



HAL
open science

Lidar supercontinuum pour la caractérisation spectrale des milieux diffusants à haute résolution spatiale : Étude numérique et développement instrumental

Florian Gaudfrin

► **To cite this version:**

Florian Gaudfrin. Lidar supercontinuum pour la caractérisation spectrale des milieux diffusants à haute résolution spatiale : Étude numérique et développement instrumental. Optique / photonique. Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace, 2020. Français. NNT : . tel-02890491

HAL Id: tel-02890491

<https://hal.science/tel-02890491>

Submitted on 6 Jul 2020

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

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



THÈSE

**En vue de l'obtention du
DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE**
Délivré par l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace

**Présentée et soutenue par
Florian GAUDFRIN**

Le 17 février 2020

**Lidar supercontinuum pour la caractérisation spectrale des
milieux diffusants à haute résolution spatiale : Étude numérique
et développement instrumental**

Ecole doctorale : **AA - Aéronautique, Astronautique**

Spécialité : **Physique**

Unité de recherche :

**ISAE-ONERA OLIMPES Optronique, Laser, Imagerie Physique et
Environnement Spatial**

Thèse dirigée par
Nicolas RIVIERE et Olivier PUJOL

Jury

M. Hervé DELBARRE, Rapporteur
Mme Inka MANEK-HÖNNINGER, Rapporteuse
M. Vincent COUDERC, Examineur
M. Romain CEOLATO, Encadrant
M. Guillaume HUSS, Co-encadrant
M. Nicolas RIVIERE, Directeur de thèse
M. Olivier PUJOL, Co-directeur de thèse
M. Jacques PELON, Président



*À ma famille,
et mes amis.*

AVANT-PROPOS

Ces travaux de recherche ont été soutenus financièrement par la Convention Industrielle de Formation par la Recherche (CIFRE) n° 2016/0571 signée entre la société LEUKOS et l'Agence Nationale de la Recherche et de la Technologie (ANRT).

Ces travaux de recherche ont été dirigés par trois partenaires de thèse de spécialités et de savoir-faire complémentaires : la société LEUKOS, l'ONERA et le LOA.

La société LEUKOS créée en 2006 et implantée à Limoges, est spécialisée dans le développement de sources laser *supercontinuum* fibrées. Ces sources sont capables aujourd'hui de couvrir en émission l'ensemble du spectre électromagnétique entre l'ultraviolet et le moyen infrarouge. Elles sont actuellement utilisées en grande majorité dans le domaine de la biologie. L'un des intérêts de ces travaux de recherche est d'étudier les applications de ces sources dans des applications de diagnostic par méthode lidar.

Le centre ONERA de Toulouse est l'un des huit centres de recherche du laboratoire aérospatial français et se divise en sept départements scientifiques. La thèse a eu lieu dans l'un d'entre eux, le Département d'Optique et Techniques Associées (DOTA), et dont la mission est de réaliser entre autres des études et recherches liées à l'utilisation du domaine optique et du domaine térahertz dans le domaine de l'aéronautique, de l'espace et de la défense. Les dispositifs de télédétection par méthode lidar et la signature optique de milieux denses et dilués font partis en outre des sujets de recherche du département. C'est dans ce cadre que j'ai rejoint durant les trois années de thèse l'équipe du DOTA de Toulouse. Le projet de recherche PROMETE, débuté en même temps que la thèse, a permis d'apporter une aide financière à la conception et au développement du lidar COLIBRIS.

Le Laboratoire d'Optique Atmosphérique de Lille (LOA) étudie les différents composants de l'atmosphère : les nuages, les gaz et les aérosols. Ces dernières, cœur du sujet de thèse, sont de fines particules d'origine anthropique ou d'origine naturelle. Le LOA possède une expertise internationalement reconnue en matière de télédétection depuis l'espace et depuis le sol pour la caractérisation, entre autres, des propriétés optiques et radiatives des aérosols et de leur caractérisation microphysique. C'est dans ce cadre que j'ai pu collaborer et travailler avec ce laboratoire de recherche.

REMERCIEMENTS

Ce manuscrit de thèse synthétise l'ensemble des travaux effectués pendant ces trois années de recherche. C'est grâce à l'ensemble des personnes qui m'ont accompagné que j'ai pu aboutir à ces résultats et je tiens ici à les remercier. Il y aura une forte répétition de « moments », « apprécier », « remercier » et « merci », car sans vous je n'aurais pas pu réaliser un tel travail.

Je commence par mes directeurs de thèse Nicolas Rivière (côté ONERA) et Olivier Pujol (côté LOA). Ce fut un plaisir de vous avoir à mes côtés et je vous remercie d'avoir cru en moi. Nicolas, j'ai beaucoup apprécié parler avec toi notamment sur ton expérience dans le travail ou dans la vie. Tu as toujours été de très bons conseils et tu as su me rassurer quand il le fallait. Je n'oublierai pas non plus les visites que tu as organisées à Carcassonne, ville qui t'est très chère de par tes origines. Tu es quelqu'un de formidable et j'ai beaucoup appris à tes côtés. Olivier, bien que situé à Lille, la distance ne nous a pas éloignés, bien au contraire. J'ai beaucoup aimé pouvoir échanger et travailler avec toi durant ces trois années. Tu as su apporter des points de vue que je qualifierais de « non onériens », très intéressants et complémentaires. Tu es un passionné de physique, et je me rappellerai toujours ces petits moments de libre où tu te poses tes propres problèmes (de physique). Les étudiants doivent t'adorer dans tes cours et c'est tout à ton honneur. Un grand merci pour tout ce que tu m'as apporté.

Je continue avec Romain Ceolato (encadrant côté ONERA) et Guillaume Huss, (encadrant côté LEUKOS). Romain, tu as très bien su m'encadrer et me guider au cours de la thèse et je t'en suis très reconnaissant. Je me souviendrai des bons moments passés à essayer d'avoir nos premières mesures lidar de jour ou de nuit au centre ONERA Fauga-Mauzac. Je me souviendrai également de ce jour où l'on a nommé le lidar COLIBRIS, c'était à Lille et ce jour-là il neigeait. Guillaume, à la fois encadrant et dirigeant de l'entreprise LEUKOS, tu m'as accordé une totale confiance et je t'en suis très reconnaissant. Tu es une personne très humble, passionnée d'expériences de physique et à l'écoute des autres. Malgré ton emploi du temps chargé, tu as toujours trouvé un moment quand j'en avais besoin. J'ai beaucoup apprécié de pouvoir réaliser certaines des mesures lidar avec toi lors de tes visites à Toulouse.

Nicolas, Olivier, Romain et Guillaume, je vous remercie tous les quatre pour avoir accepté ma candidature. Aujourd'hui, c'est aussi grâce à vous que mes travaux de recherche montrent la faisabilité des mesures lidar *supercontinuum*. J'ai pris beaucoup de plaisir à travailler sur ce sujet. Vous représentez également mes trois partenaires de thèse (laboratoire académique, entreprise, EPIC), j'ai trouvé très enrichissant et complémentaire de pouvoir échanger des visions différentes sur un même sujet et je vous en remercie.

Je tiens à remercier chaleureusement les deux rapporteurs Inka Manek-Hönninger du Centre Lasers Intenses et Applications (CELIA) et Hervé Delbarre directeur du Laboratoire de PhysicoChimie de l'Atmosphère (LPCA) d'avoir accepté d'évaluer mon travail. Merci également à Jacques Pelon du Laboratoire Atmosphères, Milieux, Observation Spatiales (LATMOS) d'avoir pris la présidence du Jury et merci à Vincent Couderc du laboratoire Xlim pour avoir pris part à l'évaluation de cet examen.

Je n'oublie pas de remercier l'équipe LEUKOS et Horus Laser avec Paul-Pioger, Benoit Faure sans qui les mesures lidar n'auraient pas pu être réalisées faute de sources adaptées. Merci pour nos nombreux échanges et pour le développement des deux sources laser que vous avez spécialement conçues pour la thèse. Merci Pascale Bouchon pour l'aide administrative et la bonne humeur apportée. Stéphane Hilaire, Vincent Tombelaine et Karine Weck, merci également à vous pour votre soutien et nos échanges qui datent depuis bien plus longtemps que le début de ma thèse.

Je remercie l'ensemble du personnel du DOTA, vous êtes trop nombreux donc je ne pourrais pas tous vous citer, mais sachez que j'ai été très heureux d'être à vos côtés, de partager ensemble des moments conviviaux comme les cafés, repas ou les quelques gâteaux de mon papa. Pour citer quelques personnes, Antoine Coyac tu as toujours été un excellent collègue de bureau depuis que je suis arrivé en stage à l'ONERA puis ensuite à mon arrivée en début de thèse. Je suis très content de t'avoir connu et de te compter aujourd'hui parmi mes amis. Thierry Huet, merci pour nos discussions et les réponses que tu as pu m'apporter. Je te souhaite une bonne continuation dans l'apprentissage de l'italien. Ahmed Moussou merci pour ton sourire et ta bonne humeur. Merci aussi pour ces moments de sport qui sont indispensables pour se défouler et garder une bonne santé physique et mentale. Pierre-Louis Mesthe, je ne saurais que te remercier pour le dévouement que tu as pu m'apporter dans les tâches administratives notamment pour les achats et les problèmes d'accès à l'atelier mécanique, etc. La réussite des thèses se fait aussi grâce à des gens comme toi, donc merci beaucoup. Stéphane Minisclos, merci pour ces moments de discussion autour de l'optronique que j'ai trouvé très intéressant. Thomas Rivière, informaticien du département, tu es toujours prêt à aider les autres et tu le fais toujours avec grand plaisir. Tu m'as aussi beaucoup fait rire avec tes blagues, merci beaucoup pour tout ça. Michel Fracès, je te remercie pour nos différents échanges techniques en optique que l'on a pu avoir durant la thèse. Guillaume Gourves, collègue du DTIS, je souhaite te remercier pour ta gentillesse et le temps que tu m'as accordé pour m'expliquer le fonctionnement de l'imprimante 3D. Enfin, je souhaite également remercier Sophie Fabre et Stéphanie Doz qui sont deux personnes formidables, très attentives au bien-être des doctorants et des personnes en général. Vous êtes d'une grande honnêteté lorsque vous parlez aux gens, ce que j'ai beaucoup apprécié. Je tiens également à vous remercier pour vos conseils que vous avez pu m'apporter au cours de cette aventure.

Je remercie l'ensemble des doctorants qui sont en train de finir ou qui ont vécu la même aventure : Simon Rebeyrol, Sandra Salgado, Étienne Ducas, Joselin Aval, Thierry Erudel. Thomas Miraglio merci pour ta gentillesse et ton côté serviable, je te souhaite une bonne continuation. Lucas Paulien, c'était un plaisir de partager le bureau avec toi et merci pour tous ces moments de discussions que nous avons pu avoir autour des lidars et des aérosols. Je ne saurais pas comment l'expliquer, mais je trouve que travailler en tant que chercheur au CNRS te conviendrait parfaitement. Je te souhaite une bonne continuation. Nicolas Nesme, doctorant de première année, tu es quelqu'un de bien et de bon cœur. Je te remercie pour les moments passés en fin de thèse autour des jeux de société qui m'ont permis de penser à autre chose qu'à la fin de thèse. Tu apportes de la vie aux différents moments conviviaux, avec toi on ne s'ennuie jamais. Je te souhaite une excellente thèse pour la suite. Bertrand Peyce, je te remercie pour ces séances de natation que nous avons pu partager après le travail ainsi que nos discussions. C'est avec plaisir que je viendrai te rendre visite à Nice ou à Toulouse dès que le temps le permettra. Guillaume Lassalle, je suis arrivé peu de temps après toi au DOTA. On est de la même promotion de doctorant. Je suis très heureux de t'avoir rencontré. Merci pour tous les bons moments passés ensemble comme les soirées Top Chef, les séances sportives ou encore les expéditions de cueillette de champignons, c'était vraiment sympa. Je n'ai pas réussi à te convaincre qu'à

Bordeaux, il ne fait pas que pleuvoir. Je ne perds pas espoir, quand tu viendras visiter la région, je compte bien te montrer le contraire.

Je souhaite remercier également Hélène Columb, stagiaire au DOTA. C'était un plaisir de pouvoir travailler avec toi durant ma première année de thèse. Une partie de ton travail sur la compréhension de la fonction de recouvrement a été reprise et intégrée dans ce manuscrit en ton nom. Je souhaite également remercier Clément Detourbe et Léo Faudra. J'ai été ravi de vous encadrer dans votre projet d'étude. Merci également à Flora Vignaux et Killian Aleau, vos successeurs dans ce projet qui ont également contribué au développement de l'interface d'acquisition des signaux lidar.

Je profite également de ce moment pour remercier les Américains Matthew Berg et Derick Reid pour m'avoir hébergé après ma soutenance. Vous êtes vraiment deux personnes formidables ! Matthew merci à toi et à l'Université du Kansas State pour m'avoir invité dans ton groupe de recherche, grâce à toi j'ai pu découvrir l'holographie. C'était une très bonne expérience.

Je tiens également à remercier la famille Granier (Corine, Damien, Juliette, Dorian et Robin) chez qui j'ai logé durant les premiers mois, le temps d'avoir mon appartement. C'était une belle rencontre et c'est avec plaisir que je continuerai de vous voir lors de mes venues sur Toulouse.

Je remercie aussi mon ami d'enfance Alexis Guernion. Tu es comme on le dit un frère de cœur. Je me souviendrai de ce voyage que l'on a fait pendant la thèse à New-York, c'était super. Merci pour être venu à ma soutenance, cela m'a fait très plaisir ! Merci également à toi Émeline Cluzeau-Bon pour être venue et pour les moments de covoiturage passés durant la thèse entre Toulouse et le Médoc. Grâce à toi, ils paraissaient moins longs et ils étaient beaucoup plus conviviaux !

Avant de finir, je tiens à remercier toute ma famille, Maman, Papa, mon frère jumeau Kévin et ma sœur Doriane, vous comptez beaucoup pour moi et je vous aime très fort. Merci beaucoup pour le soutien que vous avez pu me donner. Vous avoir à ma soutenance m'a fait extrêmement plaisir ! Merci Cécile, ma belle-sœur, pour le soutien et le réconfort que tu as pu m'apporter durant les deux dernières années de thèse à Toulouse. Je remercie également mes grands-parents Jacques et Marie-Josée Decrion et ma mamie Marie Gaudfrin (que j'appelle aussi mamie tracteur). C'était un plaisir et un honneur de vous avoir à ma soutenance ! J'ai également une pensée pour mon papi Noël Gaudfrin parti bien trop tôt. Sache que je garde de toi de bons souvenirs depuis mon enfance et j'espère que de là-haut tu es fier de tes petits-enfants.

Au plaisir de vous revoir et bonne lecture !

TABLE DES MATIÈRES

Table des matières	i
Liste des abréviations	v
Liste des symboles	vii
Liste des figures	xv
Liste des tableaux	xxi
Liste des équations	xxiii
Introduction générale	1
Chapitre 1. Lidar supercontinuum : formalisme	9
1. Propriétés optiques des milieux diffusants d'intérêt	10
2. Dépendance spectrale des propriétés optiques des aérosols et comparaison des modèles équivalents : application aux agrégats de suie	13
2.1. Morphologie fractale des agrégats de suie étudiés	13
2.2. Sections efficaces spectrales d'extinction et de rétrodiffusion d'agrégats de suie	15
2.3. Évaluation des modèles sphériques équivalents	16
2.3.1. Définition des rayons équivalents pour des agrégats fractals	16
2.3.2. Sections efficaces d'extinction	17
2.3.3. Sections efficaces de rétrodiffusion	18
2.4. Bilan sur la modélisation des sections efficaces lidar	19
3. Instrument lidar	20
4. Équations lidar en diffusion élastique simple	39
4.1. Équation lidar volumique classique	39
4.2. Unification de l'équation lidar volumique et surfacique	42
5. Contribution du fond de scène	47
6. Signal lidar et bruits associés	48
7. Conclusion du chapitre	51
Chapitre 2. Modèles lidar direct et inverse	53
1. Simulateur de performances d'un lidar : modèle direct PERFALIS	54

1.1. Présentation du simulateur de performances	55
1.2. Modules du simulateur de performances	55
2. Modèle inverse ST-LIM : accès aux propriétés optiques des milieux dilués et à la constante instrumentale du lidar dans le cadre d'applications à courte portée	75
2.1. Contexte et limite des méthodes actuelles	75
2.2. Inversion lidar à partir d'une cible dure : formalisme	77
2.3. Détermination du rapport lidar et du profil de rétrodiffusion sans hypothèse <i>a priori</i> sur le milieu sondé.....	81
2.4. Évaluation théorique de la méthode d'inversion	83
3. Conclusion du chapitre	89
Chapitre 3. Dimensionnement, réalisation et mise en œuvre d'un lidar <i>supercontinuum</i>	
1. Dimensionnement et réalisation du lidar COLIBRIS.....	92
1.1. Module d'émission.....	93
1.2. Le module de réception	96
2. COLIBRIS version monochromatique (COLIBRIS v1.0).....	97
3. COLIBRIS version hyperspectrale (COLIBRIS v2.0).....	98
4. Mise en œuvre du lidar COLIBRIS en condition opérationnelle	103
4.1. Mise en œuvre de l'instrument COLIBRIS version monochromatique.....	104
4.2. Mise en œuvre de l'instrument COLIBRIS version hyperspectrale.....	110
5. Conclusions et perspectives du chapitre.....	116
Chapitre 4. Applications et comparaison des modèles numériques aux mesures expérimentales	
1. Inversion par méthode ST-LIM sur les mesures lidar COLIBRIS	120
2. Validation du simulateur PERFALIS avec des données expérimentales	121
2.1. Étude de la réponse équivalente du lidar COLIBRIS (ONERA) et de sa constante instrumentale.....	122
2.2. Étude de la constante instrumentale du lidar LILAS (LOA)	128
2.3. Comparaison des constantes instrumentales de LILAS et de COLIBRIS	131
2.4. Modélisation corrélée aux techniques d'inversion.....	132
3. Prédictions de performances des lidars <i>supercontinuum</i>	136
3.1. Prédictions de performances sur cibles surfaciques	137
3.2. Prédictions de performances sur cibles volumiques	142
4. Conclusions du chapitre.....	144
Conclusion générale et perspectives.....	147

Annexe A. Estimation théorique de la fonction de recouvrement	153
Annexe B. Résolution intégrale	165
Références bibliographiques.....	167
Liste des publications et des communications	185
Abstract.....	187

LISTE DES ABRÉVIATIONS

AOP.....	Amplificateur Optique Paramétrique.
APD.....	Photodiode à avalanche (<i>Avalanche PhotoDiode</i>).
COLIBRIS.....	<i>C</i> OMPACT <i>L</i> IDAR for <i>B</i> ROADBAND <i>p</i> OLA <i>R</i> IMETRIC <i>m</i> ULTI- <i>S</i> TATIC <i>m</i> EASUREMENTS (instrument lidar développé dans la thèse)
DIAL.....	Lidar à absorption différentiel (<i>Differential Absorption Lidar</i>).
DLCA.....	Agrégation d'amas contraint par la diffusion (<i>Diffusion-Limited Cluster-Aggregation</i>).
HSRL.....	Instrument lidar à haute résolution spatiale (<i>High Spectral Resolution Lidar</i>).
INDIUM.....	Fibre composée de fluore d'indium (verre fluoré).
LASER.....	Amplification de la lumière par émission stimulée (<i>Light Amplification by Stimulated Emmision Radiation</i>).
LEUKOS.....	Société française de fabrication de sources laser <i>supercontinuum</i> .
LIDAR.....	Instrument de télédétection opérant dans la partie optique du spectre électromagnétique (<i>LIght DEtection And Ranging</i>).
LOA.....	Laboratoire d'Optique Atmosphérique de Lille.
MATISSE.....	Modélisation Avancée de la Terre pour l'Imagerie et la Simulation des Scènes et de leur Environnement (Modèle radiatif Français).
MIEVO.....	Code de simulation de la diffusion Lorenz-Mie.
Mid-IR.....	Onde électromagnétique dans la partie moyen infrarouge du spectre électromagnétique
MODTRAN.....	<i>MOD</i> erate <i>r</i> esolution <i>a</i> tmospheric <i>T</i> RANsmiSSion (Modèle radiatif Américain).
Nd:YAG.....	<i>Neodymium-Doped Yttrium Aluminium Garnet</i> .
NEP.....	Bruit équivalent en puissance (<i>Noise-Equivalent Power</i>).
ONERA.....	Le centre français de recherche aérospatiale.
OPAC.....	<i>Optical Properties of Aerosols and Clouds</i> (base de données sur les propriétés optiques des aérosols et des nuages)
OPO.....	Oscillateur Paramétrique Optique.
PERFALIS.....	Code de prédiction de performances pour les systèmes lidar monochromatiques et hyperspectraux (<i>PERFORMANCE Assessment for Lidar Systems</i>).
PMT.....	<i>PhotoMultiplier Tube</i> .
RADAR.....	Instrument de télédétection opérant dans la partie des ondes radio du spectre électromagnétique (<i>RADIO DEtection And Ranging</i>).
SDDA.....	Approximation de la diffusion spectrale de la lumière par l'approximation du diffuseur en dipôle équivalent (de l'anglais <i>Spectral Discrete Dipole Approximation</i>).

SFA.....	Agrégat de suie fractal (<i>Soot Fractal-like Aggregates</i>).
SRT.....	Cible surfacique de référence (<i>Surface Reference Target</i>).
ST-LIM	Code d'inversion du signal lidar utilisant une cible surfacique de référence (<i>Surface Target Lidar Inversion Method</i>).
UTC.....	Temps universel coordonné.
UV.....	Onde électromagnétique dans la partie ultraviolet du spectre électromagnétique.
ZBLAN.....	Fibres composées de fluorure de zirconium (verre fluoré).
ZDW	Zéro de dispersion (<i>Zero Dispersion Wavelength</i>).

LISTE DES SYMBOLES

CONSTANTES PHYSIQUES

c [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$] Célérité de la lumière, dite constante d'Einstein ($c = 299\,792\,458 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$)
ϵ_0 [$\text{F} \cdot \text{m}^{-1}$] Permittivité du vide. ($\epsilon_0 = 8,854\,187\,82 \cdot 10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$)
q [C] Charge électronique. ($q = 1,602\,176\,634 \cdot 10^{-19} \text{ C}$)
k_B [$\text{J} \cdot \text{K}^{-1}$] Constante de Boltzmann. ($k_B = 1,380\,648\,52 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$)
π [\emptyset] Périmètre d'un cercle de diamètre unitaire. ($\pi = 3,141\,592\,653$)

PROPRIÉTÉS OPTIQUES

- **Cible surfacique**

f_r [sr^{-1}] Fonction de distribution de réflectance bidirectionnelle (appelée BRDF pour <i>Bidirectional Reflectance Distribution Function</i>)
ρ/π [sr^{-1}] Réflectance spectrale hémisphérique.
r_s [m] Distance entre l'instrument lidar et la cible surfacique.
dL [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$] Luminance élémentaire réfléchiée par une surface.
dE [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$] Éclairement élémentaire incident sur une surface.
θ_i [rad] Angle d'incidence de la lumière sur une surface.
θ_o [rad] Angle de réfection de la lumière diffusée par une surface.

- **Cible volumique macroscopique**

α [m^{-1}] Coefficient d'extinction total (moléculaire + particulaire).
β [$\text{m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$] Coefficient de rétrodiffusion total (moléculaire + particulaire).
LR [sr] Rapport entre le coefficient d'extinction et le coefficient de rétrodiffusion (appelé rapport lidar).
α_a [m^{-1}] Coefficient d'extinction des aérosols à l'étude.
β_a [$\text{m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$] Coefficient de rétrodiffusion des aérosols à l'étude.
LR_a [sr] Rapport entre le coefficient d'extinction et le coefficient de rétrodiffusion des aérosols à l'étude.
α_b [m^{-1}] Coefficient d'extinction des constituants moléculaires et particulaires de fond de la scène.
β_b [$\text{m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$] Coefficient de rétrodiffusion des constituants moléculaires et particulaires de fond de la scène.

LR_b [sr] Rapport entre le coefficient d'extinction et le coefficient de rétrodiffusion moléculaires et particulaires de fond de la scène.

- Contribution moléculaire

α_m [m^{-1}] Coefficient d'extinction total des molécules.
 β_m [$\text{m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$] Coefficient de rétrodiffusion total des molécules.
 T_{hs} [K] Température atmosphérique en condition atmosphérique standard.
 P_{hs} [hPa] Pression atmosphérique en condition atmosphérique standard.
 T_h [K] Température atmosphérique à l'altitude h .
 P_h [hPa] Pression atmosphérique à l'altitude h .
 α_{ms} [m^{-1}] Coefficient d'extinction total des molécules en condition atmosphérique standard.
 β_{ms} [$\text{m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$] Coefficient d'extinction total des molécules en condition atmosphérique standard.

- Contribution particulaire

α_p [m^{-1}] Coefficient d'extinction total des particules.
 β_p [$\text{m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$] Coefficient de rétrodiffusion total des particules.
 $\alpha_{p,i}$ [m^{-1}] Coefficient d'extinction d'une particule i .
 $\beta_{p,i}$ [$\text{m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$] Coefficient de rétrodiffusion d'une particule i .

- Cible volumique microscopique

$N_{m,i}$ [m^{-3}] Nombre de molécules i par unité de volume.
 $N_{p,i}$ [m^{-3}] Nombre de particules i par unité de volume.
 $C_{m,i}^{ext}$ [m^2] Section efficace d'extinction moléculaire de la molécule i .
 $C_{m,i}^{back}$ [$\text{m}^2 \cdot \text{sr}^{-1}$] Section efficace de rétrodiffusion moléculaire de la molécule i .
 $C_{p,i}^{ext}$ [m^2] Section efficace d'extinction particulaire de la particule i .
 $C_{p,i}^{back}$ [$\text{m}^2 \cdot \text{sr}^{-1}$] Section efficace de rétrodiffusion particulaire de la particule i .
 m [\emptyset] Indice réfractif complexe de l'aérosol.

- Fibre optique

P_{int} [W] Puissance optique en entrée de la fibre optique.
 P_{out} [W] Puissance optique en sortie de la fibre optique.
 α_L [dB $\cdot \text{m}^{-1}$] Atténuation dans une fibre optique.
 β [rad] Constante de propagation.
 β_1 [s $\cdot \text{m}^{-1}$] Premier ordre de la constante de propagation dans une fibre optique.
 β_2 [s² $\cdot \text{m}^{-1}$] Deuxième ordre de la constante de propagation dans une fibre optique.
 D_c [ps $\cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$] Dispersion chromatique d'une fibre optique.
 \vec{E} [V $\cdot \text{m}^{-1}$] Champ électrique d'une onde électromagnétique.
 \vec{P} [C $\cdot \text{m}^{-2}$] Polarisation d'un milieu.
 \vec{P}_L [C $\cdot \text{m}^{-2}$] Polarisation linéaire d'un milieu.
 \vec{P}_{NL} [C $\cdot \text{m}^{-2}$] Polarisation non linéaire d'un milieu.

$\chi^{(i)}$ [$\text{m}^{i-1} \cdot \text{V}^{-i+1}$]	Susceptibilité diélectrique de la fibre d'ordre i .
φ [rad]	Phase d'une onde électromagnétique.
$\Delta\phi_{NL}$ [rad]	Déphasage non linéaire induit par effet Kerr.
ω [$\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$]	Pulsation de l'onde électromagnétique.
f_0 [Hz]	Fréquence centrale d'une impulsion lumineuse.
l [m]	Distance de propagation de la lumière dans une fibre optique.
L [m]	Longueur totale de fibre optique.
n [\emptyset]	Indice de réfraction de la fibre optique.
n_L [\emptyset]	Indice optique linéaire.
n_2 [\emptyset]	Indice optique non linéaire d'ordre 2

- Diffusion

X [\emptyset]	Paramètre de taille dans la diffusion de Lorenz-Mie.
R [m]	Rayon d'une particule sphérique.
k [m^{-1}]	Nombre d'onde.
m_p [\emptyset]	Indice réfractif complexe du milieu de propagation d'une onde incidente sur une particule.
m [\emptyset]	Indice réfractif complexe du diffuseur.
n [\emptyset]	Partie réelle de l'indice réfractif complexe m .
κ [\emptyset]	Partie imaginaire de l'indice réfractif complexe m .
N_{dipole} [\emptyset]	Nombre de dipôles dans la simulation SDDA.

- Aérosols fractals

N [\emptyset]	Nombre de monomères.
k_f [\emptyset]	Facteur fractal.
D_f [\emptyset]	Dimension fractale.
R_m [m]	Rayon moyen des monomères.
R_g [m]	Rayon de giration.
R_v [m]	Rayon d'une sphère avec l'approximation en volume équivalent.
R_s [m]	Rayon d'une sphère avec l'approximation en surface équivalent.
r_i [m]	Distance entre le $i^{\text{ème}}$ monomère et le centre de masse de l'agrégat.

- Scène

L_b [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$]	Luminance spectrale du fond de la scène.
v [km]	Visibilité à 550 nm.
N_{couche} [\emptyset]	Nombre de couches atmosphériques.
r_{inf} [m]	Borne inférieure des couches de la scène.
r_{sup} [m]	Borne supérieure des couches de la scène.
A_b	Type d'aérosols de fond.

NOTIONS SUR LES LIDARS• **Grandeurs générales**

V [V].....	Signal lidar analogique.
V_s [V].....	Signal lidar sur une cible surfacique.
V_{sv} [V].....	Signal lidar sur une cible surfacique et en présence du volume d'étude (ex. panache d'aérosols).
$V_{Intégral}$ [V].....	Simulation du signal lidar avec le modèle intégral.
$V_{Classique}$ [V].....	Simulation du signal lidar avec le modèle classique.
S [$V \cdot m^2$].....	Signal lidar corrigé par la distance.
P_r [W].....	Puissance laser rétrodiffusée reçue sur la surface du détecteur.
P_s [W].....	Puissance lumineuse reçue sur le détecteur.
τ_{sys} [s].....	Largeur de l'impulsion rétrodiffusée par une cible surfacique sur un signal lidar mesuré.
τ_{th} [s].....	Largeur de l'impulsion rétrodiffusée par une cible surfacique sur un signal lidar théorique en tenant compte de la réponse impulsionnelle du système.
C_{ins} [$V \cdot m^3$].....	Constante instrumentale du lidar (appelée également C_1 [$V \cdot m^3$]).
C_2 [$V \cdot m^3$].....	Constante instrumentale du lidar déterminée par intégration.
C_{th} [$V \cdot m^3$].....	Constante instrumentale donnée par le simulateur PERFALIS.
F_{c1} [\emptyset].....	Facteur correctif déterminé à partir des constantes instrumentales lidar mesurées et théoriques C_1 .
F_{c2} [\emptyset].....	Facteur correctif déterminé à partir des constantes instrumentales lidar mesurées et théoriques C_2 .
N [\emptyset].....	Nombre de moyennages effectué sur le signal en acquisition.
Q [\emptyset].....	Niveau de densité spectrale de puissance d'une source laser <i>supercontinuum</i> . Désigne aussi le rapport de réflectance d'une cible surfacique.
r [m].....	Distance entre l'instrument lidar et une cible volumique.
r_{max} [m].....	Portée maximale de l'instrument lidar.
h [m].....	Altitude par rapport au niveau de la mer.
ΔZ [m].....	Épaisseur du volume illuminé par l'impulsion laser.
Δr [m].....	Épaisseur sondée par le lidar.

• **Module émission**

D_L [m].....	Diamètre de collimation du faisceau laser.
φ_L [rad].....	Divergence du faisceau laser (angle entier).
θ_L [rad].....	Inclinaison de l'axe d'émission de la source laser dans le lidar.
E [J].....	Énergie de l'impulsion laser.
τ_i [s].....	Durée impulsionnelle de la source laser à mi-hauteur (FWHM).
f [Hz].....	Fréquence de répétition des impulsions laser.
P_m [W].....	Puissance moyenne.
$P_{p,g}$ [W].....	Puissance crête d'une impulsion de forme gaussienne.

$P_{p,réelle}$ [W].....	Puissance crête d'une impulsion par rapport à son profil temporel réel.
F_{cor} [Ø].....	Facteur correctif de passage de la puissance crête d'une impulsion de forme rectangulaire à sa forme réelle.
DSP [W · nm ⁻¹].....	Densité spectrale de puissance d'une source laser <i>supercontinuum</i> .
$\Delta\lambda$ [nm].....	Sélection spectrale à mi-hauteur (FWHM).

- **Module réception**

D_T [m].....	Diamètre du télescope.
φ_T [rad].....	Angle de vue du télescope (angle entier).
θ_T [rad].....	Angle d'inclinaison du télescope.
A_{ef} [m ²].....	Aire effective de collection du télescope.
A_{M1} [m ²].....	Aire du miroir primaire du télescope.
A_{M2} [m ²].....	Aire du miroir secondaire du télescope.
τ_{occul} [%].....	Taux d'occultation du miroir secondaire du télescope sur le miroir primaire.
η [Ø].....	Facteur de transmission spectral des différentes optiques composant le module de réception.
λ [nm].....	Longueur d'onde centrale sélectionnée par le filtre ou le monochromateur.
$\Delta\lambda'$ [nm].....	Largeur spectrale (FWHM) du filtre ou du monochromateur (dans la thèse $\Delta\lambda' = \Delta\lambda$).
f_T [m].....	Focale équivalente du télescope.
f_{equiv} [m].....	Focale équivalente du module réception.
D_0 [m].....	Diamètre du diaphragme de champ.
Ω_r [sr].....	Angle solide de collection du lidar.
δ [mm].....	Déplacement du plan de focalisation de la lumière par rapport au plan focal de l'optique.
f_{L1} [m].....	Focale de la lentille de collimation.
ϕ [m].....	Faisceau collimaté sur la lentille achromatique (L1).
θ_m [m].....	Angle d'acceptance du monochromateur.
θ [rad].....	Angle de rotation du réseau dans le monochromateur.
ON [Ø].....	Ouverture numérique du monochromateur.
m [Ø].....	Ordre de diffraction.
G [mm ⁻¹].....	Densité de trait du monochromateur.
β [rad].....	Dispersion linéaire réciproque du réseau du monochromateur.
f [mm].....	Focale du miroir concave du monochromateur.
l_{max} [m].....	Largeur maximale entre les fentes d'entrée et de sortie du monochromateur.

- **Module chaîne d'acquisition**

R_v [V · W ⁻¹].....	Constante instrumentale de conversion optique-électrique du capteur.
-----------------------------------	--

$M [\emptyset]$	Gain du détecteur.
$G_T [V \cdot A^{-1}]$	Facteur de conversion courant-tension.
$R_\delta [V]$	Réponse impulsionnelle du détecteur.
$A_\delta [V]$	Amplitude maximale de la réponse impulsionnelle.
$t_0 [s]$	Temps de transit moyen des électrons dans le détecteur.
$t_{rise} [s]$	Temps de montée de la réponse impulsionnelle du détecteur.
$t_{fall} [s]$	Temps de descente de la réponse impulsionnelle du détecteur.
$t_{w1} [s]$	Largeur à mi-hauteur de la réponse impulsionnelle du détecteur lorsque $t < t_0$.
$t_{w2} [s]$	Largeur à mi-hauteur de la réponse impulsionnelle du détecteur lorsque $t > t_0$.
$\sigma_{th}^2 [V^2 \cdot Hz^{-1}]$	Densité spectrale de bruit thermique.
$\sigma_{sh,d}^2 [V^2 \cdot Hz^{-1}]$	Densité spectrale du courant d'obscurité.
$\sigma_{sh,s}^2 [V^2 \cdot Hz^{-1}]$	Densité spectrale de Schottcky du signal lidar.
$I_{ds} [A]$	Courant d'obscurité de surface.
$I_{db} [A]$	Courant <i>bulk</i> .
$I_{dt} [A]$	Courant d'obscurité total.
$B [Hz]$	Bande passante de l'amplificateur courant-tension.
$B_N [Hz]$	Bande passante équivalente en bruit.
$N [\emptyset]$	Ordre du filtre de Butterworth.
$F [\emptyset]$	Facteur de forme d'une APD.
$T [K]$	Température du système.
$NEP_m [W \cdot Hz^{-1/2}]$	Bruit équivalent en puissance optique moyenne.
$SNR [\emptyset]$	Rapport signal sur bruit.
$\delta_v [V]$	Tension élémentaire lors de la conversion du signal analogique numérique.
$f_e [Hz]$	Fréquence d'échantillonnage lors de la conversion analogique- numérique.

- **Fonction de recouvrement**

$\xi [\emptyset]$	Fonction de recouvrement de l'instrument lidar.
$r_{min} [m]$	Distance de début de recouvrement.
$r_0 [m]$	Distance de début de recouvrement complet.
$r_{f1} [m]$	Distance de fin de recouvrement complet.
$r_{f2} [m]$	Distance de fin de recouvrement.
$s [m]$	Surface de détection.
$b [m]$	Position de l'image dans le module réception.
$e [m]$	Diamètre de l'image dans le plan de détection.
$v [m]$	Distance entre le centre de la surface de détection et l'image dans le plan de détection.
$\theta_{tilt} [rad]$	Angle d'inclinaison entre l'axe du télescope et l'axe d'émission du laser.
$d [m]$	Distance entre l'axe d'émission et l'axe de réception du lidar.
$d_d [m]$	Distance du plan de la surface de détection du détecteur par rapport à la focale équivalente du module réception.

- **Inversion lidar**

S_{sim} [$V \cdot m^2$]	Signal lidar simulé corrigé de la distance.
α_a [\emptyset]	Épaisseur optique du milieu d'étude.
ε_1 [\emptyset]	Fonction objectif sur le profil d'extinction et l'épaisseur optique.
ε_2 [\emptyset]	Fonction objectif sur le signal lidar mesuré et le signal lidar simulé.

LISTE DES FIGURES

Figure 1. L'indice de réfraction spectrale complexe $m(\lambda)$ est représenté par une ligne continue (bleue) pour la partie réelle et par une ligne en tirets (rouges) pour la partie imaginaire (d'après [102]).	14
Figure 2. Les sections efficaces d'extinction et de rétrodiffusion de la chaîne (ligne bleue) et compacte (tirets verts) sont représentées en fonction de la longueur d'onde respectivement en (a) et en (b).	15
Figure 3. Sections efficaces d'extinction de l'agrégat en chaîne (a) et compact (b) utilisant la géométrie des agrégats fractals (points bleus), le volume (Rv , ligne verte), la surface (Rs , tirets rouges) et de giration (Rg , tirets orange) des rayons équivalents.	17
Figure 4. Sections efficaces de rétrodiffusion de l'agrégat en chaîne (a) et compact (b) utilisant la géométrie des agrégats fractals (points bleus), le volume (Rv , ligne verte), la surface (Rs , tirets rouges) et de giration (Rg , tirets orange) des rayons équivalents.	18
Figure 5. Principaux modules composant un instrument lidar.	21
Figure 6. Courbes de transmission de différentes fibres : les pics d'absorption liés aux impuretés ne sont pas représentés (d'après [119]).	23
Figure 7. Illustration de la dispersion chromatique de la vitesse de groupe dans une fibre optique (modifiée d'après [123]).	25
Figure 8. (a) Illustration de l'automodulation de phase (SPM) induit par effets Kerr sur l'élargissement spectral de l'impulsion. (b) Profil spatial de l'impulsion. (Modifiée d'après [123]).	27
Figure 9. Diagramme énergétique du mélange à quatre ondes.	28
Figure 10. Densité spectrale de puissance (DSP) de source laser <i>supercontinuum</i> avec des lasers de pompe similaires (longueur d'onde à $1,55 \mu\text{m}$) injectés dans une fibre PCF (a) et dans une fibre ZBLAN (b) (respectivement d'après [131] et [132]).	29
Figure 11. Configurations lidar monostatique coaxiale (a), monostatique biaxiale (b) et bistatique (c). Le champ de vue du télescope et le faisceau laser sont matérialisés respectivement par les traits verts et rouges. Les axes du télescope et du laser sont représentés respectivement par les pointillés verts et rouges.	30
Figure 12. Conversion d'un signal analogique en un signal numérique.	33
Figure 13. Schématisation de la fonction de recouvrement dans le plan de la scène de l'instrument lidar.	34
Figure 14. Illustration de la fonction de recouvrement avec une analyse dans le plan de détection du lidar (modifiée d'après [164]).	36
Figure 15. Schématisation de l'instrument lidar et de l'interaction lumière-particule.	41
Figure 16. Illustration d'une mesure de la <i>Bidirectional Reflectance Distribution Function</i> (BRDF) d'une surface élémentaire ds (marron), de l'éclairement incident (rouge) et luminance réfléchie (bleue).	42

Figure 17. Différents types de diffusion. La diffusion miroir (a), la diffusion spéculaire (b), la diffusion lambertienne (c) et diffusion mixte (d). La surface est représentée par le rectangle marron.....	43
Figure 18. Représentation de l'impulsion laser gaussienne au cours de sa propagation.....	45
Figure 19. Synoptique du code PERFALIS (<i>PERFormance Assessment for Lidar Systems</i>).	54
Figure 20. Synoptique détaillé du code PERFALIS avec les différentes étapes de simulations.	55
Figure 21. Fonctions de recouvrement pour les trois options de calculs réalisées à partir des données d'entrées du Tableau 7. Dans l'option 3 le plan de détection (<i>dd</i>) est à 29 mm après la focale équivalente du module de réception.	58
Figure 22. Fonctions de recouvrement calculées à partir de l'option 2, pour différents angles d'inclinaison de la source laser, entre 0 et 200 m pour la partie champ proche (a) et entre 1 et 5 km pour la partie champ lointain (b).....	59
Figure 23. Réponse impulsionnelle <i>Rδt</i> du PMT Hamamatsu H10721-20 mesurée par le constructeur [193] en bleue et simulée par le code PERFALIS en tirets rouges.....	62
Figure 24. Illustration de la structure de la scène dans le code PERFALIS.....	63
Figure 25. Luminances de fond de la scène par ciel clair en milieu d'été avec une hydrométrie de 76% pour différents types de milieux et de visibilité (d'après [86])......	64
Figure 26. Coefficients d'extinction (<i>ab</i>), de rétrodiffusion (<i>βb</i>) et rapport lidar associés (<i>LRb</i>) de fond de la scène dans un milieu urbain (visibilité de 5 km) (d'après [86]).	64
Figure 27. Coefficients totaux d'extinction (tirets rouges) et de rétrodiffusion (ligne bleu) à 532 nm simulés à partir de la branche microphysique de la partie environnement.	66
Figure 28. Signal lidar du modèle classique (<i>VClassique</i>) et intégral (<i>VIntégral</i>) avec les caractéristiques instrumentales du Tableau 14 et les coefficients d'extinction et de rétrodiffusion de la Figure 27.	69
Figure 29. Différence entre le signal lidar du modèle intégral et du modèle classique (courbe rouge) et dérivée du signal lidar du modèle intégral (tirets bleus) pour $34 < r < 36$ m (a), puis pour $39 < r < 52$ m (b).	70
Figure 30. Signal lidar avec et sans réponse impulsionnelle du détecteur <i>Rδ</i> (voir Figure 23) pour une durée d'impulsion laser de 1,7 ns respectivement représentés par les tirets bleus et points rouges. Le signal lidar pour une durée d'impulsion équivalente du système de 2,33 ns sans réponse impulsionnelle est illustré par la courbe marron.	71
Figure 31. Configurations des différentes scènes simulées.	73
Figure 32. Résultats en sortie du code PERFALIS pour l'instrument lidar <i>supercontinuum</i> simulé avec une tension de gain de 0,5 V sur un nuage d'aérosols de 5 m d'épaisseur localisé à 30 m et une cible lambertienne de 20 % de réflectance hémisphérique localisée à 50 m . Les propriétés optiques du nuage sont constantes pour cette étude et indépendantes de la longueur d'onde. En (a) le signal sur bruit spectral (<i>SNRλ</i>) et (b) le signal lidar spectral (<i>Vλ</i>) à 32,5 m.	74
Figure 33. Synoptique du code ST-LIM (<i>Surfacic Target Lidar Inversion Method</i>).	75
Figure 34. Illustration d'une application lidar élastique aéroportée pour la détection et la caractérisation d'activités anthropogéniques (activités humaines). Signal lidar à gauche de la figure.....	77

Figure 35. Diagramme de fonctionnement de l'algorithme d'inversion pour retrouver les β_{ar} et L_{Ra} sans hypothèse sur le milieu volumique d'étude. En vert les signaux lidar en entrées, en orange les calculs intermédiaires pendant la procédure d'optimisation, en rouge les sorties du code et en gris les connaissances préalables nécessaires.....	82
Figure 36. Signaux lidar théoriques bruités de la SRT sans panache Vs (en ligne bleu) et en présence d'un panache d'aérosols Vsv (en tirets orange). Les simulations ont été effectuées à 532 nm avec des contributions de fond moléculaire et d'aérosols continentaux.	84
Figure 37. Ensemble de données lidar utilisé dans la méthode d'inversion. En bleu, (respectivement orange) le signal lidar en l'absence (respectivement présence) du milieu volumique à l'étude.	85
Figure 38. (a) β_a retrouvés et (b) L_{Ra} pour les six ensembles de données et les quatre conditions d'inversion.....	87
Figure 39. Profil $\beta_a(r)$ (ligne rouge) pour 100 signaux lidar théoriques moyennés et le profil initial $\beta_a(r)$ (tirets noirs).	88
Figure 40. (a) Conception opto-mécanique réalisée. Les modules émission, réception et chaîne d'acquisition sont respectivement délimités par les pointillés de couleurs rouge, vert et bleu. (b) photo du lidar COLIBRIS.....	93
Figure 41. Réflectances typiques des revêtements « miroir » : <i>ultraviolet-Enhanced aluminium</i> , aluminium, argent et or (d'après [269]).....	93
Figure 42. (a) Schéma optique du module émission. (b) Conception opto-mécanique module de transmission.	95
Figure 43. Illustration du déplacement du <i>backfocus</i> du télescope par rapport à sa focale équivalente. En rouge, bleu, et vert pour un objet respectivement imagé à l'«infini » (ou loin devant fT), 50 m et 10 m.	97
Figure 44. COLIBRIS version monochromatique (v1.0). Schéma optique de la partie du module réception optimisée pour une distance de travail à 50 m (a) et sa réalisation opto-mécanique en (b).....	98
Figure 45. COLIBRIS version hyperspectrale (v2.0). Schéma optique de la partie du module réception optimisée pour une distance de travail à 50 m (a) et sa réalisation opto-mécanique en (b).....	99
Figure 46. Sélection spectrale $\Delta\lambda$ en fonction de la longueur d'onde λ en sortie du monochromateur pour des jeux de fentes de tailles différentes.	101
Figure 47. Sensibilité spectrale de la photocathode du photomultiplicateur (PMT) utilisé dans COLIBRIS de type H10721-20 (d'après [193]).....	102
Figure 48. Vue aérienne de la base laser du centre ONERA Fauga-Mauzac (d'après [277]).....	104
Figure 49. (a) Photo du principe expérimental, ligne de visée lidar horizontale. Un panache d'huile est généré entre le lidar et la cible surfacique lambertienne de référence (SRT) de 20 % de réflectance. (b) Illustration du principe expérimental.....	105
Figure 50. Signal lidar de jour à 532 nm en fonction de la distance r avec l'instrument COLIBRIS version monochromatique sur une cible surfacique connue et localisée à 52 m avec (Vsv) et sans (Vs) panache d'huile à 39 m.	106

Figure 51. Densité spectrale de puissance (DSP) de la source <i>supercontinuum</i> en fonction de la longueur d'onde entre 470 nm et 2230 nm (d'après [191]).	107
Figure 52. Profils spatiaux de la source <i>supercontinuum</i> à une distance de 3,8 m pour deux longueurs d'onde : ~630 nm et ~800 nm.	107
Figure 53. Signal lidar de jour à 605 nm en fonction de la distance r avec l'instrument COLIBRIS version monochromatique sur une cible surfacique connue localisée à 52 m avec (Vsv) et sans (Vs) panache d'huile à 38 m.	108
Figure 54. Distribution en pourcentage de l'énergie de 25000 impulsions en sortie d'une source laser de pompe HORUS pour différentes fréquences de répétition (données issues de Horus laser [1]).	109
Figure 55. Mesures lidar spectrales entre 480 nm et 940 nm sur une cible lambertienne localisée à 43,5 m avec une réflectance de 99 % (1) et de 20 % (2). En représentation spectrale sur la partie (a) et représentation transversale sur la partie (b).	111
Figure 56. Mesures lidar spectrales entre 500 nm et 880 nm sur un panache d'huile et une cible lambertienne de réflectance 20% localisée à 43,5 m : représentation spectrale sur la partie (a) et représentation superposée sur la partie (b). Les graphiques de la partie (c) correspondent à une représentation pour chaque longueur d'onde mesurée.	115
Figure 57. Profil de rétrodiffusion du panache d'huile identifié à 532 nm avec un $Lra = 98$ sr.	120
Figure 58. Constante instrumentale spectrale du lidar COLIBRIS, entre 500 nm et 880 nm, déduite à partir des mesures sur une cible surfacique de référence (SRT) de 99 % de réflectance (a) et 20 % de réflectance (b).	126
Figure 59. Facteur spectral $Fc1\lambda$ déduit à partir des mesures expérimentales SRT99 et SRT20 avec COLIBRIS et des simulations PERFALIS associées.	127
Figure 60. Lidar LILAS du LOA.	128
Figure 61. Mesures du lidar LILAS le 16 octobre 2017 entre 15h30 UTC et 20h15 UTC à 532 nm.	129
Figure 62. Évolution de la constante $Cinst$ le 22 novembre 2018 par rapport au cas 1. Les cas 1 à 6 sont en ciel clair et le cas 7 présente un nuage entre 6 et 8 km. Début des mesures à 18h00 UTC et fin à 21h48 UTC.	131
Figure 63. Signal lidar LILAS corrigé de la distance mesuré par le lidar $SMesure$ (croix noires) et signaux simulés à partir du modèle classique unifié $SClassique$ (carrés orange) et du modèle intégral unifié $SIntégral$ (cercles bleus).	134
Figure 64. Signal lidar COLIBRIS mesuré $VMesure$ par le lidar (croix noires) et signaux simulés à partir du modèle classique unifié $VClassique$ (carrés orange) et du modèle intégral unifié $VIntégral$ (cercles bleus).	134
Figure 65. Écart relatif (en pourcentage) de la simulation classique (pointillés verts) et de simulation intégrale (tirets rouges) par rapport à la mesure dans la zone spatiale où est localisé le panache d'huile. La dérivée du signal lidar mesuré est illustrée par la ligne bleue.	135
Figure 66. Rapport signal sur bruit spectral ($SNR\lambda$) de nuit (a) et de jour (b) du lidar <i>supercontinuum</i> COLIBRIS en fonction de la distance d'une cible surfacique lambertienne de 20 % de réflectance localisée	

à la distance r . La zone blanche est une zone spectrale de non-détection de la cible dure où le $SNR\lambda \leq 1$	138
Figure 67. Évolution spatiale du rapport signal sur bruit en fonction de la distance d'une cible surfacique lambertienne de 20% de réflectance de nuit (traits pleins) et de jour (traits pointillés) pour trois longueurs d'onde : 540, 690 et 840 nm (données issues de PERFALIS).	139
Figure 68. Évolution du rapport signal sur bruit spectral ($SNR\lambda$) en fonction de la densité spectrale de puissance de la source laser <i>supercontinuum</i> de nuit avec une cible lambertienne de 20% de réflectance placée à 55 m.	141
Figure 69. Portée maximale R_{max} du lidar <i>supercontinuum</i> de jour et de nuit en fonction du nombre de moyennages (N) en acquisition et du facteur multiplicatif de puissance (Q) de la densité spectrale de puissance (DSP) de la source laser <i>supercontinuum</i>	141
Figure 70. Portée maximale R_{max} du lidar <i>supercontinuum</i> sur une cible volumique ($\beta a\lambda = 4 \cdot 10^{-2} \text{ m} \cdot \text{sr} - 1$ et $L R a\lambda = 50 \text{ sr}$) de jour et de nuit en fonction du nombre de moyennages (N) en acquisition et de la multiplication de la puissance (Q) spectrale de la source laser <i>supercontinuum</i>	143
Figure 71. Configuration des chaînes de détection et de transmission.	154
Figure 72. Représentation des notions nécessaires à l'écriture de la fonction de recouvrement dans le plan focal du système optique (modifiée à partir de [164]).....	158
Figure 73. Aire d'intersection de deux disques (d'après [295]).....	161

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1. Principaux phénomènes de diffusion intervenant dans les mesures lidar.....	3
Tableau 2. Paramètres structurels et morphologie des agrégats de suie en chaîne et compact.....	14
Tableau 3. Rayons de sphère équivalents pour respectivement l'approximation du volume, de la surface et de giration.....	16
Tableau 4. Principales caractéristiques des PMT et APD existants à ce jour.....	32
Tableau 5. Entrées et sorties fonctionnelles du module émission.....	56
Tableau 6. Entrées et sorties fonctionnelles du module réception.....	56
Tableau 7. Entrées et sorties fonctionnelles du module géométrie.....	57
Tableau 8. Distances caractéristiques pour lesquelles la fonction de recouvrement subit des variations pour les trois options. Calculs réalisés à partir des données du Tableau 7.....	58
Tableau 9. Intervalle de distance de r_0 à $rf1$ pour lesquelles le recouvrement est complet et valeurs limites de la fonction de recouvrement en champ lointain.....	60
Tableau 10. Déplacement du plan de focalisation de la lumière par rapport au plan focal équivalent du télescope en fonction de la distance de l'objet imagé.....	60
Tableau 11. Entrées et sorties fonctionnelles du module chaîne d'acquisition.....	61
Tableau 12. Entrées et sorties fonctionnelles du module scène.....	65
Tableau 13. Caractéristiques microphysiques des couches de la scène simulée.....	66
Tableau 14. Caractéristiques instrumentales du lidar simulé.....	68
Tableau 15. Largeur du pic de rétrodiffusion au niveau de la cible dure pour des durées avec et sans réponse impulsionnelle du capteur. L'efficacité est évaluée par le coefficient statistique du $R2$	72
Tableau 16. Caractéristiques du lidar <i>supercontinuum</i> simulé.....	73
Tableau 17. Paramètres optiques d'entrées de la scène utilisée dans le simulateur PERFALIS comme illustré en Figure 24.....	83
Tableau 18. Conditions sur les propriétés optiques de fond de la scène pour la méthode d'inversion.....	86
Tableau 19. Propriétés optiques du panache retrouvées après inversion et erreurs associées.....	88
Tableau 20. Principales caractéristiques techniques du télescope Cassegrain de COLIBRIS.....	96
Tableau 21. Déplacement du <i>backfocus</i> en fonction de la portée de travail, calculé par PERFALIS et un logiciel de lancer de rayons.....	97
Tableau 22. Caractéristiques techniques du photomultiplicateur (PMT) Hamamatsu H10721-20.....	102
Tableau 23. Caractéristiques techniques de l'amplificateur courant-tension Hamamatsu C5594.....	103

Tableau 24. Sondage et résolution spatiale des lidars	113
Tableau 25. Propriétés optiques identifiées du panache d'huile dans les conditions expérimentales à 532 nm	121
Tableau 26. Étude expérimentale et théorique de la réponse impulsionnelle équivalente de l'instrument lidar COLIBRIS pour trois sources laser.	123
Tableau 27. Constantes instrumentales du lidar COLIBRIS dans le cadre des essais expérimentaux réalisés avec la version à analyse monochromatique et comparaison aux simulations PERFALIS.	124
Tableau 28. Principales données expérimentales et données utilisées dans la simulation.	125
Tableau 29. Principales caractéristiques du lidar LILAS pour la voie élastique à 532 nm	129
Tableau 30. Constante instrumentale du lidar LILAS et du lidar COLIBRIS dans ses deux versions avec une prédiction des constantes instrumentales minimales et maximales déduites à partir des conditions expérimentales et du simulateur PERFALIS.	131
Tableau 31. Luminance de fond de la scène en milieu rural avec une visibilité de 23 km	138
Tableau 32. Détermination du coefficient $A\lambda$ et estimation du $SNR\lambda$ à 100 m pour quelques longueurs d'onde.	140
Tableau 33. Dénominations et notations utilisées	153
Tableau 34. Dénomination et notations utilisées dans la représentation du problème dans le plan image.	157

LISTE DES ÉQUATIONS

Équation 1. Coefficient d'extinction total $\alpha r, \lambda$ et de rétrodiffusion total $\beta r, \lambda$	10
Équation 2. Rapport lidar.	10
Équation 3. Coefficients d'extinction et de rétrodiffusion moléculaires d'un ensemble de molécules.	10
Équation 4. Coefficients d'extinction et de rétrodiffusion moléculaires en fonction de la température et de la pression.	11
Équation 5. Coefficients d'extinction et de rétrodiffusion d'un ensemble de particules.....	11
Équation 6. Paramètre de taille dans le modèle de Lorenz-Mie.	11
Équation 7. Relation de Koschmieder avec αb [km - 1].....	12
Équation 8. Relation d'échelle d'un agrégat fractal d'après [98].....	13
Équation 9. Rayon de giration d'un agrégat fractal.....	13
Équation 10. Définition des rayons des sphères équivalentes.	16
Équation 11. Expression de l'atténuation dans une fibre optique.	22
Équation 12. Phase de l'onde et constante de propagation.....	23
Équation 13. Développement de Taylor-Young de la constante de propagation.....	24
Équation 14. Expressions des termes d'ordre 1 et 2 de la constante de propagation.....	24
Équation 15. Dispersion chromatique de la vitesse de groupe.....	24
Équation 16. Polarisation d'un milieu soumis à un champ électrique.	25
Équation 17. Indice de réfraction d'un milieu en régime linéaire.	25
Équation 18. Indice de réfraction d'un milieu en régime non linéaire.	26
Équation 19. Équation de la phase dans un milieu soumis à un régime non linéaire.....	26
Équation 20. Équation du déphasage non linéaire.	26
Équation 21. Équation de la pulsation de la lumière en régime non linéaire.....	27
Équation 22. Angle d'inclinaison entre le télescope et le laser.	31
Équation 23. Condition de non découverture (voir Annexe A pour plus de détails).....	35
Équation 24. Angle du champ de vue du lidar.....	35
Équation 25. Fonction de recouvrement lorsque le capteur est placé dans le plan focal équivalent (d'après [164])......	37

Équation 26. Fonction de recouvrement lorsque le capteur est placé là où l'image se forme (voir annexe A pour plus de détails).....	37
Équation 27. Diamètre de la tâche image dans le plan de détection avec $dd > fequiv$	38
Équation 28. Déplacement axial du centre de la tâche image dans le plan de détection avec $dd > feq$	38
Équation 29. Équation lidar en diffusion élastique simple sous forme classique.....	39
Équation 30. Puissance crête d'une impulsion laser temporellement rectangulaire.....	39
Équation 31. Énergie d'une impulsion laser.....	39
Équation 32. Aire effective de collection.....	40
Équation 33. Taux d'occultation d'un télescope.....	40
Équation 34. Équation LiDAR 3D.....	42
Équation 35. Définition de la fonction de BRDF.....	42
Équation 36. BRDF d'une surface lambertienne de réflectance hémisphérique $\rho\lambda$ avec un angle d'incidence θ_i	43
Équation 37. Équation lidar unifiée sur cible volumique et surfacique sous forme classique.....	44
Équation 38. Transmission atmosphérique aller-retour.....	44
Équation 39. Relation entre puissance crête d'une impulsion laser temporellement de forme rectangulaire et de forme réelle.....	44
Équation 40. Équation lidar volumique et surfacique sous forme intégrale.....	45
Équation 41. Profil spatial de la puissance crête d'une impulsion gaussienne localisée à la distance r et de durée à mi-hauteur τ	46
Équation 42. Puissance crête maximale d'une impulsion gaussienne.....	46
Équation 43. Énergie d'une impulsion laser <i>supercontinuum</i> à la longueur d'onde λ avec une sélection spectrale de largeur $\Delta\lambda$	46
Équation 44. Expression du terme $E(\lambda)\tau l(\lambda)$ lorsque la durée d'impulsion $\tau l(\lambda)$ a une forte dépendance spectrale.....	46
Équation 45. Puissance de fond de la scène reçue sur le capteur.....	47
Équation 46. Angle solide du système de collection.....	47
Équation 47. Signal lidar en fonction de la puissance reçue sur le capteur.....	48
Équation 48. Expression de la puissance reçue.....	48
Équation 49. Constante instrumentale de conversion puissance optique en tension.....	48
Équation 50. Réponse impulsionnelle du capteur.....	48
Équation 51. Relation entre les largeurs à mi-hauteurs et les caractéristiques capteurs.....	49
Équation 52. Tension efficace totale du bruit électronique.....	49

Équation 53. Expressions de la densité spectrale de puissance : du bruit thermique et des bruits Shottky.	49
Équation 54. Bruit intrinsèque équivalent en puissance optique moyenne.	50
Équation 55. Signal sur bruit de la mesure lidar.....	50
Équation 56. Expression de l'équation lidar classique utilisée dans l'inversion.	78
Équation 57. Signal lidar corrigé de la distance.....	78
Équation 58. Terme de substitution introduit par la suite dans l'Équation 57.	78
Équation 59. Équation lidar à résoudre pour des cibles volumiques et surfaciques.	79
Équation 60. Transmission corrigée des aérosols et des molécules de fond.....	79
Équation 61. Nouvelle expression de l'équation lidar à résoudre.....	79
Équation 62. Constante instrumentale du lidar en tenant compte du milieu volumique à l'étude.	79
Équation 63. Équation lidar à résoudre avec l'expression de C_{ins} exprimée en fonction du milieu volumique à l'étude.	79
Équation 64. Expression du terme exponentiel de l'Équation 63 (voir annexe B).....	80
Équation 65. Expression de la fonction Yr avec l'équation lidar Wr	80
Équation 66. Profil de rétrodiffusion des aérosols d'intérêt.....	80
Équation 67. Profil de rétrodiffusion de l'aérosol d'intérêt (expression plus courte).	80
Équation 68. Constante instrumentale du lidar à partir du signal lidar sur SRT uniquement (mesure Ss).	81
Équation 69. Fonction objectif liant le profil d'extinction d'aérosols à l'étude à son épaisseur optique. ..	81
Équation 70. Fonction objectif liant le signal lidar mesuré avec le milieu d'étude (Ssv) et le signal lidar simulé ($Ssim$) à partir des produits d'inversion retrouvés.....	82
Équation 71. Ouverture numérique du monochromateur.	99
Équation 72. Relation entre la focale de la lentille L1, l'ouverture numérique et le diamètre du faisceau collimaté en entrée de la lentille.	100
Équation 73. Longueur d'onde sélectionnée par le monochromateur (λ) en fonction de l'angle de rotation du réseau (θ).	100
Équation 74. Dispersion linéaire réciproque du réseau.....	100
Équation 75. Angle d'incidence du faisceau diffracté sur le réseau.....	100
Équation 76. Sélection spectrale en sortie du monochromateur.	101
Équation 77. Constante instrumentale du lidar déduite par intégration.....	123
Équation 78. Écart des constantes instrumentales exprimées en pourcentage.....	126
Équation 79. Évaluation du rapport signal sur bruit de nuit.....	139

Équation 80. Relation entre la constante instrumentale et le rapport signal sur bruit.	140
Équation 81. Abscisse du point d'intersection entre le rayon extrême inférieur du laser avec la droite de la partie supérieure du champ de vision du télescope.	154
Équation 82. Expression de r_{min}	155
Équation 83. Abscisse du point d'intersection entre le rayon extrême supérieure du laser avec la droite de la partie supérieure du champ de vue complet du télescope.	155
Équation 84. Expression de r_0	155
Équation 85. Abscisse du point d'intersection entre le rayon extrême inférieur du laser avec la droite de la partie inférieure du champ de vue complet du télescope complet.	156
Équation 86. Expression $rf1$	156
Équation 87. Abscisse du point d'intersection entre rayon extrême supérieur du laser avec la droite de la partie inférieure du champ de vision du télescope.....	156
Équation 88. Expression $rf2$	156
Équation 89. Condition de non découverture.	157
Équation 90. Taille de l'image B dans le plan focal image b en fonction d'un objet de taille G situé à la distance r d'un miroir concave.....	159
Équation 91. Position du plan focale image en fonction de la distance de l'objet pour un miroir concave.	159
Équation 92. Diamètre transversal du faisceau laser à la distance r	159
Équation 93. Diamètre de la tâche image en niveau du plan focal équivalent.	159
Équation 94. Ordonnée du point yAf	159
Équation 95. Ordonnée du point yBf	159
Équation 96. Nouvelle expression de e	160
Équation 97. Ordonnée du point Cf	160
Équation 98. Déplacement axial du centre de la tâche image dans le plan focal équivalent.....	160
Équation 99. Définition de la fonction de recouvrement.	161
Équation 100. Expression de l'aire $A1$	161
Équation 101. Expression de l'aire $A2$	161
Équation 102. Expression des valeurs x^* et y^*	162
Équation 103. Expression analytique de l'aire d'intersection entre l'aire du capteur et l'aire de la tâche image.....	162
Équation 104. Expression de $\psi1$ et $\psi2$ dans le plan focal équivalent.	162
Équation 105. Fonction de recouvrement dans la deuxième configuration.....	162

Équation 106. Fonction de recouvrement pour le cas 3, lorsque $vr < er - s/2, e(r) > s$	162
Équation 107. Fonction de recouvrement lorsque le capteur est placé dans le plan de la focale équivalent.	163
Équation 108. Fonction de recouvrement lorsque le capteur est placé là où l'image se forme.....	163
Équation 109. Expression de ψ_1 et ψ_2 dans le plan image.	163
Équation 110. Diamètre de la tâche image dans le plan de détection avec $dd > feq$	164
Équation 111. Déplacement axial du centre de la tâche image dans le plan de détection avec $dd > feq$	164

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Ce travail de thèse unit trois partenaires de spécialités et de savoir-faire complémentaires : la société LEUKOS, l'ONERA et le LOA. LEUKOS est une société qui développe depuis 2006 des sources laser *supercontinuum* de l'ultraviolet au proche infrarouge et plus récemment jusqu'au moyen infrarouge [1,2]. L'ONERA, laboratoire aérospatial français, possède une grande expertise sur les signatures optiques hyperspectrales et polarimétriques de matériaux [3–5]. Enfin, le Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA) de Lille présente une forte expertise sur les propriétés physiques optiques et radiatives des aérosols, des nuages et des gaz atmosphériques, et leurs mesures par télédétection [6].

