ». In : *Optics Express* 13, p. 3583-3593. DOI : 10.1364/OPEX.13.003583.
- KHAYKIN, S., A. HAUCHECORNE, R. WING, P. KECKHUT, S. GODIN-BEEKMANN, J. PORTENEUVE, J.-F. MARISCAL et J. SCHMITT (mars 2020). « Doppler lidar at Observatoire de Haute-Provence for wind profiling up to 75 km altitude : performance evaluation and observations ». In : *Atmospheric Measurement Techniques* 13, p. 1501-1516. DOI : 10.5194/amt-13-1501-2020.
- KLETT, J. (juin 1985). « Lidar inversion with variable backscatter/extinction ratios ». In : *Applied Optics* 24, p. 1638-1643. DOI : 10.1364/AO.24.001638.
- KOKKALIS, P. (2017). « Using paraxial approximation to describe the optical setup of a typical EARLINET lidar system ». In : *Atmospheric Measurement Techniques* 10.8, p. 3103-3115. DOI : 10.5194/amt-10-3103-2017. URL : <https://amt.copernicus.org/articles/10/3103/2017/>.
- KONG, Z., X. YANG et L. MEI (juill. 2023). « Theoretical and experimental investigation of the molecular depolarization ratio for broadband polarization lidar techniques ». In : *Optics Express* 31, p. 24897-24913. DOI : 10.1364/OE.494950.
- LESIGNE, T., F. RAVETTA, A. PODGLAJEN, V. MARIAGE et J. PELON (nov. 2023). « Observations of Tropical Tropopause Layer clouds from a balloon-borne lidar ». In : DOI : 10.5194/egusphere-2023-2763.
- LOHMANN, U. (2017). « Why does knowledge of past aerosol forcing matter for future climate change? » In : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 122.9, p. 5021-5023. DOI : <https://doi.org/10.1002/2017JD026962>. eprint : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/2017JD026962>. URL : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2017JD026962>.
- MACIEL, F. V., M. DIAO et R. PATNAUDE (2023). « Examination of aerosol indirect effects during cirrus cloud evolution ». In : *Atmospheric Chemistry and Physics* 23.2, p. 1103-1129. DOI : 10.5194/acp-23-1103-2023. URL : <https://acp.copernicus.org/articles/23/1103/2023/>.
- MARIAGE, V., J. PELON, F. BLOUZON, S. VICTORI, N. GEYSKENS, N. AMAROUCHE, C. DREZEN, A. GUILLOT, M. CALZAS, M. GARRACIO, N. WEGMULLER, N. SENNECHAELE et C. PROVOST (jan. 2017). « IAOOS microlidar-on-buoy development and first atmospheric observations obtained during 2014 and 2015 arctic drifts ». In : *Optics Express* 25, A73-A84. DOI : 10.1364/OE.25.000A73.

-
- MEASURES, R. M. (1984). « Laser remote sensing : fundamentals and applications ». In : Krieger. Chap. 7, p. 238.
- MIRI, R., O. PUJOL, Q. HU, P. GOLOUB, I. VESELOVSKII, T. PODVIN et F. DUCOS (2025). « FLARE-GMM : an automatic aerosol typing model based on Mie-Raman-fluorescence lidar measurements with LILAS ». In : *EGUsphere* 2025, p. 1-30. DOI : 10.5194/egusphere-2025-2822. URL : <https://egusphere.copernicus.org/preprints/2025/egusphere-2025-2822/>.
- NEHRIR, A. R., C. KIEMLE, M. D. LEBSOCK, G. KIRCHENGAST, S. A. BUEHLER, U. LÖHNERT, C.-L. LIU, P. C. HARGRAVE, M. BARRERA-VERDEJO et D. M. WINKER (nov. 2017). « Emerging Technologies and Synergies for Airborne and Space-Based Measurements of Water Vapor Profiles ». In : *Surveys in Geophysics* 38.6, p. 1445-1482. ISSN : 1573-0956. DOI : 10.1007/s10712-017-9448-9. URL : <https://doi.org/10.1007/s10712-017-9448-9>.
- PAN, Y.-L. (2015). « Detection and characterization of biological and other organic-carbon aerosol particles in atmosphere using fluorescence ». In : *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 150. Topical issue on optical particle characterization and remote sensing of the atmosphere : Part I, p. 12-35. ISSN : 0022-4073. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2014.06.007>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022407314002672>.
- PASCHOU, P., N. SIOMOS, A. TSEKERI, A. LOURIDAS, G. GEORGOUSSIS, V. FREUDENTHALER, I. BINIETOGLU, G. TSAKNAKIS, A. TAVERNARAKIS, C. EVANGELATOS, J. von BISMARCK, T. KANITZ, C. MELETI, E. MARINOU et V. AMIRIDIS (2022). « The eVe reference polarisation lidar system for the calibration and validation of the Aeolus L2A product ». In : *Atmospheric Measurement Techniques* 15.7, p. 2299-2323. DOI : 10.5194/amt-15-2299-2022. URL : <https://amt.copernicus.org/articles/15/2299/2022/>.
- PLATT, C. M. R. (1973). « Lidar and Radiometric Observations of Cirrus Clouds ». In : *Journal of Atmospheric Sciences* 30.6, p. 1191-1204. DOI : 10.1175/1520-0469(1973)030<1191:LAR00C>2.0.CO;2. URL : https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/30/6/1520-0469_1973_030_1191_larooc_2_0_co_2.xml.
- QUAAS, J., A. AROLA, B. CAIRNS, M. CHRISTENSEN, H. DENEKE, A. M. L. EKMAN, G. FEINGOLD, A. FRIDLIND, E. GRYSPEERDT, O. HASEKAMP, Z. LI, A. LIPPONEN, P.-L. MA, J. MÜLMENSTÄDT, A. NENES, J. E. PENNER, D. ROSENFELD, R. SCHRÖDNER, K. SINCLAIR, O. SOURDEVAL, P. STIER, M. TESCHE, B. van DIEDENHOVEN et M. WENDISCH (2020). « Constraining the Twomey effect from satellite observations : issues and perspectives ». In : *Atmospheric Chemistry and Physics* 20.23, p. 15079-15099.