Les hydrométéores et les aérosols atmosphériques sont des particules liquides ou solides en suspension dans l'air [7]. Ils sont d'origine naturelle (ex. volcan, combustion de biomasse, désert, océan...) ou anthropogénique (ex. usine, transport...). Ils ont un rôle important dans la formation des nuages [8], dans le forçage radiatif terrestre [9,10] contribuant ainsi aux processus de changement climatique [11]. Ils interviennent également au niveau de la qualité de l'air et impactent la santé publique [12–16]. Du fait des contextes sanitaire, sociétal et économique actuels, les études portées à leur égard n'ont cessé d'augmenter pour mieux comprendre leurs interactions et leurs rôles dans l'environnement [17]. L'activité anthropique induit une augmentation globale d'aérosols dans l'atmosphère et nécessite certains dispositifs de contrôle quantitatif et qualitatif des aérosols émis (ex. cheminées industrielles, transport maritime...).

Le champ d'application de ce travail de thèse s'inscrit également dans un contexte aéronautique pour la détection et la caractérisation des aérosols générés par des avions. Les études portant sur ces particules sont de plus en plus nombreuses dans la communauté [18–22] et en particulier à l'ONERA. En effet, d'une part, le trafic aérien civil augmente de plus de 6 % chaque année [23] contribuant à l'augmentation d'aérosols carbonés dans l'atmosphère et d'autre part, la possibilité d'identifier un appareil à partir de ses émissions particulières présente un intérêt pour la défense nationale ou la protection des forces en opérations.

Dans un contexte plus opérationnel, la présence d'aérosols diminue la visibilité (brouillard et pollution). Les conséquences sont néfastes sur certains dispositifs de télécommunication qui s'appuient sur la propagation de la lumière laser dans l'atmosphère entre les stations « sol » et les satellites [24] ou encore l'imagerie laser 3D embarquée (voiture autonome, avion, drone). Leurs performances varient en fonction des conditions atmosphériques (pluie, brume, fumée d'incendie, etc.). Les propriétés optiques des aérosols constituent donc une information d'entrée indispensable à la réalisation d'études de performances réalistes de ces dispositifs.

Les aérosols ont un rôle important dans de nombreux contextes et les moyens de détection sont directement reliés à leur taille. Elle varie du nanomètre au millimètre [25], avec une population majoritairement comprise entre $0,01\ \mu\text{m}$ et $3\ \mu\text{m}$ [26] pour laquelle la diffusion est dominante dans le domaine du spectre électromagnétique allant de l'ultraviolet à l'infrarouge (de $0,26\ \mu\text{m}$ à $10\ \mu\text{m}$). La télédétection désigne l'ensemble des connaissances et des techniques utilisées pour déterminer les caractéristiques physiques d'objets par des mesures effectuées à distance, sans contact matériel [17].

Deux méthodes de télédétection sont utilisées pour détecter les aérosols : une première est nommée « passive » et la seconde « active ». La première s'appuie sur un rayonnement détecté issu d'une source naturelle comme le Soleil. Cette technique de télédétection est employée depuis des aéronefs ou des satellites car elle permet d'obtenir des informations sur des zones étendues comme par exemple la température des océans ou l'étendue de la couverture nuageuse [18]. La seconde méthode utilise quant à elle une source artificielle maîtrisée de rayonnement réfléchi par l'environnement, comme le laser (*Light Amplification by Stimulated Emission Radiation*) ou le radar (*RADio Detection And Ranging*) et permet de réaliser des mesures de jour comme de nuit.

Les systèmes de télédétection active tels que les lidars (*LIght Detection And Ranging*) opèrent dans la partie optique du spectre électromagnétique allant de l'ultraviolet à l'infrarouge. Les longueurs d'onde utilisées par les systèmes lidar sont parfaitement adaptées à la détection et à la caractérisation d'aérosols atmosphériques [27] quelle que soit leur taille. Les travaux de cette thèse s'appuient sur l'apport des mesures lidar pour la détection et la caractérisation des aérosols naturels et anthropiques (aérosols issus de l'activité humaine). Cependant, certaines limites inhérentes aux fonctionnements de ces dispositifs ne permettent pas aujourd'hui de caractériser les aérosols sans hypothèse *a priori*. Une revue des systèmes lidar et de leur principe de fonctionnement est nécessaire afin d'en présenter les limites instrumentales existantes et de poser clairement la problématique de cette thèse quant aux apports de l'utilisation de sources laser opérant sur un large domaine spectral continu.

Le principe de fonctionnement d'un lidar consiste à illuminer avec une source laser un milieu cible à étudier (nuage, panache de fumée, surface, etc.). Pendant sa propagation, la lumière interagit avec les molécules et les particules composant le milieu. Une partie du rayonnement incident est absorbée par les particules et les molécules présentes sur la ligne de visée et l'autre partie est diffusée. La lumière rétrodiffusée, c'est-à-dire la partie de la lumière diffusée qui retourne vers l'émetteur (diffusion à 180°) est collectée par un télescope, puis convertie par des détecteurs en un signal électrique avant d'être convertie en signal numérique. L'exploitation des signaux numériques permet d'en déduire les propriétés optiques spatiales le long de cette ligne de visée. Cette procédure est appelée « inversion du signal lidar ». En 1930, les premiers prototypes lidars intégraient des lampes de projecteurs et des lampes flash [28]. Ce n'est que dans les années 1960 et avec l'avènement des lasers à rubis que le lidar connaît une grande avancée technologique [29]. En effet, le laser procure au lidar une source lumineuse impulsionnelle, directionnelle, de forte puissance et cohérente à la fois temporellement et spatialement. Ces caractéristiques permettent d'avoir une forte résolution spatiale, un sondage directionnel avec un rapport signal sur bruit satisfaisant. Grâce à la puissance lumineuse des sources laser, le lidar peut fonctionner de jour comme de nuit mais également en présence de conditions atmosphériques dégradées.

Les systèmes lidar atmosphériques exploitent l'interaction entre le rayonnement laser et les constituants atmosphériques. La nature de l'interaction conditionne les caractéristiques spectrales et l'intensité du rayonnement diffusé [30]. Certains processus d'interaction sont élastiques, c'est-à-dire qu'il n'y a pas d'échange d'énergie entre le rayonnement et les particules d'interactions. C'est le cas des diffusions Rayleigh et Mie [31,32]. La longueur d'onde de réception est alors la même que celle d'émission. À l'inverse, la diffusion inélastique fait intervenir des échanges d'énergie entre le rayonnement et les particules. C'est le cas de la diffusion Raman et de la diffusion par fluorescence, dans laquelle le rayonnement diffusé aura une longueur d'onde différente de celle émise. Par la suite, nous nous intéresserons uniquement aux lidars incohérents, c'est-à-dire aux lidars qui ne demandent

pas de cohérence temporelle pour réaliser la détection du signal rétrodiffusé du milieu sondé. Leurs caractéristiques d'interactions sont présentées dans le tableau ci-dessous.

Tableau 1. Principaux phénomènes de diffusion intervenant dans les mesures lidar.

Processus d'interaction	Caractéristiques		Exemple d'instruments lidar
	Longueur d'onde λ	Particules et interactions	
Diffusion élastique	Rayleigh	$\lambda_{émis} = \lambda_{reçu}$	Lidar Rayleigh et Mie Lidar HSRL
	Mie	$\lambda_{émis} = \lambda_{reçu}$	
Diffusion inélastique	Fluorescence	$\lambda_{émis} = \lambda_{reçu}$ et $\lambda_{émis} \neq \lambda_{reçu}$	Lidar à fluorescence
	Raman	$\lambda_{émis} \neq \lambda_{reçu}$	Lidar Raman
Absorption		$\lambda_{émis} = \lambda_{absorbé}$	Lidar DIAL

- Les lidars de Rayleigh et de Mie sont basés sur la diffusion élastique de la lumière avec des molécules de l'atmosphère (diffusion de Rayleigh) ou avec des aérosols (diffusion de Mie). La lumière rétrodiffusée est analysée par un filtre interférentiel sur une largeur spectrale de quelques nanomètres. Ces lidars fournissent des informations sur la présence et la localisation des aérosols dans les couches atmosphériques [33], réalisent des profils en température [34,35] ou encore des profils en densité [36]. Embarqués dans l'espace ou déployés au sol, ces lidars mesurent la distribution verticale des aérosols afin de mieux appréhender leurs impacts sur le bilan radiatif [37–39].
- Le lidar HSRL (*High Spectral Resolution Lidar*) exploite également la diffusion élastique. Ce type de lidar est de plus en plus utilisé dans la communauté, car il permet de différencier le signal diffusé par les aérosols de celui diffusé par les molécules de jour comme de nuit grâce à des filtres très étroits spectralement (de l'ordre du picomètre) [40–43]. On considère le principe physique du mouvement thermique des molécules qui est plus rapide que celui des aérosols car les molécules sont plus légères que les aérosols [44]. L'effet Doppler sur le signal rétrodiffusé est donc plus important sur les molécules que sur les particules avec un décalage fréquentiel sur l'onde rétrodiffusée de quelques gigahertz [45,46].
- Les lidars à fluorescence s'appuient sur la diffusion inélastique. Ils consistent à émettre un faisceau laser de haute énergie, souvent dans l'ultraviolet (UV), pour exciter les niveaux d'énergie des molécules et des atomes et provoquer ainsi une émission de rayonnement par fluorescence. La longueur d'onde émise est généralement égale à la longueur d'onde incidente. C'est pour cela que cette technique lidar est également appelée lidar à diffusion résonnante, bien que l'émission puisse se produire à des longueurs d'onde plus longues [47]. Leurs applications se retrouvent dans le domaine terrestre pour la surveillance des états de santé de la végétation [48], dans le domaine maritime pour contrôler la qualité de l'eau [49] et dans le domaine atmosphérique pour l'étude des hautes couches atmosphériques contenant des particules (atomes de fer et ions) très sensibles à la fluorescence [50].

- Comme leurs noms l'indiquent, les **lidars Raman** considèrent la **diffusion inélastique** Raman. Il y a transfert d'énergie entre le rayonnement incident et les niveaux vibrationnels / rotationnels des molécules. En conséquence, la fréquence de l'onde diffusée est décalée d'une valeur qui correspond à la différence d'énergie entre l'état initial et l'état final des niveaux d'énergie de la molécule. Cependant, la faible section efficace Raman des molécules impose des temps de détection longs pour diminuer le rapport signal sur bruit. Pour une portée de trois cents mètres, ce temps est inférieur à trente minutes et inférieur à deux heures pour un sondage sur deux kilomètres [51]. De plus, comme la population des niveaux d'énergie d'une molécule suit la loi de distribution de Boltzmann, la distribution en intensité des raies Raman donne une information sur le profil de température de l'atmosphère avec une précision de plus ou moins un degré [52,53]. Le lidar Raman est également utilisé pour effectuer des mesures de profils d'humidité [54–56]. De manière pratique, les mesures lidar Rayleigh et Mie sont couplées de nuit aux mesures lidar Raman, puisqu'elles fournissent une mesure intégrée de l'épaisseur optique de l'atmosphère le long de la ligne de visée permettant ainsi d'améliorer les processus d'inversion couramment utilisés [57,58].
- Les **lidars DIAL** (*Differential Absorption Lidar*) sont des lidars qui utilisent les **bandes d'absorptions** des gaz. Le principe est d'utiliser deux longueurs d'onde présentant des absorptions différentes. Si la différence entre les sections efficaces d'extinction des deux longueurs d'onde est connue, alors la concentration et le type d'espèce gazeuse peuvent être déterminés. Cette technique de télédétection est réputée pour avoir une grande sensibilité sur la détection et sur la mesure de concentration de certains gaz [59]. Les lidars DIAL sont notamment utilisés pour réaliser des profils en concentration d'ozone, vapeur d'eau et dioxyde de carbone dans l'atmosphère [50,60].

Les sources laser sont des sources généralement monochromatiques, la longueur d'onde du faisceau émis en direction du milieu cible est donc unique. On parle de lidar mono-longueur d'onde lorsque ce type de source est intégré dans un système. Afin d'exploiter plusieurs processus à différentes longueurs d'ondes et de manière simultanée, l'utilisation de lidar multi-longueurs d'onde est nécessaire. De tels lidars permettent d'étudier plusieurs régimes de diffusion et ainsi limiter les hypothèses *a priori* nécessaires aux lidars mono-longueurs d'onde. Cette diversité en longueurs d'onde est toujours obtenue avec des effets non linéaires entre la lumière du laser et la matière. L'émission de plusieurs longueurs d'onde peut être obtenue avec trois types d'architectures laser : les lasers dits doublés ou triplés, les lasers paramétriques et les lasers *supercontinuum*.

- Une sous-famille de lidars dits **multi-longueurs d'onde** se compose de sources **laser doublés** ou **triplés**. Le doublage ou le triplement de la fréquence d'émission du laser est utilisé pour obtenir différentes harmoniques. Par exemple, le laser Nd:YAG (*Neodymium-Doped Yttrium Aluminium Garnet*) triplé est capable d'émettre en même temps les longueurs d'onde **1064 nm**, **532 nm** et **355 nm**. Cette configuration est la plus répandue dans la famille des lidars multi-longueurs d'onde et permet de regrouper en un seul instrument l'application de plusieurs lidars [61]. En revanche, le dispositif de détection devient plus complexe, car au moins trois voies de détection sont nécessaires, une pour chaque longueur d'onde (ultraviolet, visible, proche infrarouge).
- Les sources **laser paramétriques**, utilisant de **multiples longueurs d'onde**, intègrent dans leur architecture un oscillateur paramétrique optique (OPO) qui, par effets non linéaires dans les cristaux, génèrent de nouvelles longueurs d'onde. Ces sources produisent un rayonnement monochromatique, cohérent et ont, avec les différentes variétés d'OPO, une plage d'étude (ou d'accordabilité) comprise entre l'UV à l'infrarouge lointain. Précédé d'un laser de pompe, l'OPO

est généralement suivi d'un amplificateur optique paramétrique (AOP) afin d'augmenter la puissance de la source. Un tel dispositif permet de balayer un large spectre et d'accéder à des longueurs d'onde qui ne sont normalement pas disponibles avec les autres sources laser [62]. Bien que les lidars paramétriques offrent un important potentiel d'applications, ces dispositifs sont peu utilisés car les sources laser paramétriques sont généralement onéreuses et très encombrantes, ne permettant pas une utilisation mobile.

Les sources laser multi-longueurs d'onde sont limitées à quelques longueurs d'onde discrètes dans le visible ou le proche infrarouge. Les paramètres de rétrodiffusion et d'absorption des particules qui composent le milieu diffusant sont donc mesurés uniquement pour ces longueurs d'onde discrètes. Ces mesures restreintes ne permettent pas aujourd'hui de remonter complètement aux propriétés du milieu sans en avoir une connaissance *a priori*.

- Les sources laser *supercontinuum* (hyperspectrales) s'étendent sur un large **domaine spectral continu** du visible à l'infrarouge et offrent de nouvelles possibilités de mesure des propriétés optiques des aérosols. Ces systèmes ont été élaborés récemment avec une mise sur le marché à partir de 2003. La conversion de la lumière monochromatique d'une source laser en une source *supercontinuum* est assurée par une cascade d'effets non linéaires dans la matière. Les mécanismes d'élargissement spectral permettent aujourd'hui de couvrir l'ensemble du spectre électromagnétique entre l'UV et l'infrarouge moyen (Mid-IR) soit d'environ **350 nm à 4,8 μm** . Contrairement aux sources laser paramétriques, les sources *supercontinuum* peuvent être très compactes et émettre simultanément toutes les longueurs d'onde comprises dans le spectre d'émission. En revanche, la puissance moyenne de ces sources est répartie sur l'ensemble du spectre, ce qui limite aujourd'hui la puissance émise et la portée des systèmes lidar [63]. Malgré cela, utiliser de telles sources peut répondre à de nouveaux besoins industriels, notamment pour des mesures de panaches de fumée anthropogéniques, étude qui nécessite un large domaine spectral compte tenu de la diversité des aérosols. Aujourd'hui, le fait que la source soit une technologie récente implique que très peu de lidars *supercontinuum* de ce type existent. Les premiers prototypes ont été élaborés en 2008 et sont essentiellement utilisés pour mesurer simultanément la concentration de plusieurs gaz [64]. Une autre alternative au laser *supercontinuum* existe. Elle consiste à générer le *continuum* dans l'atmosphère par filamentation. Cette technique nécessite des lasers de très hautes puissances (térawatt) et des durées d'impulsions très brèves (femtoseconde) [65]. Ces lidars *supercontinuum* à filamentation ont l'avantage d'avoir des portées kilométriques et ont fait l'objet de plusieurs études notamment pour la télédétection d'agents chimiques, biologiques et de traces de pollution dans l'atmosphère [66–68]. L'inconvénient de cet instrument est qu'il est très volumineux, très lourd et également très coûteux. De plus, ce dispositif ne répond pas aux besoins de caractérisation en courte portée et ne sera donc pas considéré dans ce travail de thèse.

Les méthodes de diagnostic par méthodes lidar donnent des informations sur les paramètres optiques du milieu, c'est-à-dire sur les grandeurs physiques qui traduisent macroscopiquement les échanges d'énergie liés à l'interaction lumière-matière. Ces grandeurs optiques sont ensuite utilisées pour déterminer les grandeurs physiques microscopiques de diffusion et d'absorption caractérisant le milieu. Ces dernières sont régies à la fois par les propriétés de la lumière (longueur d'onde, polarisation) mais également par les propriétés microphysiques des particules (nature, distribution en taille, morphologie, concentration, etc.) [69]. La difficulté d'inversion du signal lidar réside dans la

parfaite connaissance de tous ces paramètres. En effet, le milieu sondé est composé d'un mélange de molécules et de particules avec des proportions, des natures, des morphologies et tailles effectives différentes allant du nanomètre au millimètre [59]. La contribution de chacune de ces entités se retrouve donc cachée derrière les grandeurs physiques macroscopiques de rétrodiffusion et d'extinction. La puissance du signal reçu est également impactée par les caractéristiques intrinsèques de l'instrument. En conséquence, l'accès aux paramètres optiques du milieu d'intérêt (atmosphère et panache) impose avant tout une bonne maîtrise des paramètres instrumentaux couplée à des méthodes d'étalonnage robustes.

L'inversion du signal lidar est couramment résolue par la méthode de Klett [70] malgré de nombreuses hypothèses. Pour limiter leur nombre, il est nécessaire d'utiliser plusieurs longueurs d'onde et une combinaison de plusieurs processus de diffusion simultanément. De cette façon, il est possible de remonter aux coefficients d'extinction et de rétrodiffusion des particules, à leur distribution en taille [71–73] ainsi qu'à leur indice complexe [74] en limitant les hypothèses initiales. L'analyse polarimétrique de la lumière est un apport complémentaire à l'aspect spectral. Elle donne des informations sur la structure et la nature des aérosols visés [39,75–77] (cristaux de glace, hydrométéores, poussières désertiques, particules carbonées, etc.). La combinaison à la fois multispectrale et polarimétrique de la lumière rétrodiffusée dans les méthodes lidar permettrait d'accéder à la fois à la classification, à la distribution en taille et à la concentration en particule sans avoir une connaissance *a priori* du milieu.

La problématique de cette thèse est **d'étudier la faisabilité de lidars *supercontinuum* pour la caractérisation spectrale des aérosols contenus dans des panaches**. Pour cela il est important que le système de télédétection dispose d'une haute résolution spatiale (en profondeur) et d'une analyse spectrale fine permettant de caractériser sans hypothèse *a priori* un objet cible qu'il soit surfacique ou volumique.

L'objectif scientifique de ce travail de thèse est de **développer un nouveau concept de mesure micro-lidar pour déterminer les propriétés microphysiques des milieux diffusants en levant les limitations techniques actuelles**. Le dispositif développé est qualifié de micro-lidar pour les notions de compacité, de portabilité et de mesures courtes portées qu'il doit satisfaire. Il sera possible de réduire les hypothèses simplificatrices faites sur le milieu (nature, forme, taille des aérosols) en fusionnant les informations spectrales et polarimétriques de la lumière rétrodiffusée [78,79]. Le sujet de thèse s'inscrit en parallèle de travaux ONERA portant sur le diagnostic des émissions particulaires aéronautiques. Le micro-lidar doit être à terme intégré sur une plateforme multi-instrumentale pour réaliser des mesures quantitatives et qualitatives. Pour cela trois axes d'études sont privilégiés :

1. Étudier numériquement la faisabilité des mesures lidar *supercontinuum* : pour cela, un simulateur lidar hyperspectral, nommé PERFALIS (*PERFormance Assessment for Lidar Systems*) a été développé afin de prédire les performances de l'instrument et de montrer d'un point de vue numérique la robustesse des mesures.
2. Développer un instrumental micro-lidar *supercontinuum* : l'instrument COLIBRIS (*COmpact Lidar for Broadband polaRImetric multi-Static measurements*) a été élaboré pour réaliser des mesures lidar à courte portée à haute résolution spatiale avec une analyse spectrale de la

lumière rétrodiffusée. L'instrument se doit d'être compact et de faible masse pour faciliter sa mise en place et son utilisation sur le terrain.

3. Identifier les paramètres optiques de mesures lidar à courte portée : la méthode d'inversion ST-LIM (*Surface Target Lidar Inversion Method*) a été proposée pour identifier les propriétés optiques d'un milieu cible sans hypothèse *a priori* grâce à la combinaison de mesures lidar sur cibles surfaciques et volumiques.

CHAPITRE 1. LIDAR SUPERCONTINUUM :

FORMALISME

Dans ce chapitre, nous allons définir les propriétés optiques des cibles volumiques et surfaciques intervenant dans la mesure lidar. Une étude sera réalisée sur la dépendance spectrale des sections efficaces lidar d'agrégats de suie et de l'utilisation de modèles sphériques équivalents pour leurs calculs.

La structure des différents sous-systèmes qui composent un lidar élastique et les architectures existantes seront ensuite présentées pour appréhender les différentes problématiques liées au lidar *supercontinuum*. Les mécanismes d'élargissement spectral intervenant dans la génération du *supercontinuum* dans des fibres optiques seront rappelés. Dans le cadre de cette thèse, différentes études et développements théoriques seront menés par rapport aux problèmes sous-jacents quant à l'utilisation d'une source laser *supercontinuum* dans les applications lidar. Ces sources sont connues pour être faiblement énergétiques, on s'attend donc à des portées réduites. Les paramètres clés liés à la fonction de recouvrement de l'instrument seront identifiés. De plus, une unification des équations lidars valides sur des cibles volumiques et surfaciques sera proposée et étendue à la prise en compte de la forme temporelle réelle de l'impulsion laser. Le signal lidar et les bruits associés aux mesures seront redéfinis. Ce travail introductif permettra dans les chapitres suivants d'étudier la performance des lidars à haute résolution spatiale et de développer une nouvelle méthode sur l'inversion des mesures lidar courte portée.

1. Propriétés optiques des milieux diffusants d'intérêt

Dans notre étude, deux des processus d'interaction lumière-matière mis en jeu au cours de la propagation d'impulsion laser sont étudiés : la diffusion élastique et l'absorption de la lumière. Les méthodes de diagnostic par méthode lidar donnent des informations sur les paramètres radiatifs. Les grandeurs optiques d'extinction et de rétrodiffusion respectivement $\alpha(\lambda, r)$ et $\beta(\lambda, r)$ traduisent macroscopiquement l'interaction entre la lumière et les particules du volume diffusant localisé à la distance r et sondé à la longueur d'onde λ . Le coefficient β [$\text{m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$] permet de quantifier la lumière rétrodiffusée vers le lidar alors que le coefficient α [m^{-1}] traduit les pertes liées à l'absorption et la diffusion de la lumière au cours de sa propagation.

Les coefficients de rétrodiffusion et d'extinction sont la somme des contributions moléculaires et particulaires. Les coefficients des aérosols d'intérêt seront respectivement notés par l'indice a ; tandis que ceux des molécules et des aérosols de fond de l'atmosphère (naturellement présents) seront notés par l'indice b . Les expressions des coefficients totaux d'extinction et de rétrodiffusion s'écrivent ainsi :

$$\alpha(r, \lambda) = \alpha_a(r, \lambda) + \alpha_b(r, \lambda)$$

$$\beta(r, \lambda) = \beta_a(r, \lambda) + \beta_b(r, \lambda)$$

Équation 1. Coefficient d'extinction total $\alpha(r, \lambda)$ et de rétrodiffusion total $\beta(r, \lambda)$.

D'autre part, le rapport entre l'extinction et la rétrodiffusion, appelé rapport lidar LR [sr], est souvent utilisé pour caractériser un milieu, il est défini par :

$$LR(r, \lambda) = \frac{\alpha(r, \lambda)}{\beta(r, \lambda)}$$

Équation 2. Rapport lidar.

Les **coefficients moléculaires** d'extinction et de rétrodiffusion sont le produit du nombre de molécules par unité de volume $N_{m,i}$ [m^{-3}] par respectivement les sections efficaces d'extinction $C_{m,i}^{ext}$ [m^2] et les sections efficaces de rétrodiffusion $C_{m,i}^{back}$ [$\text{m}^2 \cdot \text{sr}^{-1}$]. Ces dernières sont calculées en utilisant la diffusion dans l'approximation de Rayleigh. Pour un nombre i d'espèces moléculaires composant le milieu (dioxygène, diazote, dioxyde de carbone, méthane, etc.), l'expression des coefficients optiques moléculaires s'écrit :

$$\alpha_m(\lambda) = \sum_{i=0}^N N_{m,i} \cdot C_{m,i}^{ext}(\lambda) \quad ; \quad \beta_m(\lambda) = \sum_{i=0}^N N_{m,i} \cdot C_{m,i}^{back}(\lambda)$$

Équation 3. Coefficients d'extinction et de rétrodiffusion moléculaires d'un ensemble de molécules.

Dans le cas de l'atmosphère, ces coefficients peuvent être calculés à partir des conditions de température $T_h(h)$ [K] et de pression $P_h(h)$ [hPa] des couches atmosphériques se situant à l'altitude h . Ils s'écrivent par les relations [80] (équations 14 et 10) :

$$\alpha_m(\lambda, h) = \alpha_{ms}(\lambda) \cdot \frac{P_h(h)}{P_{hs}} \frac{T_{hs}}{T_h(h)} \quad ; \quad \beta_m(\lambda, h) = \alpha_m(\lambda) \cdot \frac{P_{ray}(\pi, \lambda)}{4\pi}$$

Équation 4. Coefficients d'extinction et de rétrodiffusion moléculaires en fonction de la température et de la pression.

où P_{ray} est la fonction de phase de Rayleigh, T_{hs} et P_{hs} sont respectivement la température et la pression standard de l'atmosphère ($T_{hs} = 288,15$ K et $P_{hs} = 1013,25$ hPa). Le coefficient α_{ms} est la valeur d'extinction dans les conditions standards de l'atmosphère. Ces expressions permettent de prendre directement en compte la concentration des constituants de l'air en fonction des conditions de température et de pression des couches atmosphériques dans le calcul des coefficients. Les expressions de la fonction de phase $P_{ray}(\pi, \lambda)$ et du coefficient $\alpha_{ms}(\lambda)$ sont détaillées dans [80].

Les **coefficients particuliers** d'extinction et de rétrodiffusion ($\alpha_{p,i}$ et $\beta_{p,i}$) sont le produit du nombre de particules par unité de volume $N_{p,i}$ [m^{-3}] par respectivement la section efficace d'extinction $C_{p,i}^{ext}$ [m^2] et les sections efficaces de rétrodiffusion $C_{p,i}^{back}$ [$\text{m}^2 \cdot \text{sr}^{-1}$]. Contrairement aux molécules, les particules de même nature suivent généralement une distribution en taille. Le calcul de cette composante particulière tient compte de cette distribution, par intégration sur le domaine de taille de leur rayon équivalent R . Les expressions des coefficients de rétrodiffusion et d'extinction de l'ensemble des particules i composant le milieu sont définies par :

$$\alpha_p(\lambda) = \sum_{i=0}^N \underbrace{\int_0^{\infty} N_{p,i}(R) \cdot C_{p,i}^{ext}(\lambda, R) \cdot dR}_{\alpha_{p,i}} \quad ; \quad \beta_p(\lambda) = \sum_{i=0}^N \underbrace{\int_0^{\infty} N_{p,i}(R) \cdot C_{p,i}^{back}(\lambda, R) \cdot dR}_{\beta_{p,i}}$$

Équation 5. Coefficients d'extinction et de rétrodiffusion d'un ensemble de particules.

Deux méthodes sont utilisées afin de déterminer les sections efficaces d'extinction et de rétrodiffusion des particules ($\alpha_{p,i}$ et $\beta_{p,i}$). La première, appelée Lorenz-Mie, concerne les diffuseurs présentant une symétrie sphérique. La deuxième appelée, SDDA (de l'anglais *Spectral Discrete Dipole Approximation*) concerne les diffuseurs de forme quelconque comme les cristaux de glace ou les agrégats de suie.

- La méthode de **Lorenz-Mie** est une résolution analytique de la diffusion de la lumière par une particule sphérique à partir des équations de Maxwell. La méthode et le formalisme sont décrits dans [32]. Succinctement, le modèle de diffusion considère une onde plane monochromatique de nombre d'onde $k = 2\pi \cdot m_p / \lambda$ [m^{-1}] se propageant dans un milieu d'indice de réfraction complexe m_p [\emptyset] qui est diffusée par une sphère de rayon R [m] d'indice de réfraction complexe m . Les différents régimes ou ordres de diffusion sont définis par rapport au paramètre de taille X [\emptyset] exprimé par [32] :

$$X = k \cdot R$$

Équation 6. Paramètre de taille dans le modèle de Lorenz-Mie.

- La méthode **SDDA** est un modèle d'approximation spectrale par dipôle discret qui permet, contrairement à Lorenz-Mie, de simuler la diffusion de la lumière par des particules non sphériques. La méthode consiste à discrétiser l'objet diffusant sous forme d'un réseau cubique et d'y placer en leur centre un dipôle électrique. À l'extérieur du diffuseur, les dipôles électriques sont mis à zéro. L'interaction lumière-dipôle et l'interaction dipôle-dipôle sont simulées pour calculer la matrice de diffusion de l'aérosol en question. La précision de cette technique de simulation est directement reliée au nombre de dipôles discrétisant le diffuseur. Leur nombre doit être suffisamment important pour pouvoir donner une représentation géométrique fidèle et une interaction lumière-dipôle suffisante. L'espacement dipôle-dipôle doit être inférieur à la longueur d'onde λ dans le matériau [81]. Draine fournit le critère $|m|kd_d < 1$ [82] où $k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde et m l'indice complexe du diffuseur.

La matrice de diffusion obtenue par la méthode de Lorenz-Mie ou par SDDA est ensuite utilisée pour calculer les sections efficaces de rétrodiffusion et d'extinction.

La composante particulière des coefficients α_b et β_b peut être estimée à partir de codes de simulation de transfert radiatif comme MODTRAN [83,84] ou MATISSE développé par l'ONERA [85–87]. Elle peut également être évaluée à partir de la relation de Koschmieder [88–90]. En effet, la présence d'aérosols dans l'atmosphère entraîne une diminution de la visibilité v [km]. La relation de Koschmieder permet de quantifier l'extinction des aérosols de fond en fonction de la visibilité à 550 nm par :

$$v(550 \text{ nm}) = \frac{3.9}{\alpha_b(550 \text{ nm})}$$

Équation 7. Relation de Koschmieder avec α_b [km⁻¹].

Le coefficient α_b peut être obtenu à d'autres longueurs d'onde à partir des relations d'Ångström [91,92]. Le coefficient β_b est déduit du rapport lidar représentatif des particules de fond suivant leur nature : rural, urbain ou marin. Ces données sont disponibles à partir des codes de transfert radiatif ou dans des abaques comme OPAC (de l'anglais *Optical Properties of Aerosols and Clouds*) [93].

Les sections efficaces d'extinction et de rétrodiffusion des aérosols dépendent à la fois des propriétés de la lumière (ex. longueur d'onde, polarisation) mais aussi des propriétés microphysiques des particules (ex. indice de réfraction complexe, morphologie, taille). Dans les applications lidar, les sections efficaces ont un impact sur les performances instrumentales et les méthodes d'inversion. Les agrégats de suie sont des aérosols non sphériques généralement issus d'activité anthropogénique présentant une absorption spectrale. De ce fait, dans le cadre d'utilisation de sources laser *supercontinuum* dans les mesures lidar, les agrégats de suie sont de bons sujets d'étude pour évaluer d'une part la dépendance spectrale des sections efficaces et d'autre part l'utilisation de modèles de sphères équivalentes (méthode de Lorenz-Mie). Leurs sections efficaces sont donc étudiées par la suite.

2. Dépendance spectrale des propriétés optiques des aérosols et comparaison des modèles équivalents : application aux agrégats de suie

Les sections efficaces d'extinction et de rétrodiffusion sont calculées à l'aide d'un modèle spectral d'approximation dipôle discret (modèle SDDA) sur le spectre visible infrarouge (400 – 5000 nm) et comparées aux approximations de sphères équivalentes (modèle Lorenz-Mie).

Il est important d'obtenir les bonnes valeurs des sections efficaces pour deux raisons. La première est d'avoir des signaux lidar corrects et représentatifs par rapport à l'aérosol d'étude dans un modèle direct (simulateur lidar). La seconde concerne les modèles d'inversion microphysique, qui à partir des propriétés optiques β_a et α_a déduites des mesures lidar (modèle inverse), cherche à récupérer les propriétés microphysiques des particules. Une méthode pour identifier β_a et α_a à partir d'un signal lidar sans *a priori* sur le milieu d'étude sera proposée plus loin.

2.1. Morphologie fractale des agrégats de suie étudiés

Les particules de suie sont issues d'une combustion incomplète d'origine naturelle ou anthropique, par exemple les feux de biomasse ou la combustion d'énergie fossile. Les particules émises sont de petite taille (< 50 nm) et sont principalement composées de monomères quasiment sphériques. Ces derniers s'agrègent avec le temps pour former des agrégats microscopiques. Leur morphologie complexe peut être modélisée à partir de modèle fractal [94–97], caractérisée par un facteur fractal (k_f), une dimension fractale (D_f), le nombre de monomères (N) et leur rayon moyen (R_m). Ces paramètres sont reliés entre eux par la relation d'échelle suivante [98] :

$$N = k_f \left(\frac{R_g}{R_m} \right)^{D_f}$$

Équation 8. Relation d'échelle d'un agrégat fractal d'après [98].


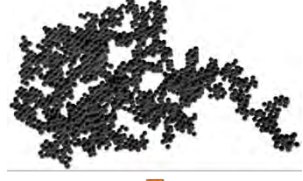
où le rayon de giration (R_g) est défini à partir de la distance (r_i) entre le $i^{\text{ème}}$ monomère et le centre de masse de l'agrégat :

$$R_g = \left(\frac{1}{N} \sum_{i=0}^N r_i^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$

Équation 9. Rayon de giration d'un agrégat fractal.

Par la suite, deux types d'agrégats fractals de suie fraîchement émis, appelés agrégat en chaîne et agrégat compact, sont étudiés. Leur géométrie fractale est simulée par une méthode d'agrégation, appelée DLCA (de l'anglais *Diffusion-Limited Cluster-Aggregation*) [99–101]. Les dimensions fractales pour l'agrégat en chaîne et l'agrégat compact sont respectivement de **1,8** et **2,39**. Les monomères ont un rayon de **20 nm** et le contact entre eux est ponctuel comme illustré dans le Tableau 2.

Tableau 2. Paramètres structuraux et morphologie des agrégats de suie en chaîne et compact.

		Agrégat en chaîne	Agrégat compact
Paramètres structuraux	D_f	1,8	2,39
	N	90	4275
	R_m	20 nm	20 nm
Morphologie des agrégats			
		120 nm	120 nm

L'indice de réfraction complexe de la suie dépend des conditions thermodynamiques lors de la formation (pression, température, humidité) et de la composition chimique, qui est principalement déterminée par le type de combustion (par ex. diesel, kérosène, biocarburant).

Pour effectuer des calculs sur une large bande spectrale, une loi de dispersion est utilisée pour modéliser l'indice de réfraction complexe spectral $m(\lambda) = n(\lambda) + i\kappa(\lambda)$ [102]. La partie réelle et la partie imaginaire de $m(\lambda)$ ont représentées en Figure 1.

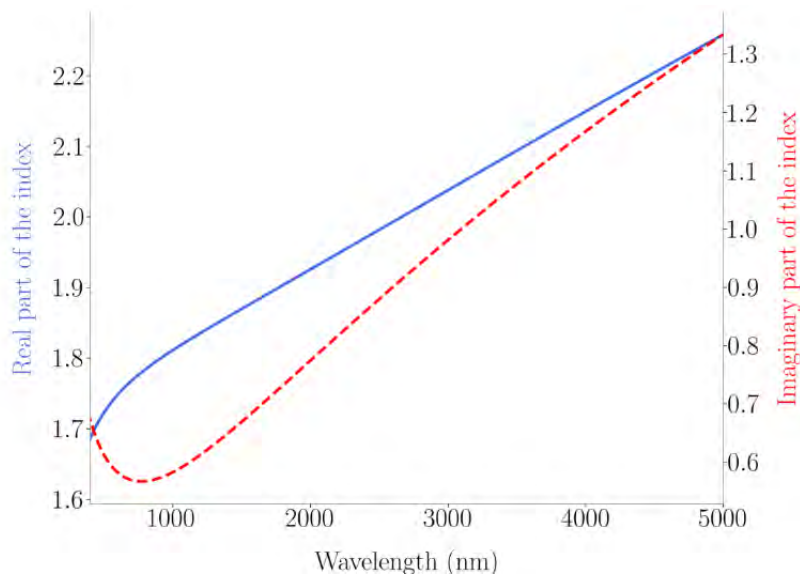


Figure 1. L'indice de réfraction spectral complexe $m(\lambda)$ est représenté par une ligne continue (bleue) pour la partie réelle et par une ligne en tirets (rouges) pour la partie imaginaire (d'après [102]).

2.2. Sections efficaces spectrales d'extinction et de rétrodiffusion d'agrégats de suie

Les sections efficaces d'extinction spectrale C_{ext} [nm^2] et les sections efficaces de rétrodiffusion spectrale C_{back} [$\text{nm}^2 \cdot \text{sr}^{-1}$] sont calculées à l'aide du modèle SDDA pour les agrégats en chaîne et compact sur une large bande spectrale de 400 – 5000 nm. Les calculs sont effectués avec un total de 500 longueurs d'onde réparties uniformément sur toute la gamme spectrale.

Dans la Figure 2, les sections efficaces d'extinction et de rétrodiffusion augmentent avec le nombre de monomères et diminuent avec l'augmentation de la longueur d'onde. Ceci est cohérent avec les valeurs précédemment rapportées pour la section de diffusion différentielle [103]. Les sections efficaces d'extinction et de diffusion différentielle sont proportionnelles au nombre de monomères par agrégat dans le modèle de diffusion de Rayleigh développé pour les agrégats fractals [104]. La section efficace des agrégats en forme de chaîne et des agrégats compacts présente une diminution globale avec l'augmentation de la longueur d'onde. En ce qui concerne l'extinction, les valeurs spectrales du C_{ext} pour les deux agrégats présentent un rapport proche de 47,5 correspondant au rapport entre le nombre de monomères pour les agrégats compacts et ceux en chaîne. Pour la rétrodiffusion, les valeurs du C_{back} large bande pour les deux agrégats présentent un rapport proche de $47,5^2$, ce qui correspond au rapport au carré entre les monomères définis ci-dessus. Ces résultats indiquent que les sections efficaces d'extinction sont directement proportionnelles à N alors que les sections efficaces de rétrodiffusion sont proportionnelles à N^2 .

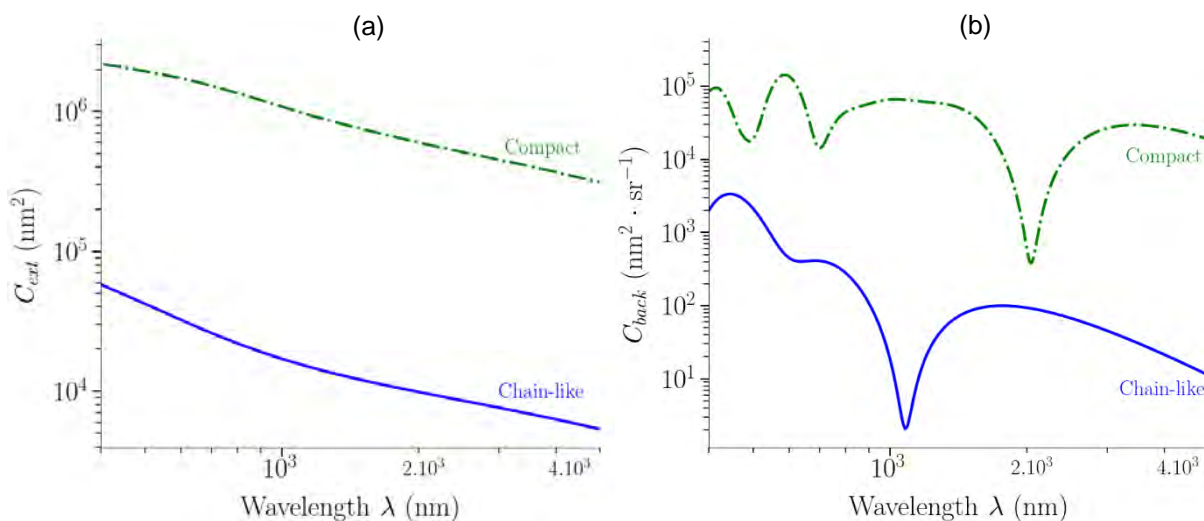


Figure 2. Les sections efficaces d'extinction et de rétrodiffusion de la chaîne (ligne bleue) et compacte (tirets verts) sont représentées en fonction de la longueur d'onde respectivement en (a) et en (b).

2.3. Évaluation des modèles sphériques équivalents

L'objectif est d'évaluer la capacité des différents modèles de sphères équivalentes à reproduire les sections efficaces de rétrodiffusion et d'extinction sur un large domaine spectral dans le cas ici des agrégats de suie fractale en chaîne et compact.

2.3.1. Définition des rayons équivalents pour des agrégats fractals

L'utilisation de sphères équivalentes pour les propriétés optiques est une pratique courante en télédétection car les sphères ont à la fois la géométrie la plus simple et des propriétés optiques bien connues, c'est-à-dire que la diffusion par sphères est résolue analytiquement comme dans la théorie Lorenz-Mie. Lorsqu'une particule non sphérique est modélisée par une particule sphérique, seuls deux des paramètres physiques pertinents (le rayon et l'indice de réfraction complexe) sont utilisés. Cette approximation simple, appelée soit modèle de sphère équivalente, soit approximation de sphère équivalente, présente plusieurs limites. Bien que les sphères équivalentes puissent reproduire les propriétés radiatives du nuage de cristaux de glace dans l'infrarouge, il faut faire preuve de prudence lorsqu'on examine les directions de rétrodiffusion qui dépendent fortement du degré d'anisotropie des agrégats [105]. De plus, il a été démontré que le modèle à sphères équivalentes de cristaux de glace hexagonaux sous-estime l'albédo solaire à large bande des cirrus : la diffusion vers l'avant de la sphère est plus forte que celle des cristaux hexagonaux [106].

Par la suite, les résultats obtenus à l'aide de la SDDA seront appelés SFA (de l'anglais *Soot Fractal-like Aggregates*), tandis que ceux qui utilisent l'approximation des équivalents sphériques seront appelés R_v , R_s , R_g , selon l'utilisation respective du volume, de la surface ou des rayons de giration équivalents :

$$R_v = (N)^{1/3} R_m$$

$$R_s = (N)^{1/2} R_m$$

$$R_g = \left(\frac{N}{k_f} \right)^{1/D_f} R_m$$

Équation 10. Définition des rayons des sphères équivalentes.

Les sections efficaces d'extinction et de rétrodiffusion pour les approximations des sphères équivalentes ont été calculées avec la théorie de Lorenz-Mie en utilisant le code MIEV0 [32].

Tableau 3. Rayons de sphère équivalents pour respectivement l'approximation du volume, de la surface et de giration.

		Agrégats en chaîne	Agrégats compacts
Rayon des sphères équivalentes	R_v	90 nm	325 nm
	R_s	190 nm	1308 nm
	R_g	211 nm	591nm

2.3.2. Sections efficaces d'extinction

Dans cette section, les sections efficaces d'extinction ont été calculées à l'aide du modèle SDDA pour les SFAs et de la théorie de Lorenz-Mie pour les modèles sphériques équivalents associés. Le même indice de réfraction spectral complexe que celui de la section 2.1 a été utilisé. Les résultats sont présentés en Figure 3.

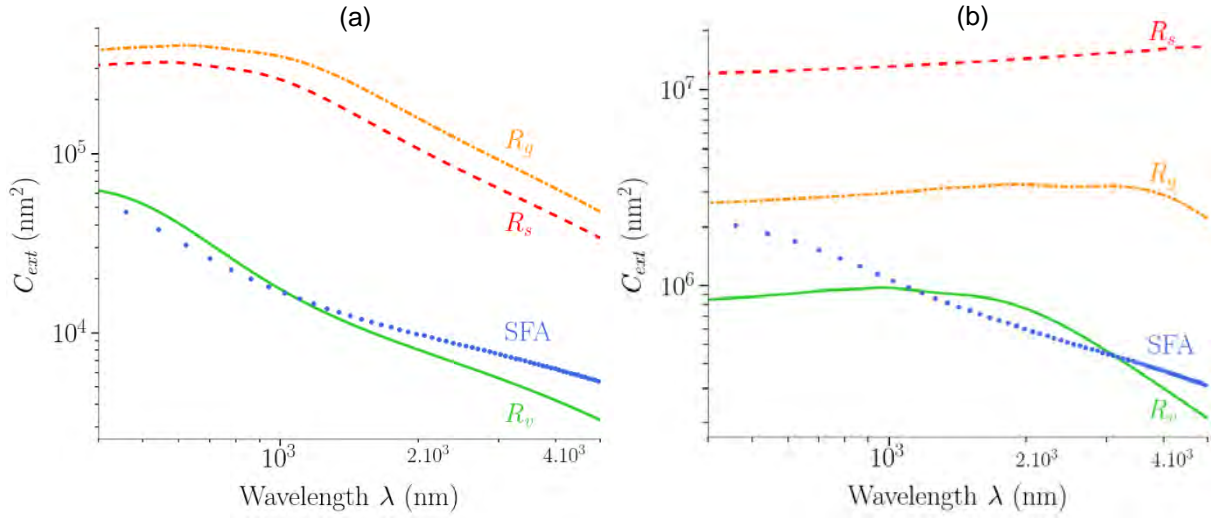


Figure 3. Sections efficaces d'extinction de l'agrégat en chaîne (a) et compact (b) utilisant la géométrie des agrégats fractals (points bleus), le volume (R_v , ligne verte), la surface (R_s , tirets rouges) et de giration (R_g , tirets orange) des rayons équivalents.

Pour l'agrégat en chaîne (Figure 3.(a)), le calcul numérique avec R_s ou R_g conduit à une surestimation de la section efficace d'extinction spectrale calculée avec SFA pour tout le spectre. La valeur de C_{ext} calculée à $\lambda = 800$ nm pour la SFA est environ dix fois plus faible que celle calculée selon les hypothèses des sphères équivalentes R_s et R_g . En ce qui concerne les sections efficaces d'extinction spectrale calculées avec R_v , cette approximation fournit des résultats en bon accord avec les résultats de la SFA.

Pour l'agrégat compact (Figure 3.(b)), la section efficace d'extinction spectrale calculée avec R_s ou R_g ne présente pas de variation significative avec λ entre 400 – 5000 nm, contrairement à l'agrégat en chaîne. Notons également que les résultats pour R_g surestiment ceux associés à la SFA. Pour $\lambda < 800$ nm, les sections efficaces d'extinction spectrales calculées avec R_v et R_g sont en bon accord avec les résultats SFA. Cet accord varie fortement selon la longueur d'onde considérée. Différents résultats sont obtenus dans la région des grandes longueurs d'onde pour $\lambda > 800$ nm où les sections efficaces d'extinction sont mieux représentées par R_v .

Dans l'ensemble, aucune approximation de sphère ne peut décrire correctement les sections efficaces d'extinction sur un spectre large bande. Seule l'approximation des sphères équivalentes en volume (R_v) est proche, et seulement dans la partie infrarouge du spectre. Ce comportement s'explique par le fait que la suie présente une forte absorption dans l'infrarouge, qui est directement liée au volume total de l'agrégat [107]. Par conséquent, lorsque l'absorption domine en extinction, l'approximation des sphères équivalentes en volume fournit le meilleur résultat par rapport aux autres

sphères équivalentes R_s et R_g . Cependant dans la partie visible, lorsque les SFA présentent à la fois une absorption et une diffusion, les approximations des sphères équivalentes doivent être utilisées avec une grande prudence.

2.3.3. Sections efficaces de rétrodiffusion

Dans cette section, les sections efficaces de rétrodiffusion ont été calculées à l'aide du modèle SDDA pour les SFA et de la théorie de Lorenz-Mie pour les sphères équivalentes associées. Le même indice de réfraction spectral complexe que celui de la section 2.1 a été utilisé. Les résultats sont présentés en Figure 4.

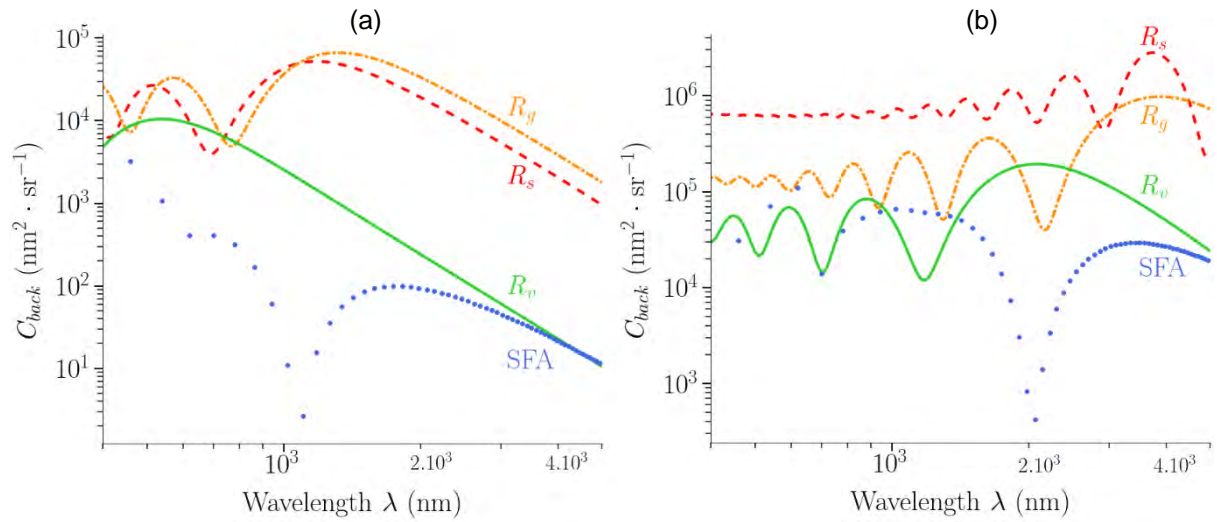


Figure 4. Sections efficaces de rétrodiffusion de l'agrégat en chaîne (a) et compact (b) utilisant la géométrie des agrégats fractals (points bleus), le volume (R_v , ligne verte), la surface (R_s , tirets rouges) et de giration (R_g , tirets orange) des rayons équivalents.

Pour l'agrégat en chaîne (Figure 4.(a)), des oscillations de Mie sont visibles entre 400 – 2000 nm pour les approximations R_s et R_g . Ces oscillations se produisent à différentes longueurs d'onde en fonction du paramètre du rayon équivalent et de la longueur d'onde. Les sections efficaces de rétrodiffusion calculées selon les approximations R_s et R_g sont proches des résultats calculés par la SFA pour les petites longueurs d'onde ($\lambda < 1000$ nm). Les résultats obtenus à l'aide des approximations R_s et R_g sont deux fois plus élevés que les résultats SFA pour les grandes longueurs d'onde ($\lambda > 1000$ nm). Seule l'approximation R_v est en accord avec les résultats SFA pour les grandes longueurs d'onde dans l'infrarouge.

Pour l'agrégat compact (Figure 4.(b)), les oscillations de Mie apparaissent également entre 400 – 5000 nm pour tous les schémas d'approximation. Il en résulte des variations importantes de la section efficace d'extinction spectrale sous l'approximation de la sphère équivalente à partir des résultats de la SFA. Les résultats associés à R_s et R_g surestiment les sections efficaces de rétrodiffusion des SFA. Néanmoins, entre 3000 et 5000 nm, les sections efficaces de rétrodiffusion spectrale calculées avec R_v sont en étroite concordance avec les résultats de la SFA. Différents résultats sont obtenus pour

$\lambda < 3000$ nm où aucun rayon équivalent de sphère ne se rapproche des sections de rétrodiffusion de la SFA.

En résumé, l'approximation de la sphère équivalente donne de mauvais résultats en termes de calcul des sections efficaces de rétrodiffusion pour les SFA considérées. Seule l'approximation R_v est acceptable pour $\lambda > 4000$ nm. Ainsi, selon nos simulations, C_{back} est plus sensible à la forme de l'agrégat considéré que le C_{ext} . Ceci s'explique par le fait que C_{back} correspond aux sections de diffusion différentielle à 180° alors que C_{ext} est une grandeur angulairement intégrée.

2.4. Bilan sur la modélisation des sections efficaces lidar

Les sections efficaces relatives au lidar, c'est-à-dire l'extinction et la rétrodiffusion, dépendent fortement de la morphologie des SFA. Bien que les approximations fournissent souvent des informations précieuses sur les processus physiques de diffusion de la lumière, nos résultats soulignent que le concept d'approximation des sphères équivalentes doit être utilisé avec prudence, et uniquement sur des plages spectrales restreintes. De plus, le choix des rayons équivalents a un impact notable sur les sections efficaces d'extinction et de rétrodiffusion.

La section efficace d'extinction fait référence à la réduction de la puissance reçue par un détecteur face à l'onde incidente lorsqu'une particule est présente sur le trajet optique (par rapport à l'absence de particule). Ainsi, on s'attend à ce que le volume de l'agrégat soit le principal facteur contribuant à la section efficace d'extinction d'une petite particule lorsque l'absorption est importante. L'un des paramètres clés pour calculer la section efficace d'extinction sous l'approximation de sphère équivalente est de choisir le rayon adéquat pour reproduire au mieux le processus de diffusion. Nos résultats montrent que, tant que le volume de l'agrégat est conservé, la sphère équivalente en volume est une meilleure approximation pour calculer la section efficace d'extinction. Ceci est d'autant plus vrai dans l'infrarouge où l'absorption de suie est élevée, quelle que soit la géométrie fractale (en chaîne ou compacte).

Toutefois, les modèles sphériques équivalents peuvent être plus difficiles à appliquer pour calculer les sections efficaces de rétrodiffusion des SFA. Cette dernière fait référence à la partie rétrodiffusante de la section de diffusion différentielle, qui dépend fortement de la géométrie de la particule [108]. Comme la géométrie des particules affecte largement la section de diffusion différentielle [103], on s'attend à ce que les sections de rétrodiffusion dépendent sensiblement à la géométrie détaillée de l'agrégat. Les modèles des sphères équivalentes ne parviennent pas à reproduire les sections efficaces du lidar sur un spectre large bande. Le remplacement d'un agrégat de type fractal par une sphère constitue une modification extrême de la forme de la particule d'origine, modifiant considérablement les champs électromagnétiques diffusés, et donc les sections efficaces.

Une caractéristique générale peut être mise en évidence : parmi les différents rayons équivalents qui sont utilisés pour approcher les sections efficaces du lidar, le rayon volumique équivalent (R_v) semble être un meilleur paramètre, surtout pour les grandes longueurs d'onde où l'absorption est importante. Dans l'ensemble, l'utilisation d'une surface équivalente ou d'un rayon de giration (R_s ou R_g) entraîne une surestimation de plusieurs ordres de grandeur des sections efficaces d'extinction et de rétrodiffusion quelle que soit la dimension fractale. Cette surestimation est observée pour la plupart des longueurs d'onde pour le spectre considéré, en particulier les petites longueurs d'onde. Un tel

comportement peut s'expliquer par le rapport entre la taille de l'agrégat et la longueur d'onde (paramètre de taille X). À grande longueur d'onde, l'interaction avec l'onde incidente se produit en grande partie sans être sensible aux détails fractals des agrégats : l'agrégat entier se comporte comme une sphère équivalente en volume. Inversement, l'interaction à courte longueur d'onde est quant à elle sensible à la structure détaillée de l'agrégat. La morphologie des agrégats a donc un fort impact sur les sections efficaces du lidar lorsque la longueur d'onde se rapproche de la taille des agrégats. Ceci explique pourquoi il n'existe pas d'approximation de sphères équivalentes appropriée pour les agrégats fractals de suie à petite longueur d'onde.

Le modèle de sphères équivalentes appliqué aux agrégats fractals a une capacité très limitée pour calculer les sections efficaces des lidars, en particulier la rétrodiffusion. En outre, aucune approximation des sphères équivalentes ne devrait être utilisée pour remplacer les sections efficaces des lidars à large bande. Ceci est particulièrement vrai pour la rétrodiffusion des sections efficaces aux petites et moyennes longueurs d'onde (c'est-à-dire près de l'UV et du visible) où la diffusion est importante. Dans l'infrarouge, on peut appliquer l'approximation des sphères équivalentes en volume pour les sections efficaces de rétrodiffusion. Ces résultats restent valables pour les SFA de taille comparable, mais pour les agrégats plus importants, le modèle sphérique équivalent devrait être utilisé avec encore plus de prudence. Les conséquences négatives pour les techniques d'inversion lidar dépassent probablement le cadre de ce travail, mais il faut faire attention lors de leur mise en œuvre dans les méthodes d'inversion microphysique des aérosols.

Cette étude permet également de mettre en évidence la dépendance spectrale des sections efficaces d'extinction et de rétrodiffusion des agrégats fractals comme celles des aérosols avec une morphologie sphérique. L'utilisation de sources laser large bande, comme les sources *supercontinuum*, est donc adaptée pour fournir des informations spectrales sur l'extinction et la rétrodiffusion des aérosols rendant, dans un second temps, possible la détermination des propriétés microphysiques.

3. Instrument lidar

Les différents types de lidar existants exploitent les processus d'interaction lumière-matière à partir de systèmes de mesures variées. Le déploiement de ces systèmes sur le terrain permet de réaliser des profils de température, de vent, de concentration d'aérosols, etc. La qualité spectrale des sources laser conduit à des mesures spectroscopiques de haute résolution et donc à la télédétection de substances chimiques et de particules à la fois naturelles et anthropiques [109–111]. Pour ces raisons, les lidars sont devenus des systèmes de mesures importants qui répondent à la fois à des questions scientifiques notamment en termes de connaissances atmosphériques, mais également à des besoins de surveillance et de contrôle de l'environnement. Les multiples applications des lidars ont donc conduit à une diversité de systèmes pour qu'ils soient des instruments de mesures terrestres ou embarquables sur avion, drone ou satellite [37,112,113].

Quel que soit le type d'utilisation, l'instrument lidar est toujours composé de trois sous-parties : un module émission, un module réception et un module chaîne d'acquisition [114]. Celles-ci sont schématisées sur la Figure 5 ci-dessous et font l'objet d'une description détaillée ci-après. La partie « milieu cible » a déjà été abordée, mais sera cependant complétée pour les cibles surfaciques plus loin dans ce chapitre.

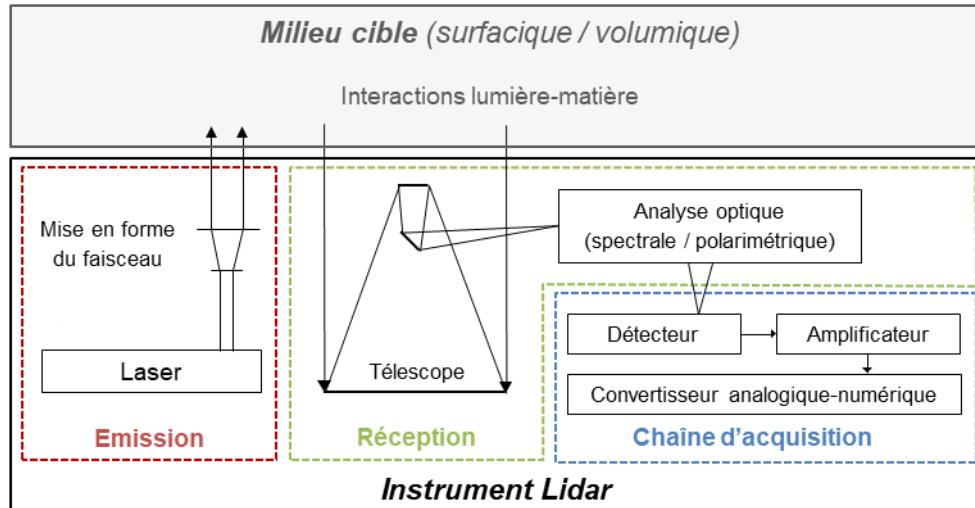


Figure 5. Principaux modules composant un instrument lidar.

Le module d'**émission** est constitué d'une source laser et d'un système opto-mécanique. La longueur d'onde, le régime impulsionnel ou continu de la source laser dépendent de l'application visée. Aujourd'hui, les lasers solides, gazeux ou fibrés permettent d'avoir des raies d'émission discrètes dans le domaine de transparence de l'atmosphère, soit entre **250 nm** et **10 μm** . Les énergies par impulsion sont généralement comprises entre **10 μJ** et **1 J** [115] pour des fréquences de répétition de **10 Hz** à **10 kHz** et des durées d'impulsion comprises entre **1 ns** et **1 μs** . En sortie de la source laser le faisceau est mis en forme par un dispositif opto-mécanique afin d'ajuster le diamètre et la divergence. Après cela, le faisceau est orienté en direction du milieu cible. Certains lidars intègrent dans le module d'émission, des appareils de mesure pour contrôler à chaque instant la puissance laser en prélevant une partie de celui-ci avant sa propagation dans l'atmosphère. La fréquence de répétition est également mesurée afin de synchroniser l'émission et la chaîne d'acquisition.

L'objectif ici est d'utiliser des sources laser *supercontinuum* dans les applications lidar pour d'une part obtenir des propriétés optiques spectrales des milieux diffusants et d'autre part accéder, par fusion d'informations spectrales, à la microphysique des diffuseurs en limitant le nombre d'hypothèses *a priori* du milieu sondé.

Les **sources laser *supercontinuum*** sont des sources offrant un large spectre d'émission. L'élargissement d'une source monochromatique en une source de lumière polychromatique est réalisé par une cascade d'effets non linéaires dans la matière. Historiquement, la première génération de *supercontinuum* a été réalisée par Robert R. Alfano et Stanley Shapiro en 1969 [116], mais ce n'est que fin 1990 que l'on obtient un élargissement considérable à partir d'une fibre à cristal photonique (PCF, pour *Photonic-Crystal Fiber* en anglais). Cette génération est plus adaptée pour les applications lidar que celle dans les cristaux, car elle permet d'obtenir facilement des *supercontinuum* de l'UV à l'infrarouge avec des durées d'impulsion de l'ordre de la nanoseconde et car leur taille et leur masse sont beaucoup plus réduites. Pour ces raisons, nous nous limiterons à l'utilisation des sources *supercontinuum* fibrées. Les mécanismes conduisant à l'élargissement spectral d'une impulsion laser dans une fibre optique sont décrits par la suite. Ils font intervenir des régimes non linéaires qui apparaissent lorsque les densités de puissance sont importantes (quelques $\text{GW} \cdot \text{cm}^{-2}$) [117]. Les lasers

utilisés sont des sources monochromatiques qui peuvent être très intenses (plusieurs watts) et sont généralement appelées lasers de pompe. La focalisation de la lumière laser dans la matière permet donc d'atteindre la densité de puissance nécessaire pour la génération de *supercontinuum*.

Les **fibres optiques** sont des guides d'onde, qui offrent la possibilité de confiner avec peu de pertes le champ électromagnétique de la lumière laser sur de grandes distances, ce sont donc d'excellentes candidates pour réaliser des élargissements spectraux importants. L'association d'un laser pulsé et d'une fibre optique adaptée à la génération d'effets non linéaires permet de concevoir une source laser *supercontinuum*. Ces sources ont un spectre d'émission très large (plus d'une octave), sont directives, spatialement cohérentes et peuvent être de forte puissance (supérieure à 1 W). Les guides de lumière que sont les fibres optiques peuvent être différents les uns des autres de par leur composition (silice, chalcogénure, tellure et d'autres matériaux transparents) ou de par leur structure (fibres microstructurées, mono ou multicœurs, monomodes ou multimodes). Dans tous les cas, la structure et la composition de la fibre influencent les propriétés de guidage et les effets non linéaires intervenant dans la génération de sources laser *supercontinuum*. Les fibres optiques sont caractérisées par différents paramètres. Nous présentons ci-dessous deux paramètres qui seront utiles dans la suite : l'atténuation et la dispersion chromatique.

- L'**atténuation** linéique dans une fibre (α_L [dB · m⁻¹]) caractérise la perte d'un signal optique durant sa propagation. Les principales causes de ces pertes sont dues à l'absorption des matériaux, la diffusion Rayleigh ou encore la présence d'impuretés. Les pertes varient en fonction de la longueur d'onde. L'atténuation linéique est définie à partir de la puissance en entrée P_{int} [W] et sortie P_{out} [W] de fibre de longueur L [m] [118] :

$$\alpha_L = -\frac{10}{L} \log\left(\frac{P_{out}}{P_{int}}\right)$$

Équation 11. Expression de l'atténuation dans une fibre optique.

Les courbes de l'atténuation spectrale typique de différentes fibres optiques de composition chimique différente sont présentées en Figure 6. La fibre en silice (SiO₂) présente une forte absorption au-delà de 2 μm, alors que les fibres composées de verre fluoré comme le fluorure de zirconium (ZBLAN), le fluorure d'indium (InF₃), le verre telluride (TeO₂) ou le verre chalcogénure ont une grande fenêtre de transparence dans le moyen infrarouge (Mid-IR). Les fibres en silice sont donc préférentiellement utilisées pour générer des sources laser *supercontinuum* dans la partie visible et proche infrarouge du spectre électromagnétique, alors que les autres fibres (plus fragiles) sont utilisées dans la partie Mid-IR.

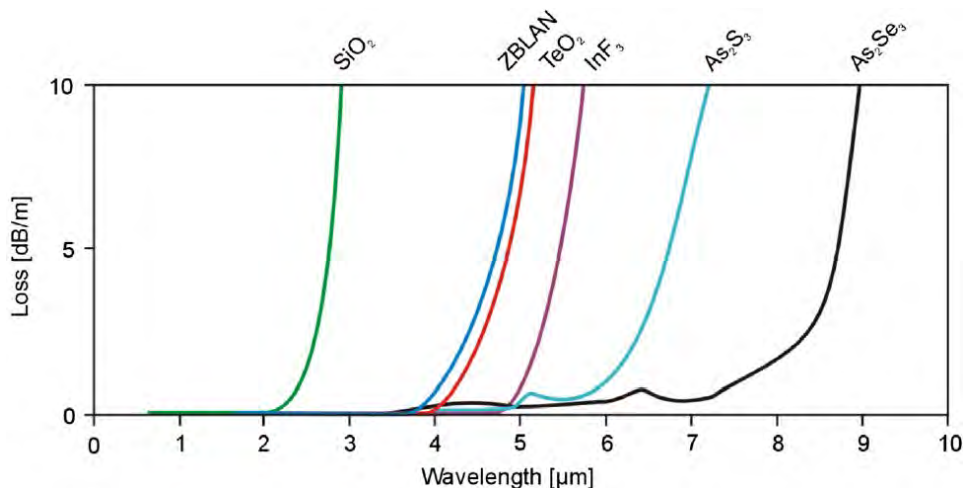


Figure 6. Courbes de transmission de différentes fibres : les pics d'absorption liés aux impuretés ne sont pas représentés (d'après [119]).

- La **dispersion chromatique** totale D_c [$\text{ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$] dépend de la nature du matériau constituant la fibre (silice, verre fluoré, etc.) et de la dispersion imposée par la géométrie du guide. En effet, la distribution lumineuse du mode dans le cœur et la gaine est une fonction de la longueur d'onde [120]. Cela signifie que la dispersion chromatique d'une fibre peut être contrôlée en modifiant la composition du guide (dopage) et en modifiant les paramètres opto-géométriques du guide (profil d'indice, épaisseur du guide). Par exemple dans une fibre PCF, les propriétés opto-géométriques sont modifiées en fonction du nombre et de l'épaisseur des trous d'air autour du cœur [121].

Lorsqu'une impulsion lumineuse se propage dans une fibre optique d'une distance l [m], la phase $\varphi(\omega, t)$ [rad] de chaque composante spectrale de l'onde, de pulsation ω [$\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$], peut s'exprimer à partir de la constante de propagation $\beta(\omega)$ [rad] et la vitesse de la lumière dans le vide c [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$] par :

$$\varphi(\omega, t) = \beta(\omega) \cdot l - \omega \cdot t$$

$$\text{avec } \beta(\omega) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot n(\omega) = \frac{\omega}{c} \cdot n(\omega)$$

Équation 12. Phase de l'onde et constante de propagation.

Une impulsion lumineuse a une largeur spectrale non nulle autour de sa fréquence centrale $f_0 = \omega_0/2\pi$ de pulsation ω_0 ; nous pouvons alors exprimer $\beta(\omega)$ en effectuant un développement de Taylor-Young autour de la pulsation ω_0 ; nous avons donc :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + o(\omega - \omega_0)^n$$

$$\beta_i = \left. \frac{d^i \beta}{d\omega^i} \right|_{\omega=\omega_0} \quad \text{avec } m = \{0,1,2,3, \dots, i\}$$

Équation 13. Développement de Taylor-Young de la constante de propagation.

Physiquement, le terme β_1 est inversement proportionnel à la vitesse de groupe v_g définie par $v_g = \frac{d\omega}{d\beta}$ qui représente la vitesse de propagation de l'énergie ou du paquet d'ondes de l'impulsion. L'évolution de la courbe de vitesse de groupe en fonction des longueurs d'onde est un paramètre important dans la fibre, car elle permet d'accentuer indirectement certains effets non linéaires que nous présenterons plus loin dans cette section. Le terme β_2 caractérise quant à lui la dispersion chromatique. Le premier et deuxième ordres de la constante de propagation, respectivement β_1 et β_2 sont définis par les relations suivantes :

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{1}{c} \overbrace{\left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right)}^{n_{\text{groupe}}}$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n}{d\omega^2} \right)$$

Équation 14. Expressions des termes d'ordre 1 et 2 de la constante de propagation.

Conventionnellement, dans le domaine des fibres optiques, nous utilisons le paramètre D_c pour exprimer la dispersion chromatique de la vitesse de groupe par rapport à la longueur d'onde λ . D_c est reliée à β_2 par la relation suivante [122,123] :

$$D_c = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2$$

Équation 15. Dispersion chromatique de la vitesse de groupe.

avec $c = 299792\,458 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ la constante d'Einstein (ou historiquement la vitesse de la lumière dans le vide). Selon le signe de β_2 , nous distinguons deux types de dispersion :

1. Régime de dispersion normale : cas où $D_c < 0$ (c'est-à-dire $\beta_2 > 0$), les basses fréquences de l'impulsion se propagent plus vite que les hautes fréquences ;
2. Régime de dispersion anormale : cas où $D_c > 0$ (c'est-à-dire $\beta_2 < 0$), les hautes fréquences de l'impulsion se propagent plus vite que les basses fréquences.

La Figure 7 représente schématiquement le comportement temporel d'une impulsion lumineuse dans ces deux régimes. Pour illustrer le phénomène, les basses fréquences sont représentées en rouge et les hautes fréquences en bleu. λ_0 est la longueur d'onde pour laquelle la dispersion chromatique de la vitesse de groupe est nulle ($D_c = 0 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$). Elle est couramment appelée ZDW (pour *Zero Dispersion Wavelength* en anglais).

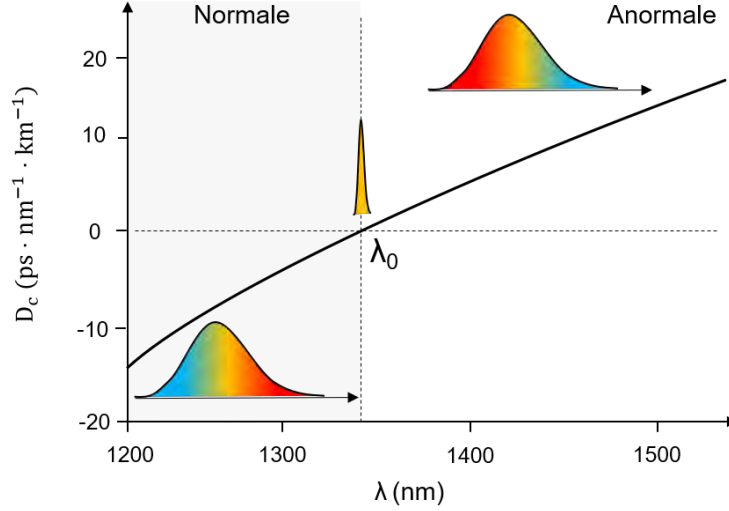


Figure 7. Illustration de la dispersion chromatique de la vitesse de groupe dans une fibre optique (modifiée d'après [123]).

Le régime de dispersion joue un rôle très important dans l'apparition des effets non linéaires. En effet, suivant le cas où la longueur d'onde du laser de pompe est au-dessus ou en dessous de la ZDW, les mécanismes d'élargissement (ex. paramétriques, solitoniques) s'instaurent différemment [118]. L'objectif ici n'est pas de faire une étude approfondie des différents effets intervenant dans l'élargissement spectral, mais d'en donner une vue d'ensemble.

Les effets non linéaires sont définis à partir de la polarisation totale \vec{P} du matériau. Cette polarisation est définie comme la somme de la polarisation linéaire \vec{P}_L du milieu sous faible champ électromagnétique et de la réponse non linéaire \vec{P}_{NL} liée à l'application d'un champ électrique intense d'amplitude \vec{E} . \vec{P} s'exprime suivant les relations suivantes [124] :

$$\vec{P} = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL}$$

$$\vec{P} = \epsilon_0 \left(\underbrace{\chi^{(1)} \cdot \vec{E}}_{\text{partie linéaire}} + \underbrace{\chi^{(2)} \cdot \vec{E}^2 + \chi^{(3)} \cdot \vec{E}^3 + o(\chi)^n}_{\text{Partie non linéaire}} \right)$$

Équation 16. Polarisation d'un milieu soumis à un champ électrique.

Où ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide et $\chi^{(i)}$ est la susceptibilité d'ordre i du matériau. En optique linéaire, seule la polarisation linéaire P_L est considérée, c'est-à-dire que dans le développement de Taylor-Young, les termes d'ordre supérieur à 1 sont négligés. La susceptibilité linéaire $\chi^{(1)}$ est la principale contribution de la polarisation, elle intervient donc directement dans l'indice de réfraction du milieu qui est défini par la relation [125] :

$$n(\omega) = 1 + \frac{1}{2} \text{Re}[\chi^{(1)}(\omega)]$$

Équation 17. Indice de réfraction d'un milieu en régime linéaire.

Les susceptibilités d'ordre supérieur sont responsables des effets non linéaires intervenant dans la matière sous fort champ électromagnétique et sont à l'origine des mécanismes permettant de former un *supercontinuum*. Les fibres de silice ou de fluor sont des matériaux amorphes donc centrosymétriques [126], ce qui implique que les susceptibilités d'ordre paire sont nulles. Par conséquent, le premier terme responsable des effets non linéaires est le terme d'ordre 3.

Dans les effets non linéaires mis en jeu, nous distinguons deux types d'effets : des effets élastiques pour lesquels le milieu de propagation n'échange pas d'énergie avec les ondes qui s'y propagent et des effets inélastiques pour lesquels il y a échange d'énergie.

L'**effet Kerr** est un effet élastique. Sous la présence d'un champ électromagnétique intense, le terme d'ordre 3 dans la polarisation n'est plus négligeable. L'indice du matériau devient donc dépendant de l'intensité du champ optique qui se propage dans celui-ci. C'est ce que l'on appelle couramment l'effet Kerr. Cette réponse est quasi instantanée (temps de réponse 10^{-15} s [126]) et provient de la déformation, due au champ optique, de la répartition des charges électroniques des molécules. Par conséquent, l'indice de réfraction devient dépendant de l'intensité I du champ électrique et peut se décomposer en deux termes [127] :

$$n(\omega, t) = \underbrace{n_L(\omega)}_{\text{Linéaire}} + \underbrace{n_2(\omega) \cdot I(t)}_{\text{Non linéaire}}$$

$$\text{Où } n_2(\omega) = \frac{3}{8n_L} \text{Re}(\chi^{(3)}(\omega))$$

Équation 18. Indice de réfraction d'un milieu en régime non linéaire.

Le coefficient n_L correspond à l'indice linéaire du milieu et n_2 celui de l'indice non linéaire. Dans la littérature, l'indice n_2 de la silice est tabulé en moyenne à $2,6 \cdot 10^{-16} \text{ cm} \cdot \text{W}^{-1}$ [118] et celle d'un verre fluoré, comme le ZBLAN ($ZrF_4 - BaF_2 - LaF_3 - AlF_3 - NaF$), de $2,1 \cdot 10^{-16} \text{ cm} \cdot \text{W}^{-1}$ [126] à $1,55 \mu\text{m}$: la non-linéarité de ces deux matériaux est du même ordre de grandeur.

Par effet Kerr, l'indice de réfraction d'une onde se propageant à la pulsation ω_0 de nombre d'onde k_0 varie donc en fonction de l'intensité du champ électrique total. La phase de cette onde s'écrit :

$$\varphi(\omega_0, t) = [n(\omega_0) + n_2 \cdot I(t)] \cdot k_0 l - \omega_0 \cdot t$$

Équation 19. Équation de la phase dans un milieu soumis à un régime non linéaire.

Le déphasage non linéaire s'écrit donc :

$$\Delta\phi_{NL} = \frac{2\pi n_2}{\lambda} \cdot I(t)l = k_0 \cdot n_2 \cdot I(t) \cdot l$$

Équation 20. Équation du déphasage non linéaire.

La fluctuation temporelle de l'intensité provoque donc par effet Kerr une fluctuation temporelle de la phase, c'est ce qui est appelé **automodulation de phase** (SPM pour *Self Phase Modulation* en anglais). La pulsation instantanée de l'onde est définie comme la dérivée temporelle de la phase. Dans le cas d'un régime non linéaire, celle-ci s'écrit :

$$\omega(t) = -\frac{d\varphi(t)}{dt} = \omega_0 - \frac{2\pi n_2 l}{\lambda_0} \cdot \frac{dI(t)}{dt}$$

Équation 21. Équation de la pulsation de la lumière en régime non linéaire.

Par conséquent, le déphasage non linéaire introduit de nouvelles fréquences dans l'impulsion lumineuse au cours du temps modifiant son spectre, processus illustré en Figure 8.(a). L'évolution temporelle positive de l'intensité induit une génération dans les basses fréquences (composantes spectrales rouges) au niveau du front de l'impulsion et des hautes fréquences (composantes spectrales bleues) à l'arrière de l'impulsion, comme illustré en Figure 8.(b). Ce phénomène est donc opposé aux effets de dispersion chromatique en régime de dispersion anormale ($D_c > 0$).

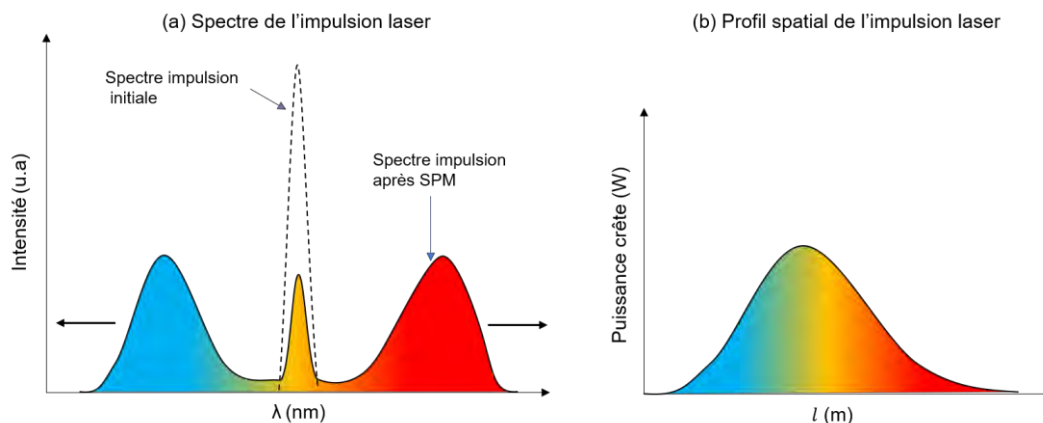


Figure 8. (a) Illustration de l'automodulation de phase (SPM) induit par effets Kerr sur l'élargissement spectral de l'impulsion. (b) Profil spatial de l'impulsion. (Modifiée d'après [123]).

Le **mélange à quatre ondes** est un effet non linéaire d'ordre 3. Il est issu de la recombinaison et de la génération de trains d'onde à différentes fréquences. Physiquement, deux trains d'onde de pulsation ω_1 et ω_2 sont convertis en un train d'onde signal de pulsation ω_3 et un train d'onde complémentaire de pulsation ω_4 , comme illustré sur la Figure 9. Les niveaux d'énergie sont virtuels et la conservation d'énergie impose $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$. Ainsi, le mélange à quatre ondes contribue donc à l'apparition de nouvelles fréquences dans le spectre et peut être à l'origine de longueurs d'onde de pompes secondaires dans la génération du *supercontinuum* [128].

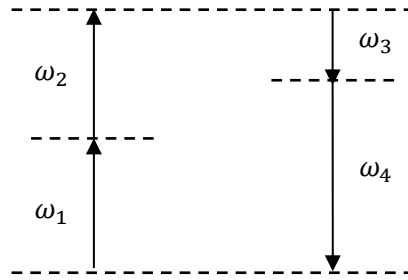


Figure 9. Diagramme énergétique du mélange à quatre ondes.

La **diffusion Raman** est un effet non linéaire inélastique entre le milieu de propagation et le champ électromagnétique. Contrairement à l'effet Kerr, son temps de réponse est long (supérieur à **100 fs** [125]), les niveaux d'énergie sont réels et correspondent à des transitions vibrationnelles ou rotationnelles possibles entre les atomes et les molécules constituant le milieu. Physiquement, un train d'onde du laser de pompe de pulsation ω_p est absorbé par le milieu et un train d'onde de pulsation ω_d est émis. On parle ici de diffusion Raman, car le train d'onde émis peut avoir une direction de propagation différente du train d'onde incident. La diffusion dite Stokes ($\omega_d < \omega_p$) est la plus probable et dans ce cas, la différence d'énergie est absorbée par le milieu diffuseur. Notons que la diffusion Raman peut être stimulée en présence d'onde de fréquence ω_d se propageant dans le milieu. Dans ce cas, il y a amplification de cette dernière. L'onde diffusée est généralement décalée d'une dizaine de THz vers les basses fréquences (**13,2 THz** pour la silice et **17,7 THz** pour le verre fluoré [129]). L'effet Raman contribue lui aussi à l'apparition de nouvelles longueurs d'onde au cours de la propagation d'impulsion laser dans une fibre optique.

Un **soliton optique** est une impulsion lumineuse qui subit les effets antagonistes de la dispersion chromatique en régime anormal ($D_c > 0$) et de l'automodulation de phase induit par effet Kerr. La formation d'un soliton optique ne peut pas avoir lieu en régime de dispersion normal ($D_c < 0$), d'où l'importance de la localisation de la longueur d'onde de pompe par rapport à la ZDW de la fibre. Des ondes de plus hautes fréquences (plus faibles longueurs d'onde) appelées ondes dispersives sont générées par des instabilités sur le train de soliton [123]. Ayant des fréquences différentes, les ondes dispersives et les solitons se propagent à des vitesses différentes. Au cours de leur propagation, les solitons sont décalés au fur et à mesure vers les hautes longueurs d'onde par effet Raman. Leur vitesse de groupe diminue et les solitons finissent par être influencés temporellement par les ondes dispersives, ce qui donne lieu à des interactions non linéaires supplémentaires : modulation de phase croisée et piégeage des ondes dispersives [130]. En conséquence, à mesure que le soliton se décale vers les hautes longueurs d'onde (effet Raman), l'onde dispersive piégée est contrainte de se décaler vers les basses longueurs d'onde afin de conserver la même vitesse de groupe. Finalement, les mécanismes non linéaires combinés aux effets solitoniques permettent la génération d'un *supercontinuum*.

En sortie de fibre, l'énergie totale de l'impulsion est répartie sur l'ensemble des longueurs d'onde générées. Le spectre d'émission de la source est caractérisé par sa Densité Spectrale de Puissance (*DSP*) [$\text{W} \cdot \text{nm}^{-1}$] (appelé en anglais *SPD*, pour *Spectral Power Density*) qui représente la puissance moyenne normalisée par son spectre d'émission.

Deux exemples de *DSP* de sources *supercontinuum* avec des lasers de pompe similaires (longueur d'onde, fréquence et durée d'impulsion) sont présentés en Figure 10 : en (a) avec injection dans une

fibre PCF et en (b) dans une fibre ZBLAN. Le *supercontinuum* généré en (a) est entre 450 nm et 2400 nm soit dans la partie visible et proche infrarouge du spectre électromagnétique, alors que celui généré en (b) est situé entre 700 nm et 4,1 μm c'est-à-dire dans le proche et moyen infrarouge. Cet exemple illustre bien l'importance des propriétés opto-géométriques (courbe de dispersion) et chimique (atténuation) de la fibre par rapport au laser de pompe, qui par les effets non linéaires mis en jeu, favorisera ici soit la génération de *continuum* préférentiellement dans le domaine visible ou moyen infrarouge.

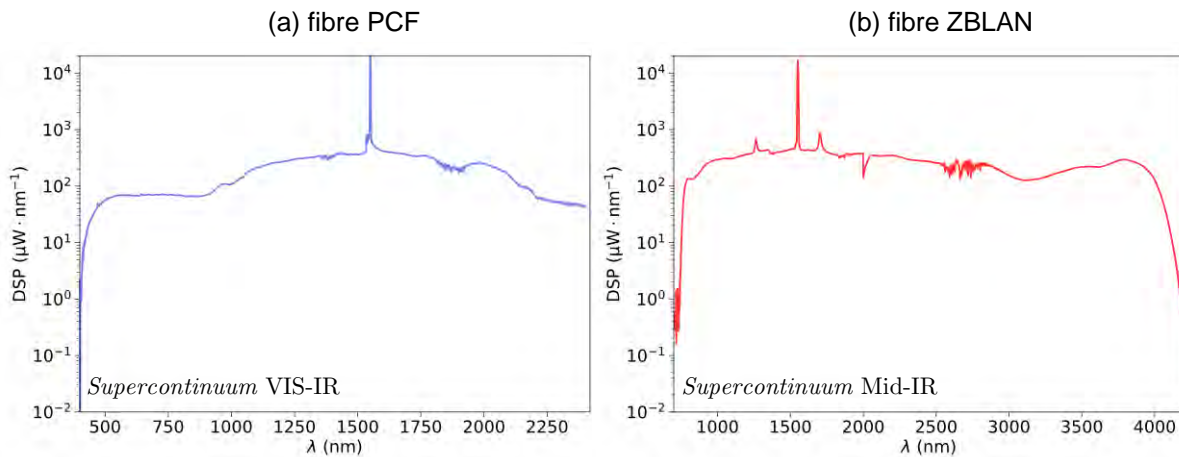


Figure 10. Densité spectrale de puissance (DSP) de source laser *supercontinuum* avec des lasers de pompe similaires (longueur d'onde à 1,55 μm) injectés dans une fibre PCF (a) et dans une fibre ZBLAN (b) (respectivement d'après [131] et [132]).

Il est important de retenir que le spectre d'émission d'une source *supercontinuum* est continu, ce qui signifie que toutes les longueurs d'onde dans le spectre d'émission sont présentes et que la puissance est répartie spectralement. Ces deux sources, avec des caractéristiques similaires en termes de durée d'impulsion et de fréquence de répétition, permettent d'avoir une couverture spectrale entre 450 nm et 4,1 μm . Les dernières avancées sur le sujet montrent qu'il est possible d'obtenir, pour les sources fibrées, un spectre d'émission plus décalé dans l'ultraviolet (UV) et dans le Mid-IR permettant de couvrir un domaine spectral allant de 360 nm à 4,8 μm dans le spectre électromagnétique.

Notre objectif est d'utiliser cette richesse spectrale pour mieux caractériser l'environnement dans les applications lidar, en intégrant dans le module émission une source laser *supercontinuum*.

Le module de **réception** d'un système lidar est constitué par un ensemble de composants optiques chargé de collecter la lumière rétrodiffusée par le milieu d'étude et de la guider jusqu'au détecteur. L'optique de collection est souvent un miroir primaire de télescope de quelques centimètres de diamètre pour les plus petits au mètre pour les plus grands [28] avec un champ de vue de l'ordre du milliradian. Les autres dispositifs optiques de reprise tels que les lentilles ou optiques réfléchives en aval du télescope guident et focalisent le rayonnement collecté sur le détecteur. Entre le télescope et le détecteur, le spectre et la polarisation de la lumière sont analysés. Un filtre spectral permet d'éliminer une partie du rayonnement de fond de la scène et conserver uniquement les longueurs d'onde utiles par rapport aux processus de diffusion exploités (rétrodiffusion élastique ou

inélastique) [28]. Des filtres interférentiels ou des filtres de Fabry-Perot sont le plus souvent utilisés. Le polariseur sert quant à lui à étudier l'état de polarisation de la lumière rétrodiffusée, ce qui permet en outre de renseigner la forme sphérique ou non sphérique des diffuseurs [22,75]. Les sources laser *supercontinuum* émettent des impulsions lumineuses avec un spectre très large (de l'UV à l'infrarouge). Le module de collection du lidar *supercontinuum* devra donc être composé de composants achromatiques afin d'assurer une bonne collection et une bonne focalisation de la lumière sur la surface de détection. D'autre part, un autre dispositif de filtrage spectral devra être mis en place afin d'assurer une analyse spectrale automatisée de la lumière rétrodiffusée.

Deux **configurations axiales** entre le module d'émission et le module de réception du lidar sont possibles. L'évolution de la zone d'intersection entre le champ de vue du télescope et la zone illuminée par le laser en fonction de la distance r est appelée fonction de recouvrement et est directement liée à la configuration choisie. Connaître les avantages et les inconvénients de chaque configuration est donc essentiel avant de construire un lidar. Les trois configurations possibles sont présentées en Figure 11 :

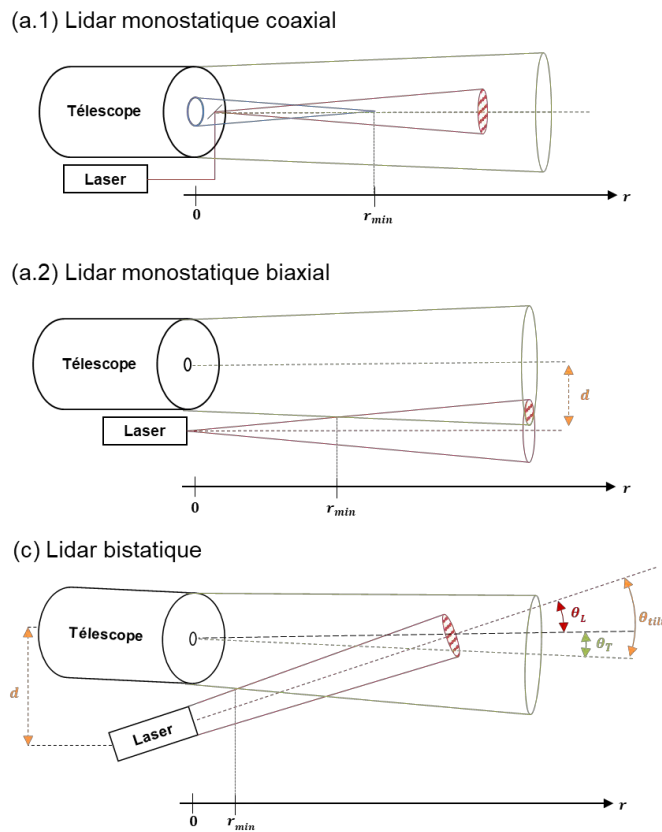


Figure 11. Configurations lidar monostatique coaxiale (a), monostatique biaxiale (b) et bistatique (c). Le champ de vue du télescope et le faisceau laser sont matérialisés respectivement par les traits verts et rouges. Les axes du télescope et du laser sont représentés respectivement par les pointillés verts et rouges.

Dans la configuration monostatique, l'axe d'émission et le champ de réception ont la même direction. Deux sous-configurations sont possibles : une configuration monostatique coaxiale et une configuration monostatique biaxiale.

- Le lidar **monostatique coaxial** [133–135] à son axe d'émission laser confondu avec l'axe de réception du télescope comme illustré en Figure 11.(a.1). Cette configuration présente cependant quelques inconvénients à cause de réflexions parasites du miroir de renvoi qui saturent les détecteurs aux courtes portées et bloquent une partie du faisceau rétrodiffusé en champ proche [136]. L'angle solide pour lequel la lumière rétrodiffusée est bloquée par le miroir de renvoi est illustré en bleu sur la figure. Pour ces deux raisons, il existe une zone pour laquelle le lidar est « aveugle ». La distance r_{min} représente la distance à partir de laquelle les détecteurs ne sont plus aveuglés.
- Le lidar **monostatique biaxial** [137,138], illustré en Figure 11.(a.2), a des axes d'émission et de réception parallèles et séparés d'une distance d . Cette configuration permet de s'affranchir du problème d'aveuglement des détecteurs de la précédente configuration. Les mesures lidar à courte portée sont cependant affectées par la fonction de recouvrement et doivent être corrigées en champ proche. La distance r_{min} est la distance minimale à partir de laquelle les mesures lidar peuvent être réalisées.
- Le lidar **bi-statique** [139–141], illustré en Figure 11.(b), est similaire à la configuration monostatique coaxiale à la différence que les axes entre la réception et l'émission ne sont plus parallèles, mais inclinés entre eux d'un angle θ_{tilt} . Cette configuration est rarement utilisée, car la fonction de recouvrement devient très sensible aux caractéristiques des deux modules [142,143]. Elle offre cependant la possibilité de sonder des volumes proches du lidar par balayage de l'axe d'émission. De plus, lorsque la source laser est continue ou que la durée des impulsions laser est trop courte pour pouvoir être résolue par la chaîne d'acquisition, cette configuration permet de réaliser une télémétrie géométriquement avec bonne connaissance de θ_{tilt} et de d [144]. L'angle d'inclinaison entre l'axe du télescope et l'axe d'émission du laser est défini selon l'inclinaison du laser (θ_L) et du télescope (θ_T) suivant :

$$\theta_{tilt} = \theta_L + \theta_T$$

Équation 22. Angle d'inclinaison entre le télescope et le laser.

La saturation des détecteurs en champ proche et la fonction de recouvrement sont deux limitations aux mesures lidar à courte portée, qui limitent l'observation des couches inférieures de la troposphère dans laquelle la majeure partie des aérosols (naturelles et anthropiques) sont émis. Différentes études ont proposé d'estimer la fonction de recouvrement analytiquement ou empiriquement [145,146]. Certains lidars sont également équipés d'un second télescope pour avoir un meilleur recouvrement en champ proche [147], typiquement en dessous de **500 m**. Malgré ces dispositifs, les systèmes lidar actuels ne sont pas adaptés à la surveillance et à la caractérisation des cibles volumiques à courte portée, par exemple dans un contexte industriel ou, plus généralement, dans le cadre d'activités anthropiques [148].

Le module de la **chaîne d'acquisition** est un étage complémentaire après la réception du signal qui permet de mesurer la puissance optique rétrodiffusée et d'obtenir un signal numérique exploitable.

Un détecteur convertit en début de chaîne le signal optique reçu en un signal électrique, puis un amplificateur amplifie le signal. Celui-ci est ensuite numérisé par un convertisseur analogique-numérique. Ces différentes étapes sont illustrées en Figure 5.

Les détecteurs sont souvent des tubes photomultiplicateurs (PMT) [28,149] ou des photodiodes à avalanche (APD) [28,150,151]. Une comparaison non-exhaustive de leurs principales caractéristiques est présentée dans le Tableau 4. Leur domaine de détection couvre le spectre électromagnétique de l'UV au proche infrarouge avec de bon rapport signal sur bruit (voir correspondance en *NEP*) qui permet de détecter de faible puissance lumineuse, de l'ordre du femtowatt avec une bande passante d'un hertz. Le rendement quantique (taux de conversion des photons en photoélectrons) est d'environ de 20 % pour le PMT contre 70 % pour l'APD avec une bande passante de l'ordre du mégahertz pour le PMT et du gigahertz pour l'APD. Notons cependant que les APD les plus rapides sont celles qui ont généralement une surface de détection les plus petites (≤ 1 mm de diamètre) [152], ce qui peut avoir des conséquences néfastes sur le bilan radiométrique des instruments lidar. En effet, une faible surface de détection suggère en amont un bon système de focalisation de la lumière et ceci indépendamment de la portée instrumentale. À l'inverse, les PMT ont une surface de détection importante comprise entre 5 mm à 40 mm de diamètre et sont donc moins assujettis aux difficultés de focalisation de la lumière sur la surface de détection. Les deux types de détecteurs sont couramment utilisés dans les applications lidar. Dans le cadre d'applications lidar *supercontinuum*, l'utilisation d'un PMT est privilégiée par rapport à une APD car le gain est plus élevé et la surface de détection est plus importante.

Tableau 4. Principales caractéristiques des PMT et APD existants à ce jour.

	PMT	APD
Sensibilité spectrale	~200 nm à ~950 nm [153,154]	
Rendement quantique	~20% [155]	~70% [156]
Diamètre de détection	Entre 5 mm à 40 mm [157,158]	Entre 0,1 mm à 3 mm [153,155]
Bande passante	Jusqu'au ~MHz [155]	Jusqu'à ~3 GHz [159]
Gain	~ 10^6 [160]	~ 10^2 à ~ 10^3 (en mode linéaire) [161]
Bruit équivalent en puissance (<i>NEP</i>)	~ 10^{-15} W · Hz $^{-1/2}$ [162]	~ 10^{-13} à ~ 10^{-14} W · Hz $^{-1/2}$ [155,163]

Le courant électrique en sortie du détecteur est amplifié et converti en tension par un conducteur ohmique (composant électronique passif, appelé également résistance) ou un transimpédance (composant électronique actif). Le signal analogique est ensuite converti en un signal numérique par trois étapes illustrées en Figure 12. La première consiste à échantillonner le signal analogique à la fréquence d'échantillonnage f_e . Cette fréquence doit être au minimum le double de celle du signal analogique pour ne pas perdre d'informations, ceci est appelé le critère de Shannon. La deuxième étape consiste à quantifier le signal échantillonné sur la plage de numérisation segmentée par 2^N tensions élémentaires (δ_v). La dernière étape consiste à coder le signal quantifié en nombre binaire pour obtenir un signal numérique. Ce signal numérique est ensuite enregistré sur un ordinateur puis traité. La fréquence d'échantillonnage est importante dans le signal lidar, car elle conditionne la résolution spatiale de l'instrument. En effet, lorsque la fréquence est de 3 GHz et 10 MHz, la résolution

spatiale est respectivement de **5 cm** et de **15 m**. Une bonne synchronisation entre le module d'émission et celui de la chaîne d'acquisition est nécessaire pour garantir une télémétrie de qualité. Dans le cas du lidar *supercontinuum*, cette synchronisation devra aussi être réalisée dans le module de réception lors de l'analyse spectrale.

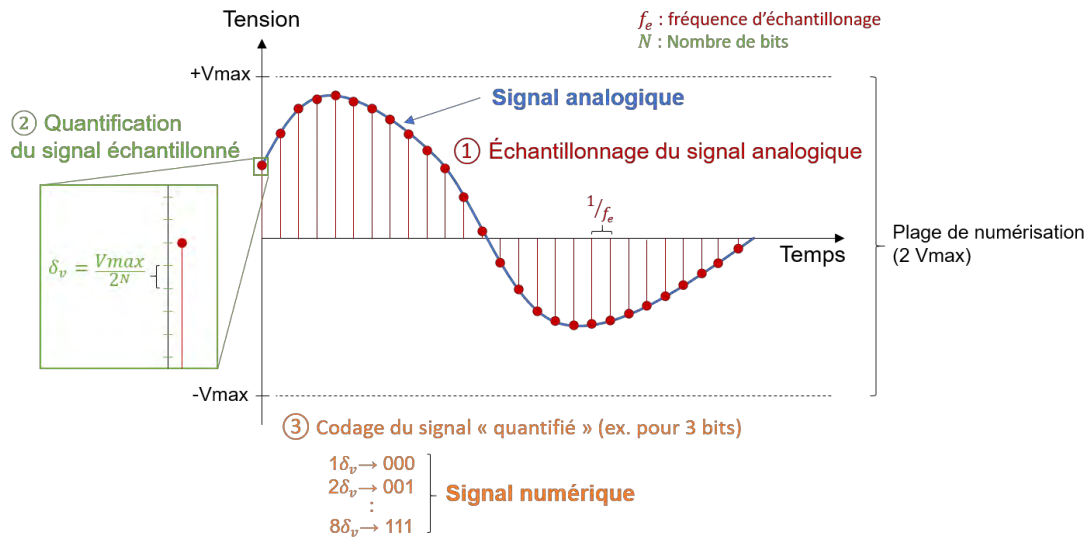


Figure 12. Conversion d'un signal analogique en un signal numérique.

Les trois modules constituant un système lidar viennent d'être décrits. Il est nécessaire d'ajuster au mieux chaque partie le constituant pour assurer la viabilité et la performance du système. Pour ces raisons un simulateur est développé dans le chapitre 2. Certains points théoriques sont cependant décrits dans ce chapitre, comme la capacité de l'instrument à recueillir et détecter la lumière laser rétrodiffusée par le milieu illuminé, et la physique permettant de modéliser une mesure lidar.

La **fonction de recouvrement** (aussi appelée *overlap* en anglais) ou compression géométrique du signal est le recouvrement entre le champ de vision du module de réception (FOV pour *Field Of View* en anglais) et le champ illuminé par le module de réception. Ce problème est peu traité dans la littérature puisque les lidars à diffusion élastique sont souvent destinés à l'étude des aérosols dans l'atmosphère sur des portées kilométriques. Le lidar de notre étude doit réaliser des mesures courtes portées. L'expression du signal lidar en diffusion simple doit tenir compte de cette fonction de recouvrement $\xi(r)$ pour ne pas faire d'erreurs lors de l'étude instrumentale ou de biais dans les procédures d'inversion du signal lidar donnant accès aux propriétés optiques du milieu sondé. Nous proposons ici d'étudier analytiquement et géométriquement la fonction de recouvrement en reprenant et complétant certains travaux de la littérature [164].

Une première analyse peut être réalisée à partir des caractéristiques du module d'émission et celui de réception. Une seconde, plus complète, intègre certaines caractéristiques du module de la chaîne d'acquisition permettant de considérer l'aire de détection du détecteur et sa position dans l'instrument. Le champ d'émission et le champ de vue du module de réception sont supposés coniques, le système optique de collection est assimilé à une optique équivalente de focale f_{equiv} et seul le premier ordre de diffusion dans l'interaction lumière-matière y est considéré.

La première analyse est réalisée dans le **plan de la scène**, c'est-à-dire là où se trouve le milieu diffusant. Cette dernière permet de dégager quelques distances caractéristiques relatives au problème de recouvrement. La représentation du système et les notations utilisées sont illustrées en Figure 13. Par simplification, le module de réception est représenté uniquement par un télescope et celui d'émission par un laser.

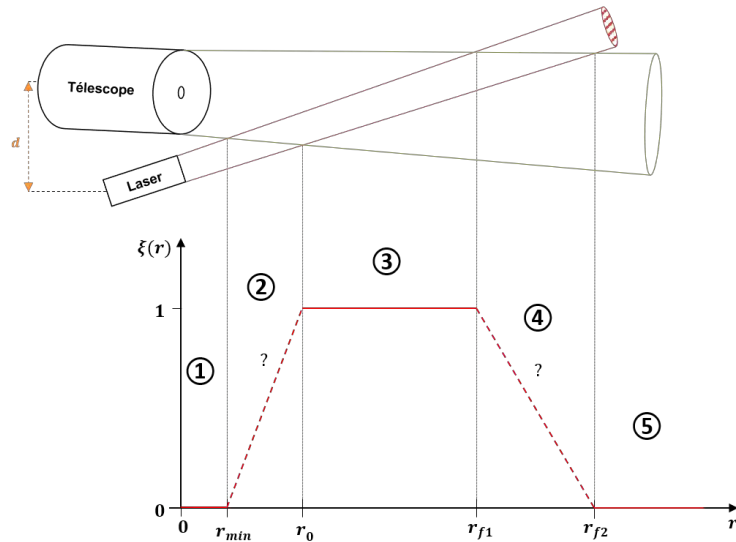


Figure 13. Schématisation de la fonction de recouvrement dans le plan de la scène de l'instrument lidar.

L'objectif est de définir un intervalle de distance pour lequel le faisceau laser est partiellement imagé par le télescope. Cette zone constitue, pour la fonction de recouvrement, une transition entre un recouvrement nul ($\xi(r) = 0$) et un recouvrement complet ($\xi(r) = 1$). Cinq situations sont possibles comme illustré en Figure 13:

1. $r < r_{min}$, le module de réception ne voit pas le volume sondé. La fonction de recouvrement est nulle ;
2. $r \in [r_{min}, r_0]$, le module de réception voit une partie du volume sondé. La fonction de recouvrement est non nulle, mais inférieure à 1 ;
3. $r \in [r_0, r_{f1}]$, tous les points du volume sondé sont imagés par le module de réception. La fonction de recouvrement vaut 1 ;
4. $r \in [r_{f1}, r_{f2}]$, le faisceau laser commence à sortir du champ de vue du module de réception. La fonction de recouvrement décroît, mais elle est non nulle ;
5. $r > r_{f2}$, aucun des points du volume sondé n'est imagé par le module de réception. La fonction de recouvrement est nulle.

Les expressions relatives aux distances r_{min} , r_0 , r_{f1} , et r_{f2} sont déterminées géométriquement à partir des caractéristiques du module d'émission et de réception du tableau de la Figure 13 (voir annexe A pour plus de détails). Le début de découvrément à r_{f1} n'est pas forcément souhaitable pour un lidar

qui opère avec des portées kilométriques. Une valeur d'angle limite θ_{lim} sur l'angle d'inclinaison inter-axe entre le module d'émission et de réception permet de s'en assurer. Cela revient à faire tendre la valeur de r_{f1} vers l'infini impliquant :

$$\theta_{lim} = \frac{\varphi_T - \varphi_L}{2}$$

Équation 23. Condition de non découverture (voir Annexe A pour plus de détails).

avec φ_T [rad] champ de vue (angle entier) du télescope et φ_L [rad] la divergence (angle entier) du faisceau laser.

Une inclinaison θ_{tilt} supérieure à l'angle limite θ_{lim} entraînera obligatoirement un découverture spatial à partir de r_{f1} entre le champ de vue du module de réception et le champ éclairé par le module d'émission. L'angle de vue du télescope φ_T [rad] peut être réglé à partir d'un diaphragme de champ de diamètre D_0 [m] positionné à la focale équivalente du télescope f_T [m], il est défini par [165] :

$$\varphi_T = \frac{D_0}{f_T}$$

Équation 24. Angle du champ de vue du lidar.

L'étude de la fonction de recouvrement dans le plan objet a permis de mettre en évidence quatre distances r_{min}, r_0, r_{f1} et r_{f2} à partir desquelles la fonction de recouvrement subit des variations. Celles-ci ne sont par contre pas décrites par cette représentation. L'étude de la fonction de recouvrement dans le plan de détection du lidar permet d'aller plus loin, en estimant les valeurs de la fonction de recouvrement en fonction de la portée et de considérer le module de la chaîne d'acquisition dans l'analyse.

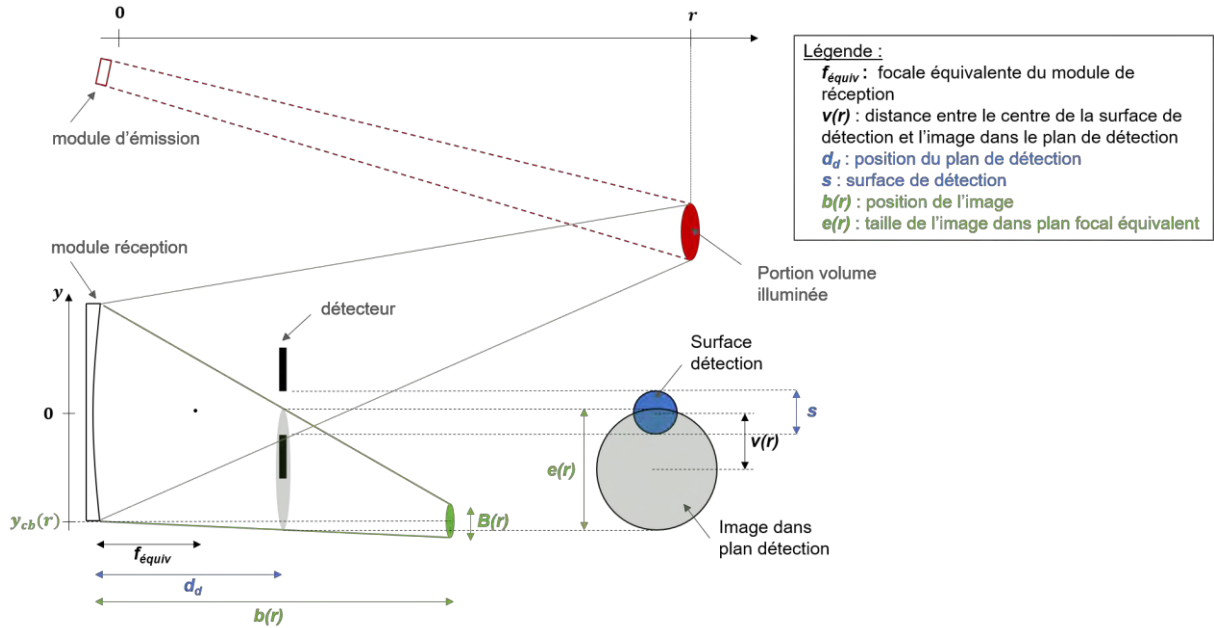


Figure 14. Illustration de la fonction de recouvrement avec une analyse dans le plan de détection du lidar (modifiée d'après [164]).

La seconde analyse est réalisée dans **le plan de détection**. Dans cette étude, illustrée en Figure 14, la capacité du détecteur (surface de détection représentée en bleue) à recueillir tous les points du volume diffusant imagés par le système optique (cercle vert) est évaluée. En d'autres termes, cela consiste à déterminer la taille de l'image (de diamètre $e(r)$) et sa position axiale $v(r)$ en fonction de la distance d'observation r , puis de comparer $e(r)$ à la taille du détecteur (de diamètre s). Le système optique équivalent est assimilé ici à un miroir concave, les expressions relatives à cette optique sont donc appliquées.

La première configuration consiste à analyser le problème lorsque le détecteur est placé dans le plan de la focale équivalente du module de réception ($d_d = f_{equiv}$). Dans la seconde, l'analyse est réalisée dans le plan où l'image du système optique se forme ($d_d = b(r)$). Cette configuration suggère que le plan de détection soit mobile et placé, pour toute distance r du volume illuminé par le laser, à l'endroit où l'image se forme ($b(r)$). Enfin, une troisième configuration est étudiée lorsque le détecteur est situé après le plan focal équivalent ($d_d > f_{equiv}$).

- Dans la première configuration, le **plan de détection est positionné à la focale équivalente du système** f_{equiv} et le champ de vue du module de réception est fixe. L'expression de la fonction de recouvrement pour cette configuration a déjà été étudiée dans la littérature [164], bien que la démarche et les étapes de calculs aient été redétaillées en Annexe A afin d'adapter le problème aux deux autres configurations que nous verrons par la suite. Dans le cas présent, l'expression de la fonction de recouvrement est exprimée par [164] :

$\xi(r) =$

$$\left\{ \begin{array}{ll} 0, & v(r) \geq [s + e(r)]/2 \\ \frac{\{\psi_1(r) - \sin[\psi_1(r)]\} \cdot s^2 + \{\psi_2(r) - \sin[\psi_2(r)]\} \cdot e(r)^2}{2\pi \cdot e(r)^2}, & \frac{|s - e(r)|}{2} < v(r) < [s + e(r)]/2 \\ \frac{s^2}{e(r)^2}, & v(r) < \frac{e(r) - s}{2}, e(r) > s \\ 1, & v(r) < \frac{s - e(r)}{2}, e(r) \leq s \end{array} \right.$$

Équation 25. Fonction de recouvrement lorsque le capteur est placé dans le plan focal équivalent (d'après [164]).

Les expressions de $e(r)$, $v(r)$, $\psi_1(r)$ et $\psi_2(r)$ sont détaillées dans l'Annexe A.

- Dans la seconde configuration, le **plan de détection est positionné là où l'image se forme réellement**. Cette situation permet de compenser le déplacement du point de convergence de la lumière en champ proche et ainsi avoir un meilleur recouvrement sur les faibles portées. En effet, lorsque l'objet diffusant est proche du lidar, typiquement à des distances inférieures à **100 m**, le système optique équivalent du module de réception n'image pas l'objet dans le plan focal équivalent, mais à la distance $b(r)$ de l'optique. Ainsi, dans cette seconde configuration le plan de détection est positionné à la distance $b(r)$. Dans cette situation, l'expression du recouvrement est calculée à partir des précédentes notations en modifiant seulement les plans dans lesquels elles sont écrites. Cela revient à remplacer les notations $f_{\text{équiv}}$ par $b(r)$, v par y_{cb} et $e(r)$ par $B(r)$ dans l'Équation 25 et dans les expressions de $\psi_1(r)$ et $\psi_2(r)$:

$$\xi(r) = \left\{ \begin{array}{ll} 0, & y_{cb}(r) \geq [s + B(r)]/2 \\ \frac{\{\psi_1(r) - \sin[\psi_1(r)]\} \cdot s^2 + \{\psi_2(r) - \sin[\psi_2(r)]\} \cdot B(r)^2}{2\pi \cdot B(r)^2}, & \frac{|s - B(r)|}{2} < y_{cb}(r) < [s + B(r)]/2 \\ \frac{s^2}{B(r)^2}, & y_{cb}(r) < \frac{B(r) - s}{2}, B(r) > s \\ 1, & y_{cb}(r) < \frac{s - B(r)}{2}, B(r) \leq s \end{array} \right.$$

Équation 26. Fonction de recouvrement lorsque le capteur est placé là où l'image se forme (voir annexe A pour plus de détails).

Cette fonction de recouvrement est un cas idéal dans lequel la détection se déplacerait à chaque instant pour être dans le plan de focalisation de la lumière par rapport à la position spatiale de la lumière sur la ligne de visée, ce qui est d'un point de vue pratique impossible à réaliser. En effet, le détecteur ne peut pas se déplacer aussi vite que l'impulsion laser se déplace le long de la ligne de visée afin d'être dans le plan de focalisation de la lumière du module de réception. Cette option de calcul donne donc l'allure de la fonction de recouvrement en une représentation optimisée pour tout objet se situant à la distance r .

Le lidar étudié et développé dans ce sujet de thèse est destiné à réaliser des mesures sur de courtes distances. Afin d'augmenter la fonction de recouvrement en champ proche, nous envisageons un déplacement du détecteur à une position d_d en fonction de la proximité du milieu d'intérêt de manière à optimiser la fonction de recouvrement pour une certaine plage de travail, c'est la dernière configuration envisagée.

- Dans la troisième configuration, le **plan de détection est fixe et situé après le plan focal équivalent**, tel que $d_d > f_{equiv}$ comme illustré en Figure 14. L'expression du diamètre $e(r)$ de l'image dans le plan de détection localisé à la distance d_d et axialement déplacé de la distance $v(r)$ deviennent :

$$\begin{cases} e(r) = \frac{B(r) - D_T}{b} d_d + D_T & , b(r) > d_d \\ e(r) = \frac{B(r) - D_T}{b} \cdot [2b(r) - d_d] + D_T & , b(r) < d_d \end{cases}$$

Équation 27. Diamètre de la tâche image dans le plan de détection avec $d_d > f_{equiv}$.

$$v(r) = \frac{d - \tan(\theta_{tilt}) \cdot r}{r} \cdot d_d$$

Équation 28. Déplacement axial du centre de la tâche image dans le plan de détection avec $d_d > f_{eq}$.

L'expression de la fonction de recouvrement est la même que celle de l'Équation 25, avec les expressions de $e(r)$ et $v(r)$ respectivement décrites par les Équation 27 et Équation 28. Cette situation intermédiaire pourrait cependant modifier la fonction de recouvrement en champ lointain où l'image se formerait dans le plan de la focale équivalente du système, ce qui sera évalué plus tard.

Une approche géométrique dans le plan objet du lidar a permis d'estimer les paramètres de début de recouvrement et de fin de recouvrement. Les valeurs de la fonction de recouvrement le long de la ligne de visée du lidar ont été déterminées par une étude dans le plan de détection de l'instrument. Trois fonctions ont alors été définies suivant la position du détecteur de la chaîne d'acquisition par rapport à la focale équivalente du module de réception. La première concerne une configuration lidar où le plan de détection est dans la focale équivalente du système de collection. La seconde est un cas idéal : le détecteur se localiserait là où la lumière se focalise en fonction de la propagation de l'impulsion laser. Enfin, dans un troisième cas plus réaliste, le détecteur est positionné à une distance particulière pour maximiser la fonction de recouvrement par rapport à la localisation du milieu d'intérêt. Une étude de ces trois fonctions sera menée dans le chapitre 2 afin d'obtenir une configuration lidar adaptée au diagnostic courte portée. Par la suite, ces fonctions de recouvrement seront utilisées dans les modèles physiques afin de quantifier la puissance rétrodiffusée reçue sur la surface de détection du détecteur.

4. Équations lidar en diffusion élastique simple

4.1. Équation lidar volumique classique

L'équation lidar est la formulation mathématique qui traduit l'ensemble des modules d'émission, de collection, et une partie de celui de la chaîne d'acquisition puisqu'elle permet, à partir des propriétés optiques d'une scène (avec une cible volumique ou surfacique), d'obtenir la puissance lumineuse rétrodiffusée reçue sur la surface du détecteur (voir Figure 5 pour les modules de l'instrument lidar). Dans le cas d'une interaction élastique simple, c'est-à-dire lorsque l'on considère que la lumière a subi une seule diffusion durant tout son parcours, la puissance instantanée $P_r(\lambda, r)$ [W] reçue à la longueur d'onde λ , provenant du volume diffusant se situant à la distance r [m], peut s'écrire de la manière suivante [166] :

$$P_r(\lambda, r) = \overbrace{P_p(\lambda) \left[\frac{c\tau_l(\lambda)}{2} \right] \eta(\lambda) \xi(r) \frac{A_{ef}}{r^2}}^{\text{Contribution de l'instrument lidar}} \cdot \overbrace{\beta(\lambda, r) \exp \left[-2 \int_0^r \alpha(\lambda, x) dx \right]}^{\text{Contribution du milieu}}$$

Équation 29. Équation lidar en diffusion élastique simple sous forme classique.

Les différents termes peuvent être regroupés suivant deux catégories : la contribution du système et la contribution du milieu. La première est composée des différents sous-systèmes et fait référence aux modules composant un lidar. Nous avons pour la partie d'émission : $P_p(\lambda)$ [W] la puissance crête transmise par le lidar au temps initial $t = t_0$, c [m · s⁻¹] la vitesse de la lumière et $\tau_l(\lambda)$ [s] la durée de l'impulsion laser à mi-hauteur FWHM (de l'anglais *Full-Width-Half-Maximum*). La valeur de la puissance crête considérée ici est celle d'une impulsion laser dont le profil temporel est rectangulaire. Elle est définie comme le rapport entre son énergie $E(\lambda)$ et sa durée $\tau_l(\lambda)$:

$$P_p(\lambda) = \frac{E(\lambda)}{\tau_l(\lambda)}$$

Équation 30. Puissance crête d'une impulsion laser temporellement rectangulaire.

L'énergie contenue dans une impulsion laser monochromatique est définie comme le rapport de la puissance moyenne $P_m(\lambda)$ [W] de la source et de sa fréquence de répétition f [Hz] :

$$E(\lambda) = \frac{P_m(\lambda)}{f}$$

Équation 31. Énergie d'une impulsion laser.

Pour les sources laser *supercontinuum*, la puissance crête de l'énergie d'une impulsion à la longueur d'onde λ sera établie en Équation 43. Dans l'équation lidar, les caractéristiques du module de réception se retrouvent dans les termes suivants : $\frac{A_{ef}}{r^2}$ [sr] est l'angle solide effectif de réception qui collecte la lumière rétrodiffusée d'une cible située à la distance r et $\eta(\lambda)$ [∅] le facteur de transmission spectral des différentes optiques composant le module de réception permettant de

focaliser l'énergie sur le détecteur. L'aire effective de collection A_{ef} [m²] est exprimée dans une configuration de télescope Newton ou Cassegrain par la différence de surfaces entre les miroirs primaire M1 et secondaire M2 suivant :

$$A_{ef} = A_{M1} - A_{M2} = \left(1 - \frac{\tau_{occu}}{100}\right) \cdot A_{M2}$$

Équation 32. Aire effective de collection.

Le taux d'occultation τ_{occu} [%] est défini comme le rapport entre l'aire du miroir secondaire A_{M2} [m²] et du miroir primaire A_{M1} [m²] :

$$\tau_{occu} = \frac{A_{M2}}{A_{M1}} \cdot 100$$

Équation 33. Taux d'occultation d'un télescope.

L'aire effective et le taux d'occultation sont deux paramètres qui permettent de se rendre compte de l'efficacité de collection au niveau du télescope et impactent directement le bilan de liaison radiométrique du lidar (diminution de l'angle solide de réception).

Dans l'équation lidar, la fonction de recouvrement $\xi(\lambda, r)$ [Ø] permet de considérer la configuration des modules instrumentaux, comme vu précédemment à travers les Équation 25 à Équation 28. La dépendance spectrale λ est introduite ici afin d'obtenir une écriture générale considérant la dépendance spectrale des différents modules, par exemple la divergence de la source ($\theta_L(\lambda)$ [rad]).

L'interaction macroscopique entre la lumière et les particules au cours de la propagation de l'impulsion dans l'environnement est représentée physiquement par les coefficients d'extinction et de rétrodiffusion, respectivement notés $\alpha(\lambda, r)$ [m⁻¹] et $\beta(\lambda, r)$ [m⁻¹ · sr⁻¹] du volume diffusant localisé à la distance r et sondé à la longueur d'onde λ . Le coefficient $\alpha(\lambda, r)$ traduit les pertes liées à l'absorption et à la diffusion de la lumière au cours de sa propagation. Le coefficient $\beta(\lambda, r)$ traduit quant à lui la quantité de lumière rétrodiffusée vers le lidar. Ces grandeurs radiométriques dépendent à la fois des propriétés de la lumière (longueur d'onde, polarisation), mais également des propriétés microphysiques des particules (distribution en taille, facteur de forme, indice de réfraction complexe, concentrations, etc.), comme illustré en Figure 2.

Le principe du dispositif lidar est illustré en Figure 15. Une fois émise par le laser, l'impulsion se propage et est partiellement diffusée ou absorbée par les particules et molécules composant le milieu. Ce dernier se compose par exemple de gouttes d'eau, de particules carbonées, de pollens ou de gaz. Il y a propagation de la lumière jusqu'à extinction complète. Le volume illuminé par l'impulsion laser correspond à une largeur spatiale $\Delta Z = Z_1 - Z_2$ avec Z_1 et Z_2 les fronts de l'impulsion dans le domaine spatial. Cependant, le temps d'aller-retour de l'impulsion rétrodiffusée conduit à une ambiguïté. En effet, lorsque le signal lidar est détecté à l'instant t , la distance parcourue par le début de l'impulsion est $r_2 = c(t + \tau_l/2) / 2$ et la distance parcourue par la fin de l'impulsion est $r_1 = c(t - \tau_l/2) / 2$. La différence des deux grandeurs correspond à l'épaisseur du volume sondé $\Delta r = r_1 - r_2 = c\tau_l/2$ localisé à la distance r . Cette ambiguïté est avantageuse, car elle permet de sonder des volumes plus petits que la distance spatiale des impulsions émises par le laser et contribue donc à augmenter

potentiellement la résolution spatiale de l'instrument. Le point noir sur la courbe représente la puissance rétrodiffusée du volume sondé à la distance r .

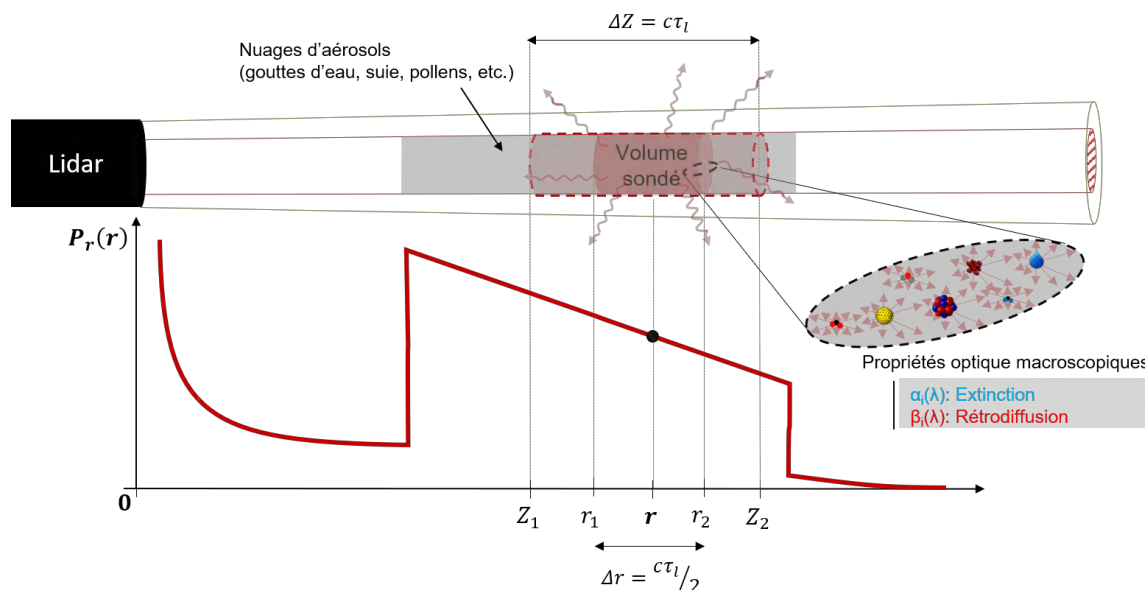


Figure 15. Schématisation de l'instrument lidar et de l'interaction lumière-particule.

À chaque instant t correspond une distance r parcourue par l'impulsion. La mesure de la puissance rétrodiffusée au cours du temps renseigne sur la puissance lumineuse rétrodiffusée par le volume diffusant le long de la ligne de visée. Ainsi, à partir du signal enregistré et par diverses méthodes d'inversion lidar, il est possible de remonter aux coefficients d'extinction et de rétrodiffusion des particules diffusantes composant le milieu. Ces derniers dépendent des propriétés microphysiques des particules : distribution en taille, facteur de forme, indice de réfraction complexe, concentrations, etc. L'équation lidar (Équation 29) est utilisée dans le domaine des lidars aérosols élastiques notamment dans les procédures d'inversion du signal afin de récupérer les profils des propriétés optiques du milieu sondé (α et β). Pour des applications lidar courtes portées, l'utilisation d'une cible surfacique est envisagée pour étalonner l'instrument. Par la suite, nous nous placerons dans ce cas particulier d'étude. Or, l'équation lidar précédemment énoncée ne permet pas de prendre en considération l'interaction lumière-cible surfacique. Une modification de celle-ci est nécessaire pour inclure la diffusion d'une cible dense.

4.2. Unification de l'équation lidar volumique et surfacique

- Équation lidar volumique et surfacique sous forme classique

Pour des applications lidar d'altimétrie ou de topographie la cible n'est pas volumique, mais surfacique. L'équation lidar associée est exprimée en fonction des propriétés de transmission optique de l'atmosphère et de la réflectance spectrale hémisphérique $\rho(\lambda)/\pi$ [sr^{-1}] de la cible surfacique supposée être lambertienne par la plupart des références bibliographique [167–170]. Lorsque la normale de la surface illuminée par le laser, située à la distance r_s , est colinéaire au vecteur incident du faisceau laser, l'équation LiDAR 3D peut s'écrire par [171,172] :

$$P_r(\lambda, r_s) = P_p(\lambda) \frac{A_{ef}}{r_s^2} \exp \left[-2 \int_0^{r_s} \alpha(\lambda, x) dx \right] \xi(\lambda, r) \eta(\lambda) \cdot \left[\frac{\rho(\lambda, r_s)}{\pi} \right]$$

Équation 34. Équation LiDAR 3D.