-
- DOI : 10.5194/acp-20-15079-2020. URL : <https://acp.copernicus.org/articles/20/15079/2020/>.
- REICHARDT, J., O. BEHRENDT et F. LAUERMANN (oct. 2022). « Spectrometric fluorescence and Raman lidar : Absolute calibration of aerosol fluorescence spectra and fluorescence correction of humidity measurements ». In : DOI : 10.5194/amt-2022-276.
- RIANDET, A., I. XUEREF-REMY, I. POPOVICI, L. LELANDAIS, A. ARMENGAUD et P. GOLOUB (fév. 2023). « Diurnal and Seasonal Variability in the Atmospheric Boundary-Layer Height in Marseille (France) for Mistral and Sea/Land Breeze Conditions ». In : *Remote Sensing* 15, p. 1185. DOI : 10.3390/rs15051185.
- SAITO, Y., T. HOSOKAWA et K. SHIRAISHI (jan. 2022). « Collection of excitation-emission-matrix fluorescence of aerosol-candidate-substances and its application to fluorescence lidar monitoring ». In : *Appl. Opt.* 61.3, p. 653-660. DOI : 10.1364/AO.445507. URL : <https://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-61-3-653>.
- SAITO, Y., K. ICHIHARA, K. MORISHITA, K. UCHIYAMA, F. KOBAYASHI et T. TOMIDA (2018). « Remote Detection of the Fluorescence Spectrum of Natural Pollens Floating in the Atmosphere Using a Laser-Induced-Fluorescence Spectrum (LIFS) Lidar ». In : *Remote Sensing* 10.10. ISSN : 2072-4292. DOI : 10.3390/rs10101533. URL : <https://www.mdpi.com/2072-4292/10/10/1533>.
- SPÄTH, F., A. BEHRENDT, S. K. 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 ». In : *Atmospheric Measurement Techniques* 9.4, p. 1701-1720. DOI : 10.5194/amt-9-1701-2016. URL : <https://amt.copernicus.org/articles/9/1701/2016/>.
- SPULER, S. M., M. HAYMAN, R. A. STILLWELL, J. CARNES, T. BERNATSKY et K. S. REPASKY (2021). « MicroPulse DIAL (MPD) – a diode-laser-based lidar architecture for quantitative atmospheric profiling ». In : *Atmospheric Measurement Techniques* 14.6, p. 4593-4616. DOI : 10.5194/amt-14-4593-2021. URL : <https://amt.copernicus.org/articles/14/4593/2021/>.
- STEVENS, B. et G. FEINGOLD (oct. 2009). « Untangling aerosol effects on clouds and precipitation in a buffered system ». In : *Nature* 461.7264, p. 607-613. ISSN : 1476-4687. DOI : 10.1038/nature08281. URL : <https://doi.org/10.1038/nature08281>.
- SUGIMOTO, N., Z. HUANG, T. NISHIZAWA, I. MATSUI et B. TATAROV (oct. 2012). « Study of fluorescence of atmospheric aerosols using a lidar spectrometer ». In : *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering* 8526. DOI : 10.1117/12.977177.

-
- TOPRAK, E. et M. SCHNAITER (2013). « Fluorescent biological aerosol particles measured with the Waveband Integrated Bioaerosol Sensor WIBS-4 : laboratory tests combined with a one year field study ». In : *Atmospheric Chemistry and Physics* 13.1, p. 225-243. DOI : 10.5194/acp-13-225-2013. URL : <https://acp.copernicus.org/articles/13/225/2013/>.
- TWOMEY, S. (1974). « Pollution and the planetary albedo ». In : *Atmospheric Environment (1967)* 8.12, p. 1251-1256. ISSN : 0004-6981. DOI : [https://doi.org/10.1016/0004-6981\(74\)90004-3](https://doi.org/10.1016/0004-6981(74)90004-3). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0004698174900043>.
- (1977). « The Influence of Pollution on the Shortwave Albedo of Clouds ». In : *Journal of Atmospheric Sciences* 34.7, p. 1149-1152. DOI : 10.1175/1520-0469(1977)034<1149:TIOPOT>2.0.CO;2. URL : https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/34/7/1520-0469_1977_034_1149_tiopot_2_0_co_2.xml.
- TWOMEY, S., M. PIEPGRASS et T. L. WOLFE (1984). « An assessment of the impact of pollution on global cloud albedo ». In : *Tellus B* 36B.5, p. 356-366. DOI : <https://doi.org/10.1111/j.1600-0889.1984.tb00254.x>. eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1111/j.1600-0889.1984.tb00254.x>. URL : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1111/j.1600-0889.1984.tb00254.x>.
- VESELOVSKII, I., P. GOLOUB, Q. HU, T. PODVIN, D. N. WHITEMAN, M. KORENSKIY et E. LANDULFO (2019). « Profiling of CH₄ background mixing ratio in the lower troposphere with Raman lidar : a feasibility experiment ». In : *Atmospheric Measurement Techniques* 12.1, p. 119-128. DOI : 10.5194/amt-12-119-2019. URL : <https://amt.copernicus.org/articles/12/119/2019/>.
- VESELOVSKII, I., Q. HU, A. ANSMANN, P. GOLOUB, T. PODVIN et M. KORENSKIY (2022a). « Fluorescence lidar observations of wildfire smoke inside cirrus : a contribution to smoke-cirrus interaction research ». In : *Atmospheric Chemistry and Physics* 22.8, p. 5209-5221. DOI : 10.5194/acp-22-5209-2022. URL : <https://acp.copernicus.org/articles/22/5209/2022/>.
- VESELOVSKII, I., Q. HU, P. GOLOUB, T. PODVIN, B. BARCHUNOV et M. KORENSKIY (2022b). « Combining Mie-Raman and fluorescence observations : a step forward in aerosol classification with lidar technology ». In : *Atmospheric Measurement Techniques* 15.16, p. 4881-4900. DOI : 10.5194/amt-15-4881-2022. URL : <https://amt.copernicus.org/articles/15/4881/2022/>.
- VESELOVSKII, I., Q. HU, P. GOLOUB, T. PODVIN, W. BOISSIERE, M. KORENSKIY, N. KASIANIK, S. KHAYKYN et R. MIRI (2024). « Derivation of depolarization ratios of aerosol fluorescence and water vapor Raman backscatters from lidar measurements ». In : *Atmospheric Measurement Techniques*

-
- 17.3, p. 1023-1036. DOI : 10.5194/amt-17-1023-2024. URL : <https://amt.copernicus.org/articles/17/1023/2024/>.
- VESELOVSKII, I., Q. HU, P. GOLOUB, T. PODVIN, M. KORENSKIY, O. PUJOL, O. DUBOVIK et A. LOPATIN (2020). « Combined use of Mie–Raman and fluorescence lidar observations for improving aerosol characterization : feasibility experiment ». In : *Atmospheric Measurement Techniques* 13.12, p. 6691-6701. DOI : 10.5194/amt-13-6691-2020. URL : <https://amt.copernicus.org/articles/13/6691/2020/>.
- VESELOVSKII, I., N. KASIANIK, M. KORENSKII, Q. HU, P. GOLOUB, T. PODVIN et D. LIU (2023). « Multiwavelength fluorescence lidar observations of smoke plumes ». In : *Atmospheric Measurement Techniques* 16.8, p. 2055-2065. DOI : 10.5194/amt-16-2055-2023. URL : <https://amt.copernicus.org/articles/16/2055/2023/>.
- VLADIMIR E. ZUEV, I. E. N. (2013). « Inverse Problems of Lidar Sensing of the Atmosphere ». In : Springer Berlin, Heidelberg. Chap. 4, p. 196.
- VOLTEN, H., O. MUÑOZ, E. ROL, J. F. de HAAN, W. VASSEN, J. W. HOVENIER, K. MUINONEN et T. NOUSIAINEN (2001). « Scattering matrices of mineral aerosol particles at 441.6 nm and 632.8 nm ». In : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 106.D15, p. 17375-17401. DOI : <https://doi.org/10.1029/2001JD900068>. eprint : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2001JD900068>. URL : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2001JD900068>.
- WANDINGER, U. (mars 2006). « Raman Lidar ». In : p. 241-271. ISBN : 0-387-40075-3. DOI : 10.1007/0-387-25101-4_9.
- WANG, S. C. et R. C. FLAGAN (1989). « Scanning Electrical Mobility Spectrometer ». In : *Aerosol Science and Technology* 13, p. 230-240. URL : <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:97704153>.
- WEITKAMP, C. (2005). « Lidar : Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere ». In : Springer New York, NY. Chap. 1, p. 6.