Plus généralement, les propriétés optiques d'une surface sont caractérisées par leur fonction de distribution de réflectance bidirectionnelle, appelée BRDF [sr^{-1}] pour *Bidirectional Reflectance Distribution Function*. Elle permet de décrire la réflexion et la diffusion pour tout type de surfaces opaques, qu'elle soit rugueuse ou non. La BRDF d'un matériau, notée ici $f_r(\vec{i}, \vec{o}, \vec{n}, \lambda)$ et illustré en Figure 16, est une mesure définissant le rapport entre la luminance élémentaire réfléchie $dL(\vec{i}, \vec{o}, \vec{n})$ [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$] dans la direction d'observation \vec{o} et de l'éclairement élémentaire incident $dE(\vec{i}, \vec{n}, \lambda)$ [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$] provenant de la direction \vec{i} à une longueur d'onde λ [173,174] :

$$f_r(\vec{i}, \vec{o}, \vec{n}, \lambda) = \frac{dL(\vec{i}, \vec{o}, \vec{n}, \lambda)}{dE(\vec{i}, \vec{n}, \lambda)}$$

Équation 35. Définition de la fonction de BRDF.

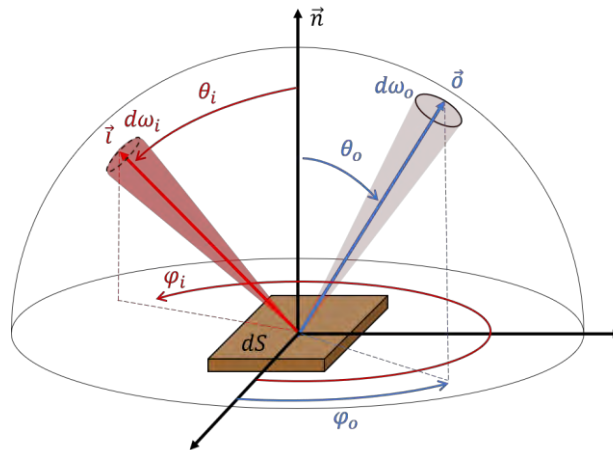


Figure 16. Illustration d'une mesure de la *Bidirectional Reflectance Distribution Function* (BRDF) d'une surface élémentaire ds (marron), de l'éclairement incident (rouge) et luminance réfléchie (bleue).

Plusieurs types de diffusion, représentés en coupe transversale sur la Figure 17, sont possibles suivant la nature du matériau. La luminance réfléchiée pour une direction d'éclairement \vec{i} est représentée par les flèches de couleur bleue et celle rétrodiffusée par les flèches de couleur orange. Quatre types de diffusion sont distingués ici :

- (a) La diffusion miroir ou dite parfaite avec un angle de réflexion égal à l'angle d'incidence ;
- (b) La diffusion spéculaire : la luminance réfléchiée est maximale à l'angle de réflexion spéculaire (observateur placé à $\theta_o = \theta_i$) et présente une distribution sous forme de lobe autour de celui-ci ;
- (c) La diffusion lambertienne : la luminance réfléchiée est uniforme dans toutes les directions d'observation et ce quel que soit l'angle d'incidence θ_i de l'éclairement incident ;
- (d) La diffusion mixte ou naturelle : combine à la fois une diffusion de type spéculaire et lambertienne. Cette dernière contribution est en grande partie liée à la diffusion intra volume sous la surface du matériau [175].

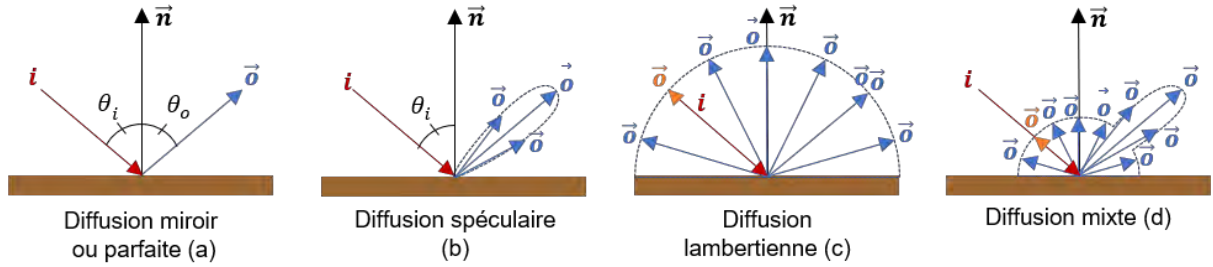


Figure 17. Différents types de diffusion. La diffusion miroir (a), la diffusion spéculaire (b), la diffusion lambertienne (c) et diffusion mixte (d). La surface est représentée par le rectangle marron.

Lorsque la cible est lambertienne, l'expression de la BRDF $f_r(\vec{i}, \vec{o}, \vec{n}, \lambda)$ peut être simplifiée et être exprimée en fonction de la réflectance spectrale hémisphérique [176] $\rho(\lambda)$ [sr^{-1}] du matériau et de l'angle d'incidence θ_i [rad] :

$$f_r(\theta_i, \lambda) = \frac{\rho(\lambda)}{\pi} \cos(\theta_i)$$

Équation 36. BRDF d'une surface lambertienne de réflectance hémisphérique $\rho(\lambda)$ avec un angle d'incidence θ_i .

Le facteur π assure la conservation de l'énergie dans la définition de la BRDF alors que le terme $\cos(\theta_i)$ est un facteur géométrique de passage entre un éclairement incident perpendiculaire à la surface et un éclairement incident incliné d'un angle de θ_i .

Dans les études lidar considérées ici, les angles d'incidence du faisceau laser θ_i , φ_i et les angles d'observation θ_o , φ_o sont égaux (configuration monostatique) ou quasi égaux (configuration faiblement bi-statique). La BRDF sera donc par la suite exprimée par $f_r(\vec{i}, \vec{o} = \vec{i}, \vec{n}, \lambda)$ et notée plus simplement par $f_r(\theta_i, \lambda)$.

En fusionnant les équations lidar volumique (Équation 29) et surfacique (Équation 34), puis en considérant les propriétés de la BRDF (Équation 35), on obtient une équation lidar unifiée. Ainsi, lorsqu'une cible surfacique est localisée à la distance r_s avec un milieu d'intérêt se situant entre l'instrument et la surface, l'équation lidar s'écrit :

$$P_r(\lambda, r, \theta_i) = P_p(\lambda) \frac{c\tau_l(\lambda) A_{ef}}{2} \frac{1}{r^2} \left\{ \beta(\lambda, r) + f_r(\theta_i, \lambda, r_s) \frac{2}{c\tau_l(\lambda)} F_{cor} \right\} T^2(\lambda, r) \xi(\lambda, r) \eta(\lambda)$$

Équation 37. Équation lidar unifiée sur cible volumique et surfacique sous forme classique.

Dans cette équation, la $f_r(\theta_i, \lambda, r_s)$ est non nulle lorsque $r = r_s$. Le terme $T^2(\lambda, r)$ est la transmission aller-retour de l'atmosphère, défini à partir de la loi de Beer-Lambert [177] par :

$$T^2(\lambda, r) = \exp \left[-2 \int_0^r \alpha(\lambda, x) \cdot dx \right]$$

Équation 38. Transmission atmosphérique aller-retour.

La puissance crête P_p de l'Équation 37 est conventionnellement celle d'une impulsion rectangulaire c'est-à-dire comme étant définie par le rapport entre l'énergie de l'impulsion laser E_p [J] et de la durée à mi-hauteur (FWHM) τ_l [s]. Dans le cas de mesures lidar sur cible surfacique, le pic de rétrodiffusion ne peut pas être directement lié à la valeur de P_p parce que les impulsions laser sont généralement de formes gaussiennes ou de formes sécantes hyperboliques carrées (sech²). Un facteur correctif F_{cor} [Ø] est donc introduit afin d'avoir la correspondance avec la puissance crête réelle $P_{p,réel}$ de l'impulsion laser suivant [178] :

$$P_{p,réelle} = P_p \cdot F_{cor}$$

Équation 39. Relation entre puissance crête d'une impulsion laser temporellement de forme rectangulaire et de forme réelle.

La conservation de l'énergie entre une impulsion gaussienne et une impulsion rectangulaire impose $F_{cor} = 2[\ln(2)/\pi]^{1/2}$. Bien que cette nouvelle équation lidar puisse être utilisée dans des cas d'applications courtes portées avec une cible surfacique, elle suppose que les impulsions laser soient temporellement rectangulaires de durée τ_l . De plus, elle ne permet pas d'obtenir la forme réelle de l'impulsion laser rétrodiffusée par la cible surfacique. Ce modèle peut être limitant pour l'évaluation des performances lidar à haute résolution spatiale où l'interaction entre l'impulsion laser et l'environnement doit être formalisée de manière plus réaliste.

- **Équation lidar volumique et surfacique sous forme intégrale**

Une formulation plus réaliste de l'équation lidar est proposée ici afin d'évaluer finement l'interaction entre une impulsion laser de profil temporel quelconque et l'environnement. Cette nouvelle formulation doit pouvoir être valide à la fois sur des cibles volumiques et surfaciques. Les notions précédemment développées sont reprises et adaptées en une expression intégrale :

$$P_r(\lambda, r, \theta_i) = \int_{r-c\tau_l(\lambda)}^{r+c\tau_l(\lambda)} P_L(\lambda, r) \cdot \frac{A_{eff}}{r^2} \int_{\lambda-\Delta\lambda/2}^{\lambda+\Delta\lambda/2} T^2(\lambda, r) \xi(\lambda, r) \eta(\lambda) [\beta(\lambda, r) + f_r(\theta_i, \lambda) \delta(r - r_s)] \cdot d\lambda \cdot dr$$

Équation 40. Équation lidar volumique et surfacique sous forme intégrale.

On note $\delta(r - r_s)$ [m^{-1}] la fonction de Dirac et $\Delta\lambda$ la largeur spectrale de réception centrée sur λ . Cette nouvelle formulation a deux avantages. Premièrement, elle permet de considérer la dépendance spectrale de chaque paramètre et notamment celle d'une source laser large bande, en fonction de la sélection spectrale réalisée en réception. Deuxièmement, elle permet de rendre compte de l'interaction de chaque portion élémentaire de l'impulsion laser en interaction avec l'environnement, ce qui est une représentation plus réaliste et plus adaptée à l'étude de performances d'un lidar à haute résolution spatiale.

La Figure 18 illustre la propagation d'une impulsion laser dans l'environnement et sa puissance crête en coupe longitudinale. À chaque instant t , l'impulsion est localisée par son sommet à la distance $r = ct/2$. Contrairement à des impulsions laser équivalentes supposées être de forme rectangulaire (rectangle gris), une impulsion gaussienne de largeur τ_l (FWHM) n'a pas de puissance crête homogène et illumine un volume plus important. L'interaction de l'impulsion peut être modélisée numériquement sous la forme d'une somme élémentaire d'interactions, représentée ici par les rectangles rouges pour lesquelles les dépendances spatiales des paramètres de l'équation lidar sont actualisées. On montre, par intégration analytique, que l'énergie d'une impulsion laser d'une durée à mi-hauteur τ dans l'intervalle de temps $-2\tau_l < t < 2\tau_l$ est égale à son énergie totale E . Pour cette raison, les bornes de l'intégrale dans l'équation lidar sont prises entre $r - c\tau_l$ et $r + c\tau_l$.

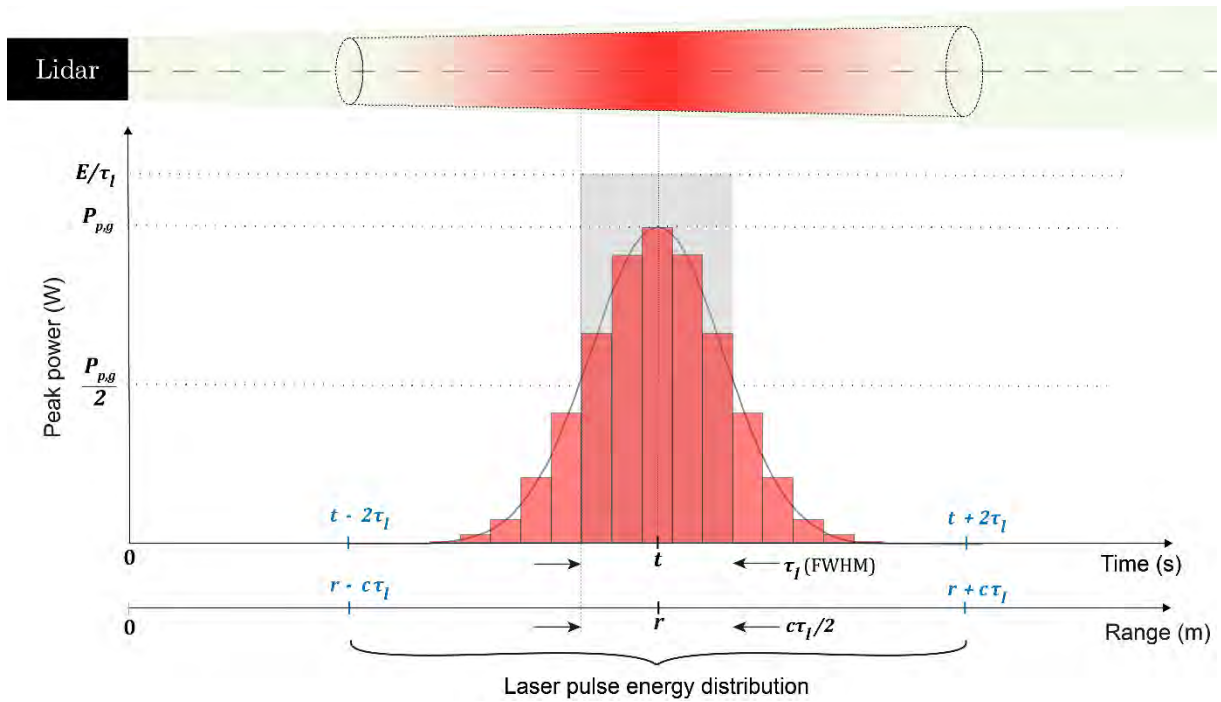


Figure 18. Représentation de l'impulsion laser gaussienne au cours de sa propagation.

Dans l'Équation 40, $P_L(\mathbf{x}, \lambda)$ est la puissance crête de l'impulsion laser. Lorsqu'elle est de forme gaussienne avec une durée à mi-hauteur τ_l , la puissance crête s'exprime par :

$$P_L(\mathbf{x}, \lambda) = P_{p,g}(\lambda) \exp \left[-4 \ln(2) \left(\frac{2x - 2r}{c\tau_l(\lambda)} \right)^2 \right]$$

Équation 41. Profil spatial de la puissance crête d'une impulsion gaussienne localisée à la distance r et de durée à mi-hauteur τ .

où $P_{L,p}$ est la puissance crête maximale définie par :

$$P_{p,g}(\lambda) = \frac{E(\lambda)}{\tau_l(\lambda)} \cdot 2 \left[\frac{\ln(2)}{\pi} \right]^{1/2}$$

Équation 42. Puissance crête maximale d'une impulsion gaussienne.

Le terme $\frac{1}{\tau_l(\lambda)} \cdot 2 \left[\frac{\ln(2)}{\pi} \right]^{1/2}$ est le terme de normalisation précédemment appelée F_{cor} et assure la conservation de l'énergie de l'impulsion. Le terme $\frac{E(\lambda)}{\tau_l(\lambda)}$, précédemment appelé $P_p(\lambda)$, est la puissance crête d'une impulsion équivalente de forme rectangulaire temporellement. Pour les sources laser *supercontinuum*, l'énergie associée est exprimée en fonction de sa densité spectrale de puissance $DSP(\lambda)$ et de sa fréquence de répétition f [Hz] par :

$$E(\lambda) = \frac{1}{f} \cdot \int_{\lambda - \Delta\lambda/2}^{\lambda + \Delta\lambda/2} DSP(\lambda) \cdot d\lambda$$

Équation 43. Énergie d'une impulsion laser *supercontinuum* à la longueur d'onde λ avec une sélection spectrale de largeur $\Delta\lambda$.

Dans l'Équation 42, la durée de l'impulsion $\tau_l(\lambda)$ est supposée faiblement variable autour de la longueur d'onde λ et l'énergie dans le terme $\frac{E(\lambda)}{\tau_l(\lambda)}$ peut s'écrire en utilisant l'expression de l'énergie de l'Équation 43. En cas de forte dépendance spectrale, le terme $\frac{E(\lambda)}{\tau_l(\lambda)}$ devrait s'écrire :

$$\int_{\lambda - \Delta\lambda/2}^{\lambda + \Delta\lambda/2} \frac{DSP(\lambda)}{f\tau_l(\lambda)} \cdot d\lambda$$

Équation 44. Expression du terme $\frac{E(\lambda)}{\tau_l(\lambda)}$ lorsque la durée d'impulsion $\tau_l(\lambda)$ a une forte dépendance spectrale.

Les équations lidar décrites précédemment donnent la puissance de l'impulsion laser rétrodiffusée par l'environnement focalisée sur le détecteur. Cependant elles ne considèrent pas le rayonnement de fond de la scène également collecté et détecté que nous décrivons par la suite.

5. Contribution du fond de scène

La luminance spectrale du fond de scène notée $L_b(\lambda)$ [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$] est une source de bruit qui s'ajoute à l'impulsion laser rétrodiffusée par le milieu. Elle contribue à un signal de fond de la scène lors des mesures lidar et tend à faire baisser le rapport signal sur bruit. Pour augmenter ce rapport, un filtre interférentiel centré sur la longueur d'onde de la mesure λ et de largeur $\Delta\lambda'$ est placé en réception. Il limite la puissance du fond de scène reçue P_b [W] sur le détecteur [59,179] :

$$P_b(\lambda) = A_{ef} \Omega_r \int_{\lambda - \Delta\lambda'/2}^{\lambda + \Delta\lambda'/2} L_b(\lambda) \eta(\lambda) \cdot d\lambda$$

Équation 45. Puissance de fond de la scène reçue sur le capteur.

On notera que lorsque la sélection spectrale de la source laser *supercontinuum* est réalisée en réception que $\Delta\lambda$ des Équation 40, Équation 43 et Équation 44 est le même que $\Delta\lambda'$ de l'Équation 45. L'aire effective A_{ef} de collection est celle définie dans l'Équation 32.

La luminance de fond $L_b(\lambda)$ peut être estimée à partir de codes de transfert radiatif tels que MODTRAN [83,84] ou MATISSE [85–87] en tenant compte de différents types de scènes et de différentes conditions atmosphériques. L'angle solide du système Ω_r de collection est défini par [180] :

$$\Omega_r = \pi \cdot \sin\left(\frac{\varphi_r}{2}\right)^2$$

Équation 46. Angle solide du système de collection.

Au cours des sections précédentes, un rappel de l'équation lidar classique a été fait puis une unification de l'équation lidar a été proposée pour la rendre compatible avec des cibles volumiques et surfaciques. Ces deux équations supposent que les impulsions laser ont des profils temporels rectangulaires dans le processus d'interaction lumière-matière. Dans notre étude de lidar à haute résolution spatiale, une troisième équation lidar unifiée (Équation 40) a été proposée pour prendre en considération la forme réelle des impulsions laser lors de leur propagation dans l'environnement. Celle-ci a l'avantage d'être plus réaliste et permet d'obtenir le profil complet des impulsions rétrodiffusées sur des cibles surfaciques. Ces différents modèles physiques seront intégrés plus tard au simulateur lidar afin de modéliser la puissance lumineuse reçue par le détecteur. Les modèles permettant de modéliser le signal lidar analogique de la chaîne d'acquisition sont maintenant développés.

6. Signal lidar et bruits associés

Le **signal lidar** mesuré est une tension électrique $V(\lambda, R, \theta_i)$ [V] proportionnelle à la lumière reçue par le capteur photosensible $P_s(\lambda, r)$ [181] :

$$V(\lambda, r, \theta_i) = R_v(\lambda) \cdot P_s^*(\lambda, r, \theta_i)$$

Équation 47. Signal lidar en fonction de la puissance reçue sur le capteur.

avec :

$$P_s(\lambda, r, \theta_i) = P_r(\lambda, r, \theta_i) + P_b(\lambda)$$

Équation 48. Expression de la puissance reçue.

où P_r [W] est la puissance rétrodiffusée par le milieu d'intérêt, P_b [W] est la puissance reçue due aux rayonnements naturels du fond de scène. La constante instrumentale $R_v(\lambda)$ [V · W⁻¹] de conversion optique-électrique du capteur est définie par [182] :

$$R_v(\lambda) = R_{io}(\lambda) \cdot M \cdot G_T$$

Équation 49. Constante instrumentale de conversion puissance optique en tension.

Avec $R_{io}(\lambda)$ [A · W⁻¹] la sensibilité de la cathode du PMT ou la réponse intrinsèque de l'APD, M [Ø] le gain du détecteur (PMT ou APD) et G_T [V · A⁻¹] le facteur de conversion courant-tension du transimpédance (amplificateur) ou du conducteur ohmique utilisé.

Nous introduisons l'exposant « * » dans l'Équation 47 pour indiquer la convolution du signal avec la réponse impulsionnelle du capteur R_δ [V] définie ici dans le domaine temporel par une gaussienne asymétrique :

$$R_\delta(t) = A_\delta \cdot \exp \left\{ -4 \ln(2) \cdot \left(\frac{t - t_0}{t_w} \right)^2 \right\}$$

$$t_w = \begin{cases} t_{w1}, & t < t_0 \\ t_{w2}, & t > t_0 \end{cases}$$

Équation 50. Réponse impulsionnelle du capteur.

où A_δ [V] est l'amplitude maximale, t_0 [s] est le temps de transit moyen des électrons [183], t_{w1} [s] et t_{w2} [s] respectivement les largeurs à mi-hauteurs lorsque t est inférieur ou supérieur à t_0 . t_{w1} et t_{w2} sont respectivement reliés au temps de montée (t_{rise}) et de descente (t_{fall}) du capteur. On démontre les deux relations suivantes :

$$t_{w1} = \frac{t_{rise}}{\left[\frac{1}{4 \cdot \ln(2)} \right]^{1/2} \cdot \{[-\ln(0,1)]^{1/2} - [-\ln(0,9)]^{1/2}\}}$$

$$t_{w2} = \frac{t_{fall}}{\left[\frac{1}{4 \cdot \ln(2)} \right]^{1/2} \cdot \{[-\ln(0,1)]^{1/2} - [-\ln(0,9)]^{1/2}\}}$$

Équation 51. Relation entre les largeurs à mi-hauteurs et les caractéristiques capteurs.

Les réponses impulsionnelles de l'amplificateur (transimpédance), des câbles et de la carte d'acquisition sont négligées et supposées égales à des fonctions de Dirac. Le signal lidar convolué par la réponse impulsionnelle du capteur permet d'avoir des formes de signaux plus réalistes de l'instrument lidar.

Prédire et évaluer les performances d'un système lidar implique une comparaison entre le signal utile lié à la puissance lumineuse laser rétrodiffusée détectée par l'instrument et les différents bruits intervenant lors de la mesure. Pour cette raison, les bruits doivent être modélisés afin de pouvoir effectuer des bilans de performances instrumentales avec le simulateur lidar.

Les principaux **bruits électroniques** intervenant dans la partie de détection sont le bruit thermique (Johnson), le bruit de Schottky (dit également bruit de grenaille) et le bruit de scintillation respectivement notés par leurs tensions effectives V_{th} , V_{sh} et V_f . La tension V_{th} provient de la fluctuation électronique thermique dans le transimpédance (ou conducteur ohmique) et la tension V_{sh} est liée à l'aspect granulaire du courant électrique (les porteurs de charge sont des électrons). Le bruit de scintillation est un bruit électronique présent dans tous les composants électroniques actifs et a une densité spectrale de puissance de $1/fréquence$ mais sera négligé par la suite. Comme le bruit électronique est décorrélé, la tension efficace totale du bruit V_{noise} peut être exprimée en fonction des densités de bruits électroniques $\sigma[V \cdot Hz^{-1/2}]$ par la relation :

$$V_{noise}(r) = \{[\sigma_{th}^2 + \sigma_{sh,d}^2 + \sigma_{sh,s}^2(r)] \cdot B_N\}^{1/2}$$

Équation 52. Tension efficace totale du bruit électronique.

avec σ_{th}^2 , $\sigma_{sh,d}^2$, $\sigma_{sh,s}^2$ [$V^2 \cdot Hz^{-1}$] respectivement les densités spectrales des bruits : thermique, bruit de Schottky du courant d'obscurité et bruit de Schottky du signal. Ils peuvent être calculés suivant [182] :

$$\sigma_{th}^2 = 4k_B T G_T$$

$$\sigma_{sh,s}^2(r) = 2qG_T^2 FM^2 R_{io} P_s^*(r)$$

$$\sigma_{sh,d}^2 = 2qG_T^2 (I_{ds} + FM^2 I_{db})$$

Équation 53. Expressions de la densité spectrale de puissance : du bruit thermique et des bruits Shottky.

où k_B [$J \cdot K^{-1}$] est la constante de Boltzmann, T [K] la température, q [C] la charge électronique, F [\emptyset] le facteur d'excès de bruit de l'APD [184], qui permet de prendre en compte le phénomène aléatoire de multiplication ($F = 1$ pour le PMT et les photodiodes de jonction PIN) et B_N [Hz] la bande passante équivalente en bruit [181]. Cette dernière est définie à partir de la bande passante B [Hz] de l'amplificateur courant-tension et d'un filtre de Butterworth [185] (filtre passe bas d'ordre N [\emptyset]). La bande passante et l'ordre du filtre étant définis à partir des caractéristiques de l'amplificateur. I_{ds} [A] et I_{ab} [A] sont respectivement le courant d'obscurité de surface et *bulk* de l'APD [186]. Pour le PMT, le terme ($I_{ds} + FM^2 I_{ab}$) est défini par le courant d'obscurité total (I_{dt}) qui sera considéré égal au courant d'obscurité spécifié dans les feuilles techniques.

Le bruit équivalent en puissance moyenne NEP_m [$W \cdot Hz^{-1/2}$] est parfois utilisé pour qualifier les bruits électroniques intrinsèques. Il représente une puissance optique équivalente à ce que recevrait le détecteur [142,182] :

$$NEP_m = \frac{[\sigma_{sh,d}^2 + \sigma_{th}^2]^{1/2}}{R_{io} M G_T}$$

Équation 54. Bruit intrinsèque équivalent en puissance optique moyenne.

La fonction signal sur bruit (SNR [\emptyset], de l'anglais *Signal Noise Ratio*) associée à la mesure lidar est le rapport entre le signal utile rétrodiffusé (V_r) et le milieu d'intérêt sur la contribution des différents bruits (V_{noise}). Il s'écrit :

$$SNR(r) = \frac{P_r^*(r)}{\left\{ \left[NEP_m^2 + \frac{2qF}{R_{io}} P_s^*(r) \right] B_N \right\}^{1/2}}$$

Équation 55. Signal sur bruit de la mesure lidar.

7. Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, les propriétés optiques des milieux diffusants volumiques et surfaciques ainsi que l'ensemble des modules composant un lidar avec les modèles physiques associés ont été décrits.

Dans un premier temps, la capacité de différents modèles de sphères équivalentes à reproduire les sections efficaces d'extinction et de rétrodiffusion des agrégats de suie a été étudiée sur un large domaine spectral (400 - 5000 nm). Ces aérosols ont été choisis car ils sont non sphériques et présentent une absorption spectrale notable, ce qui en fait de bons candidats pour l'étude. Un ensemble de calculs numériques ont été effectués à l'aide d'un modèle spectral SDDA sur des agrégats de suie en chaîne ou compact pour évaluer la validité de ces approximations. Il a été démontré que le rayon sphérique équivalent en volume est un paramètre qui représente le mieux la section efficace d'extinction des agrégats de suie sur le domaine spectral considéré. Au contraire, la section de rétrodiffusion est beaucoup plus sensible à la valeur du paramètre de taille. Ces résultats montrent également qu'il faut être vigilant lorsque des méthodes d'inversion microphysique, utilisant des sphères équivalentes, sont appliquées aux agrégats de suie. Dans un contexte plus général, ils soulignent également l'intérêt porté à l'utilisation des sources laser *supercontinuum*, en vue d'une caractérisation microphysique (sans modèle de sphères équivalentes) des aérosols à partir des mesures spectrales des coefficients d'extinction et de rétrodiffusion particuliers α_a et β_a déduites à partir de mesures lidar.

Un rappel des différents modules émission, réception et chaîne d'acquisition composant un instrument lidar a été présenté ainsi que les processus d'élargissement spectral intervenant dans une source laser *supercontinuum* fibrée. Ces dernières sont privilégiées pour l'étude car elles ont un large spectre d'émission permettant d'envisager leur utilisation pour la caractérisation des aérosols et des cibles surfaciques sur un domaine spectral large. Cependant, leur faible puissance par rapport aux sources laser monochromatiques favorise *a priori* une utilisation des lidars *supercontinuum* pour le diagnostic à courte portée. La configuration bi-statique est celle qui permet *a priori* de sonder un milieu en champ proche, mais nécessite la connaissance de l'ensemble des caractéristiques des différents modules du système afin d'en déduire la fonction de recouvrement. En reprenant des travaux existants dans la littérature, deux fonctions de recouvrement ont été développées et adaptées pour des applications lidar à très courte portée (< 100 m). Des équations lidar unifiées valides sur des cibles volumiques et surfaciques ont été proposées : l'une en considérant la forme temporelle réelle de l'impulsion laser et l'autre en supposant une impulsion équivalente temporellement rectangulaire. Les modèles et bases théoriques proposés ici serviront dans le chapitre suivant pour la conception d'un simulateur lidar valide pour l'évaluation de mesures lidar avec une haute résolution spatiale (inférieure au mètre) et avec une analyse spectrale en réception (en vue d'utilisation de sources laser *supercontinuum*).

CHAPITRE 2. MODÈLES LIDAR DIRECT ET INVERSE

L'objectif de ce chapitre est de mettre en place les outils numériques pour simuler un lidar fonctionnant avec une source laser *supercontinuum* et une méthode d'inversion lidar afin de récupérer les propriétés optiques (coefficient d'extinction et de rétrodiffusion) d'une mesure lidar à courte portée.

Un modèle lidar direct (PERFALIS) est proposé afin de simuler le signal d'un instrument lidar par rapport aux caractéristiques techniques de ses sous-systèmes (modules émission, collection et chaîne d'acquisition) et des caractéristiques optiques volumiques et surfaciques du milieu d'étude. La première étape sera consacrée à la description fonctionnelle du code et à la validation numérique des modèles développés. La fonction de recouvrement fera l'objet d'une étude particulière pour évaluer la configuration lidar la plus avantageuse pour des applications à très courte portée. Les modèles classiques et intégraux de l'équation lidar proposés au chapitre précédant seront étudiés sur des cibles volumiques et surfaciques avec le simulateur. Ensuite, la réponse impulsionnelle du détecteur sur le signal lidar sera évaluée. Pour finir, une étude du rapport signal sur bruit d'un lidar *supercontinuum* sera conduite sur une cible volumique et surfacique afin d'estimer d'un point de vue numérique les capacités et la viabilité d'un tel système.

Les modèles inverses existants dans la littérature sont destinés aux mesures lidar à longue portée et sont de ce fait inadaptés à des mesures lidar à courte portée qui concernent ce travail de thèse. Un modèle inverse (ST-LIM) est donc proposé afin de retrouver les propriétés optiques d'un milieu volumique d'intérêt à partir de telles conditions de mesure en utilisant une cible surfacique de référence. D'autre part, le rapport lidar particulaire (rapport entre le coefficient d'extinction et de rétrodiffusion) est souvent considéré connu dans les procédures d'inversion lidar existantes ou contraint en couplant d'autres appareils de mesure. Ici une méthode est développée afin de retrouver cette quantité à partir de deux mesures lidar en utilisant une cible surfacique. Le modèle inverse développé fera l'objet d'une validation numérique et l'impact du bruit du signal lidar sur la procédure d'inversion sera également évalué grâce au simulateur lidar.

1. Simulateur de performances d'un lidar : modèle direct PERFALIS

L'objectif ici est d'être capable d'évaluer les performances d'un système lidar pour analyser les particules dans l'atmosphère. Une simulation complète du système et de son environnement est nécessaire pour y parvenir. Pour cela, les caractéristiques de l'instrument (module émission, réception et chaîne d'acquisition) doivent être prises en compte et la réponse du milieu diffusant étudié doit être maîtrisée. La modélisation du signal lidar peut être réalisée par une approche physique statistique appelée Monte-Carlo [187,188] ou analytique comme vu au chapitre 1. Pour des raisons de temps de calcul et d'adaptabilité aux simulations hyperspectrales des systèmes lidar, c'est cette dernière méthode qui est utilisée. Nous avons choisi de développer le modèle analytique direct PERFALIS (*PERFORMANCE Assessment for Lidar Systems*) et de le valider dans un premier temps sur des cas simples à une longueur d'onde. Le synoptique du simulateur est représenté en Figure 19.

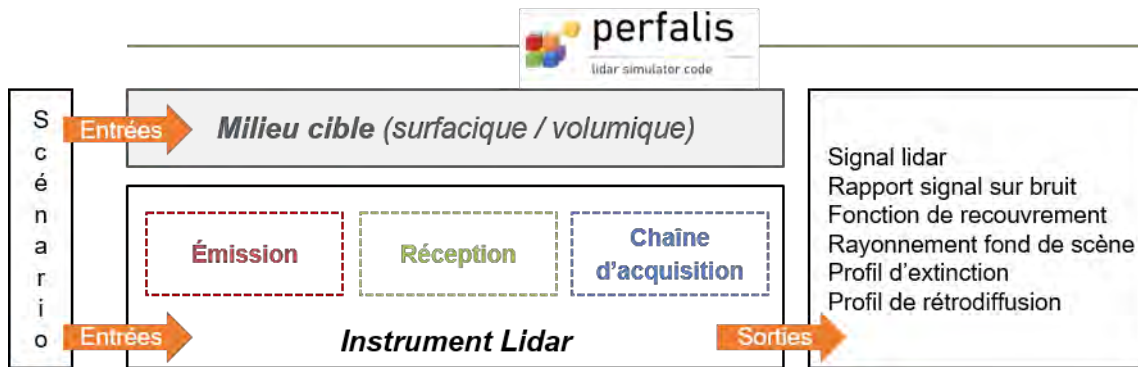


Figure 19. Synoptique du code PERFALIS (*PERFORMANCE Assessment for Lidar Systems*).

Le code PERFALIS a la capacité de fonctionner en mode monochromatique ou hyperspectral, ce qui permet de l'utiliser avec ou sans source laser *supercontinuum* sur des cibles volumiques et surfaciques pour différentes configurations (ex. monostatique ou bi-statique). Dans le cadre de ce travail de thèse, le code PERFALIS a plusieurs objectifs :

Objectif 1. Simuler un signal lidar spectral en considérant, au cours de la propagation de l'impulsion laser, la forme réelle de l'impulsion laser dans les interactions rayonnement-matière qui soient valides dans le cas de cibles volumiques ou surfaciques ;

Objectif 2. Simuler des signaux lidar afin de développer et valider, dans le cas de mesures lidar courtes portées, la méthode d'inversion développée dans la deuxième partie de ce chapitre et de l'appliquer par la suite sur de vraies mesures lidar afin de retrouver les propriétés optiques du milieu sous étude ;

Objectif 3. Évaluer les performances lidar pour différentes architectures lidar avec des modules émission, réception et chaîne d'acquisition différents.

1.1. Présentation du simulateur de performances

Le code PERFALIS est structuré pour tenir compte de tous les éléments constituant un instrument lidar avec plusieurs sous-parties représentées informatiquement sous la forme de classes d'objets pour intégrer les caractéristiques des modules émission, réception et chaîne d'acquisition. Ces éléments sont schématisés par le cadre en pointillé intitulé « Instrument Lidar » de la Figure 20, et constitue la première partie du programme. Le second, intitulé « Environnement », permet de modéliser les propriétés optiques de l'environnement sur lequel la simulation lidar est effectuée. Une fois le scénario spécifié (instrumentalement et environnementalement), les propriétés optiques de la scène sont simulées afin d'obtenir les profils des coefficients de rétrodiffusion et d'extinction du milieu ainsi que le rayonnement de fond de la scène reçu sur le détecteur. Ensuite, la puissance rétrodiffusée, le signal lidar et le bruit associé sont calculés. Enfin, le rapport signal sur bruit du scénario, appelé *SNR* (de l'anglais *Signal-to-Noise Ratio*) est donné.

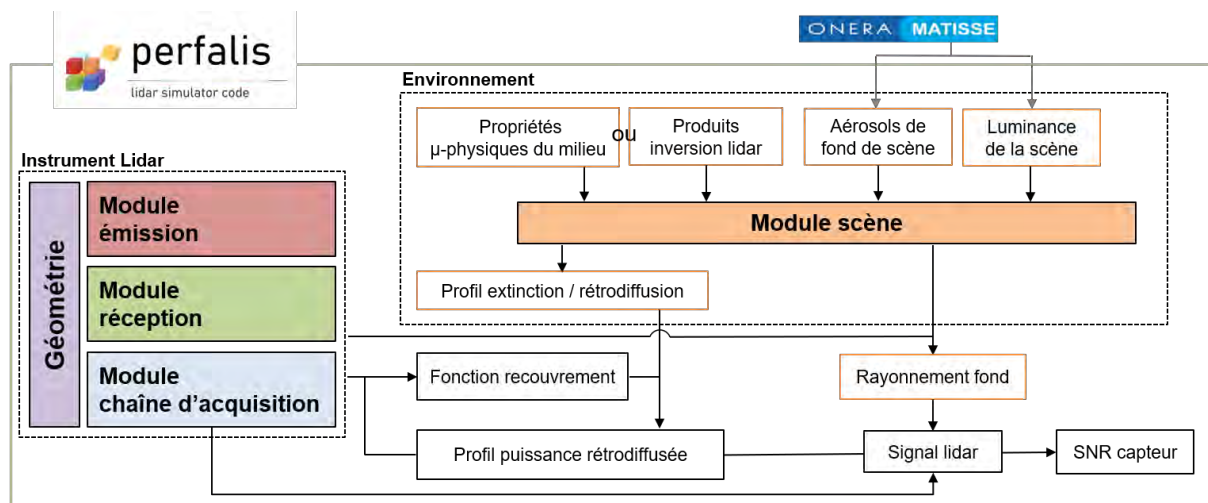


Figure 20. Synoptique détaillé du code PERFALIS avec les différentes étapes de simulations.

1.2. Modules du simulateur de performances

Le **module d'émission** (Figure 20) représente notamment la source laser qui émet la lumière. Les informations entrées seront légèrement différentes s'il s'agit d'une source laser monochromatique ou d'une source laser *supercontinuum*. Dans le cas d'une source laser monochromatique, la puissance crête des impulsions $P_c(\lambda)$ et l'énergie totale par impulsion $E(\lambda)$ sont calculées en fonction des caractéristiques de la source respectivement à partir de l'Équation 30 et de l'Équation 31. Lorsque la forme de l'impulsion est considérée gaussienne, la puissance crête $P_{p,g}(\lambda)$ est calculée à partir de l'Équation 42. Dans le cas d'une source laser *supercontinuum*, le module d'émission actualise l'énergie et la puissance crête en fonction de la simulation hyperspectrale réalisée entre la longueur d'onde de départ $\lambda_{start}[\text{nm}]$ et de fin $\lambda_{stop}[\text{nm}]$ avec un pas de $\lambda_{step}[\text{nm}]$. L'énergie est calculée sur l'intervalle où est réalisée la sélection spectrale en réception à partir de l'Équation 43. La durée d'impulsion $\tau_l [\text{s}]$, l'angle de divergence $\varphi_L [\text{rad}]$ et le diamètre de collimation $D_L [\text{m}]$ sont supposés être indépendants de la longueur d'onde pour les sources laser *supercontinuum*.

Le Tableau 5 synthétise les données d'entrées et de sorties fonctionnelles du module d'émission. La validation de ce module est réalisée à partir des données spécifiées dans le tableau.

Tableau 5. Entrées et sorties fonctionnelles du module émission.

ENTRÉES			SORTIES intermédiaires		
Dénomination	Notation	Validation fonctionnelle	Dénomination	Notation	Validation fonctionnelle
Puissance moyenne	P_m	4,9 mW [189]	Énergie par impulsion	$E(\lambda)$	4,9 μ J
Fréquence de répétition	f	1 kHz [189]	Puissance crête (impulsion rectangulaire)	$P_p(\lambda)$	2,9 kW
Durée d'impulsion	τ_i	1,7 ns [189]	Puissance crête (impulsion gaussienne)	$P_{p,g}(\lambda)$	2,7 kW
Diamètre de collimation	D_L	2,9 mm [189]			
Divergence laser (angle entier)	φ_L	0,25 mrad [189]			
Longueur d'onde	λ	532 nm [189]			
Source laser <i>supercontinuum</i> (Paramètres additionnels)					
Densité spectrale de puissance	$DSP(\lambda)$	Issue de la Figure 51		$E(\lambda)$	1,7 nJ
Sélection spectrale	$\Delta\lambda$	15 nm [190]		$P_p(\lambda)$	1,4 W
Longueur d'onde début simulation	λ_{start}	420 nm		$P_{p,g}(\lambda)$	1,3 W
Longueur d'onde fin simulation	λ_{stop}	880 nm			(avec $\lambda = 605$ nm et $\tau = 1,2$ ns [191])
Pas de calcul	λ_{step}	1 nm			

Le **module de réception** (Figure 20) permet de simuler la présence d'un télescope. Ce dernier est défini par l'aire des miroirs primaire et secondaire respectivement notées A_{M1} [m²] et A_{M2} [m²], leurs focales associées f_1 [m] et f_2 [m] et le diamètre du diaphragme de champ D_O [m]. Toutes ces informations, notamment celles des différentes focales des miroirs, ne sont pas renseignées dans la littérature. Pour cette raison, nous avons fait le choix d'introduire la notion de focale équivalente du télescope f_T [m]. Le champ de vue du télescope φ_T [rad], l'aire effective de collection A_{ef} [m²] et le taux d'occultation τ_{occu} [%] sont calculés respectivement à partir des Équation 24, Équation 32 et Équation 33. Le Tableau 6 synthétise les données d'entrées et de sorties fonctionnelles du module réception. La validation de ce module est réalisée à partir des données spécifiées dans le tableau.

Tableau 6. Entrées et sorties fonctionnelles du module réception.

ENTRÉES			SORTIES intermédiaires		
Dénomination	Notation	Validation fonctionnelle	Dénomination	Notation	Validation fonctionnelle
Aire miroir primaire	A_{M1}	126 cm ² [192]	Taux d'occultation	τ_{occu}	76,9 %
Aire miroir secondaire	A_{M2}	96,6 cm ² [192]	Aire effective	A_{ef}	290 cm ²
Diamètre télescope	D_T	232 mm [192]	Angle de vue (angle entier)	φ_T	8 mrad
Focale miroir primaire	f_1	1,4 m [192]			
Focale miroir secondaire	f_2	0,7 m [192]			
Focale équivalente	f_T	0,92 m [192]			
Diamètre diaphragme d'ouverture	D_O	7,4 mm			

Le **module géométrie** (Figure 20) permet de définir la configuration monostatique ou bi-statique du lidar vu au chapitre 1. La distance inter-axe d [m] entre l'émission et la réception est définie, ainsi que l'angle d'inclinaison du laser θ_L [rad] et du télescope θ_T [rad], comme illustré en Figure 11. L'angle d'inclinaison entre l'émission et la réception θ_{tilt} [rad], est calculé à partir de l'Équation 22. Les autres données nécessaires au calcul de la fonction de recouvrement de l'instrument sont issues des autres modules (ex. divergence laser, diamètre télescope, etc.). La fonction de recouvrement est calculée selon la position du détecteur dans la chaîne d'acquisition :

Option 1. Le détecteur est dans le plan focal équivalent du module de réception, le calcul de la fonction de recouvrement est réalisé à partir de l'Équation 25, avec $e(r)$ et $v(r)$ respectivement exprimées par l'Équation 96 et de l'Équation 98 ;

Option 2. Le détecteur est placé dans le plan image à l'endroit où l'image se forme pour chaque distance r où se trouve l'impulsion laser sur l'axe de visée. Le calcul de la fonction de recouvrement est réalisé à partir de l'Équation 26 ;

Option 3. Le détecteur est placé à une distance d_d du télescope, tel que $d_d > f_{equiv}$ ce qui permet d'optimiser la fonction de recouvrement par rapport à la distance d'un milieu cible d'intérêt. Le calcul de la fonction de recouvrement est réalisé à partir de l'Équation 25, avec $e(r)$ et $v(r)$ respectivement exprimées par l'Équation 27 et l'Équation 28.

Le Tableau 7 synthétise les données d'entrées et de sorties fonctionnelles du module géométrie. La validation de ce module est réalisée à partir des données de Stelmaszczyk *et al.* [164] avec l'option 1. Des données réalistes d'un instrument lidar sont spécifiées dans le tableau afin de réaliser une étude de la fonction de recouvrement en fonction des différentes options en courte et longue portée. Dans l'étude, la focale équivalente du module de réception est celle du télescope ($f_{equiv} = f_T$).

Tableau 7. Entrées et sorties fonctionnelles du module géométrie.

ENTRÉES			SORTIES intermédiaires		
Dénomination	Notation	Validation fonctionnelle	Dénomination	Notation	Validation fonctionnelle
Angle d'inclinaison émission	θ_L	4 mrad	Angle d'inclinaison interaxe	θ_{tilt}	4 mrad
Angle d'inclinaison réception	θ_T	0 mrad	Fonction de recouvrement	$\xi(r)$	Voir Figure 21
Distance émission - réception	d	24 cm			
Focale équivalente du module réception	f_{equiv}	0,92 m [192]			
Option de calcul de ξ	opt	1			
Position détecteur (obligatoire pour opt : 1)	d_d	2,9 mm			
Divergence laser (angle entier)	φ_L	0,25 mrad			
Angle de vue (angle entier)	φ_T	6,6 mrad			
Diamètre de collimation laser	D_L	2,9 mm			
Diamètre télescope	D_T	23,2 cm			
Diamètre surface détection	s	8 mm [193]			

Les fonctions de recouvrement des trois options de calculs associées aux données du Tableau 7 sont représentées en Figure 21. Les débuts et les fins de recouvrement de chaque option sont résumés dans le Tableau 8. Dans l'option 1, la fonction de recouvrement débute à 15 m et devient complète à partir de 44 m. Dans l'option 2, le recouvrement débute à 28 m pour être complet à partir de 31 m. Dans l'option 3, le détecteur est placé à 29 mm après la focale équivalente du module de réception, ce qui permet de placer le détecteur dans le plan image d'un objet situé à 30 m du télescope. Dans cette configuration, le recouvrement est partiel entre 27 m et 31 m et est complet entre 31 m et 93 m. Au-delà de 93 m, le recouvrement redevient partiel et tend vers une asymptote de valeur 0,43. Cette valeur signifie qu'en champ lointain seulement 43 % de la puissance rétrodiffusée reçue est focalisée sur la surface du détecteur.

Tableau 8. Distances caractéristiques pour lesquelles la fonction de recouvrement subit des variations pour les trois options. Calculs réalisés à partir des données du Tableau 7.

	r_{min}	r_0	r_{f1}	r_{f2}	Illustration
Option 1	15 m	44 m	∞	∞	
Option 2	28 m	31 m	∞	∞	
Option 3	27 m	31 m	93 m	∞	

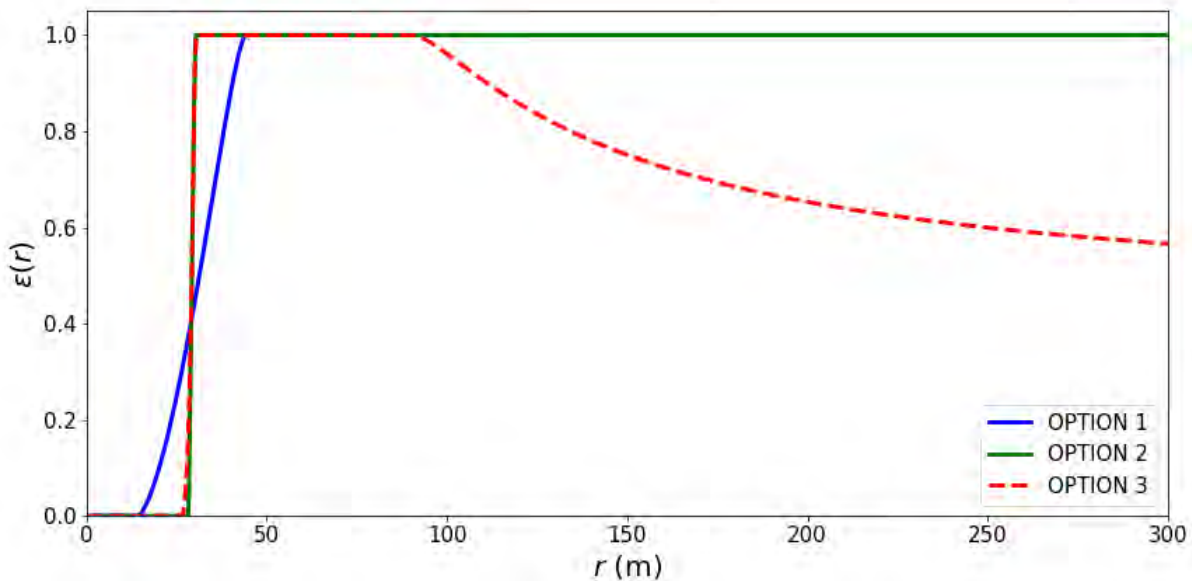


Figure 21. Fonctions de recouvrement pour les trois options de calculs réalisées à partir des données d'entrées du Tableau 7. Dans l'option 3 le plan de détection (d_d) est à 29 mm après la focale équivalente du module de réception.

Le début du recouvrement dans l'option 3 débute 1 m plutôt que celui de l'option 2 (27 m contre 28 m). Ceci est dû au déplacement axial v de l'image par rapport à l'axe optique du détecteur et du

diamètre image e dans le plan de détection (voir illustration en Figure 14). En effet à 27 m, les valeurs pour les options 2 et 3 sont respectivement de 4,7 mm contre 4,6 mm pour v et de 0,58 mm contre 1,4 mm pour e . L'image dans l'option 2 est donc focalisée en dehors de la surface de détection et la fonction de recouvrement est nulle, bien que le détecteur soit dans le plan de focalisation.

Le déplacement du détecteur en fonction de la distance r de l'impulsion laser dans l'environnement, modélisé par l'option 2, permet d'avoir un recouvrement complet à partir de 30 m. Cette configuration permet un gain de 14 m par rapport à l'option 1, dans laquelle la position du détecteur est fixe et positionnée dans le plan focal équivalent du module de réception. Cependant, l'option 2 n'est pas réalisable, car le détecteur ne peut pas se déplacer à la même vitesse que l'impulsion laser se propage dans l'environnement. En revanche, le détecteur peut être positionné après la focale équivalente pour avoir un recouvrement optimal par rapport à la localisation d'un milieu d'intérêt. C'est ce qui est fait dans l'option 3 où le détecteur est décalé ici de 29 mm après la focale équivalente. Cette configuration est accessible par l'expérience et permet de conserver un recouvrement complet à partir de 31 m (comme l'option 2).

La Figure 22 présente la fonction de recouvrement pour les mêmes conditions que l'option 2 précédemment décrite avec différents angles d'inclinaison de la source laser (8,00, 4,00, 2,67 et 1,6 mrad) en courte (a) et en longue portée (b).

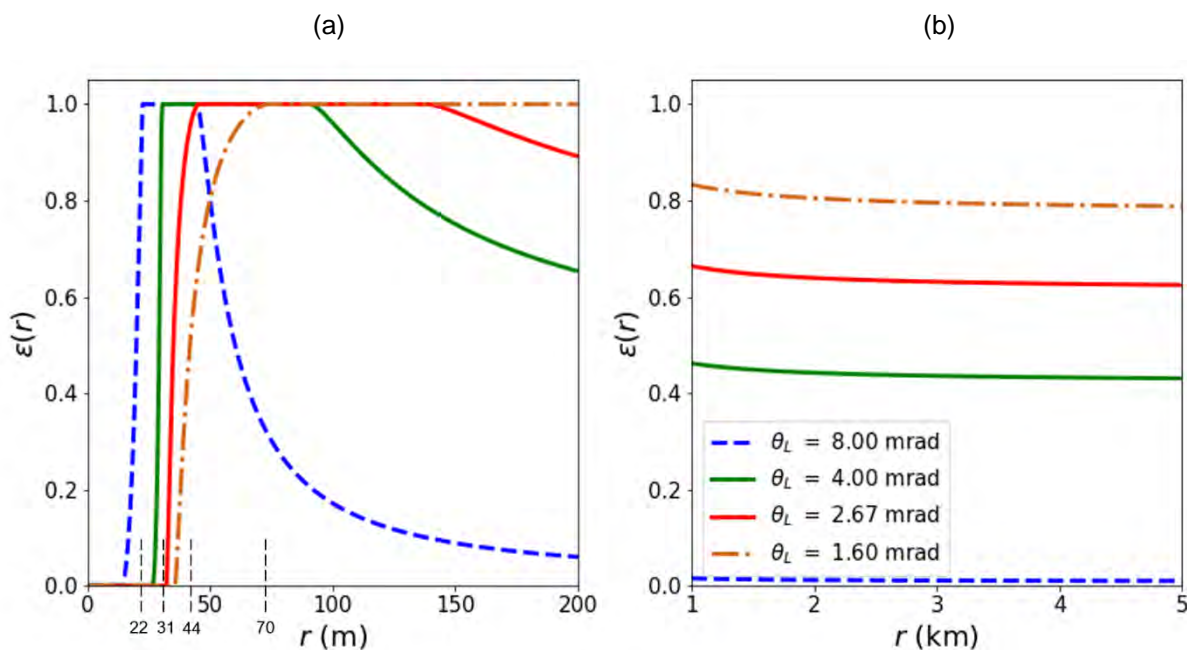


Figure 22. Fonctions de recouvrement calculées à partir de l'option 2, pour différents angles d'inclinaison de la source laser, entre 0 et 200 m pour la partie champ proche (a) et entre 1 et 5 km pour la partie champ lointain (b).

Les distances pour lesquelles la fonction de recouvrement est complète et les valeurs limites en champ lointain sont présentées dans le Tableau 9. Ces valeurs montrent qu'une forte inclinaison de la source laser permet d'avoir un recouvrement complet plus proche, mais sur de moins longues

distances. Un comportement asymptotique est observé pour chacune des inclinaisons de la source laser. Plus l'angle d'inclinaison est petit, plus la valeur de la fonction de recouvrement en champ lointain est proche du recouvrement complet (proche de 1).

Tableau 9. Intervalle de distance de r_0 à r_{f1} pour lesquelles le recouvrement est complet et valeurs limites de la fonction de recouvrement en champ lointain.

θ_L	r_0	r_{f1}	$\lim_{r \rightarrow \infty} \xi(r)$
8,00 mrad	22 m	45 m	0,01
4,00 mrad	31 m	93 m	0,43
2,67 mrad	44 m	143 m	0,63
1,6 mrad	70 m	253 m	0,78

L'étude sur la position du détecteur et l'angle d'inclinaison de l'axe d'émission de la source laser a montré qu'il est possible d'avoir un recouvrement complet en champ proche en déplaçant le plan de détection après le plan focal équivalent du module de réception et en inclinant l'axe d'émission laser. Néanmoins, cette configuration implique un découvrément à plus longue portée avec un comportement asymptotique dont les valeurs décroissent lorsque l'angle d'inclinaison θ_L augmente.

Dans le cas d'applications lidar à courte portée, cette configuration semble être réalisable et sera donc prise en compte lors de la conception instrumentale (détaillée dans le chapitre 3). Le déplacement du plan de focalisation de la lumière par rapport au plan focal équivalent, appelé δ , est calculé à partir de l'Équation 91, pour trois objets situés à : « l'infini », 50 m et 10 m. Les résultats figurent dans le Tableau 10 et montrent qu'une amplitude de déplacement de 93 mm est suffisante pour pouvoir placer le plan de détection dans le plan de focalisation d'un milieu cible situé à partir de 10 m du lidar.

Tableau 10. Déplacement du plan de focalisation de la lumière par rapport au plan focal équivalent du télescope en fonction de la distance de l'objet imagé.

Portée r (distance de l'objet)	Infini	50 m	10 m
Déplacement δ	0 mm	$\delta_1 = 17$ mm	$\delta_2 = 93$ mm

Dans le cas d'applications lidar dédiées à la fois pour la courte et la longue portée, comme pour un lidar aéroporté, cette étude montre qu'il est nécessaire d'avoir une bonne connaissance de la fonction de recouvrement pour corriger les mesures lidar en champ lointain. Ceci est possible d'un point de vue numérique grâce notamment au code PERFALIS.

Le **module chaîne d'acquisition** (Figure 20) modélise la réponse du système de détection par rapport à la puissance lumineuse reçue sur la photocathode du détecteur et modélise l'échantillonnage du signal lidar de la carte d'acquisition. Il existe deux modes de détection : analogique et à comptage de photons [194]. Ce dernier est utilisé si la puissance lumineuse rétrodiffusée est très faible devant la puissance du rayonnement de fond de la scène. Un comptage de photons est réalisé durant un intervalle de temps par un discriminateur et un compteur [195]. Ce cas ne sera pas étudié dans ce travail de thèse. En mode analogique, la puissance lumineuse détectée par le capteur est convertie en

un courant électrique, puis généralement amplifié avant d'être convertie en tension par une résistance de charge ou une transimpédance (amplificateur courant/tension) [196].

Un certain nombre de paramètres doivent être renseignés : le gain du détecteur $M [\emptyset]$, la sensibilité spectrale de la photocathode $R_{io}(\lambda) [A \cdot W^{-1}]$, le facteur d'excès de bruit $F [\emptyset]$, le courant d'obscurité de surface et de bulk respectivement $I_{ds} [A]$ et $I_{db} [A]$, le gain du transimpédance (ou la valeur de la résistance de charge) $G_T [V \cdot A^{-1}]$, la température du système $T [K]$, la bande passante du transimpédance $B [Hz]$, l'ordre du filtre Butterworth $N [\emptyset]$, la réponse impulsionnelle du capteur $R_\delta(t) [V]$ et la fréquence d'échantillonnage de la carte d'acquisition $f_e [Hz]$. Dans certains cas, le bruit équivalent en puissance (NEP_m) du détecteur peut être donné par le constructeur et être entré directement à la place des paramètres précédents : I_{ds} , I_{db} et T . Le bruit total est utilisé dans le calcul du rapport signal sur bruit (SNR). Lorsque la contribution de chaque bruit peut être calculée à partir de l'ensemble des caractéristiques du module chaîne d'acquisition, l'option « bruits détaillés » sera choisie. Dans le cas contraire, le NEP_m devra être donné et l'option « bruit équivalent en puissance » est sélectionnée. Ce module est générique puisqu'il est fonctionnel avec des détecteurs de type APD ou PMT.

Le Tableau 11 synthétise les données d'entrées et de sorties fonctionnelles du module chaîne d'acquisition. La validation de ce module est réalisée à partir des données de Lopez *et al.* [142] avec l'option « bruit équivalent en puissance ». Les données spécifiées dans le tableau concernent les caractéristiques d'un PMT, d'un amplificateur et d'une carte d'acquisition qui seront utilisées par la suite.

Tableau 11. Entrées et sorties fonctionnelles du module chaîne d'acquisition.

ENTRÉES			SORTIES intermédiaires		
Dénomination	Notation	Validation fonctionnelle	Dénomination	Notation	Validation fonctionnelle
Nom détecteur (PMT/ APD)	Name_dec	H10721-20 [193]	Signal lidar	$V(r, \lambda)$	Illustré en Figure 28
Gain détecteur	M	7,27 k à 0,5 V [193]	Signal sur bruit	$SNR(r, \lambda)$	Illustré en Figure 32
Sensibilité détecteur	$R_{io}(\lambda)$	Issue de Figure 47			
Gain transimpédance	G_T	3,15 k Ω [197]			
Réponse impulsionnelle	$R_\delta(t)$	Issue de Figure 23			
Puissance rétrodiffusée	$P_s(r)$	Non illustré			
Puissance fond de scène	$P_{back}(r)$	Non illustré			
Fréquence d'échantillonnage	f_e	3 Ghz			
Option bruits détaillés					
Bande passante transimpédance	B	1,5 GHz [197]			
Ordre filtre Butterworth	N	4			
Facteur d'excès de bruit	F	1			
Température	T	293,15			
Courant obscurité surface	I_{ds}	50 nA			
Courant obscurité bulk	I_{db}	0 A			
Option bruit équivalent en puissance					
Bruit équivalent en puissance	NEP_m	0,4 pW · Hz ^{-1/2} (cas de validation pour cette option, APD [142])			

La réponse impulsionnelle du capteur R_δ est modélisée à partir de l'Équation 50 avec comme variables les temps caractéristiques de détection, à savoir : le temps de montée t_{rise} [s], le temps de descente t_{fall} [s] et le temps de transit des électrons t_0 [s]. Un exemple de détecteur est pris par la suite afin d'effectuer une validation du modèle de la réponse impulsionnelle.

Les valeurs caractéristiques de la réponse impulsionnelle d'un PMT disponible dans le commerce sont données à titre d'exemple en Figure 23. La réponse R_δ simulée (tirets rouges) reproduit bien la réponse R_δ mesurée par le constructeur (ligne bleue) sans la présence du « rebond » à environ 8 ns. Cette réponse impulsionnelle sera par la suite utilisée (pour ce PMT) dans le code de simulation en considérant que son allure ne varie pas en fonction de la longueur d'onde et de la tension du gain du détecteur. La réponse impulsionnelle équivalente des autres éléments de la chaîne de mesure (ex. les câbles, l'amplificateur et la carte d'acquisition) est négligée par la suite. L'amplitude liée à la tension de gain et à la sensibilité spectrale de la photocathode est prise en compte dans la constante instrumentale de conversion de la puissance optique en tension $R_v(\lambda)$ de l'Équation 49.

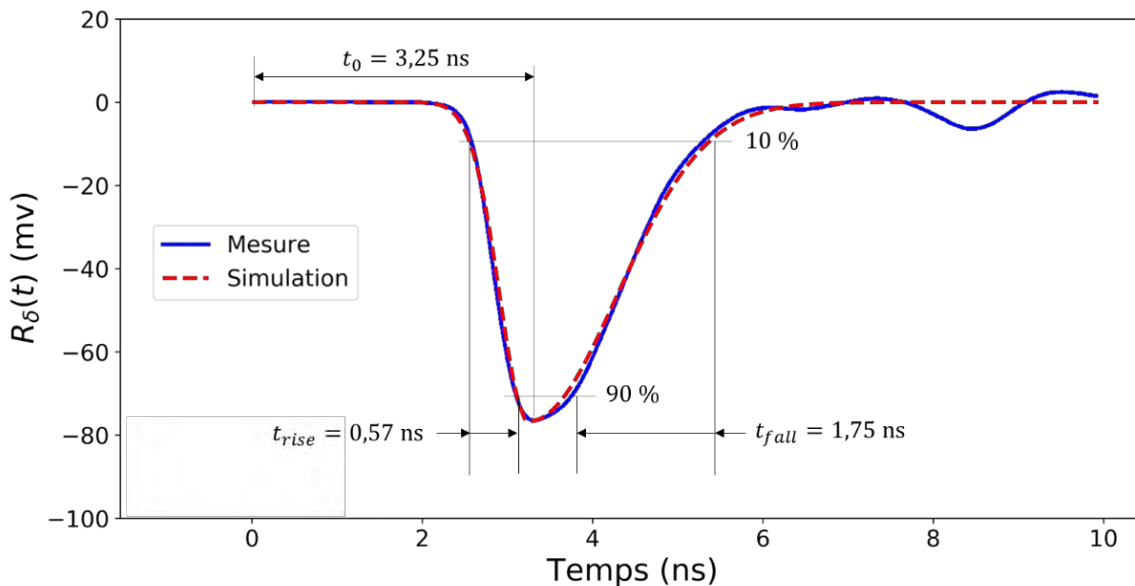


Figure 23. Réponse impulsionnelle $R_\delta t$ du PMT Hamamatsu H10721-20 mesurée par le constructeur [193] en bleue et simulée par le code PERFALIS en tirets rouges.

L'ensemble des sous-modules du code permettant la modélisation du signal de l'instrument lidar et des bruits associés ont été décrits. Nous devons maintenant tenir compte de la scène, de ses propriétés géométriques et optiques.

Le **module scène** (Figure 20) sert à modéliser le milieu diffusant présent. Deux options sont possibles suivant le type d'entrée. La première appelée « simulation à partir de paramètres microphysiques des aérosols » permet comme son nom l'indique, de simuler les propriétés optiques d'une scène à partir des propriétés microphysiques des aérosols la constituant. La seconde nommée « simulation à partir de produits lidar inversés », permet de modéliser une scène à partir des produits lidar, c'est-à-dire les profils d'extinction et de rétrodiffusion issus d'une méthode inverse. Ces deux approches sont détaillées ci-après.

Dans l'option **simulation à partir des paramètres microphysiques des aérosols**, les coefficients d'extinction et de rétrodiffusion sont calculés par les algorithmes de diffusion décrits au chapitre 1. La scène est discrétisée sous forme de plusieurs couches, comme illustré en Figure 24, chacune délimitée par une borne spatiale inférieure r_{inf} [m] et supérieure r_{sup} [m]. Les propriétés atmosphériques de pression et de température y sont définies ainsi que les paramètres particuliers des aérosols (ex. indice réfractif complexe, rayon équivalent et concentration). L'extinction et la rétrodiffusion moléculaire sont calculées à partir de l'Équation 4. Les propriétés de rétrodiffusion et d'extinction optique des aérosols sont principalement liées à leurs formes [198], leurs distributions en taille [199], leurs concentrations et leurs compositions chimiques liées à leur nature (ex. poussière, maritime, urbaine). Elles sont calculées à partir de la théorie de Mie pour les aérosols sphériques et par SDDA pour les non sphériques, bien que cette dernière méthode nécessite des temps de calcul plus longs et une mémoire vive suffisante.

Les profils totaux de rétrodiffusion et d'extinction de la scène sont définis par l'Équation 1. Lorsqu'une cible surfacique est positionnée en dernière couche d'une scène, les propriétés optiques de diffusion de la cible sont données par sa BRDF, précédemment définie dans le chapitre 1.

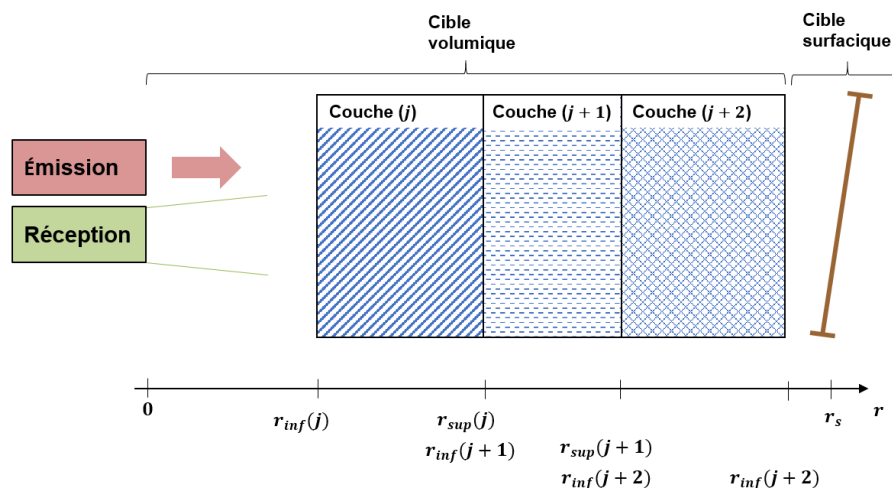


Figure 24. Illustration de la structure de la scène dans le code PERFALIS.

La luminance de fond de la scène est une source de bruit dans la mesure lidar qu'il est important de considérer (voir chapitre 1). Quelques exemples de luminances de fond sont illustrés en Figure 25 pour des conditions typiques en milieu rural, urbain et maritime avec différentes visibilités comprises entre 5 et 30 km. Dans un milieu rural, lorsque la visibilité décroît et passe de 23 km (C1) à 5 km (C2), la luminance de fond est environ doublée. Ce phénomène est lié à la diminution de la visibilité provoquée par une augmentation du nombre d'aérosols de fond dans l'atmosphère. De ce fait, la diffusion quasi isotrope de la lumière incidente du Soleil est amplifiée et la luminosité ambiante augmente. De plus, pour deux milieux différents avec une visibilité identique de 5 km, la luminance de fond est supérieure dans le milieu rural (C2) que dans le milieu urbain (C3). Cette observation s'explique par la nature des aérosols présents dans l'atmosphère. En milieu urbain, les aérosols anthropiques sont davantage présents et ces derniers ont, du fait de leur nature carbonée, un indice complexe plus élevé que les aérosols naturels, ce qui augmente leur section efficace d'absorption. La

luminosité ambiante est alors moins élevée, car davantage absorbée. Pour tous les milieux, la luminance de fond est dominante dans la partie visible du spectre électromagnétique. L'évolution spectrale est similaire à celle du corps noir du Soleil avec des bandes d'absorptions liées à la présence de gaz dans l'atmosphère (ex. vapeur d'eau, dioxyde de carbone, méthane) [200].

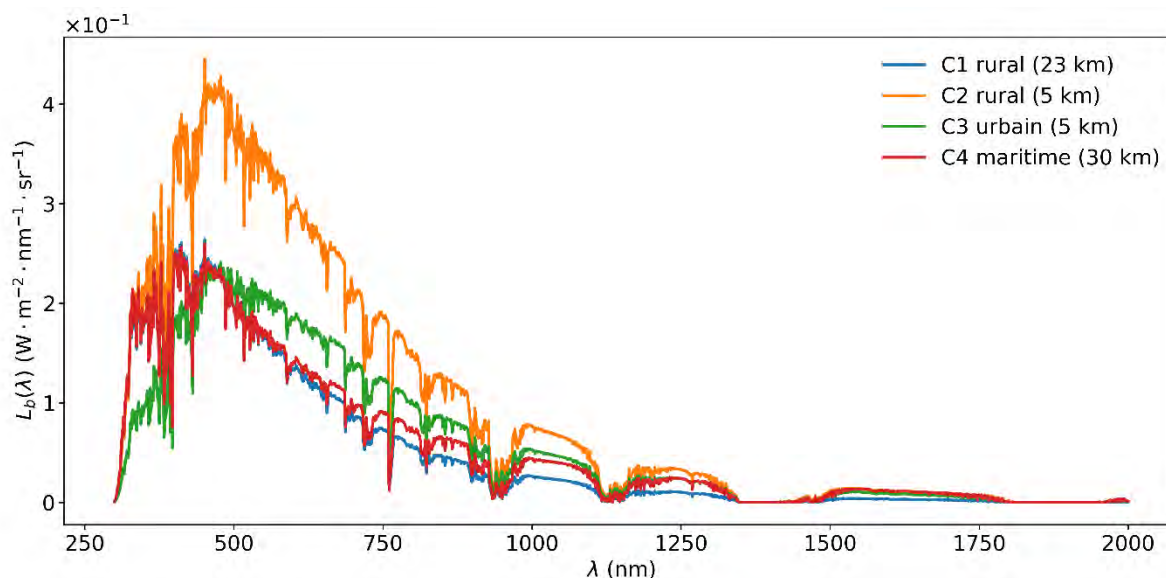


Figure 25. Luminances de fond de la scène par ciel clair en milieu d'été avec une hydrométrie de 76% pour différents types de milieux et de visibilités (d'après [86]).

Un cas défavorable avec beaucoup d'aérosols de fond (visibilité de 5 km) est pris par la suite pour vérifier la faisabilité des mesures lidar dans de telles conditions. Les coefficients de rétrodiffusion (β_b) et d'extinction (α_b) ainsi que le rapport lidar (LR_b) spectral des aérosols de fond sont illustrés en Figure 26. Dans ces conditions, l'ordre de grandeur du coefficient β_b est de $10^{-6} \text{ m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$, celui du coefficient α_b de 10^{-2} m^{-1} et LR_b de 100.

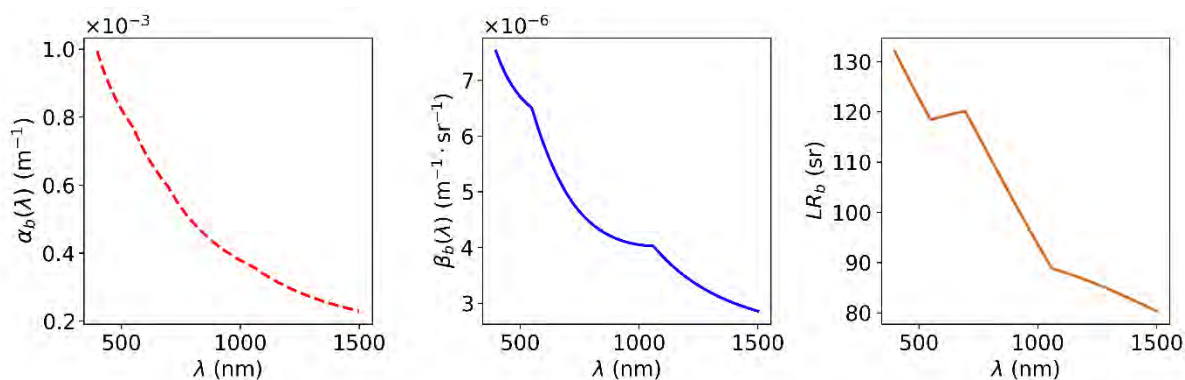


Figure 26. Coefficients d'extinction (α_b), de rétrodiffusion (β_b) et rapport lidar associés (LR_b) de fond de la scène dans un milieu urbain (visibilité de 5 km) (d'après [86]).

Plus ou moins de diffusion ou d'extinction est observée en fonction de la longueur d'onde. Le rapport lidar est globalement décroissant entre **400** et **1500 nm**. Au regard de la luminance de fond pour ces mêmes conditions (courbe (C2) de la Figure 25) qui décroît dans l'infrarouge et du coefficient spectral α_b élevé dans le spectre visible, les longueurs d'onde proche infrarouge (vers **1000 nm** et **1250 nm**) semble être les plus intéressantes pour des applications à longue portée dans des milieux avec des aérosols de fond de type urbain (faible luminance et faible extinction des aérosols de ce type).

Le Tableau 12 synthétise les données d'entrées et de sorties fonctionnelles du module scène. La validation de ce module est réalisée à partir d'une scène constituée de six couches (voir Tableau 13). Les propriétés optiques des aérosols (A1) et (A2) sont calculées par la méthode de Mie sur le cas (A1) et la méthode SDDA pour le cas (A2) à 532 nm. La deuxième couche est un panache d'aérosols de **5 m** d'épaisseur et localisée à **20 m** du lidar. La première et dernière couche sont des couches atmosphériques avec des aérosols de fond correspondant à une visibilité de **5 km** en milieu urbain (voir Figure 26). Une cible surfacique lambertienne avec une réflectance de **20 %** est placée à **50 m**. Les profils totaux d'extinction et de rétrodiffusion de la scène sont représentés en Figure 27.

Tableau 12. Entrées et sorties fonctionnelles du module scène.

ENTRÉES			SORTIES		
Dénomination	Notation	Validation fonctionnelle	Dénomination	Notation	Validation fonctionnelle
Nombre de couches	N_{couche}	6	Profil d'extinction	$\alpha(r)$	Illustré en Figure 27
Borne inférieure des couches	r_{inf}	Illustré en Tableau 13	Profil rétrodiffusion	$\beta(r)$	Illustré en Figure 27
Borne supérieure des couches	r_{sup}	Illustré en Tableau 13			
Température des couches	T	Illustré en Tableau 13			
Pression des couches	P	Illustré en Tableau 13			
Longueur d'onde	λ	532 nm			
BRDF cible surfacique	$f_r(\theta_i, \lambda)$	$0,20/\pi$			
Type luminance de fond	$L_b(\lambda)$	C1 à C4			
Type aérosols de fond	A_b	Illustré en Figure 26			
Simulation SDDA					
Nom aérosol	Name	(A1) : Agrégat de suie en chaîne (voir chapitre 1)			
Nombre dipôle	N_{dipole}	50^3			
Indice Complexe	m	$1,73 + i0,6$ [198]			
Rayon équivalent volume	R_v	89,6 nm			
Concentration	N_p	$1 \cdot 10^{14}$ part · m ⁻³			
Simulation MIE					
Nom aérosol	Name	(A2) : Hydrométéore			
Rayon	R	1000 nm [201]			
Indice réfraction	m	1,33 [202]			
Concentration	N_p	$2,4 \cdot 10^6$ part · m ⁻³ (0,1 g · m ⁻³)			

Tableau 13. Caractéristiques microphysiques des couches de la scène simulée.

Couche	1	2	3	4	5	6
Limite inférieure (r_{inf})	0 m	35 m	35,2 m	40 m	45 m	50 m
Limite supérieure (r_{sup})	35 m	35,2 m	40 m	45 m	50 m	Sans objet
Température (T)	290 K	290 K	290 K	290 K	290 K	Sans objet
Pression (P)	1040 hPa	1040 hPa	1040 hPa	1040 hPa	1040 hPa	Sans objet
Nuage d'aérosols d'intérêt	Aucun	(A1)	Aucun	(A2)	Aucun	Sans objet
BRDF cible surfacique	Sans objet	Sans objet	Sans objet	Sans objet	Sans objet	$0,20/\pi$

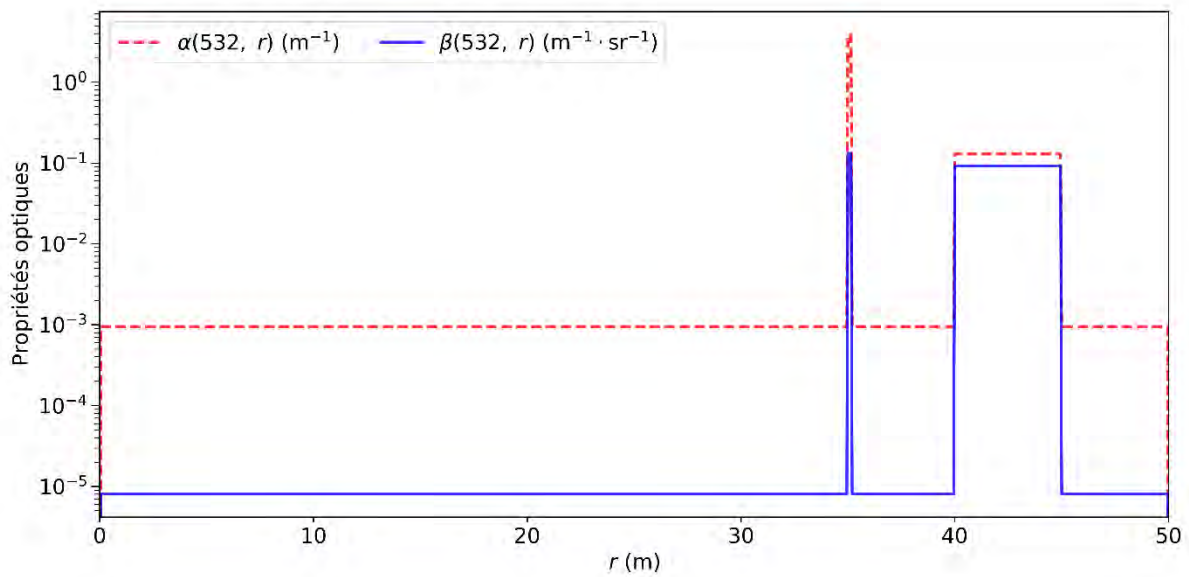


Figure 27. Coefficients totaux d'extinction (tirets rouges) et de rétrodiffusion (ligne bleue) à 532 nm simulés à partir de la branche microphysique de la partie environnement.

L'option **simulation à partir des produits lidar inversés** permet de modéliser quant à elle une scène à partir des coefficients optiques du milieu issus des produits d'inversion d'une mesure lidar. Les couches de la scène sont reconstituées en fonction de la résolution spatiale du lidar. Cette option de simulation ne fait pas intervenir la modélisation de la diffusion comme précédemment, mais permet de recalculer le signal lidar par rapport aux configurations instrumentales renseignées.

Cette option de simulation est utilisée pour valider le fonctionnement du simulateur sur de vraies mesures lidar et valider que les produits d'inversion $\alpha(r)$ et $\beta(r)$ respectent l'équation lidar en diffusion simple. Cette option sera utilisée et illustrée plus en détail dans le chapitre 4.

Tous les modules permettant de modéliser un signal issu d'un lidar avec la description d'une scène ont été décrits. La majorité des instruments lidar est destinée à sonder l'atmosphère depuis le sol ou l'espace pour la surveillance et l'étude du climat avec une portée kilométrique et une résolution spatiale de l'ordre de la dizaine de mètres. Les systèmes de sondage optique actuels non intrusifs (actifs ou passifs) ne permettent pas encore de répondre aux besoins de caractérisation locale de panaches d'aérosols. En effet, les émissions dans le domaine industriel (ex. panache de cheminées) ou

du transport (aérien, terrestre et maritime) ont des épaisseurs de panache variant entre la dizaine de centimètres et le mètre. De même, le sondage local à proximité des lieux d'émissions naturelles telles que les éruptions volcaniques, feux de biomasse ou tempêtes désertiques a des enjeux importants : étudier les aérosols fraîchement émis et améliorer la compréhension des mécanismes d'agglomération des particules. Les sections qui suivent concernent maintenant l'utilisation du simulateur PERFALIS pour réaliser des études de lidars à haute résolution spatiale et à évaluer la faisabilité d'un lidar *supercontinuum*. On sélectionne trois exemples représentatifs de cas d'application :

- Cas 1. Étude du signal lidar à partir des équations unifiées sous forme classique et intégrale ;
- Cas 2. Étude de la réponse impulsionnelle capteur sur le signal lidar ;
- Cas 3. Étude du rapport signal sur bruit d'un lidar *supercontinuum* : application à l'étude de milieux diffusants volumiques et surfaciques.

Le cas n°1 se focalise sur **l'étude du signal lidar basé sur des équations unifiées sous forme classique et intégrale** mises au point pendant ce travail de thèse. L'utilisation de lidars à courte portée (inférieure à **100 m**) avec une résolution spatiale centimétrique est étudiée dans le cadre de diffusion élastique simple. Dans la littérature, la puissance rétrodiffusée du milieu sondé par le lidar est calculée à partir de l'Équation 29. Un second modèle appelé unification de l'équation lidar sous forme volumique et surfacique a été proposé dans la section 4.2 du chapitre 1 avec l'Équation 34. Cette dernière permet d'évaluer le pic de rétrodiffusion au niveau d'une cible surfacique, ce que ne pouvait pas faire la première équation. Cependant, ces deux modèles supposent que les impulsions laser soient temporellement rectangulaires et que les coefficients de rétrodiffusion et d'extinction du milieu sondé soient constants dans le volume. La majorité des systèmes lidar dont les durées impulsionnelles laser sont les plus courtes sont généralement comprises entre **6 et 15 ns** [203–209]. Pour donner une première idée des capacités de sondage des systèmes lidar, il est important de retenir que pour une durée impulsionnelle de **3 ns**, le volume illuminé est de **1,5 m** au cours de sa propagation avec un sondage effectif de **0,75 m**. L'étude des milieux sondés se limiterait donc à cette dernière distance. Un modèle plus réaliste de la puissance rétrodiffusée, appelé équation lidar unifiée sous forme intégrale, a été décrit dans le chapitre 1 et sera utilisé dans le cas d'étude de lidars à haute résolution spatiale. Il permet de :

1. prendre en considération la forme temporelle réelle des impulsions laser dans l'interaction lumière-matière (ex. impulsion gaussienne) ;
2. d'avoir des coefficients de rétrodiffusion et d'extinction non constants dans le volume sondé ;
3. d'obtenir la forme complète de l'impulsion laser rétrodiffusée par une cible surfacique.

L'étude des sondages à courte portée et à haute résolution spatiale sur panache fin a pour objectif de mettre en avant les différences obtenues entre l'utilisation du modèle classique de la littérature (adapté ici aux cibles dures) et du modèle intégral développé dans cette thèse. Pour cela, l'influence du profil de l'impulsion laser et l'influence de l'épaisseur du panache sur le signal lidar simulé sont étudiées. La scène est identique à celle présentée précédemment (Tableau 13) avec un panache d'aérosols présent à **35 m** (épaisseur **20 cm**), un brouillard d'eau à **40 m** (épaisseur **5 m**) et une cible surfacique lambertienne de réflectance hémisphérique de **20 %** placée à **50 m**. La luminance et les aérosols de fond sont ceux d'un milieu urbain avec une visibilité de **5 km** (voir respectivement la

Figure 25 et la Figure 26). Les caractéristiques instrumentales du lidar sont celles du Tableau 14. Pour cette étude, la réponse impulsionnelle du détecteur est considérée parfaite (fonction de Dirac).

Tableau 14. Caractéristiques instrumentales du lidar simulé.

Modules du lidar			
Émission	Laser	Nd:YAG	HLX-G [189]
		Longueur d'onde λ	532 nm
		Puissance moyenne	4,9 mW
		Largeur impulsion (FWHM)	1,7 ns
		Fréquence répétition	1 kHz
		Diamètre de collimation	2,9 mm
		Réception	Télescope
Filtre	Longueur d'onde λ		532 nm [210]
	Largeur spectrale $\Delta\lambda$		5 nm
Chaîne d'acquisition	Détecteur	PMT	H10721-20 [193]
		Sensibilité spectrale	230 nm à 920 nm
	Conversion courant-tension	Transimpédance	$3,15 \cdot 10^3 \text{ V} \cdot \text{A}^{-1}$ [197]
	Carte d'acquisition	Fréquence d'échantillonnage	3 GHz [211]
Configuration	Bi-statique	Distance laser-télescope d	24 cm
		Inclinaison laser θ_L	4 mrad
		Déplacement capteur d_d	29 mm

La Figure 28 illustre le signal lidar à partir du modèle classique $V_{Classique}$ (tirets orange) et du modèle intégral $V_{Intégral}$ (courbe noire) en fonction de la distance du milieu sondé (volume ou surface). Les deux signaux sont identiques et constants jusqu'à 35 m, localisation du premier panache. Le zoom entre 25 m et 32 m permet de visualiser le début de la fonction de recouvrement à 28 m et le recouvrement complet dès 30 m. Ces observations sont conformes à la courbe verte de la Figure 22 (a) qui représente la fonction de recouvrement pour la même configuration de lidar et explique pourquoi la décroissance du signal en $1/r^2$ n'est pas visible sur les premiers mètres. Ainsi, le signal détecteur de 1,9 mV observé avant 28 m est dû uniquement au rayonnement de fond de la scène et au bruit de détection alors que le signal au-delà de cette distance est également lié à la lumière rétrodiffusée par le milieu sondé.

Sur le premier panache à 35 m, le signal lidar du modèle classique correspond à un pic très étroit de la largeur du panache (0,20 m) avec une tension maximale d'environ 2 V. Pour le modèle intégral, le pic est nettement plus large que le panache avec un début de signal à environ 34,5 m, une fin de signal à 35,5 m et une tension maximale d'environ 0,4 V.

Pour le second panache de 5 m d'épaisseur entre 40 et 45 m, les signaux des deux modèles sont identiques (différence de 0 %) même si le signal $V_{Intégral}$ est légèrement plus large que l'épaisseur du panache (variation progressive de la tension entre 39,5 et 45,5 m). La différence d'énergie entre les deux signaux est nulle pour les deux panaches, ce qui signifie que l'énergie totale rétrodiffusée par les cibles volumiques entre les deux modèles est identique.

Au niveau de la cible surfacique, le modèle classique unifié donne uniquement la valeur maximale du pic de l'impulsion rétrodiffusée tandis que le modèle intégral donne la forme complète de l'impulsion gaussienne.

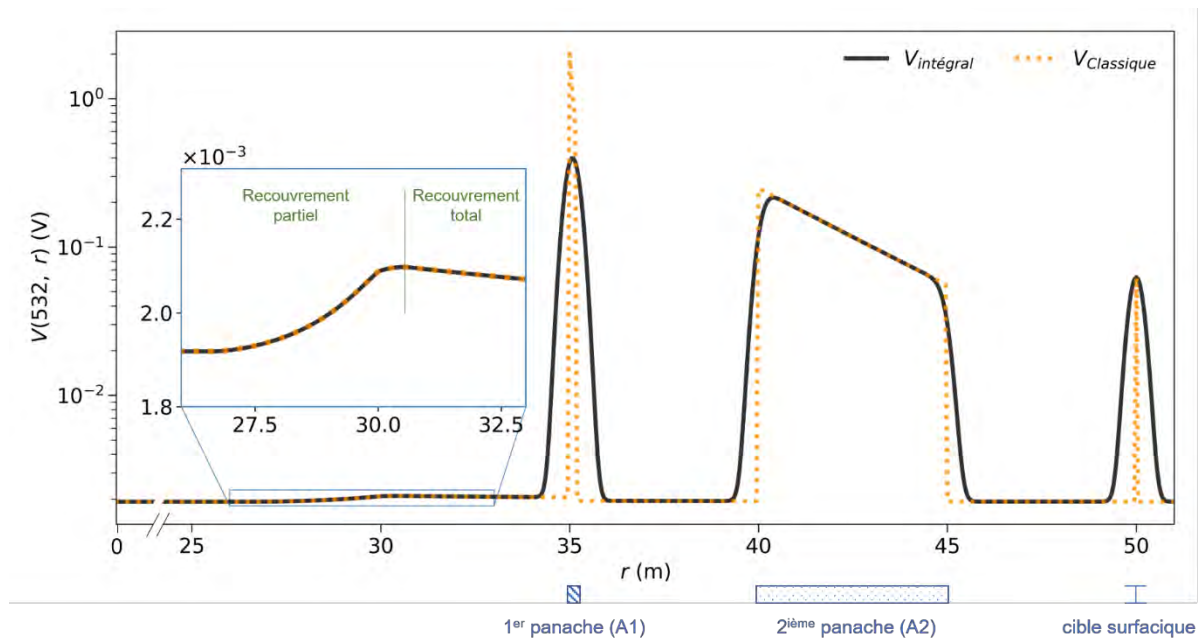


Figure 28. Signal lidar du modèle classique ($V_{Classique}$) et intégral ($V_{Intégral}$) avec les caractéristiques instrumentales du Tableau 14 et les coefficients d'extinction et de rétrodiffusion de la Figure 27.

La Figure 29 présente la différence entre le signal lidar du modèle intégral et du modèle classique (ligne rouge) et la dérivée du signal intégral (tirets bleus). Le premier panache est visible sur la Figure 29.(a). La différence des signaux montre un écart de plus de **250 mV** de part et d'autre du panache et un écart de plus de **1,5 V** sur les premiers centimètres en entrée. Lorsque le centre de l'impulsion laser est hors du panache, cet écart est positif et il est négatif lorsque le centre de l'impulsion est dans le panache. Ces écarts sont localisés aux niveaux des zones de variation du signal lidar du modèle intégral (dérivée représentée par les tirets bleus), qui reflètent la forme gaussienne de l'impulsion laser en entrée et sortie du panache.

Le second panache illustré en Figure 29.(b) montre également une différence entre les deux modèles variants entre **-140** et **+100 mV** en début du panache et une oscillation entre **-20** et **40 mV** en fin du panache. Lorsque l'impulsion du modèle intégral est totalement dans le panache, l'écart devient nul entre les deux modèles. On peut en conclure que le profil temporel de l'impulsion laser n'a pas d'impact sur le signal lidar lorsque l'impulsion est totalement dans le panache.

Au niveau de la cible dure située à **50 m**, le modèle classique unifié est équivalent au modèle intégral lorsque le centre de l'impulsion (dans le second modèle) est localisé sur la cible surfacique. Dans le cas contraire, une différence positive est observée due au profil gaussien de l'impulsion laser. En effet, lorsque l'impulsion laser est à l'exacte distance de la cible dure (**50 m**), la différence entre les deux modèles est nulle. En revanche, si l'impulsion est légèrement avant la cible (front montant de l'impulsion) ou après la cible (front descendant), la tension du modèle intégral est plus importante que celle du modèle classique.

Quel que soit la cible, les différences les plus importantes entre le modèle intégral et le modèle classique sont corrélées avec les variations de la dérivée du signal du modèle intégral.

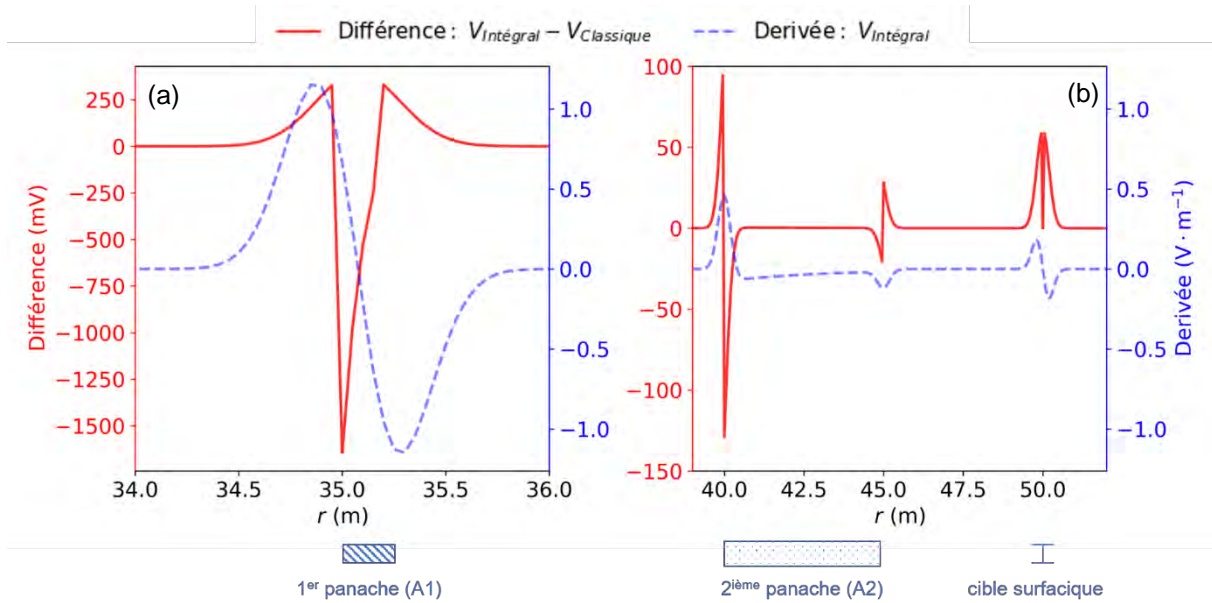


Figure 29. Différence entre le signal lidar du modèle intégral et du modèle classique (courbe rouge) et dérivée du signal lidar du modèle intégral (tirets bleus) pour $34 < r < 36$ m (a), puis pour $39 < r < 52$ m (b).

En résumé, lorsque la cible est surfacique, le modèle intégral permet d'obtenir la forme attendue (gaussienne ici) de la puissance rétrodiffusée de l'impulsion laser contrairement au modèle classique unifié. Pour des cibles volumiques, le modèle classique approxime l'impulsion à une forme temporelle rectangulaire et suppose que les propriétés optiques sont uniformes dans le volume sondé, alors que le modèle intégral, prend en considération la forme temporelle réelle de l'impulsion ainsi que les variations locales des propriétés optiques dans le volume sondé (voir l'illustration de la Figure 18).

Lorsque le panache est peu épais, c'est-à-dire quand l'épaisseur est inférieure à celle du volume illuminé par l'impulsion laser ($c \cdot \tau_l$), les deux modèles présentent ici une différence de plus de $1,5 V$, alors que le système est identique dans les deux cas. Ces différences sont liées à la modélisation.

Lorsque le panache est épais, c'est-à-dire lorsque l'impulsion laser est totalement dans le milieu d'intérêt, seule une différence est observée au niveau de l'entrée et au niveau de la sortie du panache, là où les coefficients de rétrodiffusion et d'extinction changent brutalement (voir Figure 27). Ces observations indiquent qu'une surestimation du signal lidar est réalisée sur des panaches de faible épaisseur devant la zone sondée par l'impulsion laser avec le modèle classique et que des précautions sont à prendre sur les produits lidar (α_a et β_b) issus des méthodes d'inversion qui utilisent l'équation lidar classique. Cette remarque est d'autant plus vraie que le volume d'intérêt est plus court que celui illuminé par l'impulsion laser.

Par la suite, le modèle intégral sera utilisé pour simuler les signaux lidar, car cette représentation est physiquement plus réaliste. Il permet en effet d'avoir la forme complète de l'impulsion rétrodiffusée par une cible surfacique et il est plus adapté pour étudier les performances lidar à courte portée sur des cibles volumiques et surfaciques à haute résolution spatiale.

Le cas n°2 se focalise sur **l'étude de la réponse impulsionnelle capteur sur le signal lidar**. Les propriétés instrumentales sont les mêmes que précédemment avec en plus la réponse impulsionnelle d'un PMT (voir Figure 23) et une durée d'impulsion laser de **1,7 ns**. Contrairement au cas précédent, la scène se compose d'une atmosphère standard (**290 K** et **1040 hPa**) et d'aérosols de fond urbain. À cette composition s'ajoute un panache d'aérosols (A1) (voir Tableau 12) de **30 cm** situé à **35 m** du détecteur. La cible dure (réflectance hémisphérique de **20 %**) est quant à elle à **40 m** de l'instrument lidar.

La Figure 30 présente les résultats des simulations avec et sans la réponse impulsionnelle du capteur pour une durée d'impulsion laser de **1,7 ns** respectivement représentés par les points rouges et les tirets bleus. La réponse impulsionnelle du détecteur R_δ implique que l'intensité du pic de rétrodiffusion est plus faible (de **0,77** à **0,6 V**) et qu'il a lieu **7 cm** plus loin. Ce décalage spatial est dû au temps de montée de la réponse impulsionnelle du détecteur dans le signal avec R_δ (Figure 23). Au niveau de la cible surfacique, le même comportement est observé avec et sans la prise en compte de la réponse impulsionnelle. Dans les deux cas, l'intégrale du pic rétrodiffusé (aire sous la courbe) est la même, traduisant la conservation de l'énergie.

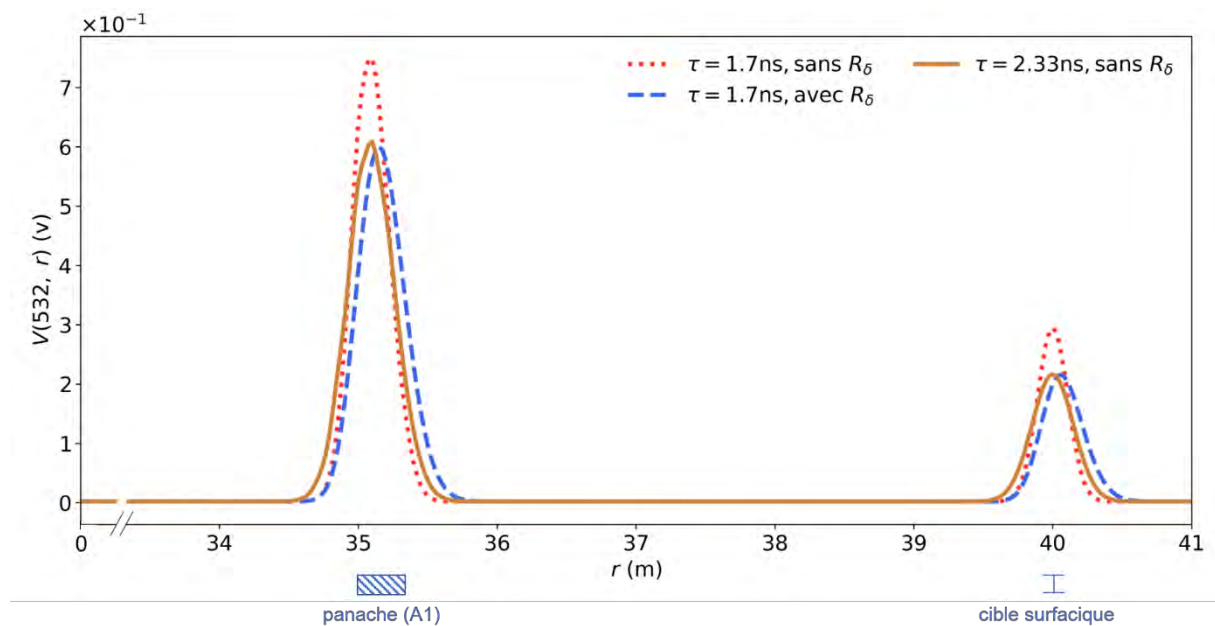


Figure 30. Signal lidar avec et sans réponse impulsionnelle du détecteur R_δ (voir Figure 23) pour une durée d'impulsion laser de **1,7 ns** respectivement représentés par les tirets bleus et points rouges. Le signal lidar pour une durée d'impulsion équivalente du système de **2,33 ns** sans réponse impulsionnelle est illustré par la courbe marron.

Une régression gaussienne a été appliquée sur les deux courbes (rouge et bleue) entre **39 m** et **41 m** afin de déterminer l'élargissement dû à la réponse impulsionnelle du capteur. Cet élargissement temporel correspond à une différence d'impulsion de **0,63 ns**, ce qui est retrouvé par une simulation avec une durée impulsionnelle équivalente de **2,33 ns** (**1,7 + 0,63**) sans réponse impulsionnelle détecteur. Ce signal lidar sans prise en compte de la réponse impulsionnelle du capteur est illustré par la courbe marron sur la Figure 30. Ce signal est très similaire à celui de l'impulsion à **1,7 ns** avec

R_δ mais ne présente pas le décalage de 7 cm sur la télémétrie. Ces résultats sont repris dans le Tableau 15. De plus, lorsque l'impulsion laser est de 7,15 ns, l'élargissement observé en tenant compte de la réponse impulsionnelle du détecteur est de 0,18 ns. Cette seconde durée d'impulsion fait partie d'un panel de tests effectués pour généraliser cette approche à d'autres cas de systèmes. Seuls ces deux cas sont représentés pour illustrer la démarche.

Tableau 15. Largeur du pic de rétrodiffusion au niveau de la cible dure pour des durées avec et sans réponse impulsionnelle du capteur. L'efficacité est évaluée par le coefficient statistique du R^2 .

τ de l'impulsion rétrodiffusée par la cible dure		
Impulsion laser	Simulation sans R_δ	Simulation avec R_δ
$\tau_l = 1,7$ ns	1,7 ns ($R^2 = 1$)	2,33 ns ($R^2 = 0,998$)
$\tau_l = 7,15$ ns	7,15 ns ($R^2 = 1$)	7,33 ns ($R^2 = 1$)

La réponse du PMT sur le signal lidar peut être assimilée à une fonction gaussienne (la convolution de deux gaussiennes est une gaussienne). De ce fait, le comportement d'une durée d'impulsion laser équivalente à celle du système lidar est similaire à celui d'une durée d'impulsion réelle du laser avec prise en compte d'une réponse impulsionnelle.

En conclusion, pour une durée laser plus courte, ou du même ordre de grandeur que la réponse impulsionnelle du capteur, on observe un élargissement et une diminution de l'amplitude du signal rétrodiffusé (avec conservation de l'énergie) et ceux, d'autant plus que la durée de l'impulsion est courte. La durée d'impulsion équivalente du laser, incluant la réponse du capteur, déterminée à partir du pic de rétrodiffusion de la cible dure, permet d'obtenir une amplitude et une forme similaire à celle du signal avec réponse du capteur. Cette approche est intéressante pour approximer la réponse du système à une durée équivalente de l'impulsion laser lorsque la réponse impulsionnelle du module chaîne d'acquisition du lidar ne peut pas être facilement caractérisée. Cette approche est d'ailleurs utilisée dans le chapitre 4 afin de réaliser une comparaison entre des signaux lidar expérimentaux et théoriques.

Le cas n°3 se focalise sur le **rapport signal sur bruit d'un lidar *supercontinuum* appliqué à l'étude des milieux diffusants volumiques et surfaciques**. Contrairement aux cas précédents utilisant une source monochromatique, ce cas s'appuie sur le large spectre d'émission des sources laser *supercontinuum*. Ceci implique que la dépendance spectrale de tous les modules de l'instrument doit être prise en compte dans les simulations.

Les paramètres instrumentaux du lidar sont ceux du Tableau 16. La source laser *supercontinuum* présente un spectre d'émission compris entre 470 nm et 2230 nm. L'analyse spectrale n'est plus effectuée par un filtre mais par un monochromateur. La tension de contrôle du gain du PMT est fixée à 0,5 V.

Tableau 16. Caractéristiques du lidar *supercontinuum* simulé

Modules du lidar				
Émission	Laser	<i>Supercontinuum</i>	Indus piano [191]	
		Longueur d'onde λ	470 à 2330 nm	
		Puissance moyenne	4,16 mW	
		Largeur impulsion (FWHM)	1,2 ns	
		Fréquence répétition	1 kHz	
		Diamètre de collimation	4 mm	
		Réception	Télescope	Diamètre
Filtre	Monochromateur			300 à 1000 nm [212]
Largeur spectrale $\Delta\lambda$	21,5 nm			
Chaîne d'acquisition	DéTECTEUR	PMT	H10721-20 [193]	
		Sensibilité spectrale	230 nm à 920 nm	
	Conversion courant-tension	Transimpédance	$3,15 \cdot 10^3 \text{ V} \cdot \text{A}^{-1}$	
	Carte d'acquisition	Fréquence d'échantillonnage	3 GHz [211]	
Configuration	Bi-statique	Distance laser-télescope d	24 cm	
		Inclinaison laser θ_L	4 mrad	
		Position détecteur d_a	29 mm	

Dans ce cas d'étude, la scène se compose d'un panache d'aérosols localisé à 30 m avec une épaisseur de 5 m. Pour rappel, la Figure 31 reprend les différentes configurations des scènes.

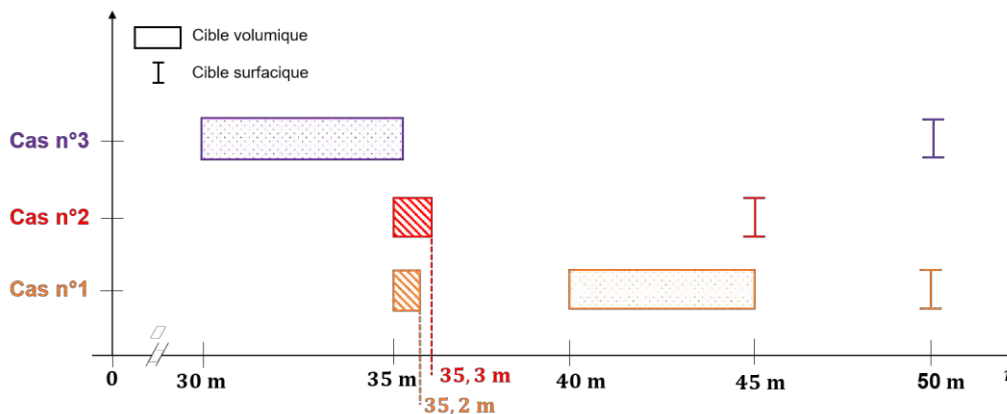


Figure 31. Configurations des différentes scènes simulées.

Les propriétés optiques du panache sont homogènes et indépendantes de la longueur d'onde de manière à mettre en évidence certaines caractéristiques instrumentales du lidar *supercontinuum*. En conséquence, les coefficients d'extinction et de rétrodiffusion du nuage d'aérosols sont fixés respectivement à $\alpha_a = 2 \cdot 10^{-1} \text{ m}^{-1}$ et $\beta_a = 2 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$. Une cible surfacique lambertienne est localisée à 50 m avec une réflectance hémisphérique de 20 %. Une contribution moléculaire avec des paramètres de pression et de température respectivement de 1013 hPa et 294 K est considérée ainsi qu'une contribution d'aérosols de fond dans un milieu urbain avec une visibilité de 5 km.

En Figure 32.(a) est présenté le signal sur bruit spectral (SNR_λ défini au chapitre 1) dans les configurations des simulations précédemment mentionnées. Sur la cible surfacique, le SNR_λ est au

minimum supérieur à 2 sur le domaine spectral continu entre 455 nm et 868 nm. Pour la cible volumique, le SNR_λ est au minimum supérieur à 2 entre 514 nm et 896 nm en se plaçant au centre du nuage d'aérosols, c'est-à-dire à 32,5 m. Le signal lidar spectral à cette même distance est illustré en Figure 32.(b). Celui-ci a l'allure d'une « cloche » centrée à 695 nm avec une tension maximale de plus de 250 mV. Dans le cadre de cette simulation, les propriétés optiques du nuage d'aérosols sont indépendantes de la longueur d'onde et de la distance (homogénéité spatiale). Les résultats sur le SNR_λ montrent un domaine spectral d'utilisation *a priori* plus large sur les cibles surfaciques que volumiques, ce qui est tout à fait attendu car la cible surfacique considérée a des propriétés de rétrodiffusion bien supérieures à celles du nuage d'aérosols.

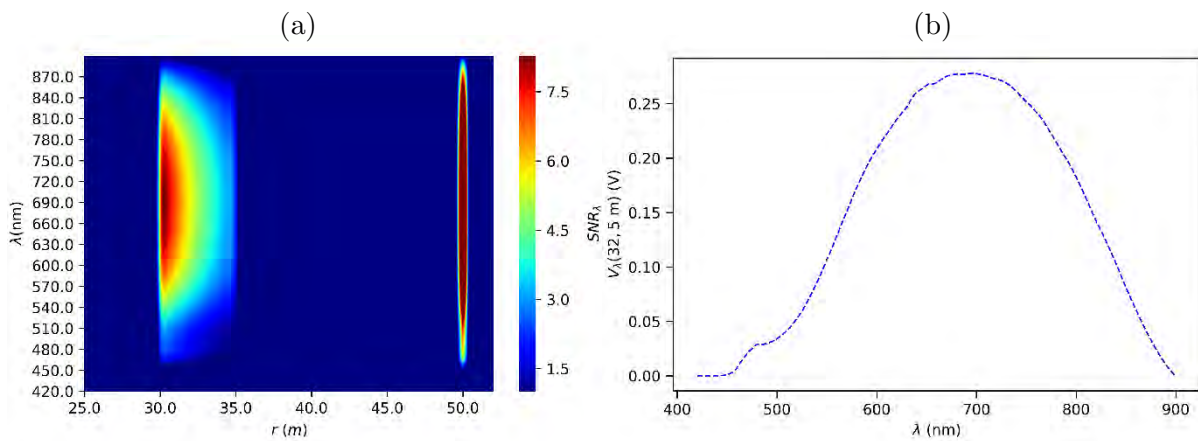


Figure 32. Résultats en sortie du code PERFALIS pour l'instrument lidar *supercontinuum* simulé avec une tension de gain de 0,5 V sur un nuage d'aérosols de 5 m d'épaisseur localisé à 30 m et une cible lambertienne de 20 % de réflectance hémisphérique localisée à 50 m. Les propriétés optiques du nuage sont constantes pour cette étude et indépendantes de la longueur d'onde. En (a) le signal sur bruit spectral (SNR_λ) et (b) le signal lidar spectral (V_λ) à 32,5 m.

Plusieurs études complémentaires des performances des lidars *supercontinuum* ont été menées et sont détaillées au chapitre 4. Ces simulations permettent de conclure à ce niveau d'étude qu'un lidar *supercontinuum* fournit une signature spectrale des cibles volumiques et surfaciques. Plus précisément dans le cas du lidar simulé ici, le domaine spectral exploitable est compris entre 460 nm et 900 nm avec une sensibilité maximale autour de 695 nm. Ces résultats préliminaires confortent le développement instrumental d'un lidar *supercontinuum* pour la caractérisation spectrale à courte portée.

2. Modèle inverse ST-LIM : accès aux propriétés optiques des milieux dilués et à la constante instrumentale du lidar dans le cadre d'applications à courte portée

L'objectif ici est d'être capable d'identifier le profil de rétrodiffusion d'une cible volumique à partir de mesures lidar sur cible surfacique. Le modèle inverse ST-LIM (*Surfacic Target Lidar Inversion Method*) a été développé au cours de cette thèse pour réaliser cette inversion lidar et intègre une méthode permettant d'identifier le rapport lidar sans hypothèse *a priori* sur le milieu étudié. Le synoptique du simulateur est présenté en Figure 33.

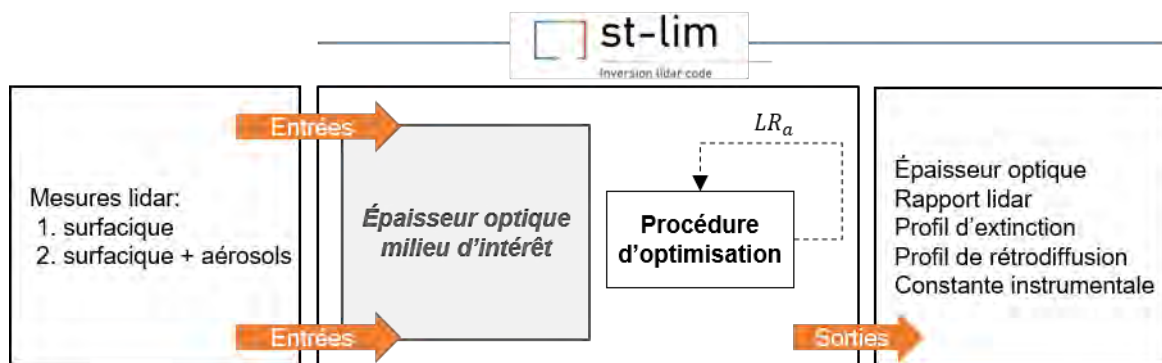


Figure 33. Synoptique du code ST-LIM (*Surfacic Target Lidar Inversion Method*).

2.1. Contexte et limite des méthodes actuelles

Les propriétés optiques d'extinction et de rétrodiffusion des aérosols sont obtenues par des méthodes d'inversion utilisant l'Équation 29 en diffusion simple. Dans les années 1980, Klett [70] a proposé une formulation stable à une composante adaptée aux applications lidar. Elle a ensuite été étendue à une formulation à deux composantes, c'est-à-dire en séparant les contributions moléculaires et aérosols par Fernald et Klett [213,214]. L'équation élastique du lidar est un problème mal posé au sens de Hadamard [215], puisqu'on recherche des coefficients d'extinction et de rétrodiffusion avec une seule observable. Plusieurs hypothèses sont généralement admises pour inverser l'équation lidar :

Hypothèse 1. La constante d'étalonnage est généralement déterminée à partir d'une couche volumique de la haute atmosphère prise comme cible de référence [216]. Cette couche d'étalonnage peut être très élevée en altitude ; elle a récemment été déplacée de la haute troposphère (30 – 34 km) à la basse stratosphère (36 – 39 km) pour le lidar spatial CALIPSO afin de réduire les incertitudes d'inversion [217,218]. Ce volume est considéré sans aérosols et est constitué uniquement par des molécules dont les propriétés de diffusion optique sont bien connues (régime de Rayleigh). Le coefficient de rétrodiffusion moléculaire est estimé à partir du modèle standard de l'atmosphère [219,220]. Toutefois, de mauvaises estimations de la zone de référence avec un faible rapport signal sur bruit (*SNR*) peuvent conduire à des incertitudes sur les coefficients d'extinction et de rétrodiffusion retrouvés. Plusieurs études de sensibilité ont été réalisées pour évaluer ces incertitudes [221–223]. Elles préconisent de réaliser une moyenne

spatiale [223] autour du volume de référence en plus d'une moyenne temporelle afin d'augmenter le *SNR*.

Hypothèse 2. Le rapport lidar (*LR*) est souvent supposé constant sur toute la distance des mesures [224]. Ceci est également une source d'erreurs dans les valeurs optiques retrouvées. Certaines études ont proposé un rapport lidar variable sous la forme d'une relation de puissance entre les coefficients d'extinction et de rétrodiffusion, mais une telle méthode nécessite une connaissance *a priori* du milieu étudié [214]. À titre d'exemple, il est estimé qu'une incertitude de $\pm 10\%$ sur le rapport lidar, implique une barre d'erreur d'environ 4% sur les produits d'inversion retrouvés (pour une épaisseur optique atmosphérique inférieure à 5) [225].

Hypothèse 3. La contribution moléculaire le long de la ligne de visée est connue. Elle est estimée, à partir de profils verticaux de température et de pression, en utilisant soit le modèle standard de l'atmosphère, soit des sondages par radiosonde [226].

Dans le cas de l'inversion élastique du lidar, le paramètre le plus critique est le rapport lidar [213], qui dépend de la longueur d'onde d'éclairement (dans le vide), de la microphysique, de la morphologie et de la taille des particules [227]. Les *LR* ont une plage allant de 20 à 100 sr à 532 nm [228–230] selon l'origine des aérosols (maritime, urbain, particules de poussière, combustion de biomasse). Il est donc très difficile de supposer *a priori* ce paramètre dans les méthodes d'inversion d'autant que cette information devrait être retrouvée plutôt qu'imposée.

Plusieurs alternatives sont proposées pour contraindre la procédure d'inversion tout en diminuant l'impact de la seconde hypothèse (sur *LR*). La détermination de l'épaisseur optique est obtenue en couplant les mesures du lidar avec un photomètre solaire. Cette valeur est utilisée pour contraindre les profils d'extinction [231,232]. Une deuxième solution consiste à combiner des mesures lidar élastiques avec des mesures lidar Raman pour obtenir l'épaisseur optique en fonction de la distance [233–236]. Une troisième approche permet d'identifier l'épaisseur optique à partir de mesures lidar élastiques sous différents angles zénithaux [27]. On remarquera que le couplage des mesures lidar avec un photomètre n'est possible que de jour tandis que les mesures Raman sont réalisées préférentiellement de nuit pour augmenter le *SNR*. Une quatrième solution consiste à déterminer l'épaisseur optique et le rapport lidar des couches transparentes situées au-dessus des nuages opaques [237,238] qui servent de référence pour l'étalonnage dans le processus d'inversion [239]. Cette méthode est utilisée pour les mesures lidar descendantes (vers le sol) capables de mesurer les rapports de dépolarisation. Cependant, elle est inadaptée aux systèmes lidar en détection non polarisée ou aux mesures lidar pour lesquelles les nuages ne peuvent être utilisés comme référence. Une cinquième approche consiste à déterminer l'épaisseur optique de l'atmosphère à partir de l'écho de surface de la mer en combinant des mesures lidar et radar [240–242]. Cette méthode a été utilisée pour identifier le rapport lidar et la profondeur optique des couches d'aérosols sur les océans [243–245].

Pour répondre aux nouvelles exigences en matière de contrôle des émissions industrielles et de caractérisation des aérosols anthropiques émis, nous avons développé un lidar à courte portée avec une haute résolution spatiale [246,247]. L'instrument sera présenté plus loin. L'inversion lidar ne peut être réalisée à partir de l'équation classique de Klett-Fernald [213], car la couche de référence utilisée pour l'inversion est soit impossible à atteindre (mesures lidar en visée horizontale ou mesures lidar aéroportées du ciel vers la Terre), soit inaccessible en raison de la portée de notre lidar. La Figure 34 représente un cas d'application de mesures lidar aéroportées visant à contrôler les émissions

industrielles. Le signal lié à la rétrodiffusion de la cible volumique (panache de fumée) et de celle surfacique (sol) est illustré sur la partie de gauche. Dans cette configuration de mesure, l'inversion lidar habituellement réalisée dans le domaine est impossible.

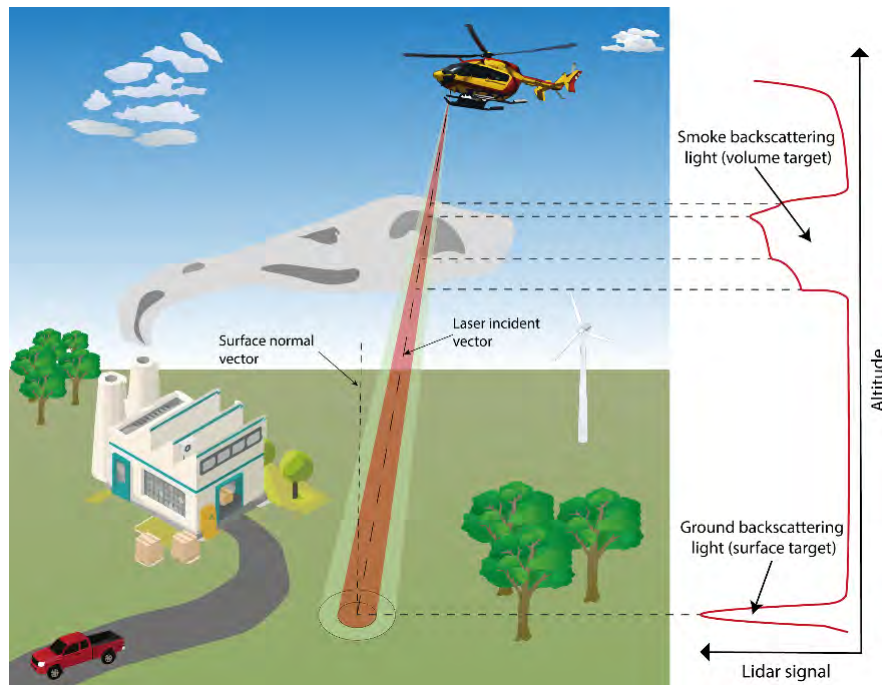


Figure 34. Illustration d'une application lidar élastique aéroportée pour la détection et la caractérisation d'activités anthropogéniques (activités humaines). Signal lidar à gauche de la figure.

Une nouvelle équation d'inversion, inspirée de l'équation de Klett-Fernald, utilisant une cible de référence surfacique (SRT, pour *Surface Reference Target* en anglais) est proposée afin d'effectuer des inversions lidar à courte portée ($r_{max} \approx 100$ m). Nous proposons en effet une nouvelle méthode pour retrouver le rapport lidar sans hypothèse *a priori* sur le milieu et sans mesures photométriques, Raman ou radar. Par la suite, nous validerons cette méthode de façon théorique et expérimentale.

2.2. Inversion lidar à partir d'une cible dure : formalisme

Actuellement, les méthodes d'inversion lidar utilisent comme cible de référence une couche volumique de la haute atmosphère (plus de 8 km d'altitude au-dessus du sol). Ce volume est considéré sans aérosols et est constitué uniquement de molécules dont les propriétés de diffusion optique sont connues. Dans notre approche, nous proposons de remplacer ce milieu par une surface ou SRT dont la BRDF ($f_{r,\lambda}$ [sr^{-1}]) [174,248] est connue. Il convient de noter que dans le cas particulier d'une cible surfacique lambertienne, $f_r(\theta_i, \lambda)$ peut être facilement exprimée par $\rho(\lambda)/\pi \cos(\theta_i)$ [176,241,249]. Avec $\rho(\lambda)$ la réflectance hémisphérique spectrale et θ_i [rad] l'angle entre le vecteur normal de la SRT

et la direction du faisceau incident. Cependant la forme générale de la BRDF ($f_{r,\lambda}$) sera étudiée plus loin dans ce document afin de ne pas limiter l'approche à des cas spécifiques.

Il est nécessaire de modifier l'équation habituelle du lidar pour l'adapter aux cibles volumiques et surfaciques. L'équation lidar (précédemment décrite au chapitre 1) est la suivante :

$$P_\lambda(r, \theta_i) = P_{p,\lambda} \frac{c\tau_{l,\lambda}}{2} \frac{A_{ef}}{r^2} \left\{ \beta_\lambda(r) + \frac{2}{c\tau_{l,\lambda}} f_{r,\lambda}(r_s, \theta_i) F_{cor} \right\} T_\lambda^2(r) \xi_\lambda(r) \eta_\lambda$$

Équation 56. Expression de l'équation lidar classique utilisée dans l'inversion.

$T_\lambda(r) = \exp[-\int_0^r \alpha_\lambda(x) dx]$ avec α_λ [m^{-1}] le coefficient d'extinction total à la longueur d'onde λ et à la distance r . On rappelle que $\alpha_\lambda = \alpha_{b,\lambda} + \alpha_{a,\lambda}$. Les indices « b » et « a » font référence respectivement à la contribution de fond (molécules, aérosols) et à la contribution des aérosols de la cible volumique à l'étude. Le coefficient β_λ ($m^{-1} \cdot sr^{-1}$) est donné par $\beta_\lambda = \beta_{b,\lambda} + \beta_{a,\lambda}$ avec la même signification pour les indices. Par définition, les LR correspondants sont : $LR_{b,\lambda}(r) = \alpha_{b,\lambda}/\beta_{b,\lambda}$ et $LR_{a,\lambda}(r) = \alpha_{a,\lambda}/\beta_{a,\lambda}$.

La grandeur fondamentale mesurée par l'instrument lidar est une tension V_λ [Volts] proportionnelle à la puissance rétrodiffusée en sortie du capteur et de l'amplificateur. Elle est définie par $V_\lambda(r) = R_{v,\lambda} \cdot P_\lambda(r)$ où $R_{v,\lambda}$ est la constante de détection [$V \cdot W^{-1}$] qui détermine la conversion entre la puissance lumineuse et la tension. On peut écrire en utilisant la constante instrumentale : $C_{ins} = R_{v,\lambda} \cdot K_s$ [$V \cdot m^3$] où $K_s = P_{p,\lambda} \cdot c\tau_{l,\lambda}/2 \cdot A_{ef} \cdot \eta_\lambda$. Dans la littérature, C_{ins} est obtenue à partir de P_λ alors que dans notre étude, elle est déduite à partir de la tension et prend donc en compte l'ensemble des modules émission, collection et chaîne d'acquisition. Pour une meilleure lisibilité, les indices λ et θ_i ne seront plus écrits par la suite et le signal $V_\lambda(r)$ sera corrigé de la fonction de recouvrement $\xi_\lambda(r)$.

Le signal lidar corrigé par la distance (souvent appelé en anglais : “corrected lidar signal”) $V_\lambda(r) \cdot r^2$ est donné par :

$$S(r) = C_{ins} \cdot \left(\beta_a(r) + \beta_b(r) + f_r \frac{2}{c\tau_l} F_{cor} \right) \cdot \exp \left\{ -2 \int_0^r [\alpha_a(x) + \alpha_b(x)] dx \right\}$$

Équation 57. Signal lidar corrigé de la distance.

Pour supprimer la dépendance en α dans le terme exponentiel, substituons α_a et α_b par LR_a et LR_b , respectivement, et multiplions chaque membre de l'Équation 57 par le terme :

$$LR_a(r) \cdot \exp \left\{ -2 \int_0^r \beta_b(x) [LR_a(x) - LR_b(x)] dx \right\}$$

Équation 58. Terme de substitution introduit par la suite dans l'Équation 57.

tel que détaillé dans [250]. Avec de telles adaptations, l'équation lidar finale pour les cibles volumiques et surfaciques peut donc s'écrire ainsi :

$$S(r) LR_a(r) \exp \left\{ -2 \int_0^r \beta_b(x) [LR_a(x) - LR_b(x)] dx \right\} = C_{ins} \left[Y(r) + LR_a(r) \frac{2f_r}{c\tau_l} F_{cor} \right] \exp \left[-2 \int_0^r Y(x) dx \right]$$

Équation 59. Équation lidar à résoudre pour des cibles volumiques et surfaciques.

avec $Y(r) = LR_a(r)[\beta_b(r) + \beta_a(r)]$.

Par la suite et pour faciliter l'expression à résoudre, il convient de définir une mesure de transmission corrigée de celles des aérosols et molécules de fond notée $D(0, r)$:

$$D(0, r) = \exp \left\{ -2 \int_0^r \beta_b(x) [LR_a(x) - LR_b(x)] dx \right\}$$

Équation 60. Transmission corrigée des aérosols et des molécules de fond.

Finalement, l'Équation 59 devient, en posant $W(r) = S(r)LR_a(r)D(r)$:

$$W(r) = C_{ins} \cdot \left[Y(r) + LR_a(r) \frac{2f_r}{c\tau_l} F_{cor} \right] \cdot \exp \left[-2 \int_0^r Y(x) dx \right]$$

Équation 61. Nouvelle expression de l'équation lidar à résoudre.

Cette équation est ensuite utilisée pour retrouver les paramètres radiatifs d'un milieu volumique diffusant avec une SRT connue.

La méthode d'inversion de Klett-Fernald consiste à déterminer C_{ins} en utilisant la haute atmosphère comme référence et à fixer le LR_a *a priori*. Ici, C_{ins} est déterminée au moyen d'une SRT située à la distance r_s :

$$C_{ins} = \frac{c\tau_l}{2f_r F_{cor}} \cdot W(r_s) \frac{1}{LR_a(r_s)} \cdot \exp \left[2 \int_0^{r_s} Y(x) dx \right]$$

Équation 62. Constante instrumentale du lidar en tenant compte du milieu volumique à l'étude.

Il convient de mentionner que $LR_a(r_s)$ est le rapport lidar juste avant la SRT et $Y(r_s) = 0$ (seulement avant la cible surfacique). Aussi, pour $r < r_s$, $f_r = 0$. En insérant l'Équation 62 dans l'Équation 61, on obtient :

$$W(r) = \frac{c\tau_l}{2f_r F_{cor}} \cdot \frac{W(r_s)}{LR_a(r_s)} Y(r) \cdot \exp \left[2 \int_r^{r_s} Y(x) dx \right]$$

Équation 63. Équation lidar à résoudre avec l'expression de C_{ins} exprimée en fonction du milieu volumique à l'étude.

Cette équation ne s'applique qu'avant la SRT et peut être résolue en intégrant le signal entre r et r_s [216]. Le terme exponentiel est (voir Annexe B) :

$$\exp \left[2 \int_r^{r_s} Y(x) dx \right] = 1 + \frac{4f_r F_{cor} LR_a(r_s)}{c\tau_l W(r_s)} \int_r^{r_s} W(x) dx$$

Équation 64. Expression du terme exponentiel de l'Équation 63 (voir annexe B).