Annexe A

Schéma complet du superviseur de LIFE

La figure située sur la page suivante illustre en détail le fonctionnement du superviseur prévu pour LIFE. Sa version simplifiée se situe en figure 3.18.

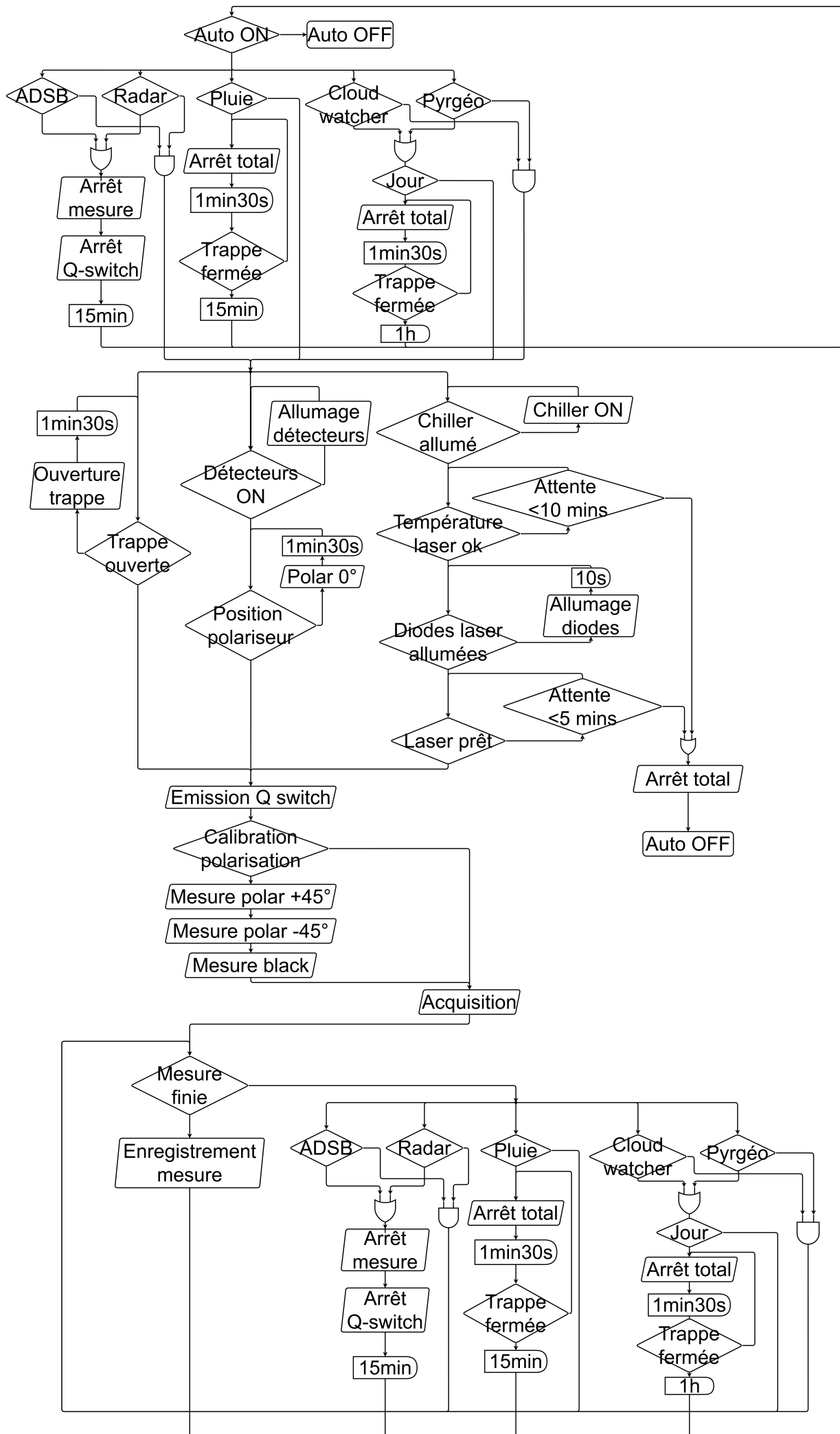


FIGURE A.1 – Schéma détaillé du superviseur de LIFE.

De plus, l'ensemble des éléments utilisés sur cette figure est résumé dans le tableau A.1 suivant.

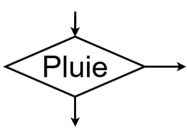
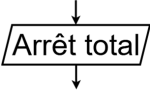
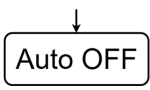
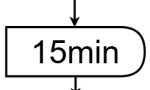
Forme	Fonction	Exemple
	Porte logique ET	Si les deux capteurs ne détectent pas de nuages, alors ce test est vérifié
	Porte logique OU	Si au moins un des deux capteurs détecte un nuage, alors ce test est vérifié
	Test logique	Si le capteur détecte de la pluie, alors le test est vérifié et le chemin continue vers le bas, sinon il continue sur le côté
	Action	L'ordre est envoyé à l'instrument de s'arrêter totalement, c'est à dire d'éteindre tous les éléments et de fermer la trappe
	Etat	L'instrument passe dans l'état "AUTO OFF", donc il quitte le mode "AUTO ON"
	Temporisation	Une temporisation de 15 mins est imposée avant de poursuivre le chemin

TABLEAU A.1 – Description des éléments contenus dans le diagramme du superviseur de LIFE

Annexe B

Feasibility of Raman lidar for profiling CO₂ mixing ratio in the lower troposphere

IGOR VESELOVSKI¹, QIAOYUN HU², PHILIPPE GOLOUB², THIERRY PODVIN², WILLIAM BOISSIERE², G. DUBOIS², MIKHAIL KORENSKIY¹

¹*Prokhorov General Physics Institute, 119991, Vavilova st., 38, Moscow, Russia.*

²*Univ. Lille, CNRS, UMR 8518 - LOA - Laboratoire d'Optique Atmosphérique, F-59650 Lille, France*
qiaoyun.hu@univ-lille.fr

Abstract: This study explores the potential of Raman lidar technology for vertical profiling CO₂ mixing ratios in the atmosphere. Measurements taken in 2023 at the ATOLL observatory, Laboratoire d'Optique Atmosphérique, University of Lille, France, demonstrate the promising capabilities of a Raman lidar system. This system is equipped with a 355 nm laser emitting 90 mJ pulses and a receiving telescope with a 400 mm aperture. It effectively derives vertical CO₂ distributions with a vertical resolution of 200 meters up to heights of 4 kilometers, given several hours of signal accumulation. Notably, the lidar operates without calibrating CO₂ concentrations, allowing only for the assessment of relative changes in CO₂ mixing ratios with height. However, aerosol fluorescence introduces uncertainties in the CO₂ measurements. To address this issue, a correction approach using single-channel fluorescence measurements is proposed, which could potentially enhance the measurement precision.