En introduisant l'Équation 64 dans l'Équation 63, on obtient :

$$Y(r) = W(r) \left[\frac{c\tau_l W(r_s)}{2f_r F_{cor} LR_a(r_s)} + 2 \int_r^{r_s} W(x) dx \right]^{-1}$$

Équation 65. Expression de la fonction $Y(r)$ avec l'équation lidar $W(r)$.

En utilisant les définitions de $Y(r)$ et $W(r)$ (voir ci-dessus), $\beta_a(r)$ peut s'écrire comme :

$$\beta_a(r) = S(r) \cdot D(0, r) \left[\frac{c\tau_l S(r_s) \cdot D(0, r_s)}{2f_r F_{cor}} + 2 \int_r^{r_s} S(x) LR_a(x) \cdot D(0, x) dx \right]^{-1} - \beta_b(r)$$

Équation 66. Profil de rétrodiffusion des aérosols d'intérêt.

En multipliant le numérateur et le dénominateur du premier terme de droite de la soustraction par $D(r_s, 0)$, cette expression devient :

$$\beta_a(r) = S(r) \cdot D(r_s, r) \left[\frac{c\tau_l S(r_s)}{2f_r F_{cor}} + 2 \int_r^{r_s} S(x) LR_a(x) \cdot D(r_s, x) dx \right]^{-1} - \beta_b(r)$$

Équation 67. Profil de rétrodiffusion de l'aérosol d'intérêt (expression plus courte).

Par définition du LR , on en déduit que $\alpha_a(r) = LR_a(r) \cdot \beta_a(r)$. L'Équation 67 est similaire à celle de Klett [70], à l'exception de β_b qui contient également la contribution des aérosols de fond.

En supposant que les propriétés de la SRT sont bien connues, le paramètre le plus critique est $LR_a(r)$ [213,251]. Donner une valeur de LR_a nécessite une connaissance *a priori* de la cible volumique à l'étude alors que l'objectif principal de la télédétection lidar est précisément de caractériser le milieu étudié. C'est pourquoi les paramètres *a priori* font l'objet de discussions et sont des défauts plus ou moins graves dans les inversions lidar.

2.3. Détermination du rapport lidar et du profil de rétrodiffusion sans hypothèse *a priori* sur le milieu sondé

L'objectif de cette section est de retrouver $\beta_a(r)$ et LR_a puis d'en déduire $\alpha_a(r)$ sans aucun *a priori* sur le milieu sondé. Deux mesures lidar sont nécessaires :

Mesure 1. V_s : signal lidar en l'absence du milieu d'aérosols volumique et diffusant d'intérêt ;

Mesure 2. V_{sv} : signal lidar en présence du milieu d'aérosols volumique et diffusant d'intérêt.

Les deux mesures doivent être effectuées de façon rapprochée dans le temps afin d'éviter que l'environnement de fond n'évolue trop. Par définition, le rapport demi-logarithmique de S_s et S_{sv} du pic de rétrodiffusion de la SRT correspond à l'épaisseur optique des aérosols étudiés : $\alpha_{tot} = \ln[S_s(r_s)/S_{sv}(r_s)]/2$. En utilisant S_s , C_{ins} peut être déterminée indépendamment du milieu volumique d'intérêt :

$$C_{ins} = \frac{c\tau_l}{2f_r F_{cor}} S_s(r_s) \exp\left[2 \int_0^{r_s} \alpha_b(x) dx\right]$$

Équation 68. Constante instrumentale du lidar à partir du signal lidar sur SRT uniquement (mesure S_s).

Cette expression est la même que celle de l'Équation 62 avec $\alpha_a = 0$. En mathématiques, les fonctions dites « objectifs » permettent de trouver la meilleure solution à un problème [252]. L'objectif est de minimiser ou maximiser cette fonction afin d'en trouver l'*optimum* (solution la plus favorable) par rapport à un critère de convergence ε [253,254]. Ici, C_{ins} et α_{tot} sont utilisés dans des fonctions objectifs pour retrouver LR_a en considérant un milieu d'intérêt homogène et donc indépendant de r . Cette première fonction objectif est donnée par :

$$\varepsilon_1 = \left| \int_{r_0}^{r_s} \alpha_a(x) \cdot dx - \alpha_{tot} \right|$$

Équation 69. Fonction objectif liant le profil d'extinction d'aérosols à l'étude à son épaisseur optique.

où α_a est le profil d'extinction retrouvé à partir de l'Équation 67 et de LR_a . Le milieu est supposé être dans la zone de recouvrement complet du lidar ($r > r_0$), de sorte que le profil d'extinction intégré corresponde à α_{tot} . Une deuxième fonction objectif est introduite afin de minimiser la différence entre S_{sv} et le signal simulé S_{sim} obtenu à partir des β_a , α_a retrouvés et de C_{ins} :

$$\varepsilon_2 = \left| \int_{r_0}^{r_s} [S_{sv}(x) - S_{sim}(x)] \cdot dx \right|$$

Équation 70. Fonction objectif liant le signal lidar mesuré avec le milieu d'étude (S_{sv}) et le signal lidar simulé (S_{sim}) à partir des produits d'inversion retrouvés.

La méthodologie est présentée en Figure 35. La contribution de fond des molécules est calculée à partir des données de pression et de température comme dans [80], tandis que la contribution de fond des aérosols est estimée au moyen de codes de transfert radiatif, tels que MATISSE [86,87] ou MODTRAN [83,84]. Une autre solution consiste à utiliser une valeur réaliste de la visibilité ν [km] avec la relation de Koschmieder.

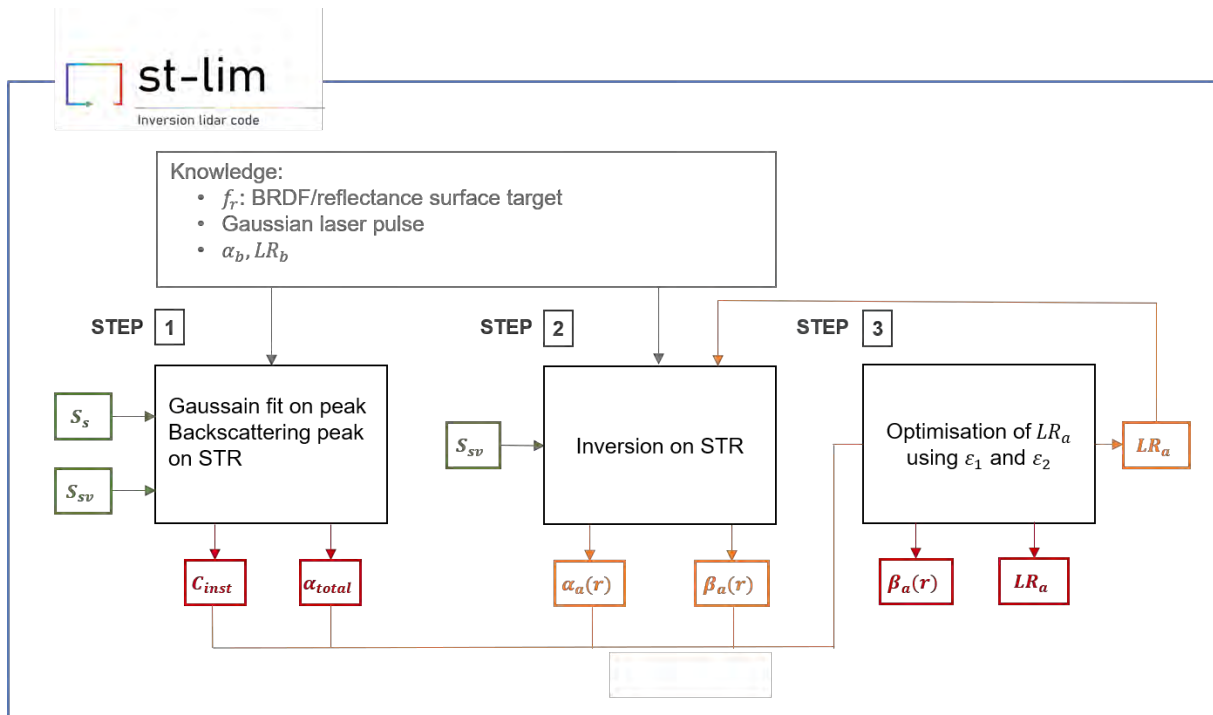


Figure 35. Diagramme de fonctionnement de l'algorithme d'inversion pour retrouver les $\beta_a(r)$ et LR_a sans hypothèse sur le milieu volumique d'étude. En vert les signaux lidar en entrées, en orange les calculs intermédiaires pendant la procédure d'optimisation, en rouge les sorties du code et en gris les connaissances préalables nécessaires.

Les signaux V_s et V_{sv} sont introduits dans la procédure d'inversion, organisée en trois étapes principales (voir Figure 35) :

1. Une régression gaussienne est d'abord appliquée sur le signal rétrodiffusé de la SRT, c'est-à-dire $V_s(r_s)$ et $V_{sv}(r_s)$, qui donne l'amplitude de rétrodiffusion, la position du pic et sa largeur. À partir de ces modèles gaussiens, on peut obtenir α_{tot} (à partir de sa définition) et C_{ins} (à partir de l'Équation 68). Notons que lorsque la cible est inclinée par rapport à la ligne de visée du lidar, le pic de rétrodiffusion sur la surface peut présenter une asymétrie. Un autre ajustement doit alors être utilisé comme par exemple une fonction log-normale.

2. Une première inversion lidar est réalisée en utilisant l'Équation 67 avec $LR_a = 50 \text{ sr}$ au début de l'inversion. Cette valeur a été choisie car elle correspond aux données moyennes du LR_a de la littérature [255]. Pour cela, le modèle gaussien \mathcal{S}_{sv} obtenu à la première étape est utilisé pour le signal $\mathcal{S}(r_s)$ dans l'Équation 67. Un premier profil de $\beta_a(r)$ est donc obtenu à la fin de cette étape.
3. Les $\beta_a(r)$ et LR_a ci-dessus permettent de déterminer $\alpha_a(r)$ dont l'intégration sur r est ensuite comparée à α_{tot} dans la procédure de minimisation de l'Équation 69. À chaque itération, le LR_a est modifié afin de réduire ε_1 . Les nouveaux $\beta_a(r)$, LR_a , et donc $\alpha_a(r)$ sont ensuite utilisés pour calculer un signal lidar simulé \mathcal{S}_{sim} dont la comparaison avec \mathcal{S}_{sv} est minimisée selon l'Équation 70. Dans cet algorithme, la procédure itérative se termine lorsque $\varepsilon_1 + \varepsilon_2 \leq 10^{-6}$ est atteint [256] (cette valeur est généralement choisie dans les procédures d'optimisation). Selon la première valeur de LR_a introduite initialement, 19 itérations semblent être en moyenne suffisantes. À la fin de cette étape, on obtient donc $\beta_a(r)$, $\alpha_a(r)$ et LR_a . La procédure de minimisation utilisée est celle implémentée par Kraft en 1988 [257]. L'Équation 69 est la plus importante puisqu'elle impose le temps de convergence. L'Équation 70 est une aide mais pas critique.

2.4. Évaluation théorique de la méthode d'inversion

La méthode d'inversion décrite ci-dessus est testée à l'aide de signaux lidar théoriques générés par le code PERFALIS [258]. Comme résumé dans le Tableau 17, la scène simulée est composée de trois couches et d'une SRT lambertienne avec $f_r = 0,20/\pi$ située à $r_s = 100 \text{ m}$. La pression et la température sont uniformes (1040 hPa et 290 K) et des aérosols de fond de nature continentale sont choisis de sorte qu'ils correspondent à une visibilité de $v = 47 \text{ km}$ [93]. Dans ces conditions, on obtient $\beta_b = 1,05 \cdot 10^{-5} \text{ m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ et $LR_a = 70 \text{ sr}$. On suppose que la diffusion multiple est négligeable car pour une atmosphère dense et un grand champ de vue (du lidar), l'Équation 56 doit être corrigée par un facteur [259] tenant compte d'un ordre plus élevé d'événements de diffusion.

Tableau 17. Paramètres optiques d'entrées de la scène utilisée dans le simulateur PERFALIS comme illustré en Figure 24.

	Notation	Layer 1	Layer 2	Layer 3	SRT ($f_r = 0,20/\pi \text{ sr}^{-1}$)
Distance	$r \text{ [m]}$	0 – 20	20 – 30	3 – 100	100
Composants de fond	$\alpha_b \text{ [m}^{-1}\text{]}$	$1,18 \cdot 10^{-3}$			Sans objet
	$\beta_{back} \text{ [m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}\text{]}$	$9,97 \cdot 10^{-6}$			
	$LR_b \text{ [sr]}$	118,56			
Milieu volumique à l'étude	$\alpha_a \text{ [m}^{-1}\text{]}$		$5,0 \cdot 10^{-3}$		Sans objet
	$\beta_a \text{ [m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}\text{]}$	\emptyset	$7,14 \cdot 10^{-5}$	\emptyset	
	$LR_a \text{ [sr]}$		70		

Les méthodes d'inversion sont généralement appliquées aux signaux moyennés afin d'augmenter le SNR . En télédétection lidar, le bruit est considéré en première approximation comme un bruit gaussien (appelé aussi bruit blanc) [172,260,261]. Afin d'évaluer l'impact du bruit dans la méthode d'inversion, un bruit gaussien de valeur moyenne nulle et un écart-type de $1,5 \cdot 10^{-5} \text{ u. a.}$ est introduit dans la valeur théorique. La Figure 36 représente les signaux lidar bruités théoriques sur une SRT,

en présence (V_{sv}) et en l'absence (V_s) d'un panache d'aérosols. Quatre couples de données sont ensuite générés, avec respectivement des signaux moyennés sur 20, 50, 100 et 200 signaux à partir de V_s et V_{sv} . Un cinquième signal sans bruit est considéré (Figure 37).

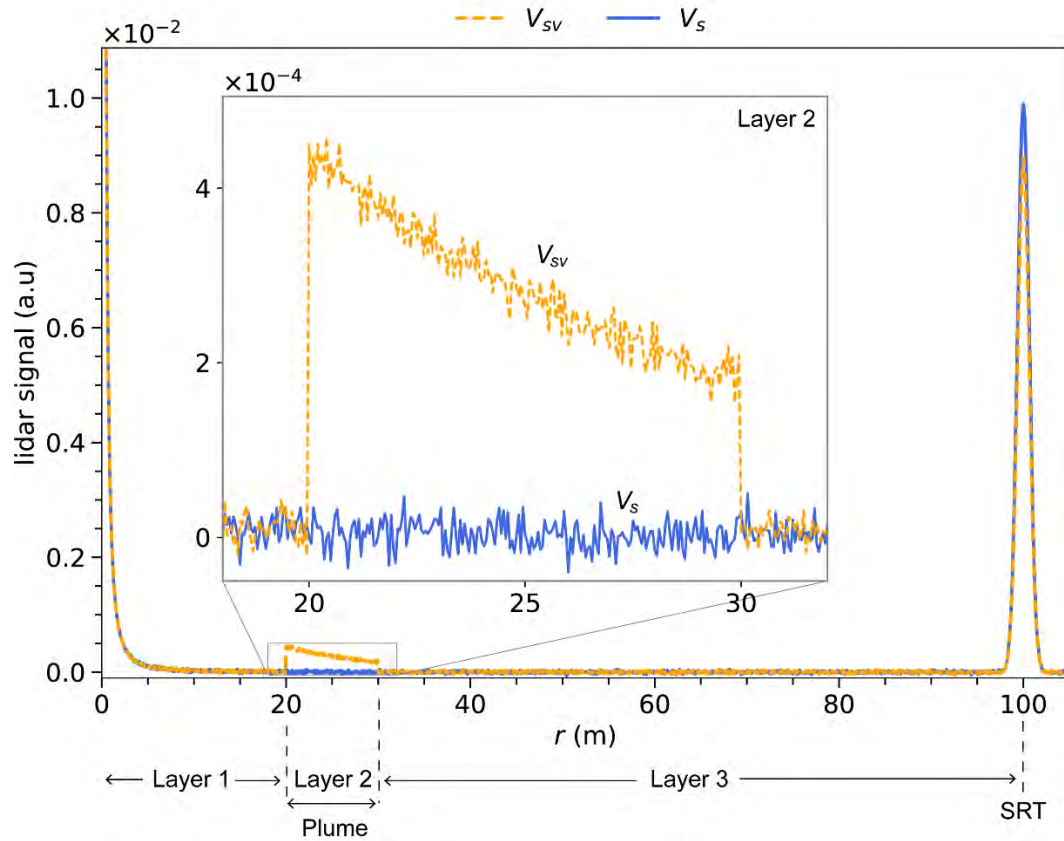


Figure 36. Signaux lidar théoriques bruités de la SRT sans panache V_s (en ligne bleu) et en présence d'un panache d'aérosols V_{sv} (en tirets orange). Les simulations ont été effectuées à 532 nm avec des contributions de fond moléculaire et d'aérosols continentaux.

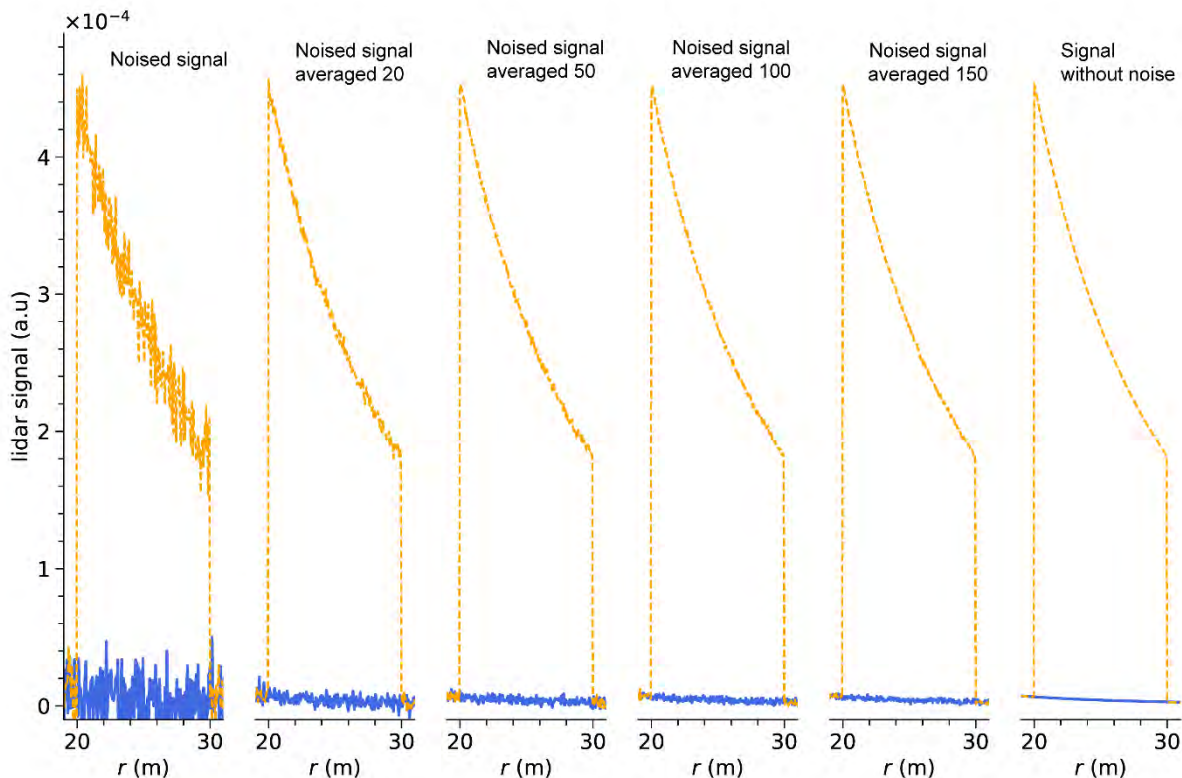


Figure 37. Ensemble de données lidar utilisé dans la méthode d'inversion. En bleu, (respectivement orange) le signal lidar en l'absence (respectivement présence) du milieu volumique à l'étude.

- **Impact du bruit sur les propriétés optiques retrouvées**

Le LR_a est obtenu à l'aide de l'Équation 69. En plus des six jeux de données lidar décrits ci-dessus, quatre conditions d'inversion différentes sont considérées.

Condition 1. Les données exactes des composants de fond de la scène (molécules et aérosols) sont utilisées comme entrées dans l'algorithme d'inversion. Cela permet d'évaluer l'impact du bruit sur le profil de rétrodiffusion et le rapport lidar retrouvés.

Condition 2. Le coefficient β_b est sur-estimé de 20 % par rapport aux données utilisées pour générer les signaux théoriques. L'inversion est réalisée sur toute la distance du signal lidar.

Condition 3. Le coefficient β_b est sous-estimé de 20 % par rapport aux données utilisées pour générer les signaux théoriques. L'inversion est réalisée sur toute la distance du signal lidar.

Les conditions 2 et 3 permettent d'estimer l'erreur causée par une indétermination de β_b dans la méthode d'inversion.

Condition 4. Cette condition est la même que la condition 1, mais le panache d'aérosols est délimité spatialement. Cela permet d'évaluer également l'impact du bruit sur le profil de rétrodiffusion et le rapport lidar retrouvés lorsque le panache est délimité.

Le Tableau 18 résume les quatre conditions pour les six jeux de données. Il convient de mentionner qu'un signal lidar bruité implique un profil $\beta_a(r)$ bruité après l'inversion. Ainsi, pour quantifier la performance de la technique d'inversion, nous considérons la valeur moyenne $\overline{\beta_a}$ du panache. La valeur retrouvée de LR_a peut être directement comparée à la valeur théorique.

Tableau 18. Conditions sur les propriétés optiques de fond de la scène pour la méthode d'inversion.

Conditions	1	2	3	4
Constituants exacts de fond	X			X
$\beta_b + 20\%$		X		
$\beta_b - 20\%$			X	
Délimitation spatiale du panache	Non	Non	Non	Oui

La Figure 38.(a) illustre les $\overline{\beta_a}$ pour les six ensembles de données et les quatre conditions d'inversion. Les valeurs retrouvées sont comprises entre $7,11 \cdot 10^{-5}$ et $7,22 \cdot 10^{-5} \text{ m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ soit une erreur d'environ de 1 % par rapport à la valeur théorique. Les conditions 2 et 3 donnent lieu à une translation de la courbe correspondante de $\pm 0,4 \%$ par rapport à la courbe associée à la condition 1, en raison de la sur- et sous-estimation de 20 % introduite dans β_b . Une meilleure performance est observée pour la condition 4 quel que soit l'ensemble des données, puisque l'erreur maximale est de 0,5 % pour les signaux bruités. Une délimitation spatiale des couches d'aérosols est souvent appliquée dans les méthodes d'inversion et améliore ici la méthode d'inversion. Pour le signal lidar non bruité, $\overline{\beta_a}$ n'est pas strictement égal à la valeur théorique, probablement à cause des erreurs de calcul numérique dans l'algorithme d'inversion. Cette erreur numérique est soit d'environ 0,12 % (condition 1) soit quasi nulle (0,04 %) (condition 4).

La Figure 38.(b) permet de visualiser les résultats sur le rapport lidar des aérosols. On obtient des valeurs de LR_a allant de 66 à 74 sr, avec une erreur maximale de 5 % par rapport à la valeur théorique. Dans les conditions 1, 2 et 3, l'utilisation de signaux bruités moyennés n'a aucune conséquence sur la valeur retrouvée de LR_a , contrairement à celle obtenue pour $\overline{\beta_a}$. Dans la condition 1, l'erreur maximale est de 2,1 %. Les courbes qui correspondent aux conditions 2 et 3 sont décalées par rapport à la courbe associée à la condition 1 de $\pm 3 \%$, et permutées respectivement sur les mêmes courbes par rapport à $\overline{\beta_a}$. Néanmoins, ces erreurs restent faibles avec un maximum de 5 % (condition 2) pour les signaux moyennés cinquante fois. Pour la condition 4, le LR_a est bien meilleur pour les signaux moyennés et reste correct pour les signaux bruités non moyennés avec une erreur de 0,6 %. Encore une fois, la délimitation spatiale du panache augmente la précision du LR_a retrouvé. La condition 1 est efficace pour les signaux bruités puisque l'écart est inférieur à 2,1 %. Dans le cas d'un signal lidar sans bruit, les valeurs récupérées du LR_a ne sont pas exactement égales au LR_a théorique ; les erreurs de calcul numérique sont de 0,13 % (condition 1) et 0,05 % (condition 4). Une erreur de $\pm 20 \%$ sur β_b introduit une sous- ou surestimation de LR_a de $\pm 3 \%$. La condition 4 est donc préférable pour approcher au mieux le LR_a .

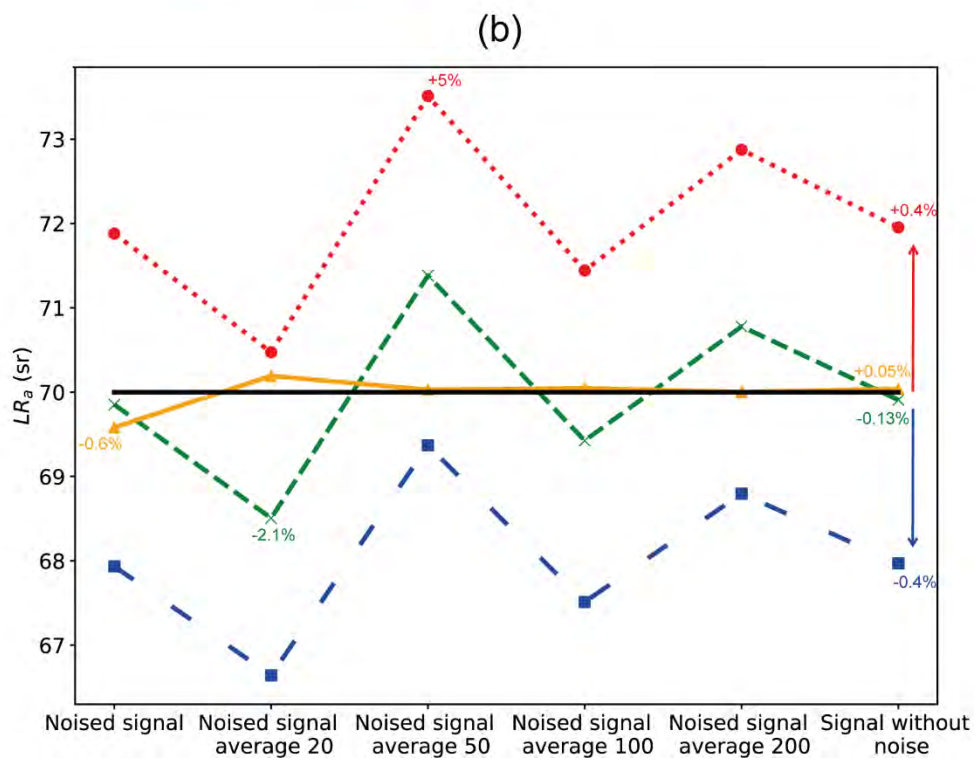
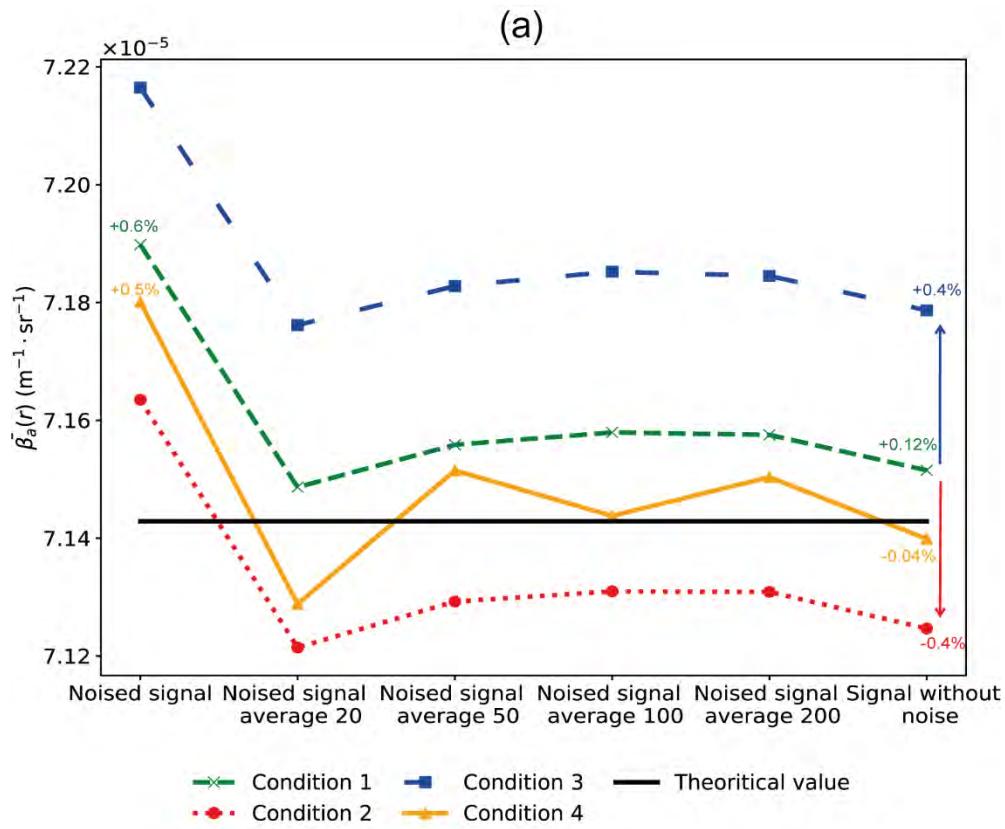


Figure 38. (a) $\bar{\beta}_a$ retrouvés et (b) LR_a pour les six ensembles de données et les quatre conditions d'inversion.

- Propriétés optiques retrouvées

Moyenner un signal lidar temporellement est une pratique courante dans le domaine [133,262,263] et préconisé pour augmenter le rapport signal sur bruit des mesures et diminuer les erreurs d'inversion [264,265]. Cependant, moyenner un certain nombre de mesures implique d'avoir un taux de répétition suffisant, notamment dans le cadre d'applications lidar dans lesquelles le milieu cible d'intérêt (ex. panache industriel, jet aéronautique) peut rapidement évoluer dans le temps.

L'étude ci-dessus a permis de tester la nouvelle méthode d'inversion sur des signaux bruités, pour différentes conditions d'inversion, en fonction du nombre de signaux moyennés. Par la suite, l'inversion lidar est effectuée en tenant compte d'un panache délimité spatialement sur des signaux moyennés cent fois.

Cette dernière condition est choisie car elle correspond au nombre de signaux disponibles en moins de 0.1 s avec notre système lidar et car les résultats théoriques obtenus par la méthode d'inversion avec des signaux moyennés cent fois sont corrects. La Figure 39 illustre le β_a retrouvé sur un signal lidar théorique moyenné cent fois. Le Tableau 19 liste les $\overline{\beta_a}$ et LR_a identifiés. Par rapport aux valeurs théoriques, les erreurs sont inférieures à 0,7 % pour LR_a et moins de 0,1 % pour $\overline{\beta_a}$ bien qu'une erreur de 2,2 % sur le profil β_a soit observée à $r = 28,8$ m. Les valeurs inversées sans *a priori* sur le LR_a des aérosols d'étude sont donc quasi égales aux valeurs théoriques utilisées lors de la génération de signaux lidar bruités.

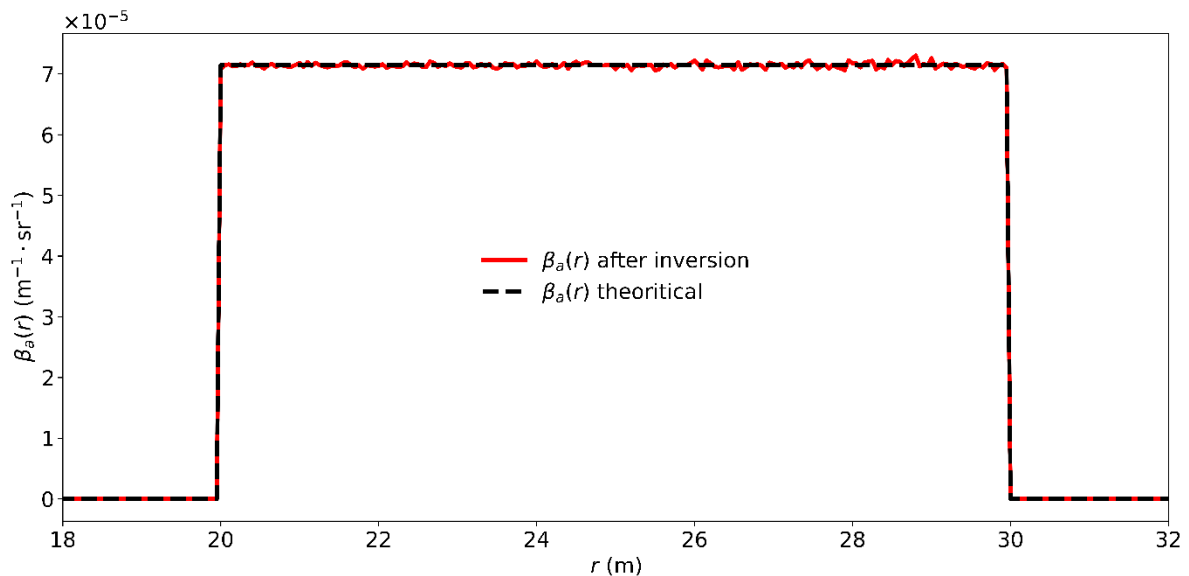


Figure 39. Profil $\beta_a(r)$ (ligne rouge) pour 100 signaux lidar théoriques moyennés et le profil initial $\beta_a(r)$ (tirets noirs).

Tableau 19. Propriétés optiques du panache retrouvées après inversion et erreurs associées.

	LR_a	$\overline{\beta_a}$
Valeur	70,05 sr	$7,14 \cdot 10^{-5}$
Erreur	0,07 %	0,01 %

3. Conclusion du chapitre

Dans une première partie, nous avons présenté le modèle lidar direct PERFALIS développé pour modéliser la réponse instrumentale spectrale (signaux lidar, rapport signal sur bruit, etc.) en tenant compte des propriétés optiques d'une scène et de tous les modules (émission, réception, chaîne d'acquisition) composant l'instrument lidar.

Des études numériques ont été conduites dans le cas d'utilisation de lidar à haute résolution spatiale (centimétrique) avec des durées d'impulsion laser de l'ordre de la nanoseconde sur des cibles volumiques et surfaciques. Des différences significatives ont été observées sur les signaux lidar lorsque l'épaisseur d'une cible volumique est inférieure à la zone illuminée par l'impulsion laser. En revanche, lorsque le volume d'intérêt a une épaisseur supérieure à la zone illuminée, peu de différences sont observées. Ces différences sont dues à l'approximation d'une impulsion laser de forme temporelle équivalente rectangulaire (équation lidar classique) par rapport à sa forme temporelle réelle (équation lidar intégrale). Le second modèle unifié, s'appuyant sur l'équation lidar intégrale, est le seul à fournir un signal lidar réaliste sur une cible surfacique.

Nous avons montré que l'on pouvait, avec le modèle intégral, inclure indirectement la réponse impulsionnelle du détecteur (ici un PMT) en changeant la durée de l'impulsion laser par une durée équivalente. Ce temps caractéristique est calculé à partir de la convolution de la réponse impulsionnelle du PMT et de l'impulsion laser. Il peut être déduit également expérimentalement, par comparaison entre les caractéristiques temporelles des impulsions de la source laser et celles du signal lidar sur une cible surfacique. En effet, la durée de l'impulsion rétrodiffusée vers le lidar est équivalente à la réponse impulsionnelle du lidar. Cette démarche sera utilisée au chapitre 4 pour valider le simulateur avec les mesures de l'instrument lidar développé au chapitre suivant.

Enfin, des simulations du rapport signal sur bruit de mesures lidar *supercontinuum* ont été réalisées. Les caractéristiques d'une source laser *supercontinuum* dans le visible (source de la société LEUKOS) et un détecteur avec une large sensibilité spectrale (PMT d'Hamamatsu) ont été utilisés dans ces simulations. Elles ont permis de montrer, d'un point de vue numérique, la faisabilité de ces mesures sur des cibles volumiques et surfaciques et d'estimer le domaine spectral exploitable (du lidar considéré) entre 460 nm et 900 nm avec une dynamique maximale autour de 695 nm.

Dans une seconde partie, nous avons présenté le modèle lidar inverse ST-LIM développé pour l'inversion des mesures lidar dans le cas où une couche volumique (diffusion moléculaire de Rayleigh) de la haute troposphère ne serait pas disponible (par exemple, dans le cas d'observations lidar aéroportées, ou de mesures en configuration horizontale). L'inversion est mise en œuvre à partir d'une nouvelle expression de l'équation lidar qui utilise une cible de référence de BRDF connue. Ce nouveau formalisme permet d'inverser les mesures lidar à courte portée pour lesquelles les techniques d'inversion conventionnelles ne peuvent pas être utilisées directement. À l'instar des techniques d'inversion courantes, notre méthode exige l'introduction d'une composante de fond (contributions moléculaires et particulaires) estimée à partir de modèles radiatifs ou déduite de mesures de la température, de la pression et des conditions de visibilité.

L'algorithme ST-LIM a été étudié et développé pour retrouver, sans aucune hypothèse *a priori* sur le milieu volumique à caractériser, le coefficient de rétrodiffusion (β_a) et le rapport lidar (LR_a) d'un panache d'aérosols, entre le lidar et la cible surfacique de référence. En d'autres termes, la méthode

proposée n'a pas besoin d'introduire de rapport lidar comme entrée pour l'algorithme d'inversion. Pour cela, deux mesures lidar sont nécessaires : avec et sans panache d'aérosols. En comparant ces deux signaux, l'épaisseur optique du milieu étudié et la constante instrumentale de l'instrument lidar sont déduites. Ces deux informations sont utilisées pour contraindre l'algorithme d'inversion afin d'identifier le LR_a .

Cet algorithme a d'abord été étudié à l'aide de signaux lidar théoriques (issus du simulateur PERFALIS). L'efficacité de l'inversion a été évaluée en fonction du bruit dans les signaux simulés et en considérant différentes conditions d'inversion, notamment en fonction de l'erreur initiale introduite dans le coefficient de rétrodiffusion du fond (aérosols et molécules). Ainsi, la robustesse de l'algorithme a pu être démontrée dans certains cas d'applications : l'erreur sur les valeurs retrouvées (à savoir β_a et LR_a) est inférieure à 5 % (valeur maximale). De plus, nous avons constaté que l'inversion est meilleure lorsque le panache d'aérosols est délimité spatialement. Cela nécessite de connaître la distance du panache et son épaisseur. Ces dernières sont déduites actuellement à partir de l'allure du signal lidar. Une étude de sensibilité complète devrait être menée afin d'évaluer quantitativement l'incertitude sur les produits d'inversion retrouvés en fonction de la BRDF de la cible surfacique, la position du panache, la durée impulsionnelle de la source, le type de détecteur, etc. Cette étude définirait le domaine de validité en fonction de tous les paramètres et peut être réalisée car on a validé les outils numériques (PERFALIS) qui permettent de le faire.

Toutefois, il convient de mentionner que la méthode proposée ici pour trouver LR_a a certaines limites. Notamment, la sensibilité du lidar doit être suffisante pour détecter le signal d'un panache faiblement épais ou peu rétrodiffusant.

La nouvelle méthode d'inversion présentée ici suggère de nouvelles applications lidar aéroportées, mais nécessite une connaissance *a priori* de la réflectance du sol. Même si certains modèles existent pour modéliser la BRDF des surfaces [266–268] leur utilisation semble difficile à mettre en œuvre compte tenu de la diversité des surfaces possibles lors des campagnes aéroportées. Néanmoins, des recherches récentes suggèrent qu'il pourrait être possible d'identifier la réflectance de la surface du sol à partir des mesures du lidar spatial CALIOP et de l'imageur spectromètre MODIS [249]. La combinaison de ces résultats avec la méthode d'inversion proposée ici serait *a priori* complémentaire pour établir de nouvelles méthodes d'étalonnage pour les mesures lidar à visée descendante (lidars spatiaux ou aéroportés). L'application de cette nouvelle méthode d'inversion est envisagée sur des mesures réelles à courte portée, comme nous le verrons dans le chapitre 4.

CHAPITRE 3. DIMENSIONNEMENT, RÉALISATION ET MISE EN ŒUVRE D’UN LIDAR *SUPERCONTINUUM*

Dans le précédent chapitre, les résultats des simulations PERFALIS ont montré la faisabilité des mesures lidar *supercontinuum* sur des cibles volumiques et surfaciques. Ce chapitre a pour objectif de décrire les caractéristiques instrumentales du lidar COLIBRIS (*COmpact Lidar for Broadband polaRImetric multi-Static measurements*) développé pendant la thèse et de valider ses fonctionnalités.

Des sources laser monochromatiques ou à large bande spectrale comme les sources laser *supercontinuum* peuvent être intégrées dans le système. Cette modularité nécessite que chaque sous-système de l’instrument (module émission, réception et chaîne d’acquisition) soit adapté pour fonctionner avec ces différents types de sources. Les modules font l’objet d’une description détaillée en respectant les paramètres déjà identifiés dans les simulations (ex. configuration bi-statique du lidar et déplacement du détecteur pour une utilisation optimisée en très courte portée inférieure à **100 m**).

Deux versions instrumentales sont proposées. La première avec analyse monochromatique, consiste à sélectionner une longueur d’onde de la lumière rétrodiffusée par le milieu d’étude qu’elle que soit le type de source employée dans le module d’émission. La seconde version avec analyse spectrale, consiste à sélectionner plusieurs longueurs d’onde discrètes de la lumière rétrodiffusée par le milieu. Lorsque l’analyse est réalisée sur quelques longueurs d’onde discrètes, on parlera d’analyse polychromatique alors que l’analyse sera qualifiée d’hyperspectrale lorsqu’elle portera sur un spectre continu.

Le lidar est testé dans ses deux versions en condition opérationnelle (c’est-à-dire sur le terrain) pour valider ses fonctionnalités et la faisabilité des mesures lidar à courte portée à haute résolution spectrale sur des cibles volumiques et surfaciques avec ou sans source laser *supercontinuum*.

1. Dimensionnement et réalisation du lidar COLIBRIS

Le dimensionnement du lidar COLIBRIS a été réalisé en prenant en compte plusieurs contraintes, principalement liées aux sources laser utilisées et aux applications souhaitées. Lors de la conception de l'instrument, nous avons souhaité respecter les cinq points suivants :

1. Être une plateforme multi-sources laser pouvant fonctionner avec des sources monochromatiques, polychromatiques ou à large bande spectrale avec des régimes de basse et de haute cadence (de quelque Hz aux kHz) ;
2. permettre une analyse spectrale monochromatique, polychromatique et hyperspectrale de la lumière rétrodiffusée ;
3. autoriser une mesure lidar à haute résolution spatiale inférieure au mètre (pour la mesure locale de panache) ;
4. pouvoir réaliser des mesures sur des milieux volumiques à partir de 10 m (notion de lidar à courte portée) ;
5. concevoir un instrument compact et de faible masse afin de faciliter son transport et son déploiement sur le terrain.

Deux versions de l'instrument ont été définies avec des objectifs différents :

- COLIBRIS v1.0 : Sélection monochromatique de la lumière rétrodiffusée par le milieu d'étude pour valider une à une les fonctionnalités du lidar ;
- COLIBRIS v2.0 : Analyse spectrale de la lumière rétrodiffusée par le milieu d'étude après adaptation des modules émission, réception et chaîne d'acquisition.

L'architecture adoptée est une configuration bi-statique, car l'inclinaison de l'axe d'émission du faisceau laser par rapport à celui de réception permet d'augmenter la fonction de recouvrement en champ proche comme vu dans le chapitre 2.

L'instrument COLIBRIS est représenté en Figure 40. Son volume est de $0,13 \text{ m}^3$, ce qui permet de le ranger dans une valise de transport qui facilite son transport et assure une bonne protection. Les modules émission, réception et chaîne d'acquisition sont détaillés par la suite.

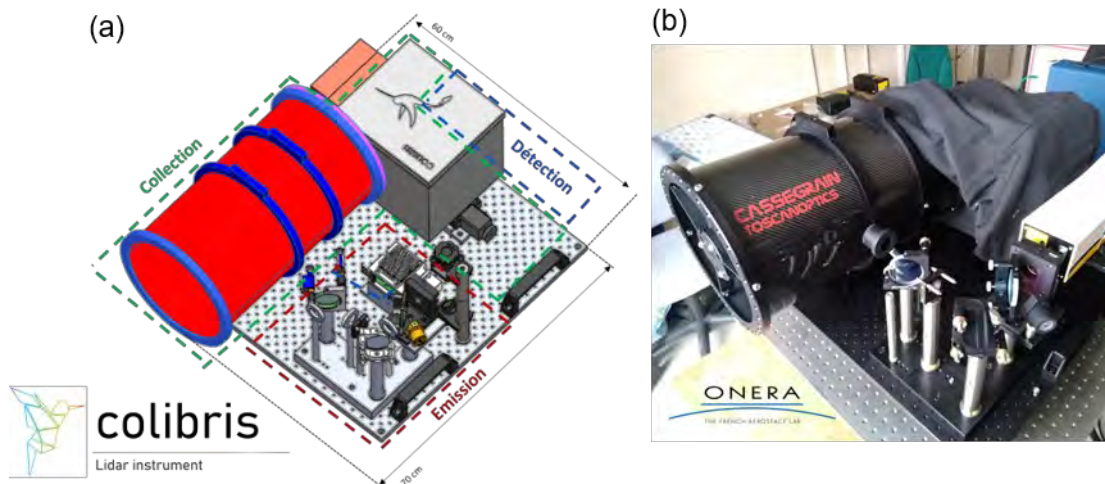


Figure 40. (a) Conception opto-mécanique réalisée. Les modules émission, réception et chaîne d'acquisition sont respectivement délimités par les pointillés de couleurs rouge, vert et bleu. (b) photo du lidar COLIBRIS.

1.1. Module d'émission

Le **module émission** doit être à la fois compatible avec des sources laser monochromatiques et des sources laser *supercontinuum*. Ainsi, le choix du revêtement des optiques est important pour limiter leurs effets sur le faisceau laser émis (en termes de transmission spectrale notamment). Nous souhaitons que les optiques puissent être utilisées sur le plus large spectre possible avec une faible dépendance en longueur d'onde. Les spectres de réflexion typiques en fonction de la longueur d'onde des revêtements les plus utilisés comme l'aluminium, l'argent ou l'or sont présentés en Figure 41. Contrairement aux autres métaux, l'argent présente une réflexion quasi constante et supérieure à 95 % dans la partie visible et moyen infrarouge.

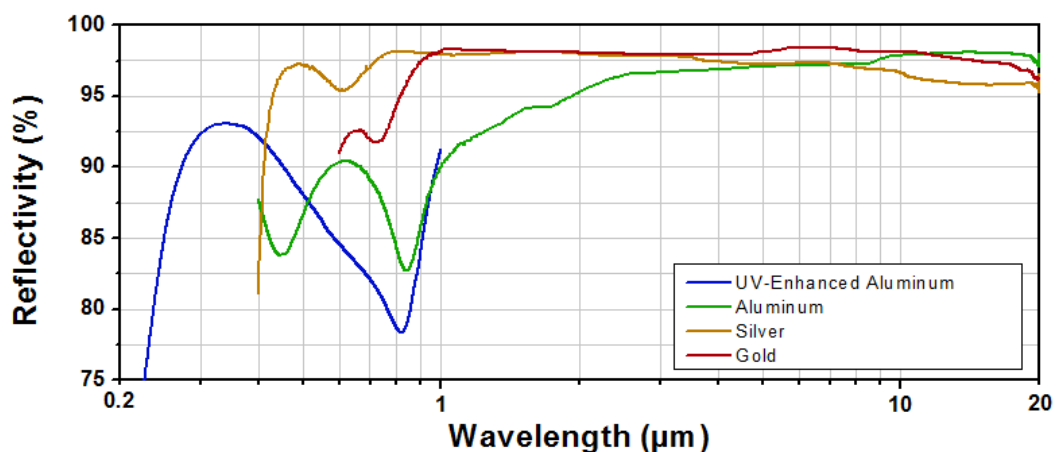


Figure 41. Réflectances typiques des revêtements « miroir » : *ultraviolet-Enhanced aluminium*, aluminium, argent et or (d'après [269]).

Pour cette raison, nous choisissons d'utiliser des optiques réfléchives en argent pour le miroir M-1 et le miroir Mm visible sur la conception optique et opto-mécanique de la Figure 42. Deux sous-parties sont identifiées :

Sous-partie 1. Elle est dédiée à l'atténuation et au contrôle de puissance : un atténuateur variable est placé en sortie de la source laser pour contrôler la puissance lumineuse émise. Ce dispositif est composé d'une lame demi-onde qui tourne la polarisation incidente, puis d'une séparatrice transmettant la polarisation P et réfléchissant la polarisation S . Ainsi, l'orientation de la lame demi-onde par rapport à la polarisation de l'onde incidente en sortie laser modifie l'intensité de la lumière en transmission et en réflexion. Un piège optique est placé à l'angle de réflexion pour limiter le bruit optique dans le lidar et éviter les risques d'accidents laser. Ce dispositif permet également de contrôler la puissance laser émise en direction de la cible, en plaçant un mesureur de puissance à la place du piège à lumière (voir Figure 42). Cette partie d'atténuation et de contrôle est fonctionnelle uniquement pour des sources monochromatiques ;

Sous-partie 2. Elle est dédiée aux filtrages optiques : un support pour des optiques de traitement est disposé en amont du miroir Mm (miroir motorisé avant l'éclairage de la scène). Les deux tiges horizontales présentes sur le porte-filtre sont utilisées pour y insérer un masque muni d'un trou de diamètre fixe pour filtrer spatialement le faisceau laser. Dans le cas de l'utilisation d'une source *supercontinuum* fibrée, le collimateur de la source est fixé directement sur ce support, ce qui permet une mise en place rapide sans avoir besoin de retirer la source monochromatique (pas de dérèglement).

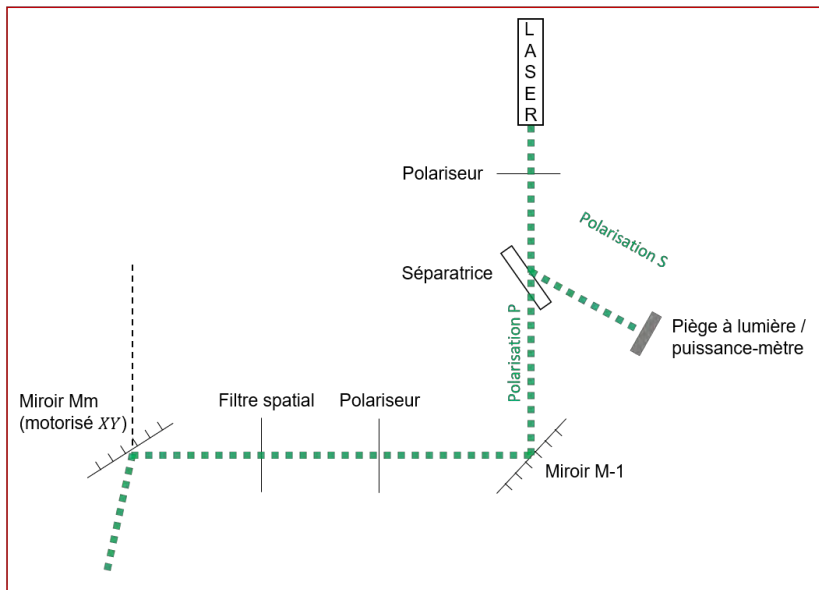
Le miroir de renvoi M-1 permet d'éclairer directement le miroir motorisé Mm. Ce dernier est orienté par deux moteurs piézoélectriques en X et Y avec un degré de liberté de $\pm 8^\circ$ et une précision de $1 \mu\text{rad}$ sur chaque axe. Ce système permet d'obtenir la configuration bi-statique souhaitée pour le lidar avec des précisions élevées sur l'inclinaison du faisceau laser. Le pilotage de l'inclinaison laser (voir chapitre 2) permet d'ajuster la fonction de recouvrement instrumentale en fonction de la position du milieu cible d'étude.

Des diaphragmes réglables et amovibles sont placés à différents endroits du module de transmission dans le but de faciliter les alignements optiques. Un premier se situe après l'atténuateur et un deuxième entre le miroir de renvoi M-1 et le miroir motorisé Mm. Un troisième diaphragme est quant à lui placé à 90° du faisceau incident au miroir Mm pour effectuer un alignement en configuration monostatique biaxiale.

Le plan optique du module d'émission est confondu avec celui de réception. Le jeu de fixation (zone délimitée par les cercles blancs A, B et C de la Figure 42.(b)) permet d'éloigner ou de rapprocher l'axe d'émission d'une distance d , en approchant ou en éloignant le miroir Mm du télescope par pas de 5 mm.

(a) Shéma optique

Module émission



(b) Opto-mécanique

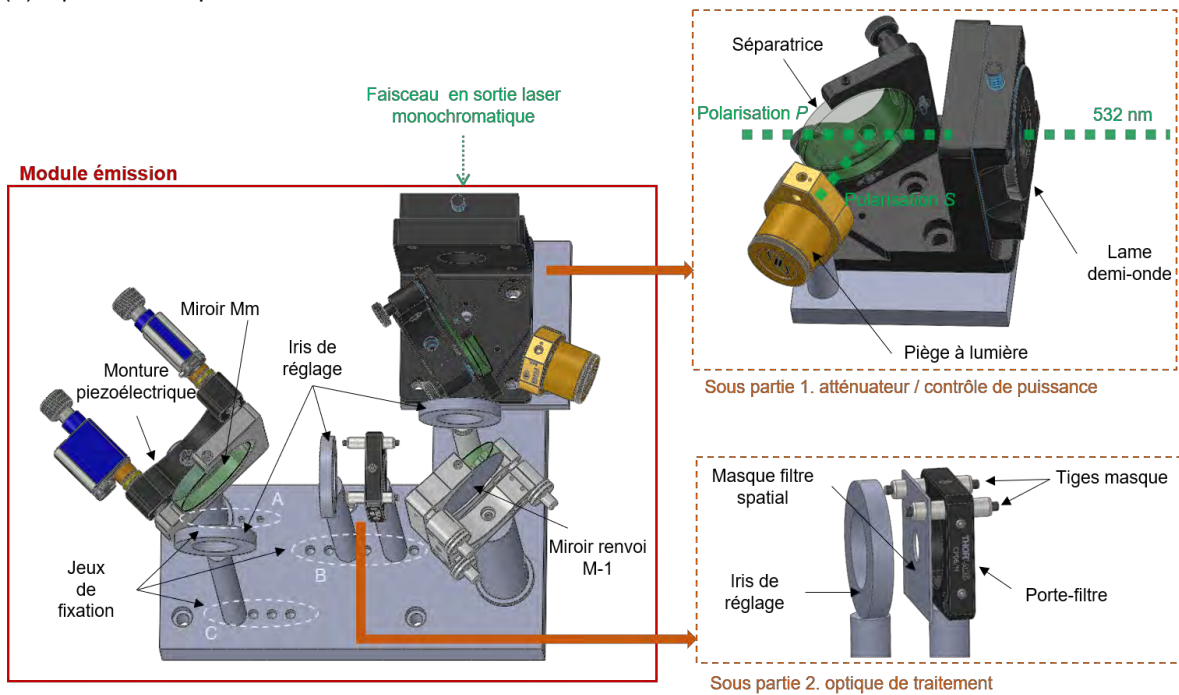


Figure 42. (a) Schéma optique du module émission. (b) Conception opto-mécanique module de transmission.

1.2. Le module de réception

Le **module de réception** doit être achromatique et adapté aux besoins de mesures courtes portées que doit satisfaire le lidar. La compatibilité spectrale est réalisée grâce à l'emploi d'optiques réfléchissantes en argent en aval du télescope. Un télescope Cassegrain [192] est utilisé dans le lidar pour collecter la lumière laser rétrodiffusée par le milieu d'étude. Ses caractéristiques sont présentées dans le Tableau 20. Lorsque la lumière imagée provient de l'infini, celle-ci est focalisée dans le plan focal équivalent situé derrière le télescope. La distance de focalisation par rapport au sommet du miroir primaire est appelée *backfocus*.

Tableau 20. Principales caractéristiques techniques du télescope Cassegrain de COLIBRIS.

Aire effective de collection (A_{ef})	Focale équivalente (f_T)	Diamètre primaire	Diamètre secondaire	<i>Backfocus</i> à l'infini
315,2 cm ²	920 mm	232 mm	115 mm	80,28 mm

Dans notre étude, l'instrument COLIBRIS doit réaliser des mesures à courte portée inférieures à **50 m**. Dans ce cas, l'objet imagé ne peut être considéré comme étant à l'infini, ce qui se traduit optiquement par un déplacement de l'image par rapport à la focale équivalente du télescope (f_T). Ce déplacement en fonction de la position de l'objet imagé a déjà été calculé pour ce télescope dans le Tableau 10 du chapitre 2 pour des objets situés à **10 m**, **50 m** et à l'« infini ». Nous avons modélisé le phénomène du déplacement de l'image par rapport à la focale équivalente. La Figure 43 illustre ce décalage δ . Le *backfocus* calculé avec notre code PERFALIS est équivalent à celui qui serait calculé avec des outils de simulation commerciaux utilisant le lancer de rayons comme résumé dans le Tableau 21. Pour des distances d'utilisation du lidar (ou distance de travail) en champ proche de **50 m** et **10 m**, l'image se forme respectivement à environ **17** et **90 mm** après la focale équivalente du télescope. En champ lointain ou à « l'infini », l'image se focalise dans le plan focal équivalent et le déplacement est donc nul.

Le déplacement du point de convergence de la lumière rétrodiffusée en fonction de la portée de travail est compensé mécaniquement par une platine de translation dans les deux versions de COLIBRIS (monochromatique et hyperspectrale). Cette configuration est celle proposée dans l'option 3 de la partie simulation de la fonction de recouvrement et permet d'optimiser en courte portée le recouvrement par rapport à une distance d'utilisation du lidar (voir chapitre 2).

Pour limiter l'encombrement du système, un miroir de repli appelé par la suite miroir de renvoi M0, est placé entre le télescope et sa focale. Sa position dans le dispositif est fixe, quelle que soit la portée de travail. Le moteur de la platine de translation utilisé est un moteur pas à pas ayant une capacité de course de **100 mm** [270] permettant ainsi de couvrir le déplacement du *backfocus* pour des portées entre **10 m** et l'infini. Sa capacité de charge de **5 kg** permet de supporter l'ensemble du système optique d'acheminement et de traitement utilisé pour guider le rayonnement collecté vers le détecteur.

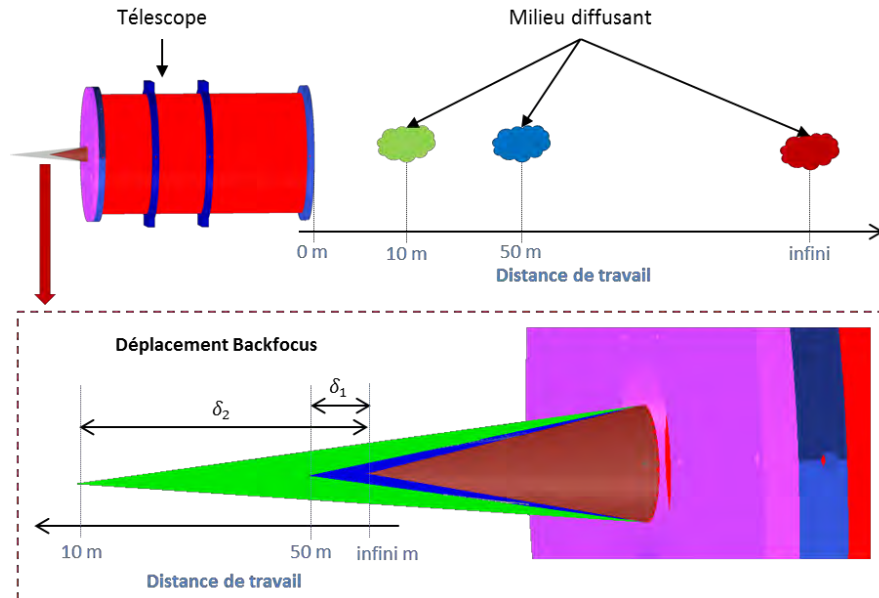


Figure 43. Illustration du déplacement du *backfocus* du télescope par rapport à sa focale équivalente. En rouge, bleu, et vert pour un objet respectivement à l'«infini » (ou loin devant f_T), 50 m et 10 m.

Tableau 21. Déplacement du *backfocus* en fonction de la portée de travail, calculé par PERFALIS et un logiciel de lancer de rayons.

Portée r	∞	50 m	10 m
Décalage <i>backfocus</i> δ (PERFALIS)	0 mm	$\delta_1 = 17$ mm	$\delta_2 = 93$ mm
Décalage <i>backfocus</i> δ (simulation par lancer de rayons)	0 mm	$\delta_1 = 16,9$ mm	$\delta_2 = 84,6$ mm

2. COLIBRIS version monochromatique (COLIBRIS v1.0)

Dans cette version monochromatique, la lumière rétrodiffusée par le milieu d'étude est collectée par le télescope puis guidée par un système optique de trois miroirs en argent fixés sur la platine et représentés par le cadre en tirets noirs de la Figure 44 (a). Les positions des points de convergence de la lumière en fonction des trois portées (infini, 50 m et 10 m) sont représentées par les traits pointillés orange.

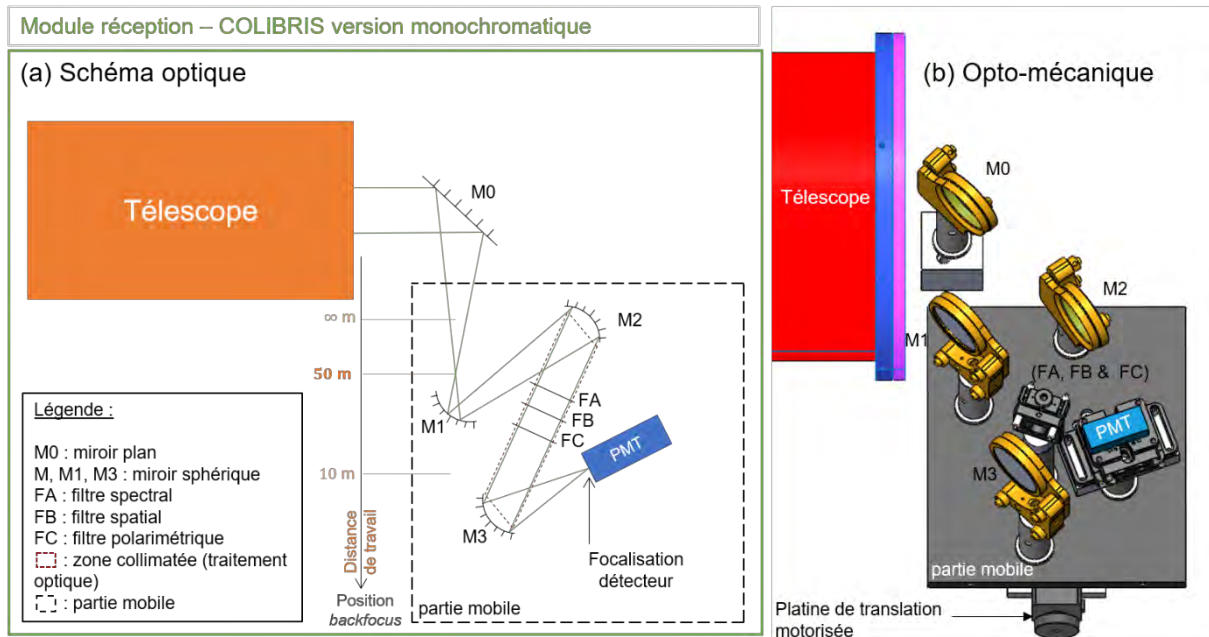


Figure 44. COLIBRIS version monochromatique (v1.0). Schéma optique de la partie du module réception optimisée pour une distance de travail à 50 m (a) et sa réalisation opto-mécanique en (b).

Le système optique présenté sur la Figure 44 inclut une zone entre les miroirs M2 et M3 dans laquelle la lumière est collimatée sur une distance de 13 cm et un diamètre de 25,4 mm. Un filtrage spectral, spatial, et si besoin polarimétrique de la lumière est possible en plaçant différents filtres entre ces deux miroirs.

Le filtrage spectral permet de limiter le rayonnement de fond de la scène. Le choix du filtre est libre selon la longueur d'onde d'étude. Le porte-filtre est réglable en rotation, pour ajuster l'angle d'inclinaison du filtre par rapport aux rayons lumineux incidents et ainsi garantir une bonne sélection spectrale. Le filtrage spatial est réalisé par des masques de différents diamètres d'ouverture réalisés par découpe laser. Ainsi contrairement à un système à diaphragme réglable, on fixe le champ de vue du télescope (FOV) de manière identique et répétable dans le temps. Sans filtre spatial, le champ de vue du télescope est conditionné par la surface de détection du détecteur. Il est inférieur à 10 mrad dans notre configuration instrumentale. Après le miroir M3, la lumière est focalisée sur le détecteur, ici un PMT rapide [193]. On notera que cette configuration est dédiée à une mesure monochromatique de la lumière rétrodiffusée et qu'elle permet de valider le principe de fonctionnement de notre lidar (télémétrie, mesures lidar à courte portée, mesures lidar sur des cibles volumiques et surfaciques).

3. COLIBRIS version hyperspectrale (COLIBRIS v2.0)

Dans cette version, on utilise un monochromateur dont les caractéristiques sont décrites plus loin. La conception optique de la précédente version de l'instrument COLIBRIS a dû être repensée car elle ne permettait pas de respecter les critères de convergence sur la fente d'entrée du monochromateur (diamètre et ouverture numérique de la tâche focale). Le système optique adopté est celui présenté

en Figure 45. Il comporte deux optiques réfléchives en argent, dont une parabole hors axe (P1) servant à collimater la lumière après le télescope et un miroir plan de repliement (M1). Un diaphragme de champ (FB) est positionné à la focale de P1 pour pouvoir contrôler le champ de vue du télescope et assurer une bonne collimation. Après M1, la lumière est focalisée dans le monochromateur avec une lentille achromatique (L1) entre 400 et 1100 nm [271]. Le monochromateur sélectionne la longueur d'onde en fonction de la consigne envoyée par l'opérateur, puis la lumière est détectée en sortie par le PMT (le même que précédemment). Comme pour la précédente version, l'ensemble est mobile et fixé sur une platine de translation afin d'optimiser la fonction de recouvrement du lidar en champ proche. La conception opto-mécanique associée au dispositif est illustrée en Figure 45 (b).

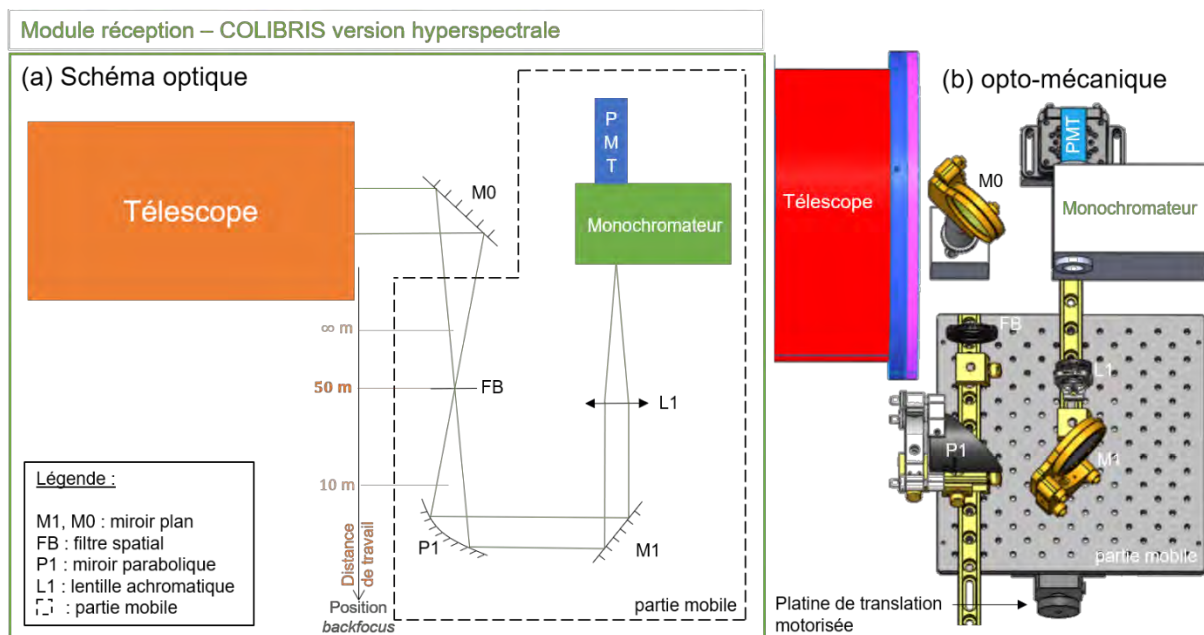


Figure 45. COLIBRIS version hyperspectrale (v2.0). Schéma optique de la partie du module réception optimisée pour une distance de travail à 50 m (a) et sa réalisation opto-mécanique en (b).

Afin de limiter la perte de flux dans le monochromateur à configuration Czerny-Tuner, il est nécessaire de respecter l'ouverture numérique $ON [\emptyset]$ en entrée de ce dernier. Celle-ci peut être calculée à partir de la relation suivante :

$$ON = \sin \left[\tan^{-1} \left(\frac{1}{2\theta_m} \right) \right]$$

Équation 71. Ouverture numérique du monochromateur.

avec θ_m [rad] l'angle d'acceptance du monochromateur (donnée fournie par le constructeur). L'ouverture numérique du monochromateur utilisé vaut 0,127 [212]. La focale de la lentille servant à injecter la lumière dans le monochromateur a été choisie pour respecter ce critère et est calculée à partir de la relation :

$$f_{L1} = \frac{1}{\tan[\sin^{-1}(ON)]} \frac{\phi}{2} = \theta_m \cdot \phi$$

Équation 72. Relation entre la focale de la lentille L1, l'ouverture numérique et le diamètre du faisceau collimaté en entrée de la lentille.

où ϕ est le diamètre du faisceau collimaté en entrée de L1 et ON l'ouverture numérique du monochromateur précédemment calculée. Pour un diamètre de collimation de $\phi = 25,4 \text{ mm}$, on obtient $f_{L1} \approx 99,1 \text{ mm}$. Une lentille de 100 mm a donc été choisie dans le dispositif, ce qui permet d'être légèrement en dessous de l'angle numérique d'acceptance du monochromateur et limiter ainsi les éventuelles pertes de flux.

La sélection spectrale à la longueur d'onde (λ) du monochromateur est donnée en fonction de l'orientation du réseau [212,272] :

$$\lambda(\theta, m) = \frac{2 \cos(\Omega/2) \sin(\theta)}{mG}$$

Équation 73. Longueur d'onde sélectionnée par le monochromateur (λ) en fonction de l'angle de rotation du réseau (θ).

où Ω est l'angle de déviation constant (différence entre l'angle d'incidence et l'angle de réflexion de la lumière sur le réseau), θ [rad] l'angle de rotation du réseau, m [Ø] l'ordre de diffraction et G [mm^{-1}] la densité de traits dans le réseau. Pour m fixé, la longueur d'onde dépend uniquement de l'angle de rotation du réseau. Dans la suite, seul le premier ordre positif de diffraction ($m = 1$) sera considéré.

La largeur spectrale $\Delta\lambda$ appelée aussi bande passante du système [273] dépend à la fois de la dispersion linéaire réciproque du réseau ($\frac{d\lambda}{dx}$) et de la largeur maximale l_{max} [m] entre les fentes d'entrée et de sortie du monochromateur. $\frac{d\lambda}{dx}$ donne la capacité du réseau à disperser le spectre dans le champ focal du miroir [$\text{nm} \cdot \text{mm}^{-1}$] et elle est définie par [274] :

$$\frac{d\lambda}{dx} = \frac{\cos(\beta)}{mGf} \cdot 10^6$$

Équation 74. Dispersion linéaire réciproque du réseau.

où f [mm] est la focale du miroir concave du monochromateur et β [rad] l'angle du faisceau incident diffracté sur le réseau calculé par [275] :

$$\beta(\lambda) = \sin^{-1} \left[mG \frac{\lambda}{2} \cos\left(\frac{\Omega}{2}\right) \right] - \frac{\Omega}{2}$$

Équation 75. Angle d'incidence du faisceau diffracté sur le réseau.

Finalement, la largeur spectrale sélectionnée $\Delta\lambda$ en sortie du monochromateur à la longueur d'onde centrale λ est donnée par :

$$\Delta\lambda(\lambda) = \frac{d\lambda}{dx} \cdot l_{max}$$

Équation 76. Sélection spectrale en sortie du monochromateur.

La Figure 46 présente la variation de la largeur spectrale $\Delta\lambda$ du monochromateur en fonction des tailles de la fente utilisée et de la longueur d'onde centrale sélectionnée. D'un point de vue général, la largeur spectrale augmente avec la taille des fentes et décroît lorsque la longueur d'onde augmente. Pour les fentes les plus petites (0,125 mm) et plus grandes (2,4 mm), $\Delta\lambda$ est égal respectivement à 1,1 et 21,6 nm à $\lambda = 600$ nm. La fiche technique de l'instrument indique une bande passante de 1 nm avec une fente de 0,125 mm [212]. Les résultats obtenus pour ce jeu de fentes semblent être cohérents.

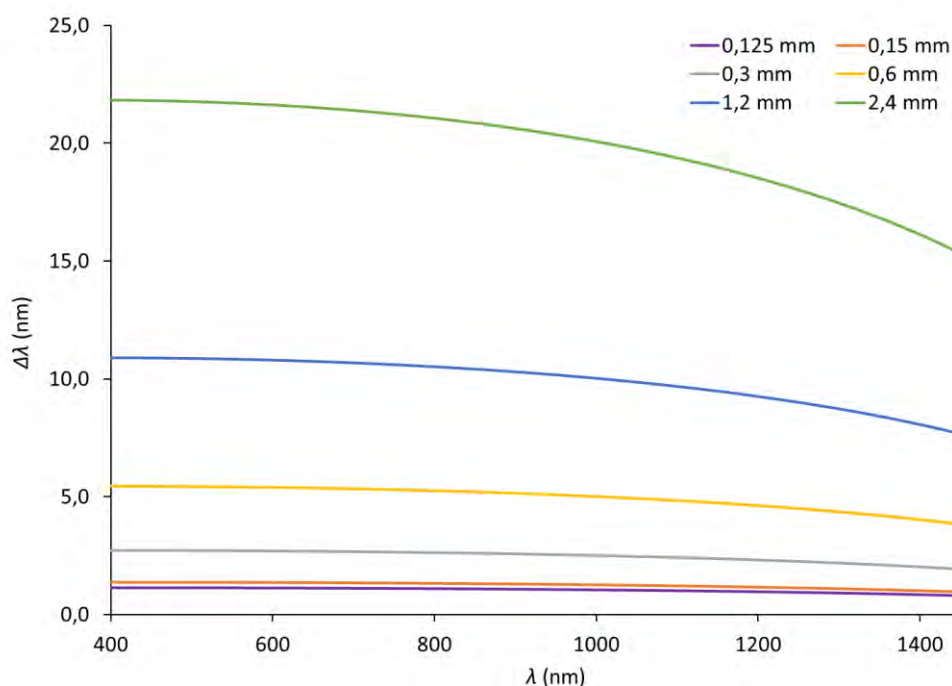


Figure 46. Sélection spectrale $\Delta\lambda$ en fonction de la longueur d'onde λ en sortie du monochromateur pour des jeux de fentes de tailles différentes.

Le monochromateur a été instrumenté et synchronisé avec les modules émission et chaîne d'acquisition pour réaliser des mesures lidar spectrales. À titre d'exemple, 17 s sont environ nécessaires pour réaliser des mesures entre 480 nm et 940 nm par pas de 20 nm avec un temps de pause de 0,1 s par longueur d'onde. Ce temps de pause est choisi par l'opérateur en fonction des conditions expérimentales et sert principalement à augmenter le rapport signal sur bruit des mesures lidar.

Que ce soit dans la première ou la seconde version de l'instrument, après être filtrée, la lumière est focalisée dans le plan de détection situé en fin du module réception.

Le module **chaîne d'acquisition** doit être compatible avec les caractéristiques particulières du lidar pour faire de la haute résolution spatiale et spectrale. Cela implique d'avoir des détecteurs rapides avec une large sensibilité spectrale, un amplificateur de tension-courant de haute bande passante et une carte d'acquisition avec une fréquence d'échantillonnage élevée. Ces caractéristiques déterminent en grande partie la dynamique du système final et doivent être correctement identifiées.

Le détecteur sélectionné est un PMT rapide [193] identique dans les deux versions de COLIBRIS. L'intérêt de ce détecteur par rapport une photodiode à avalanche est son fort gain ($1,92 \cdot 10^6$ pour une tension de gain de 1 V) et sa surface de détection (diamètre photocathode de 8 mm). En revanche, le temps de montée de 0,57 ns est plus important que pour des APD rapides (ex. 0,2 ns [276]). La sensibilité spectrale de la photocathode est présentée en Figure 47. Celle-ci couvre le domaine ultraviolet, visible et proche infrarouge, permettant une détection entre 230 nm et 920 nm. Cette large sensibilité spectrale permet d'utiliser ce type de détecteur avec des sources laser *supercontinuum* émettant dans le visible. Les autres caractéristiques du PMT sont détaillées dans le Tableau 22.

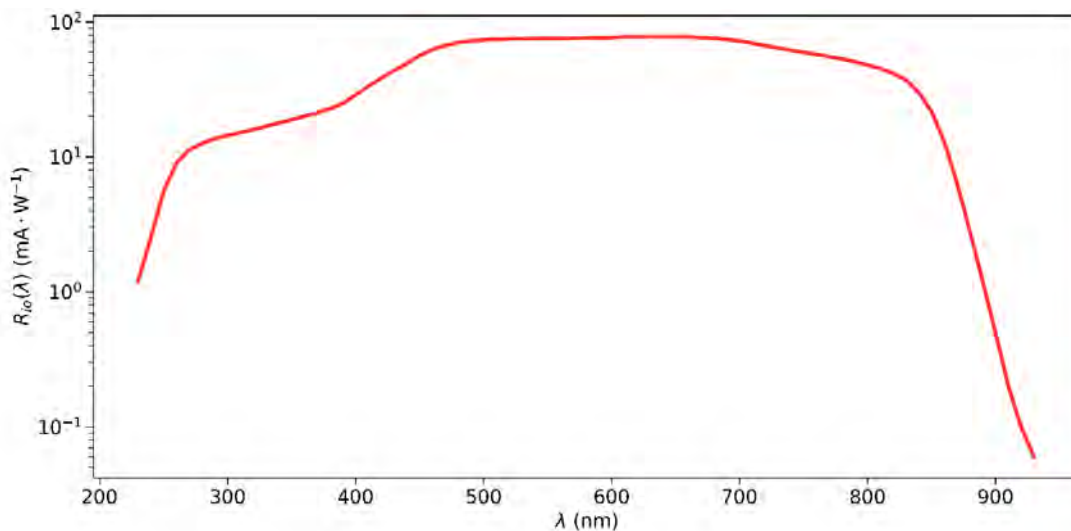


Figure 47. Sensibilité spectrale de la photocathode du photomultiplicateur (PMT) utilisé dans COLIBRIS de type H10721-20 (d'après [193]).

Tableau 22. Caractéristiques techniques du photomultiplicateur (PMT) Hamamatsu H10721-20.

Caractéristiques	Valeurs	Unités
Réponse spectrale	230 – 920	nm
Diamètre photocathode	8	mm
Longueur d'onde de sensibilité maximale	630	nm
Sensibilité photocathode $R_{i0}(\lambda)$ à 630 nm	78	$\text{mA} \cdot \text{W}^{-1}$
Sensibilité anode à 630 nm	$1,5 \cdot 10^5$	$\text{A} \cdot \text{W}^{-1}$
Gain électronique équivalent M^*	$1,92 \cdot 10^6$	-
Temps de montée	0,57	ns
Courant d'obscurité*	10 à 100	nA
Pilotage gain	+ 0,2 à 1,1	V

*Données pour une tension de gain de 1 volt.

En sortie du PMT, le courant est amplifié et converti par une transimpédance (amplificateur courant-tension) avec une bande passante élevée de **1,5 GHz** et un gain de **36 dB** [197]. Ses caractéristiques sont répertoriées dans le Tableau 23.

Tableau 23. Caractéristiques techniques de l'amplificateur courant-tension Hamamatsu C5594.

Caractéristiques	Valeurs	Unités
Bande passante à -3 dB	$50 \cdot 10^3$ à $1,5 \cdot 10^9$	Hz
Temps de montée équivalent t_r	0,23	ns
Gain en tension	36	dB
Facteur de conversion courant-tension G_t	3,15	mV/ μ A

Le signal lidar est ensuite numérisé via une carte d'acquisition avec une fréquence d'échantillonnage maximale de **3 GHz** et une résolution de **12 bits** pour la conversion analogique numérique [211]. La haute cadence de la carte permet d'obtenir un point de mesure toutes les **0,33 ns** ce qui représente un point de mesure tous les **5 cm** sur la ligne de visée de l'instrument. L'acquisition est déclenchée par une voie externe synchronisée sur la fréquence de répétition du laser. Celle-ci est soit donnée par le *Q-switch* de la source soit par un signal provenant d'une photodiode détectant les impulsions sortant de la cavité laser. Comme dit précédemment, une synchronisation entre l'émission, le monochromateur et la chaîne de détection est réalisée pour garantir une mesure lidar sans confusion spectrale.

Les deux versions développées du lidar COLIBRIS (monochromatique et spectrale) ont été présentées. L'objectif est maintenant de les utiliser en conditions réelles à travers des campagnes de mesures. Ces essais en conditions opérationnelles permettent de valider les fonctionnalités du système et d'obtenir des signaux lidar qui seront par la suite exploités dans le chapitre 4.

4. Mise en œuvre du lidar COLIBRIS en condition opérationnelle

Lors des campagnes d'essais, nous recherchons à effectuer des mesures lidar à courte portée (plusieurs dizaines de mètres) sur des cibles volumiques et surfaciques localisées à différentes distances de l'instrument. Le centre ONERA du Fauga-Mauzac dispose d'une base laser extérieure longue de **1 km** dont la vue aérienne est visible sur la Figure 48. Les deux versions de COLIBRIS ont été testées avec des lignes de visée horizontale entre les deux bâtiments nommés X1 et X2 qui se font face. Cette base est équipée et est instrumentée pour acquérir les données environnementales et de contexte pendant les essais comme la visibilité, la pression, le vent et la température extérieure. Elle est également équipée d'une chambre climatique, d'appareils générant des fumigènes et de cibles surfaciques dont les propriétés optiques de diffusion sont bien connues.



Figure 48. Vue aérienne de la base laser du centre ONERA Fauga-Mauzac (d'après [277]).

4.1. Mise en œuvre de l'instrument COLIBRIS version monochromatique

Cette version a été testée avec plusieurs sources monochromatiques de cadences différentes entre 20 Hz et 1 kHz et des durées d'impulsions comprises entre 1 ns à 10 ns à 532 nm. Elle a pour objectif de valider les fonctionnalités instrumentales du lidar (plateforme compatible multi-sources laser, télémétrie, mesures lidar à courte portée, mesures lidar sur des cibles volumiques et des cibles surfaciques). Les essais ont tout d'abord été conduits avec des sources laser dont les caractéristiques impulsionnelles sont proches de celles habituellement utilisées dans la communauté des lidars. Ces sources ont des durées impulsionnelles proches de 10 ns et une fréquence de répétition de quelques Hz. Nous avons poursuivi avec des sources laser avec des durées d'impulsion plus courtes (de l'ordre 1 ns) et des fréquences de répétition plus élevées (de l'ordre du kHz), plus adaptées aux sondages à haute résolution spatiale. Ces tests permettent d'intercomparer les fonctions et les performances du lidar. Par la suite, seules les mesures d'une source monochromatique se rapprochant le plus des caractéristiques des sources laser *supercontinuum* en termes de durée d'impulsion et de cadence de répétition seront présentées.

Dans un premier temps, la source monochromatique utilisée est une source laser impulsionnelle *microchip* Nd:YAG doublée à 532 nm de la société HORUS. Sa fréquence de répétition est de 1 kHz, avec une durée d'impulsion de 1,7 ns et une énergie de 4,9 μ J [189]. Un filtre interférométrique est placé en réception à 532 nm avec une largeur spectrale à mi-hauteur de 2 nm, un angle d'acceptance de $\pm 2^\circ$ et une transmission de 90 % [210]. L'acquisition est synchronisée par le signal d'une photodiode présente à l'intérieur de la cavité du laser.

Les mesures sont réalisées de jour en visée horizontale. Une cible surfacique de référence (SRT) lambertienne avec une réflectance de 20 % [278] est placée à $r_s = 52$ m du lidar et un fumigène d'huile est généré entre l'instrument et la surface comme illustré en Figure 49. L'angle d'inclinaison du faisceau laser et la position de la platine de translation du module réception et chaîne d'acquisition (partie détection) sont choisis pour maximiser le signal lidar de la scène.

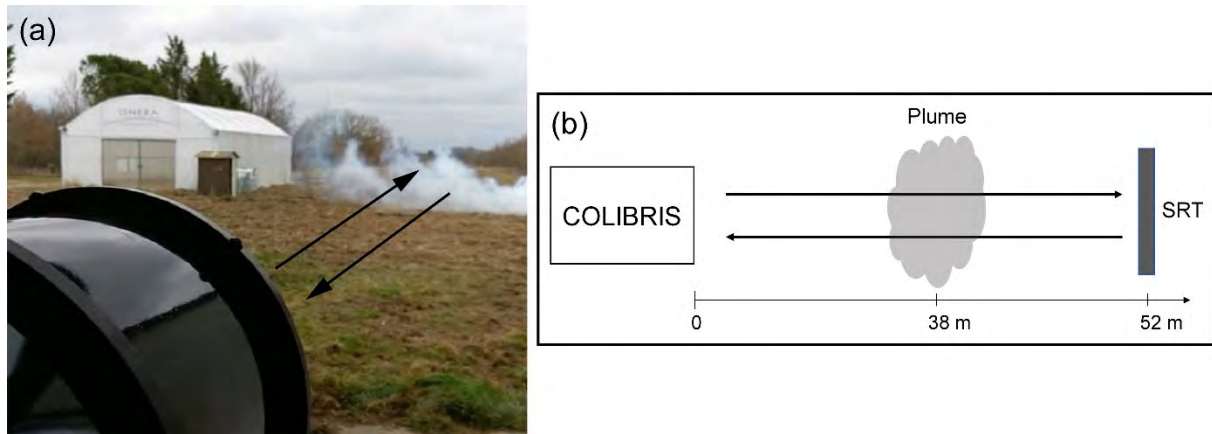


Figure 49. (a) Photo du principe expérimental, ligne de visée lidar horizontale. Un panache d'huile est généré entre le lidar et la cible surfacique lambertienne de référence (SRT) de 20 % de réflectance. (b) Illustration du principe expérimental.

Afin d'augmenter le rapport signal sur bruit, nous prétraitons les mesures à partir de trois mesures lidar :

Signal 1. La première mesure est réalisée en occultant le faisceau laser en émission, ce qui fournit une mesure du fond de la scène (contribution de l'éclairage passif) ;

Signal 2. La seconde mesure est réalisée en occultant le télescope, pour estimer le bruit électronique d'obscurité de l'instrument ;

Signal 3. La dernière mesure est effectuée sans occultation du laser et du télescope.

Pour une période d'acquisition donnée, ces trois séries de signaux sont moyennées. Les signaux moyens du rayonnement de fond de la scène et du bruit électronique (signaux 1 et 2) sont soustraits au signal 3 tel que : $\text{signal 3} - \text{signal 2} - (\text{signal 1} - \text{signal 2})$.

La Figure 50 présente les résultats lidar sur une cible volumique et une cible surfacique pendant une durée de 2 s. Cette acquisition correspond à 2000 signaux par série de mesures. Les courbes V_{sv} et V_s sont respectivement les mesures en présence et en l'absence du fumigène d'huile avec la SRT. Le signal du panache d'huile est visible entre 37,5 m et 41 m. La cible dure est positionnée à 52 m.

La haute résolution spatiale du lidar (5 cm) combinée à une faible durée d'impulsion de la source laser (1,7 ns) met en valeur les variations locales de concentration dans l'épaisseur du panache avec la présence de deux maxima à 38 m et 39 m. Le pic de rétrodiffusion de la cible dure est également bien échantillonné. La remontée de signal après ce dernier est due à un début de saturation du détecteur. L'amplitude du signal correspondant à la rétrodiffusion de la SRT est plus faible sur V_{sv} que sur V_s du fait de la présence du panache d'huile.

Une interférence électromagnétique entre la carte d'alimentation du laser et le transimpédance génère du bruit sur les signaux bruts (signal sans prétraitement) entre 0 et 10 m (amplitudes de ± 400 mV). Le prétraitement des signaux réduit ce bruit puisque les amplitudes d'oscillation résiduelles sont de ± 15 mV pour la même zone. L'analyse des propriétés optiques du panache d'huile

sera approfondie dans le chapitre 4 à partir des outils numériques d'inversion développés dans le chapitre 2.

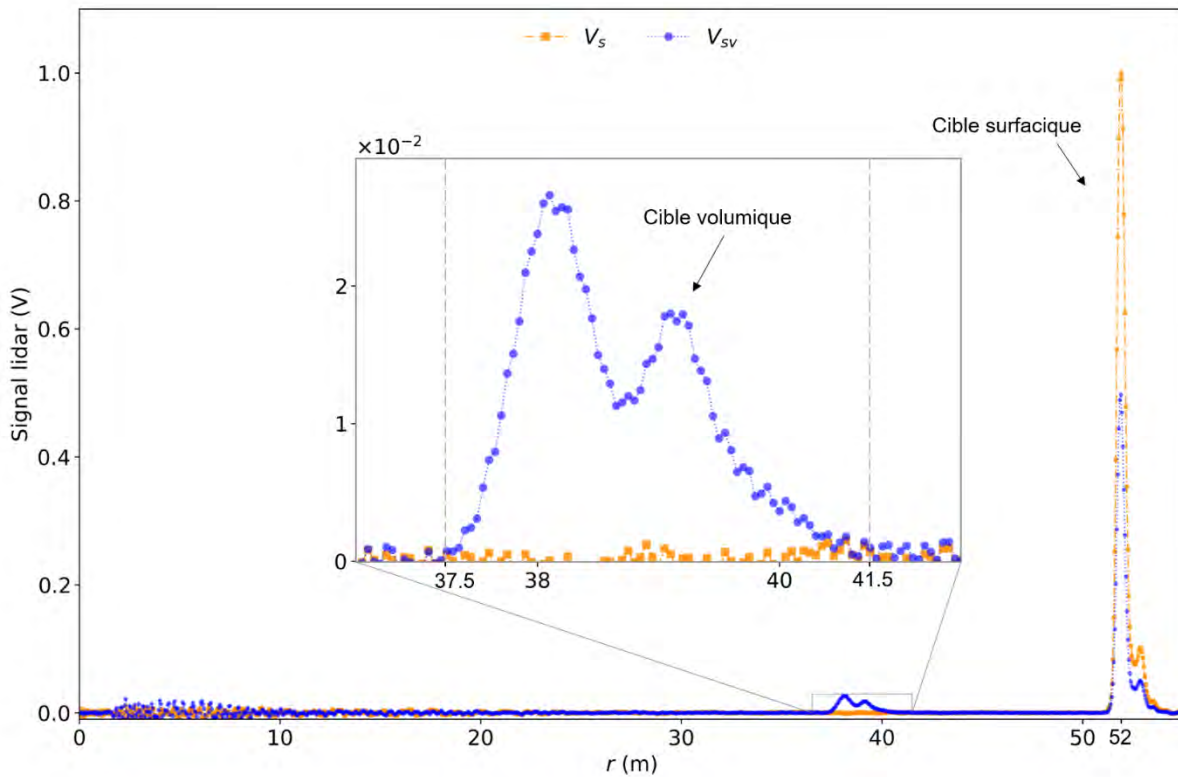


Figure 50. Signal lidar de jour à 532 nm en fonction de la distance r avec l'instrument COLIBRIS version monochromatique sur une cible surfacique connue et localisée à 52 m avec (V_{sv}) et sans (V_s) panache d'huile à 39 m.

Dans un second temps, nous intégrons une **source laser *supercontinuum*** de la compagnie LEUKOS. Elle est composée d'un laser de pompe *microchip* Nd:YAG similaire au précédent laser. Le *supercontinuum* est généré par des effets non linéaires en injectant le faisceau laser dans une fibre optique à cristal photonique.

La densité spectrale de puissance (DSP) mesurée en sortie de la fibre est donnée en Figure 51. Le spectre d'émission est continu entre 470 nm et 2230 nm pour une DSP supérieure à $0,3 \mu\text{W} \cdot \text{nm}^{-1}$. La longueur d'onde de pompe du laser de 1064 nm est bien visible avec une valeur de plus de $200 \mu\text{W} \cdot \text{nm}^{-1}$. Cette dernière est à l'origine du pic Raman à 1086 nm et sert de deuxième pompe dans le processus d'élargissement du spectre. La zone orangée entre 470 nm et 920 nm de la Figure 51 montre la partie du spectre exploitable par rapport au domaine de sensibilité spectrale du PMT utilisé dans l'instrument COLIBRIS.

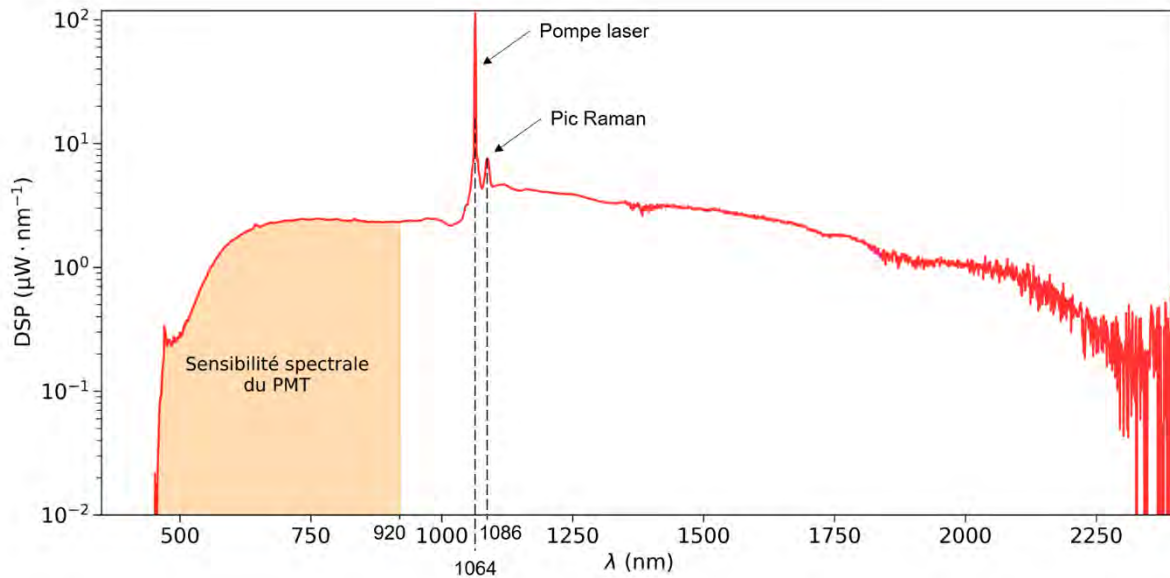


Figure 51. Densité spectrale de puissance (DSP) de la source *supercontinuum* en fonction de la longueur d'onde entre 470 nm et 2230 nm (d'après [191]).

En sortie, le faisceau est collimaté sur un diamètre de 2,2 mm avec une parabole hors axe en argent. Les profils spatiaux à ~ 630 nm et ~ 800 nm sont présentés sur la Figure 52. Le faisceau présente un mode TEM₀₀ (de l'anglais *transverse electro-magnetic*) en sortie de la source laser fibrée avec une légère asymétrie à ~ 800 nm. Les divergences à ~ 630 nm et à ~ 800 nm sont respectivement mesurées à 30 μ rad et 10 μ rad.

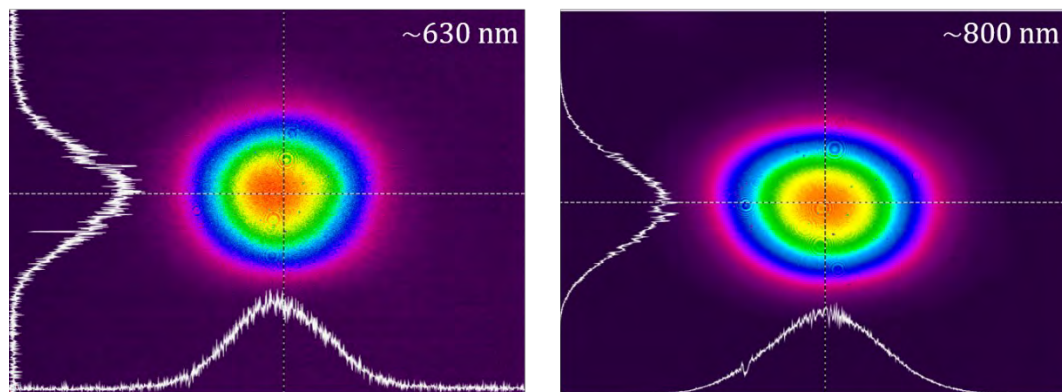


Figure 52. Profils spatiaux de la source *supercontinuum* à une distance de 3,8 m pour deux longueurs d'onde : ~ 630 nm et ~ 800 nm.

Le taux de répétition de la source laser *supercontinuum* est de 1 kHz avec une durée d'impulsion de 1,2 ns et une puissance moyenne (puissance intégrée sur le spectre d'émission) de 4,16 mW. Un filtre interférométrique à 605 nm avec une largeur spectrale à mi-hauteur de 15 nm est placé dans le module réception avec un angle d'acceptance de $\pm 5^\circ$ et une transmission de 90 % [190]. Pour ne pas

fausser la télémétrie du lidar, la longueur de la fibre optique présente dans la source laser *supercontinuum* est retranchée aux futures mesures.

Le principe expérimental est le même que le précédent : visée horizontale avec une SRT lambertienne de réflectance 20 % et un panache d'huile généré à 38 m de l'instrument lidar.

La Figure 53 présente les résultats des mesures lidar réalisées de jour puis filtrées à 605 nm avec la source *supercontinuum* sur une période de 2,5 s avec (V_{sv}) et sans panache (V_s). Le signal des aérosols d'huile est visible entre 36,5 m et 40 m alors que celui de la cible surfacique se situe à 52 m, ce qui est cohérent avec les mesures télémétriques réalisées avec la source monochromatique. Malgré une tension de gain plus élevée sur le PMT (0,5 V contre 0,23 V), le signal rétrodiffusé sur la cible est beaucoup plus faible en amplitude qu'avec la source monochromatique avec une tension maximale de 150 mV contre 1 V. En considérant la différence de gain du PMT, le bilan radiométrique est, en première estimation, 141 fois plus faible ici. Cet effet est dû principalement à la puissance laser répartie sur le spectre d'émission qui contribue grandement à faire baisser le SNR des mesures.

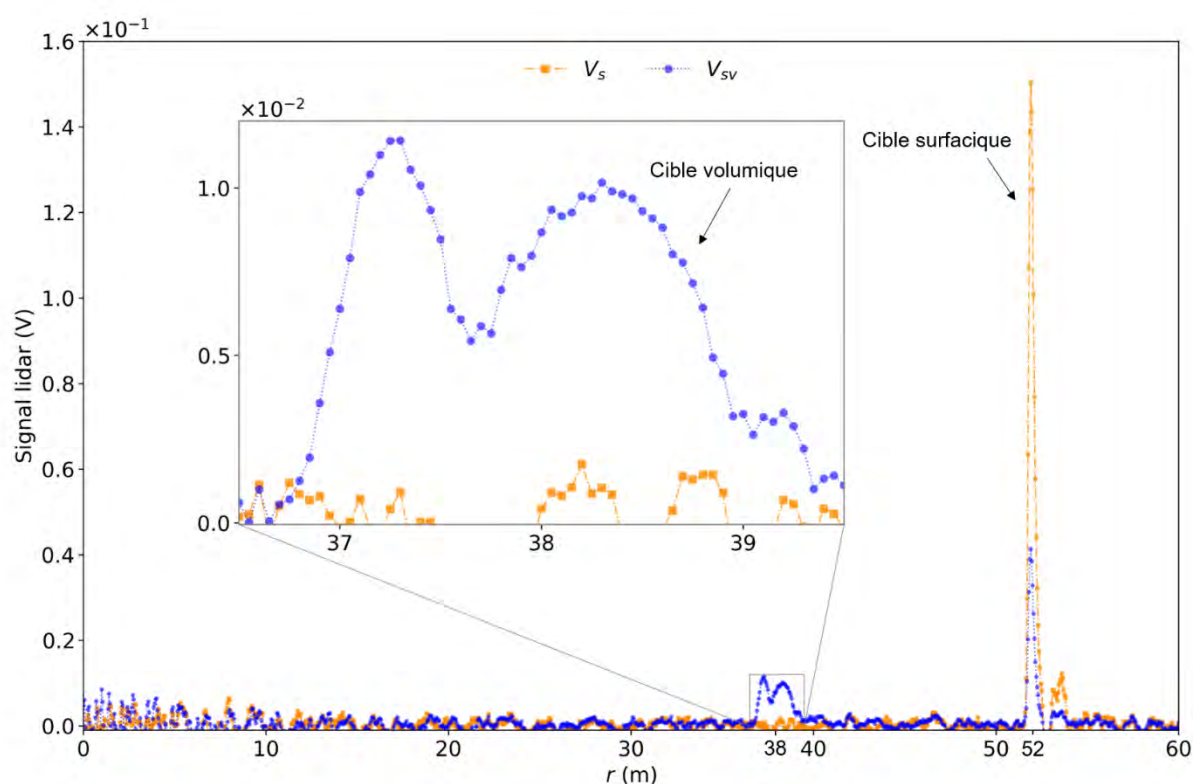


Figure 53. Signal lidar de jour à 605 nm en fonction de la distance r avec l'instrument COLIBRIS version monochromatique sur une cible surfacique connue localisée à 52 m avec (V_{sv}) et sans (V_s) panache d'huile à 38 m.

Ces mesures lidar permettent de valider le fonctionnement de l'instrument COLIBRIS à courte portée sur des cibles volumiques et surfaciques avec des sources laser monochromatiques et *supercontinuum*. La résolution spatiale du lidar sur la ligne de visée (5 cm) avec une durée d'impulsion laser proche de

1 ns permet également de discrétiser temporellement l'impulsion rétrodiffusée par la cible surfacique et de voir les variations locales de concentration à travers le panache de fumée.

Notons cependant que les sources laser *supercontinuum* présentent entre chaque impulsion quelques fluctuations dans leur spectre d'émission. Ces instabilités sont principalement liées à deux contributions [279] :

Contribution 1. La source laser de pompe présente des variations d'énergie entre chaque impulsion émise. La puissance crête injectée dans la fibre n'est pas identique entre chaque impulsion et les effets non linéaires conduisant à la génération du *supercontinuum* sont différents. Une modification du niveau de densité de puissance et des variations de pente sur les fronts du spectre (basses et hautes longueurs d'onde) peuvent être observées entre chaque impulsion.

Contribution 2. L'amplification non linéaire du bruit quantique de l'impulsion laser de pompe est due à des instabilités modulationnelles et à la diffusion Raman lors de la propagation de l'impulsion dans la fibre [280–282]. Les fluctuations de densité de puissance sont dominantes sur les fronts (basses et hautes longueurs d'onde) du spectre d'émission et peuvent être réduites passivement à moins 10 % en utilisant des fibres PCF effilées (en anglais *tapered PFC*) [279,283].

La stabilité de la source laser est l'un des points clés pour limiter les fluctuations de densité spectrale entre chaque impulsion des sources laser *supercontinuum*. En Figure 54 est illustrée la distribution en pourcentage de l'énergie de 25000 impulsions en sortie d'une source laser de pompe pour différentes fréquences de répétition. Cette source est similaire à celle intégrée dans la source laser *supercontinuum* utilisée dans les mesures lidar.

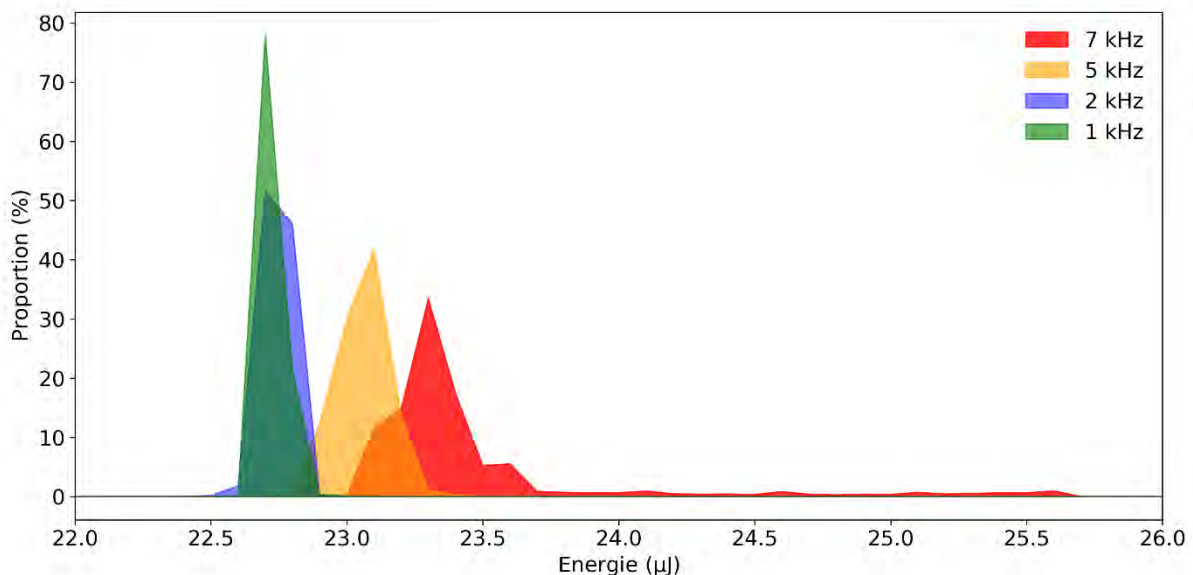


Figure 54. Distribution en pourcentage de l'énergie de 25000 impulsions en sortie d'une source laser de pompe HORUS pour différentes fréquences de répétition (données issues de Horus laser [1]).

Généralement, à basse fréquence, on observe une faible distribution de l'énergie, puisque qu'à **1 kHz** la totalité de l'énergie des impulsions est comprise entre **2,6** et **2,9 μJ** . Lorsque la fréquence de répétition augmente, un élargissement de cette distribution d'énergie est observé. En effet, à **7 kHz** la majorité de l'énergie des impulsions est comprise entre **23** et **23,7 μJ** avec quelques maxima à **25,6 μJ** . Ces résultats suggèrent d'utiliser des sources laser de pompe de plus faible fréquence de répétition afin de limiter les fluctuations de la densité spectrale de puissance entre chaque impulsion émise par les sources laser *supercontinuum*. Pour cette raison, la source de pompage utilisée dans le dispositif à une fréquence de **1 kHz**.

Un dispositif de prélèvement devrait être mis en place dans le module d'émission pour corriger systématiquement les mesures lidar de toutes fluctuations spectrales entre chaque impulsion. Cependant, la mise en œuvre d'un tel système est encombrante, coûteuse et n'a pas été mise en place pour la validation fonctionnelle du lidar *supercontinuum*.

4.2. Mise en œuvre de l'instrument COLIBRIS version hyperspectrale

La seconde version de l'instrument COLIBRIS a été développée en conservant les mêmes caractéristiques instrumentales que la première version mais avec une analyse spectrale de la lumière rétrodiffusée. Cette analyse spectrale est réalisée par un monochromateur avec une largeur de fente en entrée et sortie de 2,4 mm, équivalent à une résolution spectrale de 21,5 nm (FWHM) à 600 nm. Des signaux lidar hyperspectraux sont présentés par la suite.

Le principe expérimental est le même que celui des essais précédents mais ces derniers sont réalisés de nuit afin d'augmenter le rapport signal sur bruit des mesures.

La sensibilité spectrale du PMT étant nulle à partir de 920 nm (voir Figure 47), les mesures lidar au-delà de cette longueur d'onde ne seront pas possibles. Cette limite de sensibilité spectrale du capteur est utilisée pour mesurer le bruit électronique pendant les séries de mesures de nuit comme de jour. De même, la luminance de fond de la scène peut être estimée en dessous de 470 nm, car la source *supercontinuum* a un spectre d'émission qui débute à 480 nm (voir Figure 51) alors que la sensibilité spectrale du PMT descend jusqu'à 230 nm dans l'ultraviolet. Ainsi, les caractéristiques spectrales de la source d'émission et la sensibilité spectrale du détecteur sont mises à profit pour réaliser pendant la même série de mesures lidar, une mesure du bruit électronique. De plus, grâce à elles, il est possible d'estimer le bruit de fond en dessous de 470 nm.

Comme les mesures sont faites de nuit, seule la mesure du bruit électronique sera utilisée dans la procédure de traitement.

Les mesures lidar *supercontinuum* sur la cible surfacique lambertienne avec analyse spectrale entre **480** et **940 nm** sont présentées en Figure 55 : en (1) avec une réflectance de **99 %** et en (2) avec une réflectance de **20 %**. Les mesures sont réalisées tous les **20 nm** avec un temps d'acquisition de **0,1 s** par longueur d'onde.

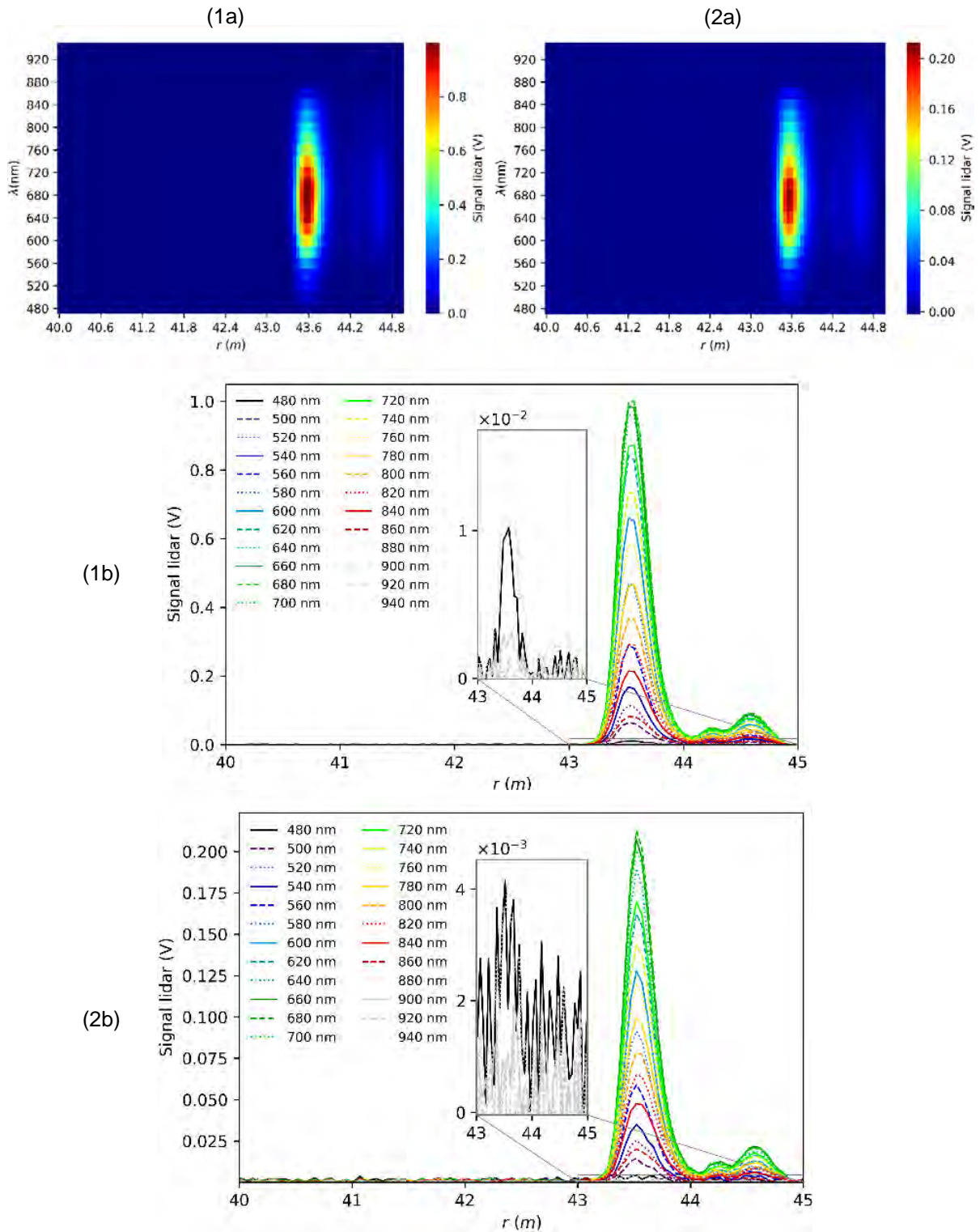


Figure 55. Mesures lidar spectrales entre 480 nm et 940 nm sur une cible lambertienne localisée à 43,5 m avec une réflectance de 99 % (1) et de 20 % (2). En représentation spectrale sur la partie (a) et représentation transversale sur la partie (b).

Une forte amplitude est constatée autour de **660 nm** et de **680 nm** pour les deux cibles. Celle-ci est principalement liée aux caractéristiques du détecteur (pic de sensibilité à **630 nm**) et à la densité spectrale de puissance de la source *supercontinuum* utilisée qui implique une meilleure réponse spectrale du lidar pour ces gammes de longueurs d'onde. Au-delà de **900 nm**, aucun signal sur la cible n'est présent. Ces résultats confirment la simulation faite avec le simulateur PERFALIS du chapitre 2 (voir Figure 32). Un deuxième rebond est visible lorsque le signal de rétrodiffusion sur la cible surfacique dépasse **0,5 V** pour le cas (1) et avoisine les **0,2 V** pour le cas (2). Le même constat avait été fait dans la version monochromatique et correspond à un début de saturation du PMT.

Les mesures entre les cas (1) et (2) ont été réalisées exactement dans les mêmes conditions en changeant uniquement la réflectance de la cible surfacique de **99 %** à **20 %**. Le rapport des signaux doit en théorie être égal au rapport des réflectances soit de **4,95**. Expérimentalement, cette relation de proportionnalité est vérifiée, puisqu'à **660 nm** le signal de rétrodiffusion maximal passe de **946 mV** (1) à **21 mV** (2) ce qui correspond exactement au rapport théorique. Au total, **21** signaux lidar spectraux sont exploitables pour le cas (1) et **19** signaux lidar pour le cas (2). Dans ce dernier cas, les signaux à **480 nm** et **880 nm**, déjà faibles pour la première cible, sont équivalents aux bruits de mesure (~ 4 mV).

Les résultats des mesures sur une surface avec des propriétés spectrales de diffusion connues seront utilisés dans le chapitre 4 pour réaliser un étalonnage spectral de l'instrument lidar. L'application visée est la caractérisation de signatures spectrales à distance d'une cible surfacique dont les propriétés optiques sont initialement inconnues.

Un panache de fumée d'huile est maintenant généré entre le lidar et la cible de référence fixée à **20 %**, dans les mêmes conditions expérimentales et avec une tension de gain sur le PMT plus élevée (**0,6 V** au lieu de **0,365 V**). Cette tension plus élevée augmente le gain interne du PMT et permet de réaliser des mesures lidar sur des cibles volumiques dont les propriétés optiques de rétrodiffusion sont bien inférieures à celles des cibles surfaciques. Les résultats sont présentés en Figure 56 sous forme de mesures spectrales dans les parties (a) et (b) puis sont détaillés un par un dans la partie (c). Le signal lidar du panache est présent sur tout le spectre entre **500** et **880 nm** alors que le signal sur la cible surfacique est à première vue très faible en dessous de **680 nm**. Lorsque le signal de la cible d'intérêt volumique ou surfacique est inférieur à **150 mV**, nous présentons un encadré recentré sur une plage de valeurs plus réduites. Cela permet de distinguer des signaux plus faibles de la cible surfacique, comme à **480 nm** et à **560 nm**.

Pendant la mesure qui n'est pas instantanée (durée de **17s**), le panache de fumée peut s'épaissir et la concentration évoluer. Cela est constaté sur les mesures lidar spectrales. En effet, le profil du signal lidar sur la cible volumique diffère d'une longueur d'onde à une autre du fait d'une variation de l'épaisseur du panache ou d'un changement de concentration (ex. longueur d'onde **760 nm** et **800 nm**) au cours de la mesure. Une manière simple pour éviter ces variations de concentration lors de la mesure serait de générer le fumigène dans une serre ou de réaliser les mesures dans une atmosphère sans vent.

La résolution spatiale du lidar et la durée impulsionnelle de la source laser *supercontinuum* permettent ici de distinguer les variations locales de concentration, comme l'illustre la mesure à **880 nm** où deux lobes dans le panache sont identifiables alors que son épaisseur est de **2 m**.

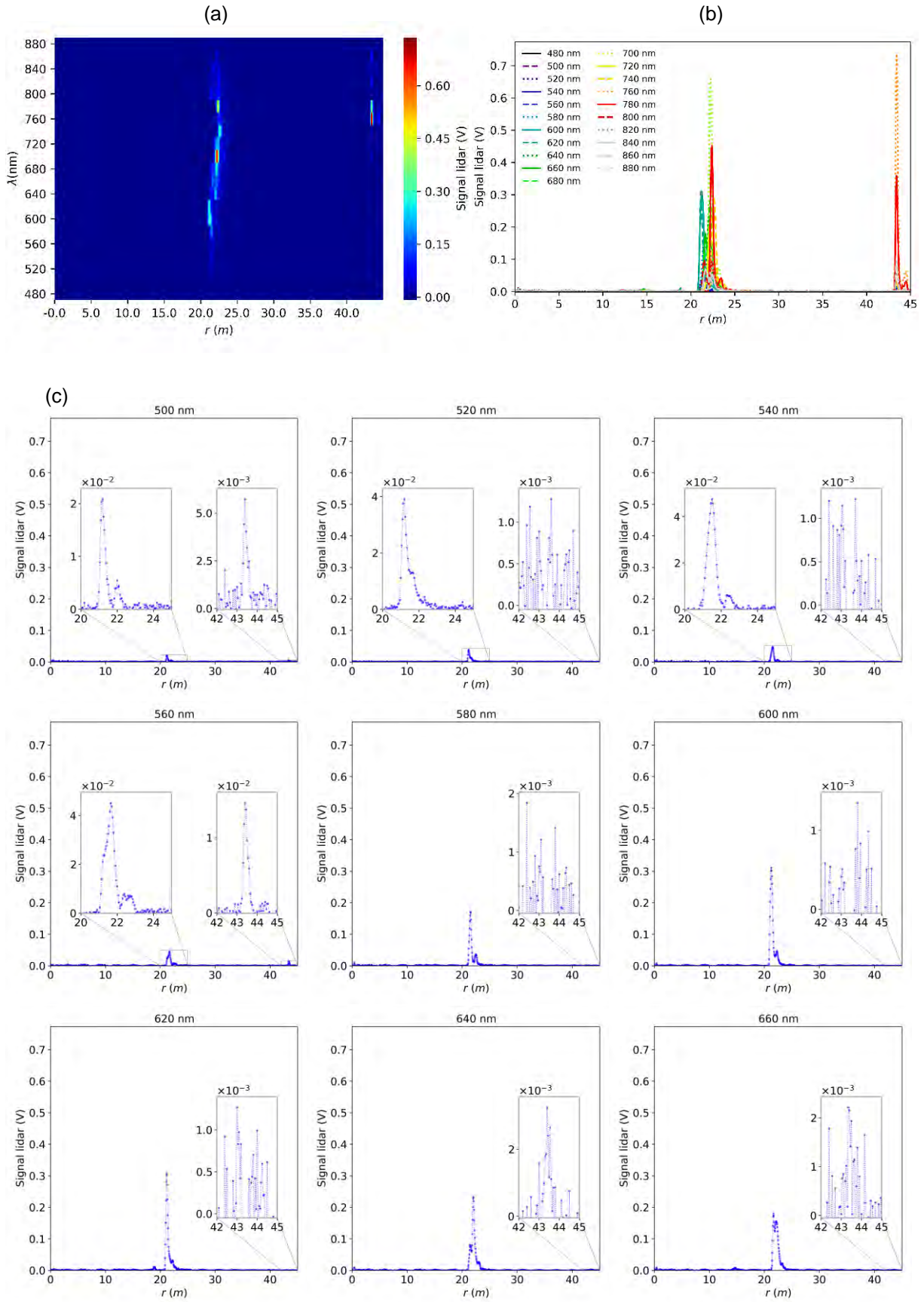
Les durées impulsionnelles de la source laser et les résolutions spatiales caractéristiques des lidars dans la littérature sont comparées à l'instrument COLIBRIS dans le Tableau 24. La plus petite durée impulsionnelle des sources laser qui équipent les lidars est généralement proche de **6 ns**. La zone illuminée correspondante (lors de la propagation de l'impulsion dans l'atmosphère) est de **1,80 m**, ce qui se traduit par un sondage de **89 cm** (voir détail au chapitre 1).

La résolution spatiale de la mesure lidar sur la ligne de visée est définie à partir de la fréquence d'échantillonnage de la carte d'acquisition. Cette fréquence est généralement comprise entre **5 et 20 MHz**, ce qui correspond dans le meilleur des cas à une résolution spatiale de **7,5 m**. L'instrument COLIBRIS a une fréquence d'échantillonnage de **3 GHz**, correspondant à une résolution spatiale de **5 cm**. Les sources laser présentées et utilisées ici ont des durées d'impulsions plus courtes (proches de **1 ns**) que celles de la littérature ce qui permet d'avoir une zone illuminée de **36 cm** et un sondage de **18 cm** (avec la source laser *supercontinuum*). Ainsi contrairement aux autres dispositifs, il est possible dans de telles configurations instrumentales, de visualiser les variations locales de concentration dans un panache et d'échantillonner correctement l'impulsion laser rétrodiffusée par une cible surfacique. Ces interprétations physiques ont été confirmées par les mesures lidar monochromatiques et spectrales précédemment présentées sur des cibles volumiques et surfaciques.

Tableau 24. Sondage et résolution spatiale des lidars.

	Durée impulsion (τ)	Zone illuminée (ΔZ)	Zone sondée (Δr)	Résolution spatiale
Lidar dans la littérature [133,208,209,265,284,285]	6 ns (min) 15 ns (max)	1,8 m (min) 4,5 m (max)	89 cm (min) 2,3 m (max)	7,5 m (min) 30 m (max)
COLIBRIS v1 (source monochromatique)	1,7 ns	51 cm	26 cm	5,0 cm
COLIBRIS v2 (source <i>supercontinuum</i>)	1,2 ns	36 cm	18 cm	5,0 cm

Les mesures lidar conduites permettent de valider le fonctionnement de l'instrument COLIBRIS pour le sondage à haute résolution spatiale à courte portée sur des cibles volumiques et surfaciques avec une source laser monochromatique et *supercontinuum*. Ces caractéristiques instrumentales permettent d'envisager des mesures de propriétés optiques spectrales de milieux volumiques et/ou surfaciques. Les mesures de la première et seconde version de COLIBRIS seront par la suite reprises afin d'intercomparer les simulations lidar PERFALIS et accéder aux propriétés optiques du panache avec le modèle d'inversion indirect nommé ST-LIM.



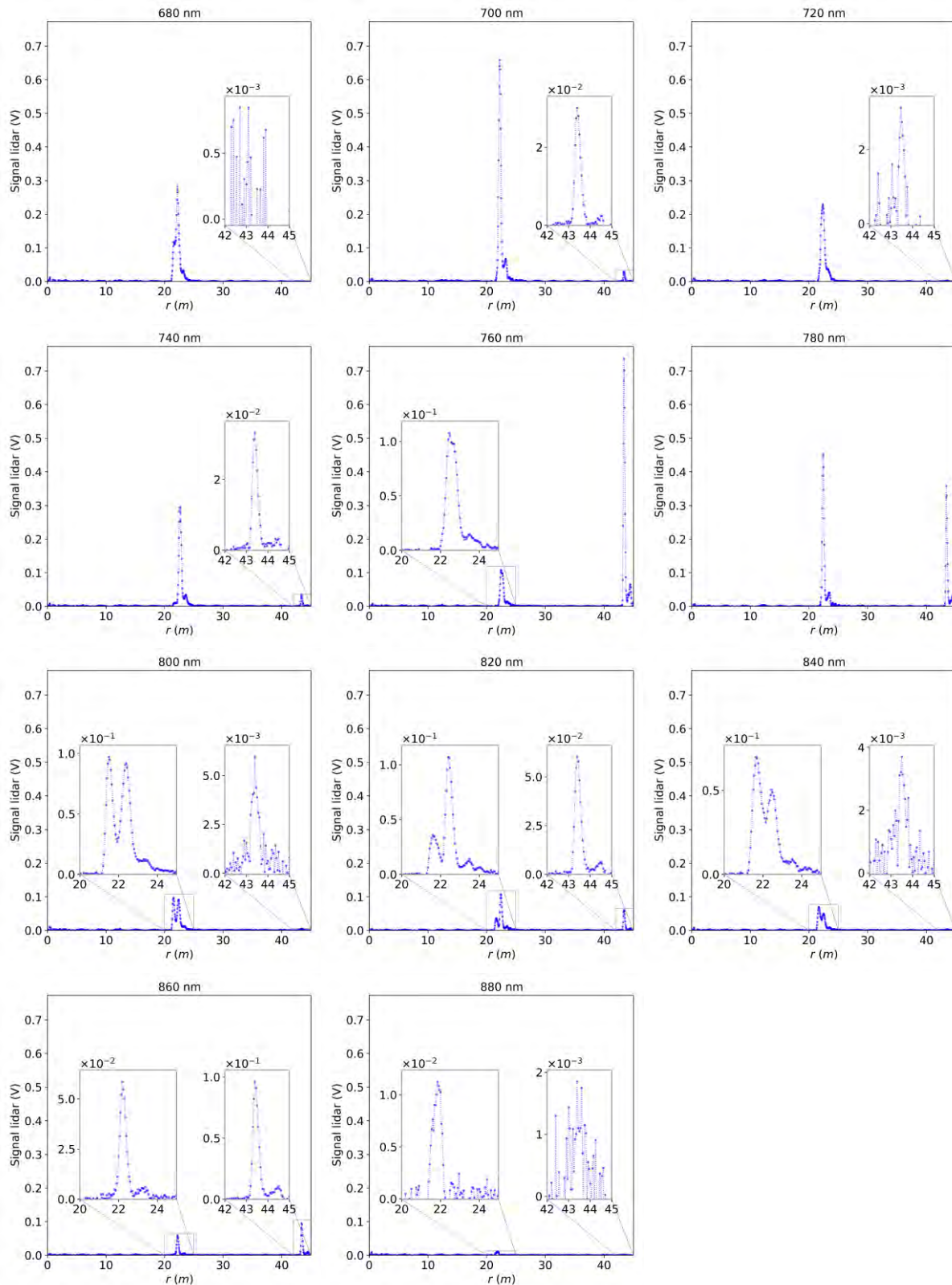


Figure 56. Mesures lidar spectrales entre 500 nm et 880 nm sur un panache d'huile et une cible lambertienne de réflectance 20% localisée à 43,5 m : représentation spectrale sur la partie (a) et représentation superposée sur la partie (b). Les graphiques de la partie (c) correspondent à une représentation pour chaque longueur d'onde mesurée.

5. Conclusions et perspectives du chapitre

Une version monochromatique et une version hyperspectrale du lidar COLIBRIS ont été développées pour réaliser des mesures à courte portée sur des cibles volumiques et cibles surfaciques. Les essais expérimentaux conduits avec les sources monochromatiques et *supercontinuum* ont permis de valider les caractéristiques de l'instrument COLIBRIS, à savoir :

1. Une plateforme modulable pouvant fonctionner à la fois avec des sources laser soit monochromatique et soit *supercontinuum* à haute et basse cadence, grâce aux optiques achromatiques utilisées en émission et en réception ;
2. Une analyse monochromatique et spectrale modulable. Le tout est couplé à un dispositif de détection large bande ;
3. Des mesures télémétriques à haute résolution spatiale (submétrique) des cibles volumiques et cibles surfaciques, grâce à l'utilisation de sources laser impulsives de faible durée d'impulsion (~ 1 ns) et aux bandes passantes élevées de la chaîne d'acquisition (> 1 GHz) ;
4. Des mesures lidar à courte portée (à partir de **10 m**), grâce à une configuration bi-statique et une compensation mécanique du déplacement du *backfocus* en fonction de la portée dans le module réception/chaîne d'acquisition de l'instrument COLIBRIS ;
5. Une mobilité et une mise en place sur le terrain facilitées par l'aspect compact et faible masse de l'instrument.

L'instrument COLIBRIS fonctionne actuellement dans un domaine spectral compris entre **480** et **900 nm**. Ces limites sont principalement dues à la sensibilité spectrale du PMT dans la partie proche infrarouge et à l'absence d'émission pour la source *supercontinuum* dans l'ultraviolet. Néanmoins, cette gamme de fonctionnement peut être modifiée en changeant soit le type de source laser pour des mesures dans la partie UV ou de détecteur dans la partie IR.