1. Introduction

Greenhouse gases, such as carbon dioxide and methane, contribute to global warming by trapping heat in the Earth's atmosphere. Therefore, monitoring the levels of these gases, as well as their vertical gradients in the atmosphere, is essential for understanding the impacts of climate change. While the column content of CO₂ and CH₄ can be derived from satellite observations, vertical profiling of these gases can be achieved using lidars. Differential absorption lidars (DIAL) are a recognized remote sensing technique for monitoring atmospheric emissions. The suitable absorption lines of CH₄ and CO₂ used in DIAL observations are located in the shortwave infrared (SWIR) spectral range, necessitating specialized tunable laser sources. Additionally, due to low Rayleigh scattering in the SWIR region, profiling is possible only when there are significant amounts of aerosols, which provide sufficient scattered light. Otherwise, geophysical targets are utilized. Consequently, DIAL typically provides only column-integrated values of gas content [1-6].

Raman lidars, in contrast, utilize standard UV off-the-shelf Nd:YAG lasers and can operate in aerosol-free atmospheres. They offer significant potential for probing atmospheric gas constituents with high range resolution [7]. The Raman technique is most efficient when applied to gases that are abundant in the atmosphere and have a high Raman scattering cross-section. Additionally, the Raman spectrum of the target molecule should be isolated from potentially interfering species. A notable example of the successful application of this technique is the Raman measurement of atmospheric water vapor, which is widely used today [8-9 and references therein]. The progress in water vapor measurements has spurred attempts to apply the Raman technique to important greenhouse gases, such as methane and carbon dioxide. A significant challenge in using Raman lidars for these gases is the low backscattered power of the Raman signal. The background mixing ratios of CH₄ and CO₂ are approximately 2 ppm and 400 ppm, respectively. Compared to the water vapor signal, which corresponds to a mixing ratio of 5 g/kg, the Raman backscatter of CH₄ and CO₂ is about 2,000 and 100 times lower, respectively. However, ongoing advancements in laser technology, detectors, and optical filter development are making Raman measurements for these gases increasingly feasible. Recent results in [10] show that profiling the background methane content is achievable with a common lidar system, which utilizes a laser power output of 1.4 W at 355 nm and a receiving telescope with a 400 mm aperture, although several hours of signal accumulation are needed.

The power of backscattered Raman signal from gas “x” is proportional to the product $N_x \times \sigma_x$, where N_x and σ_x are the number of molecules and their Raman cross section respectively. For background concentration of CO₂ this product is approximately factor 20 higher than that of methane, making the task of CO₂ profiling easier. However, to track the changes of CO₂ in the atmosphere the accuracy of CO₂ measurements should be at 1% level, meaning that statistical errors and uncertainty of calibration should be below this threshold. Such calibration accuracy at present is unattainable for Raman lidars.

While achieving absolute measurements of CO₂ concentration with Raman lidars may be challenging, the measurement precision (repeatability) still allows for the identification of relative changes in concentration within a given vertical profile. Existing observations conducted by airborne instruments have shown, that CO₂ concentration can vary significantly with height. For example, measurements above eastern Amazonia reveal variations of the CO₂ mixing ratio up to 5 ppm within 1-4 km height range [11]. Additionally, a significant drawdown of CO₂ (approximately 30 ppm) was observed near the surface [12]. In this context, Raman lidars can be advantageous in providing information about gradients in CO₂ concentration in the lower troposphere.

The first attempts of Raman measurements of CO₂ date back to the 1990s [13]. While the potential for CO₂ profiling was confirmed in later publications [14-15], Raman lidars have not yet been utilized for study of CO₂ vertical distribution. However, the recent development of powerful compact laser sources based on diode-pumped Nd:YAG lasers has renewed interest in CO₂ Raman measurements. Moreover, discussions have emerged regarding the possibility of performing such measurements from space [16]. For such applications, it is crucial to evaluate the factors that affect the precision of the Raman technique. One such interfering factor is aerosol fluorescence. Fluorescence has a wide spectrum starting almost immediately after the laser wavelength and penetrates within the Raman channels, causing an enhancement of the observed signal. This effect has been discussed in recent publications by [9, 17, 18], particularly in relation to water vapor measurements. In [10] an increase in CH₄-Raman channel was reported in the planetary boundary layer (PBL) and within elevated smoke layers. These enhancements could be caused by fluorescence; however, at that time, the Raman lidar (LILAS) was not equipped with a fluorescence channel. Therefore, the evaluation of the influence of aerosol fluorescence on CH₄ measurement was not possible.

In 2023, Raman lidar measurements of CO₂ were conducted simultaneously with fluorescence measurements at ATOLL observatory (ATmospheric Observation at liLLe), Laboratoire d'Optique Atmosphérique, University of Lille, France. In this article, we present results on the vertical profiling of CO₂ and the impact of aerosol fluorescence on CO₂ profiles was evaluated.

2. Experimental setup and data analysis

2.1 Lidar system

The observations were performed with LILAS Mie-Raman lidar in operation at ATOLL. The lidar is based on a tripled Nd:YAG laser with a 20 Hz repetition rate, and pulse energy of 90 mJ at 355 nm. The backscattered light is collected by a 40-cm aperture Newtonian telescope. The outputs of the detectors are recorded at 7.5 m range resolution using Licel transient recorders that incorporate both analog and photon-counting electronics. The full geometrical overlap of the laser beam and the telescope field of view is achieved at approximately 1000 m height. LILAS allows the acquisition the profiles of three aerosol backscattering (355, 532, 1064 nm) and two extinction coefficients (355, 532 nm). Besides, it contains the fluorescence channel of 44 nm width centered at 466 nm [19]. For CO₂ Raman measurements, an additional channel was installed. The 2v₂ Raman line with a frequency shift of 1285 cm⁻¹ was utilized for CO₂ detection. An interference filter with a width of 0.3 nm (produced by Alluxa) was centered at 371.7 nm. The filter's peak transmission is approximately 80%, with specified suppression of 355 nm and 532 nm radiation of greater than 12 orders. All measurements were conducted during nighttime only.

The Raman signal from CO₂ is weak and should be averaged over temporal interval τ_{av} to achieve statistical uncertainties below 1%. The estimation of τ_{av} was conducted similarly to that for methane in [10]. We assumed a uniform aerosol layer with extinction coefficients at 355 nm of 0.1 km⁻¹ extending from the ground up to 2 km in height. The Raman differential cross sections for the 2v₂ line of carbon dioxide is $\sigma_{CO_2} = 0.8 \times \sigma_{N_2}$ [20], where the cross section of nitrogen, σ_{N_2} , at 355 nm was taken as 2.74×10^{-30} cm²/sr [21]. In our estimations, we assumed LILAS energetic parameters, a range resolution of $\Delta z = 200$ meters, and a receiving system efficiency of 0.1. The calculation indicates that the signal needs to be accumulated for approximately 6 hours to achieve a 1% statistical error at a height of 4 kilometers.

2.2 Impact of particle fluorescence and oxygen Raman scattering

The aerosol fluorescence and rotational Raman scattering of oxygen can affect the signal measured in the CO₂ Raman channel. In this section, we provide the expressions for estimating these contributions.

The lidar signals in the nitrogen Raman, CO₂ Raman, and fluorescence channels can be expressed using the following equations:

$$P_{N_2} = O(z) \frac{1}{z^2} C_{N_2} N_{N_2} \sigma_{N_2} T_L T_{N_2} \quad (1)$$

$$P_{CO_2} = O(z) \frac{1}{z^2} C_{CO_2} N_{CO_2} \sigma_{CO_2} T_L T_{CO_2} \quad (2)$$

$$P_F = O(z) \frac{1}{z^2} C_F \beta_F T_L T_F \quad (3)$$

where $O(z)$ represents the geometrical overlap factor, assumed to be the same for all channels. C_{N_2} , C_{CO_2} , and C_F denote the respective range-independent constants encompassing the efficiency of the detection channel, the emitted laser power and the receiving telescope diameter. T_L is the one-way atmospheric transmission, describing the light losses at laser wavelength λ_L , due to molecular and aerosol extinction, on the path from the lidar to distance z . T_{N_2} , T_{CO_2} , and T_F are the one-way transmissions at wavelengths λ_{N_2} , λ_{CO_2} , λ_F , corresponding to the centers of transmission bands of the channels. The fluorescence backscattering coefficient, β_F , is introduced the same way, as described in [19].

The CO₂ mixing ratio n_{CO_2} can be obtained from Eq.1 and Eq.2 if the calibration constant K_{CO_2} is known:

$$n_{CO_2} = K_{CO_2} \frac{P_{CO_2} T_{N_2}}{P_{N_2} T_{CO_2}} \quad (4)$$

Using notation:

$$K'_{CO_2} = \frac{C_{N_2} \sigma_{N_2}}{C_{CO_2} \sigma_{CO_2}} \quad (5)$$

this calibration constant can be written as:

$$K_{CO_2} = \frac{N_{N_2}}{N_{tot}} K'_{CO_2} \quad (6)$$

where N_{tot} is the total concentration of air molecules ($N_{tot} \approx N_{N_2} + N_{O_2}$).

The fluorescence backscattering coefficient, β_F , derived from Eq.1 and Eq.3, also contains the calibration constant K_F . The calibration procedure is detailed in [19]. Finally, β_F reads as:

$$\beta_F = K_F R_{N_2} \frac{P_F T_{N_2}}{P_{N_2} T_F} \quad (7)$$

where $R_{N_2} = \frac{N_{N_2}(z)}{N_{N_2}(z=0)}$ is the relative change of concentration of nitrogen molecules with height. The

total power measured at the CO₂ channel, $\tilde{P}_{CO_2}$, is the sum of CO₂ Raman backscatter, P_{CO_2} , the fluorescence backscatter, $P_{CO_2}^F$, and the signal of oxygen vibrational-rotational Raman scattering, $P_{CO_2}^{O_2}$.

$$\tilde{P}_{CO_2} = P_{CO_2} + P_{CO_2}^F + P_{CO_2}^{O_2} \quad (8)$$

Thus, the measured concentration of CO₂, $\tilde{n}_{CO_2}$, also includes contributions of these factors:

$$\tilde{n}_{CO_2} = K_{CO_2} \frac{\tilde{P}_{CO_2} T_{N_2}}{P_{N_2} T_{CO_2}} = n_{CO_2} + \Delta n_{CO_2}^F + \Delta n_{CO_2}^{O_2} \quad (9)$$

The impact of fluorescence on lidar water vapor measurements has been estimated in this way in [18]. In our lidar system the fluorescence signal P_F is measured within the spectral range centered at $\lambda_F=466$ nm. Assuming, that the fluorescence signal that leaks to the CO₂ channel, $P_{CO_2}^F$, can be expressed from P_F , using range independent parameter, η , we can write:

$$P_{CO_2}^F = P_F \eta \frac{T_{CO_2}}{T_F} \quad (10)$$

The contribution of fluorescence to the measured CO₂ concentration is calculated as:

$$\Delta n_{CO_2}^F = K_{CO_2} \frac{P_{CO_2}^F}{P_{N_2}} \frac{T_{N_2}}{T_{CO_2}} = \frac{K_{CO_2}}{K_F} \eta \beta_F \frac{1}{R_{N_2}} \quad (11)$$

The power of oxygen rotational Raman scattering that leaks into the CO₂ channel, $P_{CO_2}^{O_2}$, can be expressed as:

$$P_{CO_2}^{O_2} = O(z) \frac{1}{z^2} C_{CO_2} N_{O_2} \sigma_{O_2}^{RR} T_L T_{CO_2} \quad (12)$$

Here $\sigma_{O_2}^{RR}$ is the differential scattering cross section of rotational Raman lines that falls within the transmission band of the CO₂ channel. Finally, the increase of $\Delta n_{CO_2}^{O_2}$ induced by the oxygen Raman scattering can be calculated as:

$$\Delta n_{CO_2}^{O_2} = K_{CO_2} \frac{P_{CO_2}^{O_2}}{P_{N_2}} \frac{T_{N_2}}{T_{CO_2}} = \frac{K_{CO_2}}{K_{CO_2}'} \frac{\sigma_{O_2}^{RR}}{\sigma_{CO_2}} \frac{N_{O_2}}{N_{N_2}} = \frac{\sigma_{O_2}^{RR}}{\sigma_{CO_2}} \frac{N_{O_2}}{N_{tot}} \quad (13)$$

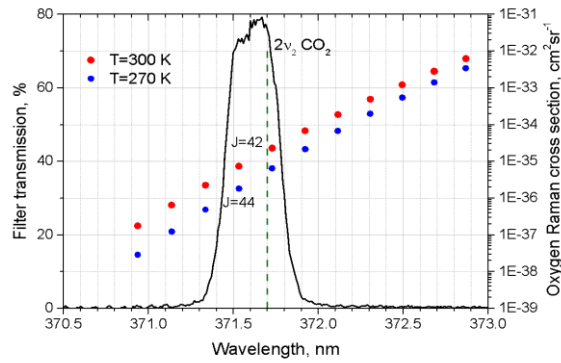


Fig. 1. Transmission of the filter at the CO₂ channel together with differential cross sections of oxygen rotational Raman lines for the temperatures T=300 K and 270 K. Lines with rotational number J=42 and J=44 fall within the filter transmission band. Dashed line shows location of 2_v₂ Raman line of CO₂.

To estimate the value of $\Delta n_{CO_2}^{O_2}$ we computed the cross sections of anti-Stokes wing of oxygen vibrational – rotational Raman scattering, following Long (2002) and Wandinger (2005). The results of computations are shown in Fig.1. This figure displays the transmission curve of the filter in the CO₂ channel alongside the differential cross sections of rotational Raman lines of oxygen molecules. Lines with rotational number J=42 and J=44 fall within the filter band. The filter transmission at wavelengths, corresponding to the rotational lines with J=42 and J=44, as well as to the 2_v₂ Raman line is approximately 70%. Fig.2 presents the temperature dependence of the differential cross section of O₂ rotational lines with J=42 and J=44 alongside the contribution of oxygen, $\Delta n_{CO_2}^{O_2}$, to the mixing ratio of CO₂. The contribution $\Delta n_{CO_2}^{O_2}$ decreases with temperature. At T=300K, it is approximately 3.5 ppm, decreasing to below 1 ppm at T=270K.

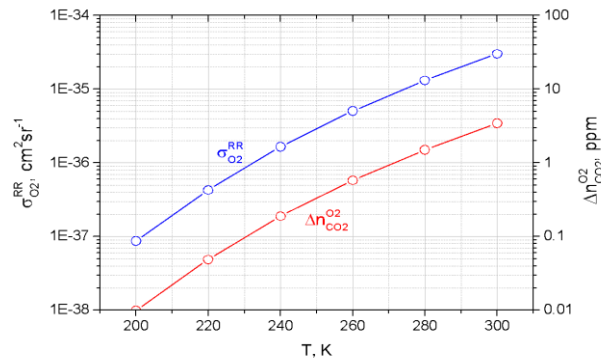


Fig. 2. The sum of differential cross sections of oxygen rotational lines with $J=42$ and $J=44$, $\sigma_{O_2}^{RR}$, as a function of temperature (blue line) alongside contribution of oxygen, $\Delta n_{CO_2}^{O_2}$, to the mixing ratio of CO_2 (red line).

3. Results of the measurements

Observations were carried out between April and December 2023. Fig.3 displays lidar signals corresponding to elastic (532 nm), nitrogen Raman (387 nm), and CO_2 Raman scattering (371 nm) accumulated over 8 hours on the night of April 4-5, 2023. With a CO_2 mixing ratio of 420 ppm, the ratio of backscattered Raman powers for nitrogen and CO_2 should be approximately 3×10^3 , which is consistent with observed values. The CO_2 profile in Fig.3 is calculated with a height resolution of 200 m, and the statistical uncertainty at 4000 m is approximately 1%. Results below 1000 m are not depicted to avoid potential effects of incomplete geometrical overlap. Passive observations from the building's roof reveal a diurnal variation of CO_2 in the range of 420-440 ppm, which provides a reference for the calibration of lidar measured CO_2 concentration. Therefore, we assume a mixing ratio of 430 ppm for the free troposphere. Mixing ratios in Fig. 3 are shown in arbitrary units, with a value of 1.0 corresponding to approximately 1 ppm. In the height range of 1-2 km, the CO_2 mixing ratio remains constant, but above 2000 m, n_{CO_2} begins to increase. This increase amounts to 15 ppm by 4000 m. Fluorescence backscattering above the PBL is negligible and has no impact. The temperature at 1000 m is approximately 270K, and the contribution of oxygen is below 1 ppm and can be neglected.

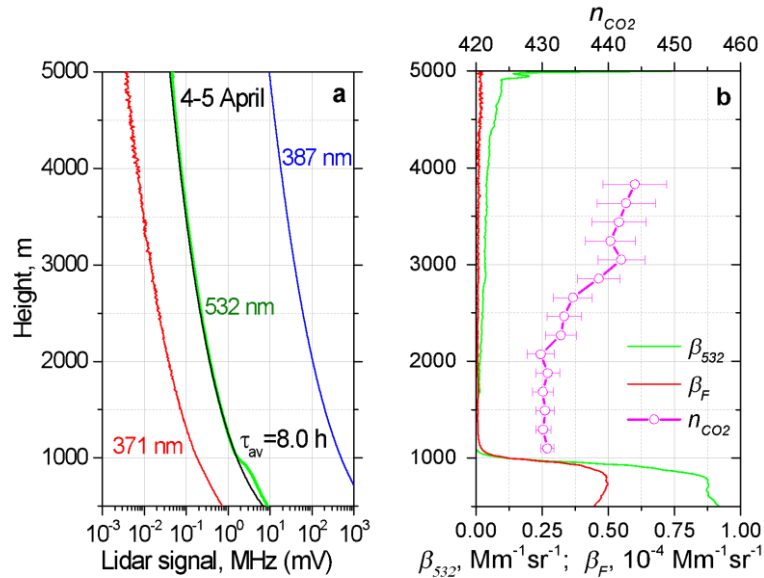


Fig. 3. (a) Lidar signals corresponding to elastic (532 nm), nitrogen Raman (387 nm) and CO_2 Raman scattering. (b) Vertical profiles of the aerosol backscattering coefficient, β_{532} , fluorescence backscattering coefficient, β_F , and the CO_2 mixing ratio, n_{CO_2} . The CO_2 mixing ratios are averaged within the 200 m height bins. Measurements were performed during the night April 4-5, 2003 and the signals are averaged for period 20:00-04:00 UTC. Mixing ratio is uncalibrated and the value 1.0 corresponds to approximately 1 ppm.

To assess the impact of fluorescence we selected episodes, characterized by the presence of smoke layers exhibiting strong fluorescence in the lower troposphere. One such episode (September 29-30, 2023) is shown in Fig.4. Strong fluorescent layers with $\beta_F = 6 \times 10^{-4} \text{ Mm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ are observed at heights 3.0 km and 4.5 km. The fluorescence within the smoke layers increases the CO_2 mixing ratio above the background level by 130 ppm at 3.0 km and by 160 ppm at 4.5 km. It is important to note that the

contribution of fluorescence increases with height according to Eq.11 as $\frac{1}{R_{N2}}$. From episodes like this, assuming that enhancement of n_{CO_2} due to fluorescence is much larger than possible increase of CO_2 within the smoke layer, it becomes feasible to estimate factor β_F in Eq.11.

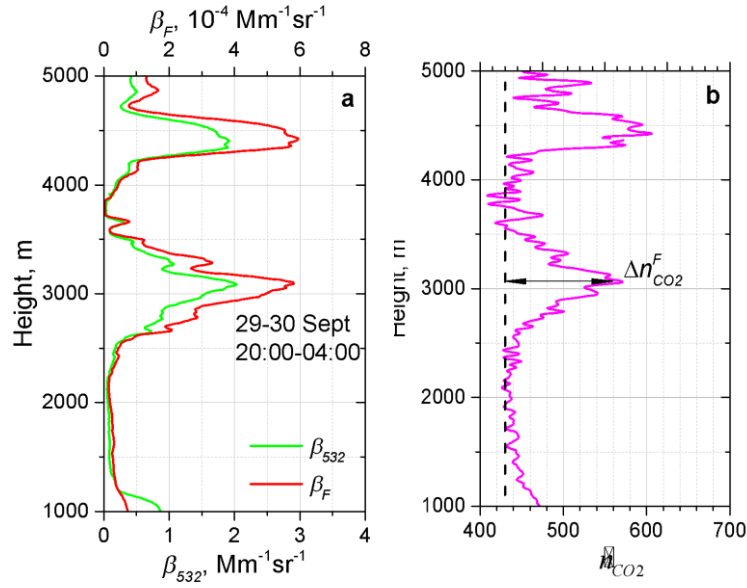


Fig. 4. Vertical profiles of (a) the aerosol backscattering coefficient, β_{532} , fluorescence backscattering coefficient, β_F , and (b) the CO₂ mixing ratio. Increase of fluorescence at 3000 m and 4500 m induces contribution to the observed mixing ratio $\Delta n_{CO_2}^F$. Measurements were performed during the night September 29-30, 2023 and the signals are averaged for period 20:00-04:00 UTC. Mixing ratio is uncalibrated and the value 1.0 corresponds to approximately 1 ppm.

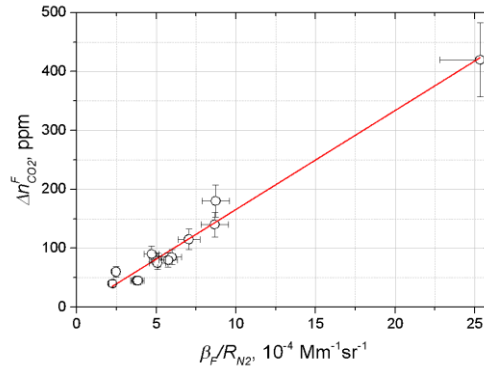


Fig. 5. Enhancement of observed CO₂ mixing ratio $\Delta n_{CO_2}^F$ induced by smoke fluorescence based on observations performed during May – September 2023.

Fig.5 compiles several episodes displaying the enhancement of CO₂ mixing ratio induced by smoke fluorescence between May and September 2023. Consequently, the linear regression of data points in Fig.5 enables the derivation of a relationship:

$$\Delta n_{CO_2}^F = 17 \times 10^4 \times \beta_F \frac{1}{R_{N_2}}, \quad (14)$$

The estimation of fluorescence impact is somewhat approximate, as demonstrated in [17, 18], due to its dependences on height and aerosol type. To minimize this effect it is advisable to keep L_{CO_2} and L_F as close as possible.

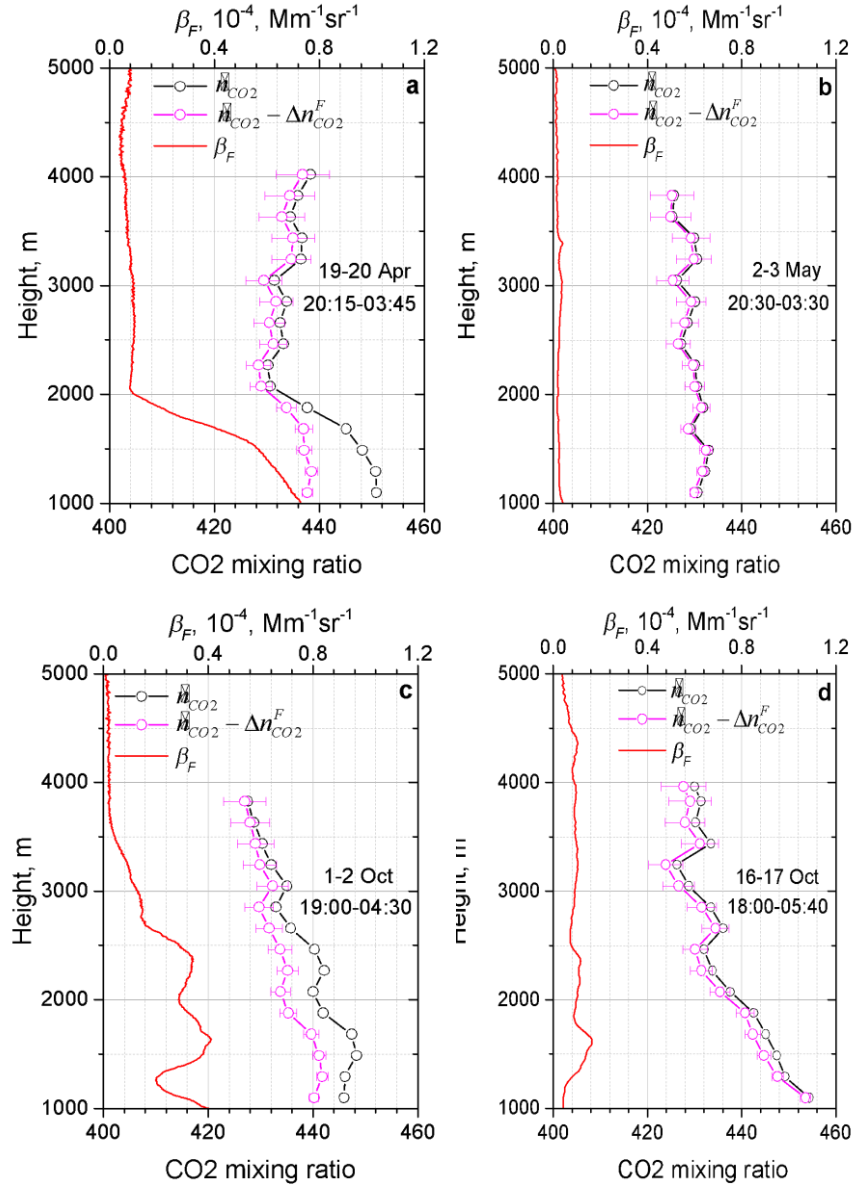


Fig. 6. Vertical profiles of observed values of CO2 mixing ratio, $\tilde{n}_{CO_2}$, and values corrected for the fluorescence impact $\tilde{n}_{CO_2} - \Delta n_{CO_2}^F$ alongside profiles of fluorescence backscattering coefficient β_F . Observations were performed during the nights of: (a) April 19-20, (b) May 2-3, (c) October 1-2, (d) October 16-17, 2023. Mixing ratio is uncalibrated and the value 1.0 corresponds to approximately 1 ppm.

Fig. 6 presents the results of four measurement episodes. On April 19, 2023 (Fig. 6a) there is a 20 ppm enhancement of $\tilde{n}_{CO_2}$ within the PBL compared with the CO2 concentration at 2000 m. However, after removing fluorescence contribution, $\Delta n_{CO_2}^F$, this enhancement is reduced to 8 ppm. At the current stage, we are not able to conclude whether this residual enhancement is real or just the result of insufficient fluorescence correction. From 2 to 4 km, the CO2 mixing ratio increases by 8 ppm, while the fluorescence backscattering within this height range is low (below $0.1 \times 10^{-4} \text{Mm}^{-1}\text{sr}^{-1}$) contributing very minor to $\tilde{n}_{CO_2}$. So this enhancement should be real. On May 2, 2023 (Fig. 6b) the fluorescence backscattering is low within the whole height range (below $0.04 \times 10^{-4} \text{Mm}^{-1}\text{sr}^{-1}$). The mixing ratio demonstrates slow decreasing with height, which is approximately 6 ppm within 2-4 km the height.

In October, the decrease in n_{CO_2} with height was more pronounced. On October 1, 2023 (Fig.6c) the decrease within 1.5-4.0 km range was about 20 ppm, but after correcting for fluorescence, the residual decrease was about 12 ppm. On October 16, 2023 (Fig.6d) the fluorescence backscattering was significantly lower contributing less than 4 ppm to CO₂ mixing ratio. Therefore the decrease of approximately 25 ppm in the CO₂ mixing ratio within the height range of 1 to 4 km, cannot be attributed to fluorescence influence. The results presented confirm that Raman lidar is capable of evaluating the changes in the height distribution of CO₂ mixing ratios.

4. Conclusion

Our results demonstrate that Raman lidar technology holds significant promise for vertical profiling of CO₂ mixing ratios. While Raman lidars may not yet match the sensitivity and calibration accuracy of existing DIAL systems, they offer a unique advantage in profiling CO₂ in aerosol-free atmospheres. For the current lidar system (LILAS), several hours of signal accumulation are required to achieve a 200-meter vertical resolution. However, the new fluorescence lidar, LIFE (Laser Induced Fluorescence Explorer), set to begin operation in 2024 at ATOLL, is anticipated to be ten times more powerful than LILAS. This advancement will enable the measurement of a single CO₂ profile in less than an hour. A key challenge in Raman CO₂ measurements is the interference from aerosol fluorescence. We have proposed a correction method based on single-channel fluorescence measurements to address this issue. Although this correction is not yet definitive due to the large separation between the central wavelengths of the CO₂ and fluorescence channels (approximately 95 nm) and its potential variability with different aerosol types, the upcoming LIFE system will include an additional fluorescence channel closer to the CO₂ line, which should significantly improve the accuracy of these measurements.

5. References

1. A. Amediek, G. Ehret, A. Fix, M. Wirth, C. Büdenbender, M. Quatrevalet, C. Kiemle, and C. Gerbig, "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," *Appl. Opt.* 56(18), 5182-5197 (2017).
2. J. B. Abshire, A. K. Ramanathan, H. Riris, G. R. Allan, X. Sun, W. E. Hasselbrack, J. Mao, S. Wu, J. Chen, K. Numata, S. R. Kawa, M. Y. M. Yang, and J. DiGangi, "Airborne measurements of CO₂ column concentrations made with a pulsed IPDA lidar using a multiple-wavelength-locked laser and HgCdTe APD detector," *Atmos. Meas. Tech.* 11(4), 2001–2025 (2018).
3. S. Wolff, G. Ehret, C. Kiemle, A. Amediek, M. Quatrevalet, M. Wirth, and A. Fix, "Determination of the emission rates of CO₂ point sources with airborne lidar," *Atmos. Meas. Tech.* 14(4), 2717–2736 (2021).
4. N. Howes, F. Innocenti, A. Finlayson, C. Dimopoulos, R. Robinson, T. Gardiner, "Remote Measurements of Industrial CO₂ Emissions Using a Ground-Based Differential Absorption Lidar in the 2 μ m Wavelength Region," *Remote Sens.*, 15(22), 5403 (2023).
5. J.R. Stroud, W.J. Dienstfrey, D.F. Plusquellic, "Study on Local Power Plant Emissions Using Multi-Frequency Differential Absorption LIDAR and Real-Time Plume Tracking," *Remote Sens.* 15(17), 4283 (2023).
6. F. Innocenti, R. Robinson, T. Gardiner, N. Howes, N. Yarrow, "Comparative Assessment of Methane Emissions from Onshore LNG Facilities Measured Using Differential Absorption Lidar," *Environ. Sci. Technol.* 57(8), 3301–3310 (2023).
7. H. Inaba and T. Kobayasi, "Laser-Raman Radar - Laser-Raman scattering methods for remote detection and analysis of atmospheric pollution," *Opto-electronics* 4, 101-123 (1972).
8. D. N. Whiteman, "Examination of the traditional Raman lidar technique. I. Evaluating the temperature dependent lidar equations," *Appl. Optics* 42(15), 2571–2592 (2003).
9. F. Chouza, T. Leblanc, M. Brewer, P. Wang, G. Martucci, A. Haefele, H. Vèrèmes, V. Duflot, G. Payen, and P. Keckhut, "The impact of aerosol fluorescence on long-term water vapor monitoring by Raman lidar and evaluation of a potential correction method," *Atmos. Meas. Tech.* 15(14), 4241–4256 (2022).

10. I. Veselovskii, P. Goloub, Q. Hu, T. Podvin, D. N. Whiteman, M. Korenskiy, and E. Landulfo, "Profiling of CH₄ background mixing ratio in the lower troposphere with Raman lidar: a feasibility experiment," *Atmos. Meas. Tech.* 12(1), 119–128 (2019).
11. L. V. Gatti, J. B. Miller, M. T. S. D'Amelio, A. Martinewski, L. S. Basso, M. E. Gloor, S. Wofsy, P. Tans, "Vertical profiles of CO₂ above eastern Amazonia suggest a net carbon flux to the atmosphere and balanced biosphere between 2000 and 2009," *Tellus* 62B(5), 581–594 (2010).
12. J. Mao, J. B. Abshire, S. R. Kawa, X. Sun, and H. Riris, "Airborne lidar measurements of atmospheric CO₂ column concentrations to cloud tops made during the 2017 ASCENDS/ABoVE campaign," *Atmos. Meas. Tech.* 17(3), 1061–1074 (2024).
13. A. Ansmann, M. Riebesell, U. Wandinger, C. Weitkamp, E. Voss, W. Lahmann, and W. Michaelis, "Combined Raman elastic-backscatter lidar for vertical profiling of moisture, aerosols extinction, backscatter, and lidar ratio," *Appl. Phys. B*, 55(1), 18–28 (1992).
14. D. N. Whiteman, I. Veselovskii, M. Cadirola, K. Rush, J. Comer, J.R. Potter, R. Tola, "Demonstrations measurements of water vapor, cirrus clouds, and carbon dioxide using a high-performance Raman lidar", *J. Atmos. Oceanic Technol.* 24(8), 1377–1388 (2007).
15. P. Zhao, Y. Zhang, L. Wang, K. Cao, J. Su, S. Hu, H. Hu, "Measurement of tropospheric CO₂ and aerosol extinction profiles with Raman lidar," *Chinese Optics Letters* 6(3), 157–160 (2008).
16. P. Di Girolamo, C. Serio, V. Wulfmeyer, A. Behrendt and D. Dionisi, "CO₂ Profiling by space-borne Raman lidar," *EPJ Web Conf.* 237, 01004 (2020).
<https://doi.org/10.1051/epjconf/202023701004>
17. J. Reichardt, O. Behrendt, and F. Lauermann, "Spectrometric fluorescence and Raman lidar: absolute calibration of aerosol fluorescence spectra and fluorescence correction of humidity measurements," *Atmos. Meas. Tech.* 16(1), 1–13, 2023.
18. I. Veselovskii, Q. Hu, P. Goloub, T. Podvin, W. Boissiere, M. Korenskiy, N. Kasianik, S. Khaykyn, and R. Miri, "Derivation of depolarization ratios of aerosol fluorescence and water vapor Raman backscatters from lidar measurements," *Atmos. Meas. Tech.* 17(3), 1023–1036 (2024).
19. I. Veselovskii, Q. Hu, P. Goloub, T. Podvin, M. Korenskiy, O. Pujol, O. Dubovik, A. Lopatin, "Combined use of Mie-Raman and fluorescence lidar observations for improving aerosol characterization: feasibility experiment," *Atm. Meas. Tech.* 13(12), 6691–6701 (2020).
20. A. Weber, "Raman spectroscopy of gases and liquids," Springer, New York, (1979).
21. D. D. Venable, D. N. Whiteman, M. N. Calhoun, A.O. Dirisu, R. M. Connell, E. Landulfo, "Lamp mapping technique for independent determination of the water vapor mixing ratio calibration factor for a Raman lidar system," *Appl. Opt.* 50(23), 4622–4632 (2011).
22. D.A. Long, "The Raman Effect: The Raman Effect: A Unified Treatment of the Theory of Raman Scattering by Molecules," Wiley, New York (2002).
23. U. Wandinger, "Raman Lidar." In: Weitkamp, C. (eds) *Lidar*. Springer Series in Optical Sciences, vol 102. Springer, New York, NY (2005). https://doi.org/10.1007/0-387-25101-4_9