Les mesures lidar présentées dans ce chapitre couvrent une largeur spectrale de **400 nm** avec **19** points de mesures réalisées tous les **20 nm** sur **17 s** dans une scène combinant des cibles d'étude volumiques et surfaciques. Cette information spectrale combinée à la haute résolution spatiale (**5 cm**) du lidar et une faible durée d'impulsion des sources laser (~ 1 ns) permet d'envisager de nouvelles études portant sur le profilage d'indices complexes des aérosols à partir des relations de Kramers-Kronig [286,287] adaptées à un domaine spectral fini.

Le temps nécessaire à la réalisation d'une analyse spectrale peut être réduit de différentes manières : soit en diminuant le nombre de signaux moyennés ou en augmentant le pas spectral des mesures ; soit en optimisant le concept optique ou les commandes du monochromateur pendant les mesures lidar.

Les sources laser *supercontinuum* présentent entre chaque impulsion quelques fluctuations dans leur spectre d'émission. Dans les essais expérimentaux, les mesures lidar spectrales ont été moyennées sur **200** signaux (en **0,1 s**), ce qui permet de limiter l'impact de ces fluctuations dans les mesures lidar. Néanmoins, pour aller plus loin, un prélèvement du spectre d'émission dans la partie émission

permettrait de supprimer cette étape en corrigeant systématiquement toutes les mesures lidar hyperspectrales.

Les faibles dimensions des sources laser monochromatiques et *supercontinuum* fibrées combinées aux performances observées pendant les essais expérimentaux permettent d'envisager un redimensionnement de l'instrument. Un nouveau concept de l'instrument COLIBRIS peut être envisagé en réduisant sa taille et sa masse au regard d'applications embarquées ou aéroportées. Les performances visées seront estimées avec le code PERFALIS pour aider dans le dimensionnement du nouvel instrument.

CHAPITRE 4. APPLICATIONS ET COMPARAISON DES MODÈLES NUMÉRIQUES AUX MESURES EXPÉRIMENTALES

Dans les précédents chapitres, nous avons développé un modèle hyperspectral direct PERFALIS et un modèle indirect ST-LIM. En parallèle, un instrument lidar, nommé COLIBRIS a été conçu pour réaliser des mesures lidar à courte portée (> 10 m) et à haute résolution spatiale. Nous avons montré qu'une résolution de **5 cm** sur la ligne de visée était accessible avec cet instrument pour des épaisseurs de volume sondée de **18 cm**. Une première version a été proposée en analyse monochromatique et une seconde version avec une analyse hyperspectrale de la lumière rétrodiffusée. L'objectif de ce chapitre est de comparer les modèles numériques précédemment développés avec les mesures expérimentales du lidar COLIBRIS. Nous introduisons également des données du lidar LILAS fournies par le Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA).

Dans un premier temps, le modèle inverse (ST-LIM) est appliqué aux mesures lidar COLIBRIS afin d'identifier les propriétés optiques des aérosols d'un fumigène sans hypothèse *a priori* sur son rapport lidar.

Dans un second temps, les mesures lidar monochromatiques et spectrales obtenues sur une cible surfacique lambertienne de réflectance connue sont utilisées afin de déterminer la réponse impulsionnelle et la constante instrumentale du lidar COLIBRIS dans ses deux versions. Ces données sont ensuite comparées à celles du simulateur lidar PERFALIS. La confrontation des résultats numériques et expérimentaux permet *in fine* de valider le simulateur en version monochromatique et en version hyperspectrale.

Dans un troisième temps, une étude est réalisée sur l'utilisation des modèles classiques dans la simulation de signaux lidar à haute résolution spatiale, qui ne considèrent pas la forme réelle des impulsions laser dans l'interaction lumière-matière.

Enfin, une évaluation des performances du lidar *supercontinuum* sera proposée afin de définir le domaine spectral exploitable en fonction de la distance d'une cible volumique ou surfacique et ce de jour comme de nuit.

1. Inversion par méthode ST-LIM sur les mesures lidar COLIBRIS

La méthode d'inversion présentée dans le chapitre 2 permet de retrouver les propriétés optiques d'un milieu diffusant volumique telles que le rapport lidar LR_a et le profil de rétrodiffusion $\beta_a(r)$ sans hypothèse *a priori*. Cette méthode consiste à contraindre le système d'inversion avec l'épaisseur optique d'aérosols mesurée à partir de l'impulsion laser rétrodiffusée par la cible surfacique de référence (SRT) en présence et en l'absence du panache.

Les mesures lidar avec la source laser monochromatique à 532 nm sont reprises ici afin d'appliquer la méthode d'inversion et d'en déduire les propriétés optiques du panache d'huile. Pour rappel, deux signaux présentés en Figure 50 avaient été obtenus sans les aérosols d'huile (mesure V_S) et avec (mesure V_{Sv}) entre la SRT et l'instrument. Le signal V_{Sv} présente un pic de rétrodiffusion plus faible que le signal V_S sur la SRT. Cette observation est due à l'extinction par les aérosols d'huile sur la ligne de visée. La pression, la température et la visibilité sont respectivement de 1016 hPa, 288 K et 30 km. Ces données sont utilisées pour calculer la contribution des aérosols et des molécules de fond de la scène comme décrit dans la section 2.3 du chapitre 2.

Le profil de rétrodiffusion présent en Figure 57 est obtenu à partir des signaux lidar V_S et V_{Sv} , en délimitant spatialement le panache d'aérosols (condition 4 décrite dans la section 2.3 du chapitre 2). Les deux lobes indiquent, dans l'hypothèse d'un milieu homogène, une variation de concentration des aérosols le long de la ligne de visée du lidar avec des valeurs maximales de $2,1 \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$. Les propriétés optiques du panache d'huile fournies par la méthode d'inversion sont regroupées dans le Tableau 25 et donnent une épaisseur optique de $3,6 \cdot 10^{-1}$ avec un LR_a de 98 sr. Selon Bohlmann *et al.* [288], cette valeur correspond aux particules de fumée (à 532 nm), dont le rapport lidar varie entre 80 et 100 sr.

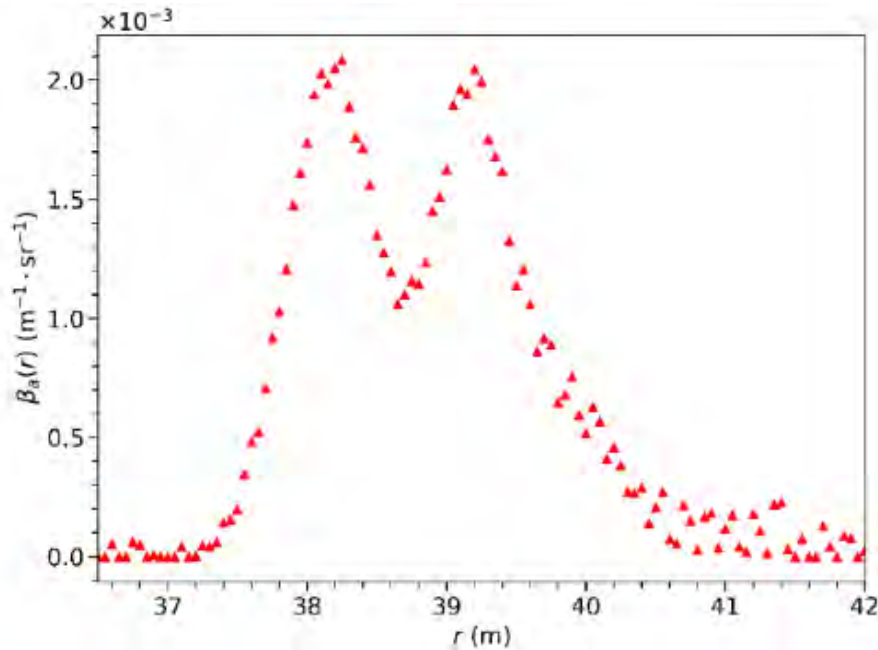


Figure 57. Profil de rétrodiffusion du panache d'huile identifié à 532 nm avec un $LR_a = 98$ sr.

Tableau 25. Propriétés optiques identifiées du panache d’huile dans les conditions expérimentales à 532 nm.

LR_a [sr]	98
$\beta_{a,max}$ [$m^{-1} \cdot sr^{-1}$]	$2.1 \cdot 10^{-3}$
$\alpha_{a,max}$ [m^{-1}]	$2.1 \cdot 10^{-1}$
$\alpha_{a,total}$ [\emptyset]	$3.6 \cdot 10^{-1}$

La méthode d’inversion ST-LIM a déjà été appliquée sur des signaux lidar synthétiques générés par le simulateur PERFALIS (voir chapitre 2). Les résultats obtenus ici sur le rapport lidar et le profil de rétrodiffusion après inversion sont conformes aux données initiales. Ici la méthode est appliquée sur des mesures issues du lidar COLIBRIS à une longueur d’onde.

Lors des mesures lidar spectrales réalisées avec la source laser *supercontinuum*, le fumigène généré n’est pas correctement localisé sur la ligne de visée. Certaines zones sur la ligne de visée sont si peu denses que la sensibilité du lidar ne permet pas de détecter le signal rétrodiffusé. En revanche, ces zones faiblement rétrodiffusantes contribuent à l’épaisseur optique totale du panache sur la ligne de visée. En conséquence, l’épaisseur optique identifiée à partir des deux mesures avec et sans panache sur la cible surfacique de référence ne peut être représentative du profil d’extinction intégré identifié par la méthode d’inversion. Pendant la mesure spectrale, une évolution spatiale de la concentration du panache conduit à des zones faiblement rétrodiffusantes et est nettement observée. Les profils de rétrodiffusion et les rapports lidar spectraux identifiés sont erronés dans ces conditions. De futurs essais devront être réalisés en générant par exemple le fumigène dans une enceinte fermée afin de confiner les aérosols pendant la mesure spectrale et éviter que le vent ne disperse les aérosols le long de la ligne de visée.

Par la suite, les mesures lidar sont exploitées afin de déterminer les constantes instrumentales du lidar COLIBRIS ou du lidar LILAS présent au LOA. Ces résultats permettent dans un second temps d’effectuer une validation expérimentale du simulateur PERFALIS.

2. Validation du simulateur PERFALIS avec des données expérimentales

La validation d’un code numérique peut être réalisée soit par une approche numérique en comparant les données de sorties de deux simulateurs, soit avec une approche expérimentale en comparant les mesures aux simulations. Le simulateur PERFALIS a été validé numériquement en version monochromatique à partir des données de Lopez *et al.* [142]. Cette comparaison reste néanmoins très limitée, car il s’agit de signaux lidar synthétiques monochromatiques à longue portée (plusieurs kilomètres) de faible résolution spatiale (de l’ordre de la trentaine de mètres) réalisés sur des cibles volumiques de plusieurs centaines de mètres. Dans cette validation, le modèle utilisé pour modéliser la puissance rétrodiffusée est celui de l’équation lidar en diffusion simple que nous avons nommé « classique ». Le code PERFALIS est un outil numérique qui simule les signaux lidar de manière réaliste. Il permet de réaliser des études de performance d’un système lidar à courte portée à haute résolution spatiale avec une source laser *supercontinuum* incluant des cibles volumiques et surfaciques. Les applications lidar envisagées concernent préférentiellement l’étude des panaches dont

l'épaisseur dépasse rarement la dizaine de mètres. Pour répondre à ce besoin, un nouveau modèle quantifiant la puissance rétrodiffusée en diffusion simple a été proposé dans le chapitre 1 avec l'équation lidar unifiée sous forme intégrale (voir Équation 40). Cette dernière permet de prendre en compte la forme temporelle réelle des impulsions laser dans l'interaction rayonnement-matière. De plus, la réponse impulsionnelle du détecteur (module chaîne d'acquisition) peut être intégrée dans les paramètres de simulation. La validation numérique précédemment réalisée ne permet donc pas de valider toutes les fonctionnalités du code. La deuxième partie de ce travail de thèse a concerné le développement et la conception instrumentale du lidar COLIBRIS comme vu au chapitre 2. L'avantage de concevoir un système lidar est de pouvoir connaître avec détails les caractéristiques instrumentales du système. Ainsi, une validation du code PERFALIS peut être opérée expérimentalement en comparant les simulations aux mesures réalisées sur le terrain. Les données issues d'un lidar du LOA seront également utilisées pour cette validation. Par la suite, une étude sur la réponse et la constante instrumentale des systèmes lidar sera réalisée à partir des mesures.

2.1. Étude de la réponse équivalente du lidar COLIBRIS (ONERA) et de sa constante instrumentale

Nous désignons ici par réponse équivalente du système, le signal lidar d'une impulsion laser rétrodiffusée par une SRT dont la normale est colinéaire à l'axe de visée du lidar et est localisée à la distance r_s (voir Figure 24). Dans l'hypothèse que la réponse impulsionnelle du lidar soit une distribution de Dirac, la réponse équivalente du système est une gaussienne dont la largeur à mi-hauteur est celle de l'impulsion laser. Dans le cas réel, cette hypothèse n'est pas exacte. La chaîne d'acquisition (détecteur, amplificateur, câblage et carte d'acquisition) présente une réponse impulsionnelle qu'il faut considérer. L'objectif est donc de déterminer les caractéristiques de la réponse équivalente du lidar à partir des mesures lidar sur SRT obtenues dans le chapitre 3, d'en déduire la constante instrumentale du système et de comparer ces grandeurs aux simulations effectuées avec le code PERFALIS.

Une régression gaussienne (de la forme de l'Équation 41) est appliquée sur l'impulsion laser rétrodiffusée par la cible surfacique afin d'obtenir :

- L'amplitude de rétrodiffusion $V_s(r_s)$ [V] ;
- La largeur du pic τ_{sys} [s] ;
- La position de la cible r_s [s].

La grandeur τ_{sys} caractérise la durée caractéristique de l'instrument, incluant toute la chaîne d'émission, de collection et de détection du lidar. Cette valeur est comparée dans le Tableau 26 à la valeur théorique τ_{th} calculée à partir de la durée de l'impulsion laser τ_l et de la réponse impulsionnelle R_δ du PMT. Trois sources laser pulsées ont été utilisées, dont deux monochromatiques avec des durées d'impulsion de 1,7 ns (source Horus) et 7,15 ns (source Viron) ainsi qu'une source *supercontinuum* avec une durée impulsionnelle de 1,2 ns. Le coefficient de détermination R^2 des régressions gaussiennes sur les mesures expérimentales est toujours compris entre 0,96 et 1.

Des différences de 0,77 ns avec la source Horus et 0,07 ns avec la source Viron sont observées sur la durée de l'impulsion rétrodiffusée par la SRT entre les valeurs mesurées τ_{sys} [s] et la valeur théorique

τ_{th} . L'incertitude associée est calculée par rapport à l'écart type des mesures et est égale à $\pm 0,1$ ns et $\pm 0,5$ ns respectivement pour la source Horus et la source Viron. τ_{th} correspond donc aux mesures de τ_{sys} pour la source Viron, alors que ce n'est pas le cas pour la source Horus. La réponse impulsionnelle de l'amplificateur (après le PMT) n'a pas été considérée dans la détermination de τ_{th} [s] étant donné que celle-ci n'a pas pu être recontrôlée en laboratoire. Cela peut expliquer l'écart observé entre τ_{sys} et τ_{th} avec la source impulsionnelle courte (source Horus). Les variations de τ_{sys} de $\pm 0,5$ ns observées avec la source Viron peuvent révéler une légère instabilité de la durée impulsionnelle de la source durant les mesures. Les instabilités de puissance de la source sont dues une mauvaise régularisation thermique de celle-ci lors des mesures.

Pour la source laser *supercontinuum*, les mesures de τ_{sys} ont été effectuées sur l'ensemble du spectre entre 500 nm et 860 nm et sont toutes égales à $2,0 \pm 0,1$ ns. Cette observation nous indique donc que la durée de la réponse impulsionnelle est constante sur le spectre de détection du lidar et est quasi égale à la valeur théorique τ_{th} donnée par le code PERFALIS.

Tableau 26. Étude expérimentale et théorique de la réponse impulsionnelle équivalente de l'instrument lidar COLIBRIS pour trois sources laser.

Source laser	τ_l Durée de l'impulsion laser (FWHM)	τ_{PMT} de R_δ (FWHM)	τ_{th} Convolution de l'impulsion laser avec la réponse impulsionnelle du PMT	τ_{sys} Mesure sur SRT
Horus $\lambda = 532$ nm	1,7 ns	1,55 ns	2,33 ns	$3,1 \pm 0,1$ ns
Viron $\lambda = 532$ nm	7,15 ns	1,55 ns	7,33 ns	$7,4 \pm 0,5$ ns
Supercontinuum $\lambda \in [500 ; 860]$ nm	1,2 ns	1,55 ns	1,99 ns	$2,0 \pm 0,1$ ns

Dans le chapitre 2, nous avons montré que l'on pouvait approximer la durée impulsionnelle de la source laser par la valeur τ_{sys} afin d'estimer l'effet de la réponse impulsionnelle du système sur le signal lidar. Bien que les valeurs τ_{sys} déduites des mesures expérimentales soient cohérentes avec celles calculées numériquement par PERFALIS, certaines valeurs diffèrent comme celle de la source Horus. Pour cette raison, les valeurs expérimentales τ_{sys} du Tableau 26 seront utilisées dans les futures simulations.

La seconde partie de cette étude concerne la détermination de la constante instrumentale du système. Celle-ci est déduite de deux manières. La première par régression en utilisant l'expression de C_{inst} de l'Équation 68 et la seconde par intégration de l'impulsion laser rétrodiffusée par la SRT sur le signal V_s . Elles seront par la suite appelées respectivement C_1 et C_2 [$V \cdot m^3$] avec :

$$C_2 = \frac{1}{f_r} \exp \left[2 \int_0^{r_s} \alpha_b(x) dx \right] \int_{r_s - c\tau_{sys}}^{r_s + c\tau_{sys}} V_s(r) dr$$

Équation 77. Constante instrumentale du lidar déduite par intégration.

Les mesures expérimentales ont été réalisées en atmosphère claire (visibilité > 30 km) avec une SRT à 52 m du lidar. Dans ces conditions, le coefficient $\alpha_b < 1,13 \cdot 10^{-3} m^{-1}$ avec une transmission

aller-retour de la lumière entre le lidar et la SRT est de ~ 1 . La contribution des constituants de fond de la scène dans la détermination de C_1 et C_2 est donc négligée respectivement dans l'Équation 68 et dans l'Équation 77.

L'objectif est maintenant d'obtenir la constante instrumentale du lidar COLIBRIS et de la comparer à celle identifiée avec le simulateur PERFALIS. Cette étude est réalisée à partir des mesures obtenues de la version monochromatique et version spectrale (voir chapitre 3) du lidar COLIBRIS.

Pour ce faire, des signaux lidar théoriques sont simulés à partir de PERFALIS en renseignant les 51 variables (voir chapitre 2) permettant de bien définir d'une part les caractéristiques instrumentales et d'autre part les caractéristiques de la scène. L'équation lidar unifiée intégrale est utilisée pour simuler l'interaction rayonnement-matière (voir chapitre 1) de l'impulsion laser avec la cible surfacique.

- **Constante instrumentale par analyse monochromatique**

Dans cette section, seules les mesures sur SRT de COLIBRIS dans sa version monochromatique sont utilisées pour déduire la constante instrumentale du lidar. Lors des mesures expérimentales, la tension contrôlant le gain du PMT est de 0,23 V et de 0,5 V pour respectivement les sources laser Horus et *supercontinuum*. Les valeurs des constantes instrumentales associées C_1 et C_2 figurent dans le Tableau 27. Les facteurs $F_{c1}[\emptyset]$ et $F_{c2}[\emptyset]$ sont respectivement les rapports entre la constante instrumentale théorique donnée par PERFALIS (C_{th}) et celles expérimentales C_1 et C_2 . Les principales données utilisées dans la simulation sont issues du Tableau 28.

Tableau 27. Constantes instrumentales du lidar COLIBRIS dans le cadre des essais expérimentaux réalisés avec la version à analyse monochromatique et comparaison aux simulations PERFALIS.

	Longueur d'onde d'analyse (en nm)	Tension de contrôle du gain (en V)	C_{th} [V · m ³]	C_1 [V · m ³]	C_2 [V · m ³]	F_{c1} [\emptyset]	F_{c2} [\emptyset]
Source laser Horus	532	0,23 ($M = 344,12$)	1,9389 · 10 ⁶	2,1247 · 10 ⁴	2,2271 · 10 ⁴	91,257	87,077
Source laser Supercontinuum	605	0,5 ($M = 7268,7$)	2,2828 · 10 ⁵	2,3612 · 10 ³	2,4521 · 10 ³	96,678	93,231

Pour chacune des sources laser, les constantes instrumentales retrouvées C_1 et C_2 et les rapports associés F_{c1} et F_{c2} présentent entre eux un écart d'environ 4 %. Par la suite, seuls C_1 et F_{c1} sont considérées puisque leur détermination permet de ne pas prendre en considération l'apparition de l'artefact de mesure lors du début de saturation du PMT (présence d'un pic secondaire après le pic de rétrodiffusion sur la cible dure, voir chapitre 3).

La constante instrumentale du lidar avec la source *supercontinuum* ($\sim 10^3 \text{ V} \cdot \text{m}^3$) est dix fois inférieure à celle de la source Horus ($\sim 10^4 \text{ V} \cdot \text{m}^3$), alors que sa tension de gain est supérieure. Le gain plus élevé ne suffit donc pas à compenser la faible puissance spectrale de la *source supercontinuum*. Cette observation est cohérente avec l'observation précédemment faite dans le chapitre 3 dans lequel l'amplitude du signal rétrodiffusée sur la SRT était beaucoup plus faible avec la source *supercontinuum*.

Tableau 28. Principales données expérimentales et données utilisées dans la simulation.

			Horus	Supercontinuum
Émission	Laser	Type	HLX-G [189]	Indus piano [191]
		Longueur d'onde λ	532 nm	
		Puissance moyenne	4,9 mW	4,16 mW 1,7 μ W @ 605 nm
		Largeur impulsion (FWHM)	1,7 ns	1,2 ns
		Fréquence répétition	1 kHz	1 kHz
		Diamètre de collimation	2,9 mm	4 mm
Réception	Télescope	Diamètre	23,2 cm [192]	23,2 cm [192]
	Filtre	Longueur d'onde λ	532 nm [210]	605 nm [190]
		Largeur spectrale $\Delta\lambda$	5 nm	15 nm
Chaîne d'acquisition	Détecteur	PMT	H10721-20 [193]	H10721-20 [193]
		Sensibilité spectrale	76 mA · W ⁻¹ @ 532 nm	77 mA · W ⁻¹ @ 605 nm
	Conversion courant-tension	Transimpédance	3,15 10 ³ V · A ⁻¹ [197]	3,15 10 ³ V · A ⁻¹ [197]
	Carte d'acquisition	Fréquence d'échantillonnage	3 GHz [211]	3 GHz [211]
Configuration	Bi-statique	Distance laser-télescope d	24 cm	24 cm
		Inclinaison laser θ_L	4 mrad	4 mrad
		Déplacement capteur d_a	29 mm	29 mm
Scène	Cible surfacique	Réflectance hémisphérique f_r	0,20/ π	0,20/ π
		Distance r_s	52 m	52 m
	Cible volumique	Extinction de fond α_b	1,13 · 10 ⁻³ m ⁻¹	1,13 · 10 ⁻³ m ⁻¹

Les facteurs F_{c1} déduits à partir des mesures expérimentales COLIBRIS et des simulations PERFALIS et avec les deux sources laser (monochromatique et *supercontinuum*), sont similaires ($\overline{F_{c1}} = 90$). En d'autres termes, cela signifie que le signal lidar simulé est quatre-vingt-dix fois plus élevé que les mesures lidar expérimentales. Cette différence est due au fait que tous les paramètres concernant les caractéristiques du lidar ne peuvent être connues avec précision, il en résulte donc une différence entre les caractéristiques techniques théoriques et expérimentales. Une caractérisation de la chaîne de détection (PMT et amplificateur) en laboratoire est donc nécessaire afin de diminuer cette différence. Néanmoins, les valeurs similaires de F_{c1} trouvées à partir de deux types de sources laser sont des résultats positifs. Les conditions instrumentales sont différentes dans les deux cas, puisque la source laser, le filtre dichroïque et la tension de contrôle du gain sur le PMT sont différents. Cette similitude sur les valeurs de F_{c1} démontre une certaine fiabilité des simulations. Par la suite, les facteurs F_{c1} du Tableau 27 sont introduits dans les simulations afin de corriger les différences observées entre lesdites simulations et les résultats expérimentaux.

- **Constante instrumentale par analyse hyperspectrale**

Dans cette section, seules les mesures de COLIBRIS avec la source *supercontinuum* sur SRT dans sa version hyperspectrale sont utilisées pour déduire la constante instrumentale spectrale du lidar COLIBRIS. Lors des mesures expérimentales, la tension de contrôle du gain du PMT est fixée à 0,365 V.

La Figure 58 présente les constantes instrumentales déduites des mesures sur la SRT de 99 % (a) et de 20 % de réflectance (b). Pour chaque cible, les constantes C_1 et C_2 sont équivalentes entre elles, car il n'y a pas ou peu de saturation du PMT. D'autre part, les constantes instrumentales entre les

deux cibles sont très semblables : elles sont comprises entre $3,0 \cdot 10^1$ et $2,0 \cdot 10^3 \text{ V} \cdot \text{m}^3$ et présentent les mêmes variations spectrales avec un maximum autour de 680 nm . En dessous de cette valeur, la décroissance de la constante instrumentale est principalement due à la puissance spectrale de la source *supercontinuum* qui diminue vers les basses longueurs d'onde (voir Figure 51). En revanche, au-dessus de 680 nm , la décroissance spectrale de C_{inst} est due à la diminution de sensibilité de la photocathode du PMT vers l'infrarouge (voir Figure 47). Les valeurs de C_1 et C_2 sont identiques à près de 98% suivant la relation :

$$\frac{|C_1 - C_2|}{C_1 + C_2} \cdot 100$$

Équation 78. Écart des constantes instrumentales exprimées en pourcentage.

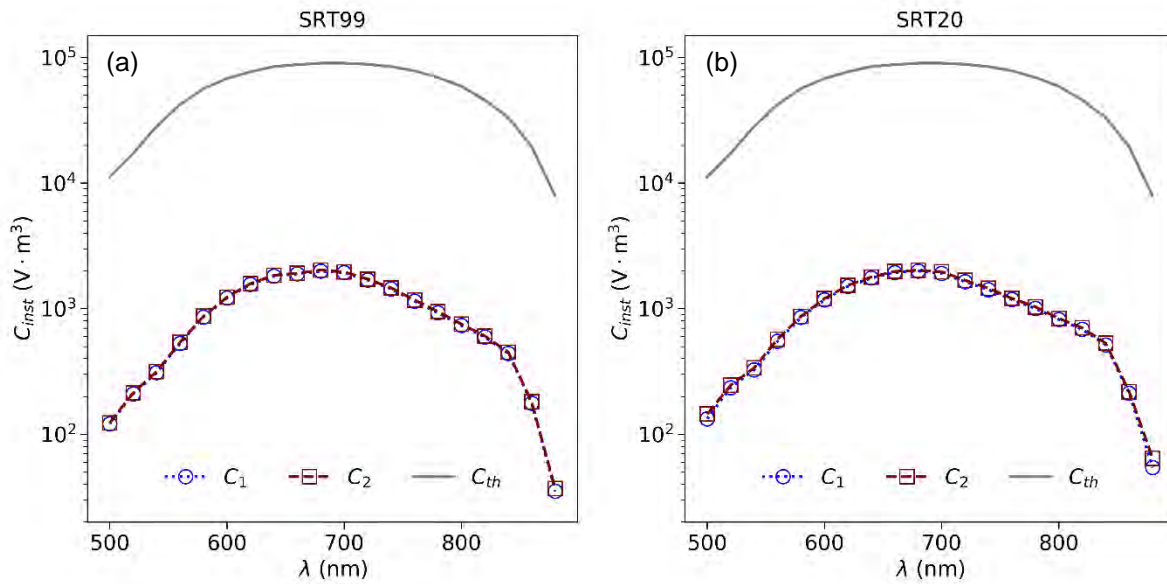


Figure 58. Constante instrumentale spectrale du lidar COLIBRIS, entre 500 nm et 880 nm , déduite à partir des mesures sur une cible surfacique de référence (SRT) de 99 % de réflectance (a) et 20 % de réflectance (b).

L'accord des constantes instrumentales déduites à partir des mesures expérimentales réalisées sur différentes SRT montre la robustesse et la répétabilité de la méthode. Ces courbes permettent d'identifier la zone spectrale où la dynamique du lidar *supercontinuum* sera *a priori* la plus importante, ici entre 580 nm et 800 nm . Nous appelons dynamique du lidar, la capacité du système à répondre à une mesurande.

La constante instrumentale spectrale $C_1(\lambda)$ du lidar COLIBRIS est ensuite comparée à la constante instrumentale spectrale théorique $C_{th}(\lambda)$ du simulateur PERFALIS (représentée par les courbes grises en Figure 58). Cette dernière est simulée par rapport aux caractéristiques techniques de COLIBRIS dans sa version hyperspectrale (voir chapitre 3). La Figure 59 présente le rapport $F_{c1}(\lambda)$ entre les résultats théoriques et expérimentaux réalisés avec la SRT de 99 % de réflectance

(cercles jaunes) et la SRT de 20 % de réflectance (croix noires). Les variations spectrales de F_{c1} des deux cibles sont identiques et leurs valeurs sont quasi égales dans la zone où la dynamique du lidar est la plus élevée (entre 580 nm et 800 nm). La différence de 66 observée à 880 nm entre les deux courbes peut être due à une mesure expérimentale de C_1 aberrante sur la SRT de 20 % de réflectance. À cette longueur d'onde, le signal est quasi dans le bruit de la mesure (voir Figure 55 (2.b)) en raison d'une sensibilité très faible du PMT. La valeur C_1 déduite peut donc être entachée d'erreur. En excluant cette valeur, l'écart moyen absolu de $F_{c1}(\lambda)$ entre les deux cibles est faible (4,7) avec une valeur moyenne spectrale de 66.

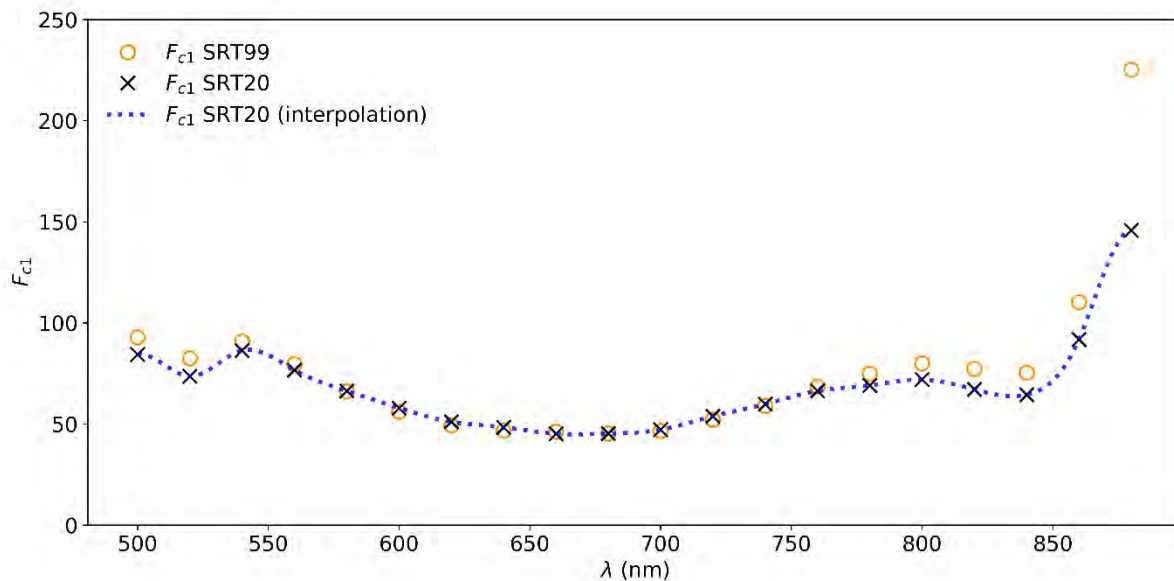


Figure 59. Facteur spectral $F_{c1}(\lambda)$ déduit à partir des mesures expérimentales SRT99 et SRT20 avec COLIBRIS et des simulations PERFALIS associées.

Les différences des rapports spectraux $F_{c1}(\lambda)$ entre les résultats expérimentaux et théoriques sont essentiellement dues aux caractéristiques techniques spectrales de chaque partie du lidar qui diffèrent entre les spécifications techniques annoncées et celles réellement obtenues. Celles-ci concernent majoritairement les parties dédiées à l'analyse et à la détection spectrale. Les caractéristiques dominantes sont : l'efficacité de transmission spectrale du monochromateur, la sensibilité spectrale du PMT et la courbe de gain du PMT en fonction de sa tension de contrôle. Pour prendre en compte ces différences dans les simulations spectrales, une courbe d'interpolation cubique est réalisée sur les données obtenues avec la cible de 20 % de réflectance. Cette cible a été choisie car les différences observées avec la cible à 99 % de réflectance sont très faibles.

2.2. Étude de la constante instrumentale du lidar LILAS (LOA)

L'instrument LILAS [289] est un lidar capable de sonder l'atmosphère jusqu'à 18 km d'altitude avec une résolution spatiale de 7,5 m. Cet instrument de recherche français est situé au laboratoire Atmosphérique d'Optique de Lille. Il permet notamment l'étude, la surveillance et la détection des aérosols atmosphériques. Une photographie de l'instrument est présentée à la Figure 60. Il est équipé d'un laser Nd:YAG triplé émettant simultanément trois longueurs d'onde. La collection de la lumière rétrodiffusée est assurée par un télescope de 40 cm de diamètre. Les sélections spectrale et polarimétrique des longueurs d'onde élastiques et Raman sont assurées par des optiques réfractives avant d'être détectées par des PMT. Le module chaîne d'acquisition comporte neuf voies, dont six voies de mesures élastiques polarisées permettant une analyse sur les composantes parallèles (P) et perpendiculaires (S) à 1064 nm (SP), 532 nm (SP) et 355 nm (SP), ainsi que trois voies Raman : 387 nm, 408 nm, et 530 nm.



Figure 60. Lidar LILAS du LOA.

Les mesures lidar sont couplées avec des mesures passives fournies par des photomètres donnant le profil d'extinction intégré sur la ligne de visée. De jour, ces données sont fusionnées aux mesures lidar pour améliorer la précision des méthodes d'inversion, par exemple avec l'algorithme GARRLIC/GRASP (*General Retrieval of Aerosol and Surface Properties*), permettant d'obtenir des informations sur la distribution en taille, le profil en concentration d'aérosols et leur indice complexe optique [290–292]. De nuit, l'inversion lidar est réalisée à partir de la méthode ($3\beta + 2\alpha$) combinant trois profils de rétrodiffusion élastique β (1064 nm, 532 nm et 355 nm) et deux mesures d'extinction α à partir des mesures Raman à 387 nm et à 530 nm. La mesure Raman à 408 nm permet quant à elle d'obtenir des profils de vapeur d'eau.

Seule la longueur d'onde à 532 nm a été utilisée dans le cadre de cette thèse. Le Tableau 29 résume les principales caractéristiques du lidar LILAS pour cette longueur d'onde d'émission. L'énergie des impulsions correspondantes est de 0,06 J pour une durée de 10 ns (FWHM) et une fréquence de répétition de 20 Hz.

Tableau 29. Principales caractéristiques du lidar LILAS pour la voie élastique à 532 nm.

Modules lidar à 532 nm				
Résolution	Résolution spatiale		7,5 m	
Émission	Laser	Type	Nd:YAG	
		Longueur d'onde λ	532 nm	
		Énergie impulsion	0,06 J	
		Largeur impulsion (FWHM)	10 ns	
		Fréquence répétition	20 Hz	
Réception	Télescope	Newton	40 cm	
	Filtre	Longueur d'onde λ	532 nm	
Chaîne d'acquisition	Type	PMT		
		Sensibilité R_{to}	60 mA/W	
		Conversion courant-volt	Conducteur ohmique	50 Ω
		Carte d'acquisition	Fréquence d'acquisition	20 MHz
Configuration	Monostatique			

Un exemple de mesures lidar temporelles à 532 nm est présenté en Figure 61. Un fort signal de rétrodiffusion est observé entre 1 et 2 km d'altitude à partir de 16h20 UTC (Temps universel coordonné) traduisant le passage d'une quantité importante d'aérosols. L'analyse polarimétrique de la lumière rétrodiffusée du nuage, combinée aux méthodes d'inversion du LOA, ont permis d'en déduire la nature carbonée des aérosols. En comparaison aux événements de cette période, d'importants incendies avaient eu lieu en Espagne et au Portugal, ce qui a injecté d'importantes quantités de suie dans l'atmosphère. La détection de particules carbonées au-dessus de Lille le 16 octobre 2017 semble correspondre à ces particules transportées par les courants atmosphériques.

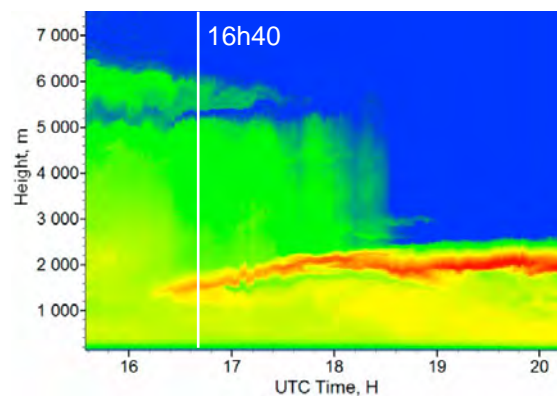


Figure 61. Mesures du lidar LILAS le 16 octobre 2017 entre 15h30 UTC et 20h15 UTC à 532 nm.

Les méthodes précédemment employées pour déduire la constante instrumentale du lidar LILAS ne peuvent pas être directement appliquées ici. Aucune mesure à partir d'une SRT n'est disponible. Celle-ci sera donc déduite à partir du simulateur PERFALIS. Cependant, il est nécessaire d'appliquer, comme pour le lidar COLIBRIS, un facteur correctif de manière à prendre en considération les différences entre les performances techniques annoncées et celles obtenues avec le système. Le simulateur PERFALIS permet de modéliser une scène à partir des produits lidar inversés et d'en

simuler le signal lidar à partir des caractéristiques instrumentales (voir chapitre 2). C'est cette condition de simulation qui est utilisée par la suite pour obtenir le facteur correctif et la constante instrumentale du lidar LILAS.

Les caractéristiques du lidar LILAS et les produits d'inversion fournis par le LOA à 16h40 UTC sur la Figure 61 constituent les données d'entrée de notre simulateur PERFALIS. Les signaux lidar mesurés et simulés sont ensuite intégrés entre **500 m** et **10 km**. Par conservation de l'énergie, l'aire sous les deux courbes doit être identique. Le facteur correctif à appliquer dans la simulation avec le lidar LILAS est le rapport entre l'aire théorique et l'aire mesurée. La valeur obtenue est égale ici à **144,65**.

La constante instrumentale du lidar LILAS est ensuite déduite avec PERFALIS après application du facteur correctif. Celle-ci est égale à $4,478 \cdot 10^9 \text{ V} \cdot \text{m}^3$, ce qui est presque 10^5 et 10^6 fois plus grand que la constante instrumentale obtenue, respectivement, avec la source Horus et la source *supercontinuum* dans la version monochromatique du lidar COLIBRIS. Cette différence observée entre les constantes instrumentales est principalement due à la source laser utilisée et au gain du détecteur. En effet, le rapport d'énergie par impulsion entre la source laser du lidar LILAS et celles des sources laser Horus et *supercontinuum* du lidar COLIBRIS sont respectivement de l'ordre de 10^4 et 10^6 .

Une analyse temporelle de la constante a été réalisée sur des mesures lidar LILAS afin de vérifier qu'elle ne varie pas dans le temps. Au total, sept signaux lidar en ciel clair, dont une avec la présence d'un nuage entre **6** et **8 km**, ont été utilisés. La Figure 62 présente les écarts relatifs des constantes instrumentales pour une période de trois heures et demie. La première mesure est prise comme référence pour le calcul de l'écart relatif. C_{inst} évolue très peu : puisque les variations observées sont inférieures à **4 %** même lorsqu'un nuage apparaît (cas 7). Bien que stabilisées, les sources laser présentent naturellement des fluctuations temporelles de puissance et la température ambiante peut également avoir des conséquences sur l'électronique de la chaîne de détection de l'instrument. Les variations observées ici peuvent donc en être la conséquence. Elles restent cependant tout à fait raisonnables compte tenu de l'écart relatif observé.

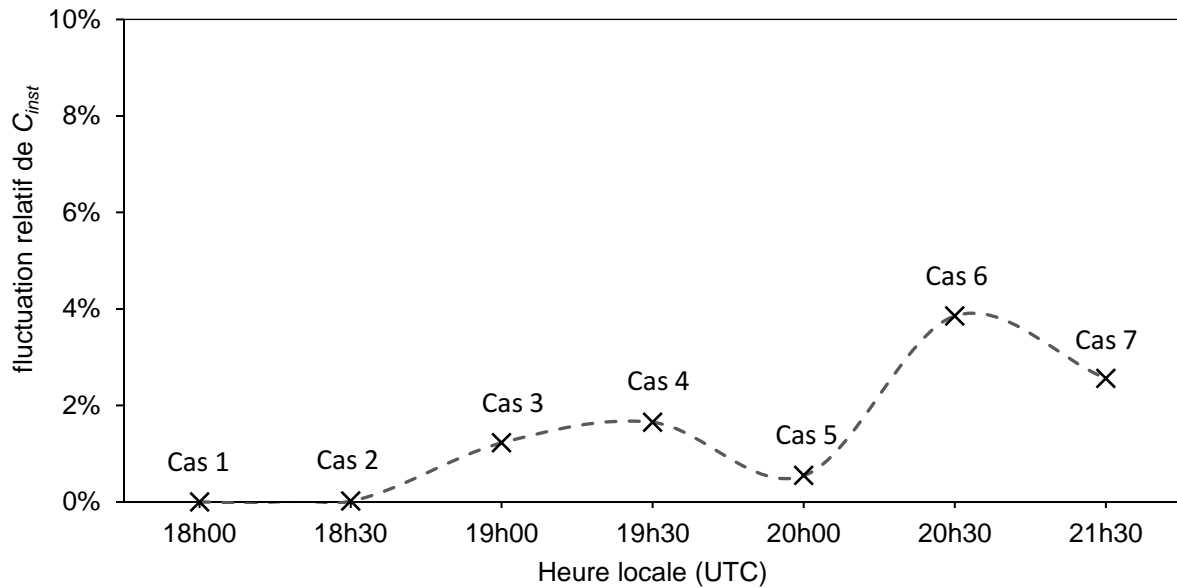


Figure 62. Évolution de la constante C_{inst} le 22 novembre 2018 par rapport au cas 1. Les cas 1 à 6 sont en ciel clair et le cas 7 présente un nuage entre 6 et 8 km. Début des mesures à 18h00 UTC et fin à 21h48 UTC.

2.3. Comparaison des constantes instrumentales de LILAS et de COLIBRIS

Un récapitulatif des constantes instrumentales du lidar atmosphérique LILAS et du lidar COLIBRIS est présenté en Tableau 30. Une prévision des C_{inst} a été réalisée à partir du simulateur PERFALIS afin de borner les capacités instrumentales de COLIBRIS dans ses deux configurations (avec ou sans source laser *supercontinuum*) en fonction du gain appliqué.

Tableau 30. Constante instrumentale du lidar LILAS et du lidar COLIBRIS dans ses deux versions avec une prédiction des constantes instrumentales minimales et maximales déduites à partir des conditions expérimentales et du simulateur PERFALIS.

Lidar	Constante instrumentale (en $V \cdot m^3$)		
LILAS (à 532 nm)	$4,478 \cdot 10^9$		
COLIBRIS	Condition expérimentale	Minimale	Maximale
Version monochromatique			
Source Horus (à 532 nm)	$2,125 \cdot 10^4$	$1,514 \cdot 10^4$	$2,810 \cdot 10^8$
Source <i>supercontinuum</i> (à 605 nm)	$2,361 \cdot 10^3$	$7,96 \cdot 10^1$	$1,478 \cdot 10^6$
Version hyperspectrale			
Source <i>supercontinuum</i> (à 680 nm)	$1,991 \cdot 10^3$	$3,087 \cdot 10^2$	$5,729 \cdot 10^6$

Dans la version monochromatique, C_{inst} est compris entre $1,5 \cdot 10^4$ et $2,8 \cdot 10^8 V \cdot m^3$ pour la source Horus (à 532 nm) et entre $9,0 \cdot 10^1$ et $1,5 \cdot 10^6 V \cdot m^3$ pour la source *supercontinuum* (à 605 nm). Même s'il faut être prudent en comparant ces deux valeurs, du fait que la sensibilité du PMT est légèrement meilleure à 605 nm qu'à 532 nm, la constante instrumentale est plus faible avec la source *supercontinuum* qu'avec la source Horus, alors que leur puissance moyenne en émission est quasi

identique (respectivement 4,16 et 4,9 mW, voir Tableau 28). L'énergie contenue dans une impulsion laser *supercontinuum* est distribuée sur le spectre d'émission de la source, comme pour la densité spectrale de puissance (*DSP*) présentée sur la Figure 51. Il est donc tout à fait normal que la constante instrumentale soit plus faible avec la source *supercontinuum* qu'avec une source monochromatique pour des puissances moyennes en émission comparables.

Dans la version hyperspectrale, C_{inst} est compris entre $3,1 \cdot 10^4$ et $5,7 \cdot 10^8 \text{ V} \cdot \text{m}^3$ à 680 nm. Ces valeurs sont cohérentes par rapport à celles trouvées dans la version monochromatique à 605 nm. Il est de nouveau tout à fait normal que celles obtenues à 605 nm soient légèrement plus faibles que celles à 680 nm puisque nous avons montré que la dynamique du lidar est plus importante autour de 680 nm (voir Figure 58).

C_{inst} est le premier paramètre qui permet de déterminer la performance instrumentale d'un lidar et de comparer au premier ordre des systèmes. Le signal lidar décroît, en raison de l'angle solide de rétrodiffusion, avec le carré de la distance et décroît avec la transmission atmosphérique. Ainsi, à partir des prédictions PERFALIS sur les C_{inst} maximales de COLIBRIS, il est possible d'évaluer en première approximation la portée maximale (r_{max}) du lidar. Si l'on estime r_{max} à 20 km pour le lidar LILAS [205] en ciel clair, la portée maximale de COLIBRIS serait au mieux de 5 km et de 715 m respectivement avec la source Horus (à 532 nm) et la source *supercontinuum* (à 680 nm). Ces résultats prédictifs préliminaires sont donnés en première approximation. En effet, la portée est une notion complexe pour un instrument lidar, car elle dépend des conditions de mesures comme l'épaisseur optique de l'atmosphère, le temps d'intégration et les différentes contributions de bruits liés à la mesure. Ces dernières dépendent d'une part de l'électronique et d'autre part du rayonnement de fond (différent le jour et la nuit). Ces différents aspects sont autant de variables qui conditionnent la portée d'un lidar et feront l'objet d'études approfondies plus loin dans ce chapitre.

Pour résumer, les mesures expérimentales réalisées avec COLIBRIS et celles fournies par LILAS nous ont permis de déterminer les constantes instrumentales des deux systèmes. Pour le lidar COLIBRIS, la réponse impulsionnelle équivalente pour différentes sources laser a également été examinée. Ces données nous ont permis de confronter les mesures expérimentales aux simulations et de valider le simulateur PERFALIS en version monochromatique et hyperspectrale. Notre modèle d'interaction lumière-matière prend en compte la forme temporelle de l'impulsion laser. Ainsi, une estimation des constantes instrumentales minimales et maximales du lidar COLIBRIS pour différentes sources a été possible. Ces données permettent de borner les caractéristiques minimales et maximales de l'instrument. Par la suite, le simulateur sera utilisé afin de comparer les différents modèles d'interaction lumière-matière utilisée dans la simulation de signaux lidar à haute résolution spatiale.

2.4. Modélisation corrélée aux techniques d'inversion

L'étude menée sur les constantes expérimentales permet à présent de comparer les mesures expérimentales avec les signaux théoriques de PERFALIS sur des milieux diffusants à la fois volumiques et surfaciques. L'objectif est d'évaluer si la forme de l'impulsion laser doit être considérée dans les applications lidar à haute résolution spatiale.

Les propriétés instrumentales des lidars LILAS et COLIBRIS sont renseignées au travers de plus de cinquante paramètres d'entrées. Ils sont corrigés par le facteur $F_{c1}(\lambda)$ (voir section 2.1 et

section 2.2). Un scénario de simulation est réalisé pour chaque instrument. Les propriétés optiques de la scène simulée sont définies par les produits d'inversion fournis par le LOA pour LILAS et fournis par la méthode d'inversion ST-LIM pour COLIBRIS (voir chapitre 2). Le signal lidar est simulé à partir des modèles classique et intégral unifiés définis au chapitre 1 et étudiés au chapitre 2.

La Figure 63 présente le signal lidar LILAS mesuré S_{mesure} à 532 nm (corrigé de la distance) lors du début de la traversée du nuage de particules carbonées (à 16h40) à Lille (croix noires), ceux simulés à partir du modèle classique $S_{classique}$ (carrés orange) et du modèle intégral $S_{Intégral}$ (cercles bleus). Notons que seuls quelques indicateurs (croix, carrés et cercles) sont représentés pour augmenter la lisibilité de la figure. Les deux simulations sont conformes à la mesure avec un écart type absolu moyen à la mesure de 0,25 % et 0,39 % respectivement pour la simulation classique et intégrale dans la zone d'intérêt entre 500 m et 4 km. Ces différences quasi nulles entre les deux modèles et la mesure laissent penser que la forme de l'impulsion laser dans les simulations du lidar LILAS a très peu de conséquences sur les résultats de simulation. Cette observation vient du fait que le lidar atmosphérique ne peut discrétiser l'impulsion rétrodiffusée pour le volume illuminé, celui-ci étant trop grand. La forme d'impulsion laser n'a donc pas beaucoup d'importance pour la communauté qui travaille avec ce type de lidar.

Les mêmes simulations sont réalisées sur des cibles volumiques et surfaciques pour le signal issu de COLIBRIS avec la source laser Horus. Le signal mesuré V_{Mesure} (croix noires) et ceux simulés à partir des modèles classiques $V_{classique}$ (carrés orange) et intégral $V_{Intégral}$ (cercles bleus) sont présentés en Figure 64. Au niveau de la cible surfacique à 52 m, l'amplitude maximale et la forme de $V_{Intégral}$ sont en accord avec la mesure expérimentale, ce qui n'est pas le cas avec $V_{classique}$ puisque seul le pic maximal de l'impulsion rétrodiffusée est visible. Ceci est dû au fait que la forme réelle de l'impulsion laser est considérée dans la modélisation du signal avec $V_{Intégral}$ alors que ce n'est pas le cas avec $V_{classique}$ (voir chapitre 1). Dans la zone du panache d'huile (entre 37 et 41 m), $V_{classique}$ est conforme à la mesure lidar V_{Mesure} avec un écart absolu moyen inférieur à 0,04 %. En revanche, des différences sont observées entre $V_{Intégral}$ et V_{Mesure} avec un écart absolu moyen de 27 % sur la même zone. Les différences entre le signal modélisé et le signal mesuré semblent être maximales là où le signal lidar mesuré présente de fortes variations.

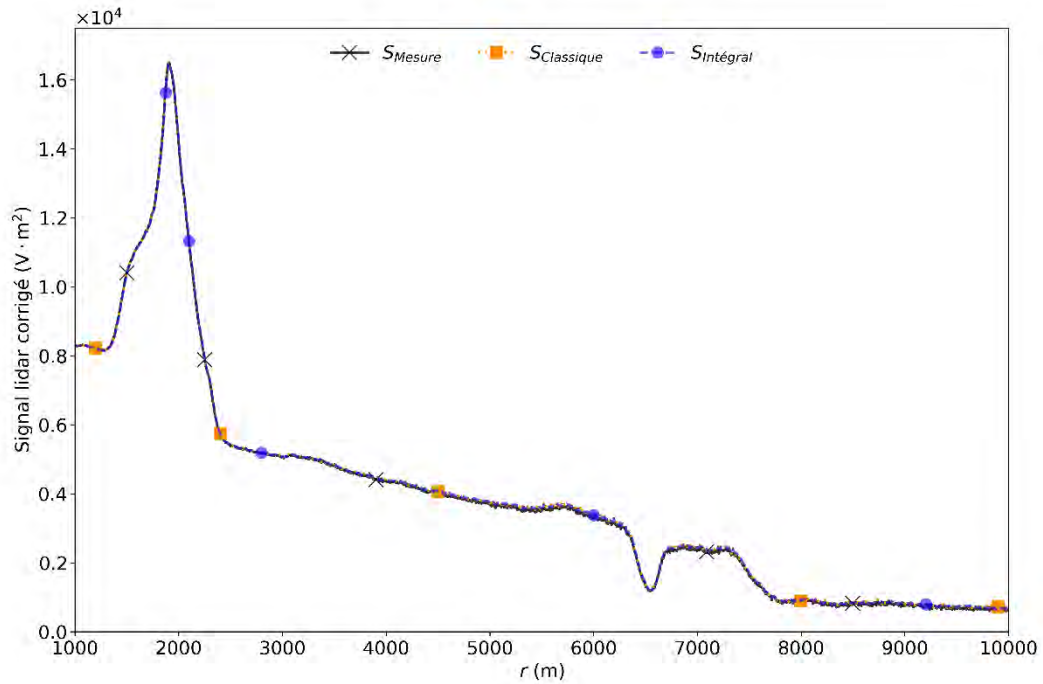


Figure 63. Signal lidar LILAS corrigé de la distance mesuré par le lidar S_{Mesure} (croix noires) et signaux simulés à partir du modèle classique unifié $S_{Classique}$ (carrés orange) et du modèle intégral unifié $S_{Intégral}$ (cercles bleus).

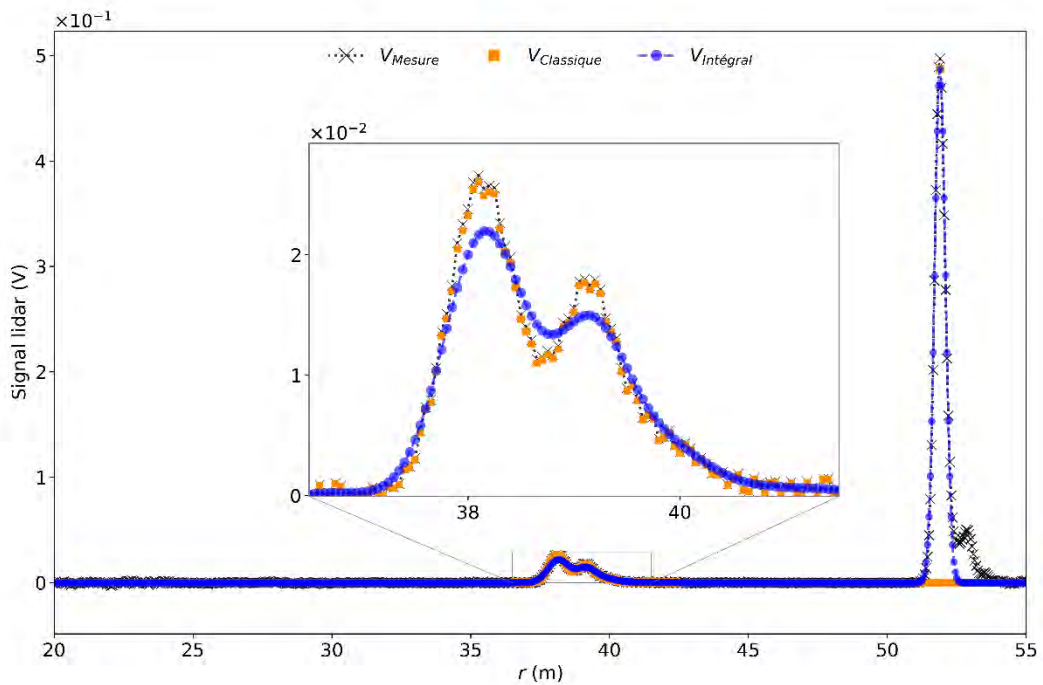


Figure 64. Signal lidar COLIBRIS mesuré V_{Mesure} par le lidar (croix noires) et signaux simulés à partir du modèle classique unifié $V_{Classique}$ (carrés orange) et du modèle intégral unifié $V_{Intégral}$ (cercles bleus).

La Figure 65 présente la différence (en pourcentage) de la mesure dans la zone spatiale où est localisé le panache par rapport avec la simulation classique (pointillés verts) ou avec la simulation intégrale (tirets rouges). La dérivée du signal lidar mesuré est présentée par la ligne bleue. Le modèle classique présente une différence à la mesure d'environ 3 % sur l'ensemble de la zone, ce qui est cohérent avec les observations faites précédemment en Figure 64. Le modèle intégral présente une différence qui varie entre -20% et 20% et à une allure proche de celle du signal dérivé. De plus, les maxima du modèle intégral sont bien localisés au niveau des racines de V'_{Mesure} (dérivée nulle), ce qui appuie une fois de plus l'hypothèse selon laquelle les écarts entre les signaux lidar théoriques et expérimentaux sont les plus grands aux niveaux des changements de variation du signal lidar, c'est-à-dire aux changements locaux des propriétés optiques du panache.

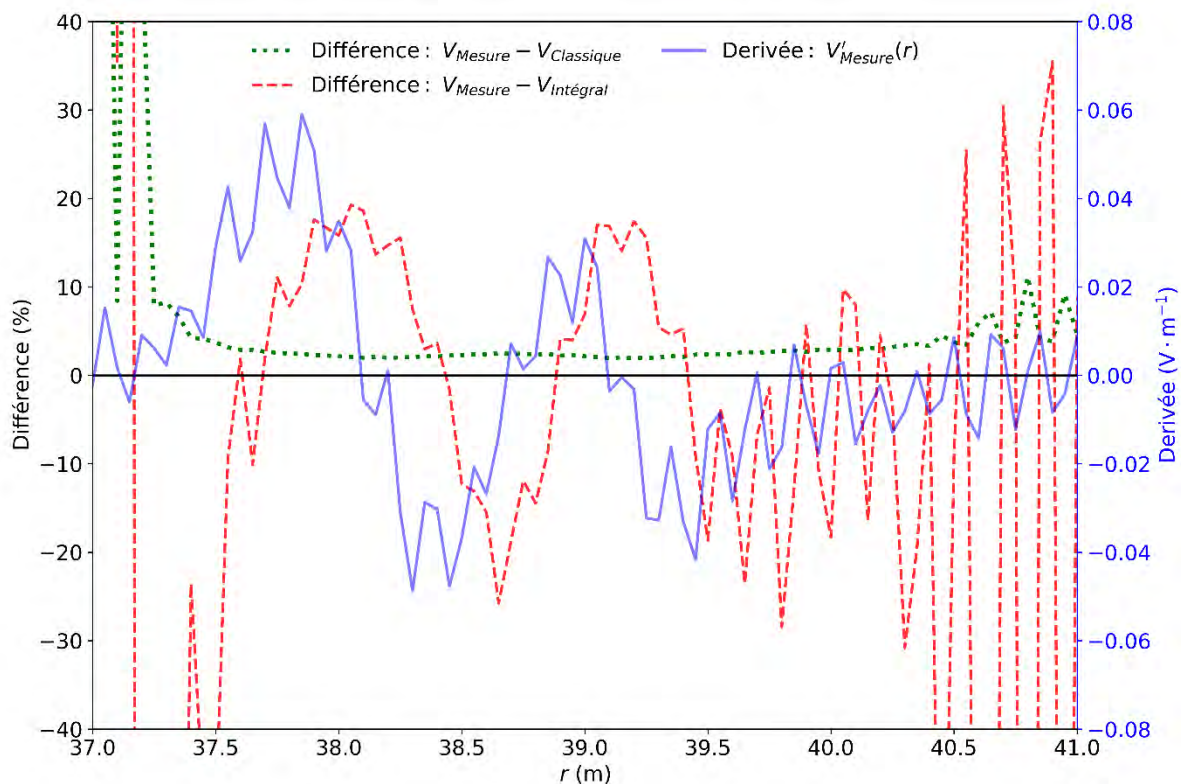


Figure 65. Écart relatif (en pourcentage) de la simulation classique (pointillés verts) et de simulation intégrale (tirets rouges) par rapport à la mesure dans la zone spatiale où est localisé le panache d'huile. La dérivée du signal lidar mesuré est illustrée par la ligne bleue.

Les produits d'inversion utilisés dans le simulateur PERFALIS avec LILAS ou COLIBRIS sont issus de méthodes d'inversion qui considèrent l'impulsion laser rétrodiffusée comme étant rectangulaire et uniforme. Cette hypothèse est classiquement acceptée par la communauté car la forme de l'impulsion affecte peu les résultats d'inversion lorsque le volume d'étude est important par rapport au volume illuminé. Il est donc normal que les signaux lidar du modèle classique soient conformes à ceux mesurés pour les cibles volumiques. De plus, lorsqu'un lidar présente une résolution spatiale supérieure à la zone illuminée par l'impulsion laser, les signaux simulés avec les modèles numériques classique et intégral sont quasi identiques car la rétrodiffusion de l'impulsion laser au cours de sa

propagation ne peut être résolue temporellement par le système. C'est le cas du lidar LILAS qui présente une résolution spatiale sur sa ligne de visée de **7,5 m** et un volume illuminé d'une épaisseur de **3 m**. En revanche, on constate des différences entre les deux simulations dans le cas de lidars à haute résolution spatiale comme COLIBRIS (**0,05 m**) où la résolution spatiale est bien inférieure à la zone illuminée par l'impulsion laser (**26 cm** avec la source Horus). Les écarts observés avec un lidar de haute résolution spatiale sont donc indirectement (différence des signaux lidar simulés avec les modèles classique et intégral de la Figure 65) dus aux méthodes d'inversion utilisées, qui ne prennent pas en compte le profil réel de l'impulsion laser. D'après les précédentes observations, ces erreurs sont maximales aux endroits où les propriétés optiques du panache changent (variation de concentration, panache d'aérosols en proportion non homogènes sur la ligne de visée, etc.).

En conclusion, les simulations PERFALIS sont conformes aux mesures de LILAS et de COLIBRIS. Le modèle intégral est le seul à pouvoir modéliser le signal sur des cibles à la fois volumiques et surfaciques tout en étant conceptuellement plus réaliste d'un point de vue physique. Les différences observées pour ce type de simulation avec COLIBRIS et les mesures expérimentales sont dues aux propriétés optiques du milieu (rétrodiffusion et extinction) obtenues par un modèle inverse qui utilise l'équation intégrale classique.

3. Prédiction des performances des lidars *supercontinuum*

L'objectif est de réaliser une étude de performance du lidar COLIBRIS par rapport à l'utilisation de sources *supercontinuum* pour la caractérisation des cibles volumiques et surfaciques. Pour cette raison, seuls les bruits faisant intervenir la contribution de la source laser seront évalués, c'est-à-dire l'évolution du rapport signal sur bruit spectral (SNR_λ) en fonction du bruit de grenaille du signal rétrodiffusé et du rayonnement de fond de la scène.

Dans notre étude, avec un PMT, le courant d'obscurité total I_{dt} est spécifié à une valeur de tension de gain de **1V** et est supposé constant sur toute la plage de contrôle de gain (de **0,2** à **1,1 V**). Par conséquent, la valeur haute du bruit lié au courant d'obscurité a été considérée pour toute tension de pilotage du PMT comprise entre **0,2** et **1,1 V**. De ce fait, parmi les différentes contributions de bruit dans les simulations, seule celle du bruit de grenaille liée à la puissance reçue sur le PMT augmente lorsque le gain M augmente. L'augmentation de la tension de gain a peu d'influence sur le SNR_λ , car le signal utile et le bruit lié à la puissance rétrodiffusée évoluent proportionnellement entre eux. Cela explique pourquoi entre différentes tensions de gain (**0,3** et **0,6 V**), la valeur du SNR_λ est sensiblement la même.

Le bruit électronique (thermique et d'obscurité) des mesures expérimentales est compris entre **0,4** et **0,6 mV**. Celui donné par PERFALIS est de **0,3 mV** donc légèrement inférieur. Cet écart s'explique par le fait que le bruit d'échantillonnage de la carte électronique n'est pas considéré et que certains paramètres constructeurs caractérisant le détecteur et l'amplificateur diffèrent légèrement des caractéristiques réelles des composants. Par exemple, le courant d'obscurité du détecteur est spécifié après trente minutes de repos dans le noir, ce qui n'est pas le cas lorsque nous effectuons nos mesures lidar. Néanmoins, le bruit fourni par PERFALIS reste très proche et du même ordre de grandeur que celui mesuré, ce qui est suffisant pour réaliser des études de performances. Le bruit de grenaille dépend de la puissance lumineuse reçue sur le capteur (voir chapitre 1), une comparaison peut être réalisée

entre les données expérimentales et simulées. Dans les mesures spectrales sur cible surfacique de la Figure 55.(2b), la mesure à 880 nm est dans le bruit avec une tension maximale de 4 mV. Dans la simulation PERFALIS, le bruit électronique total (bruit thermique, bruit d'obscurité et bruit de grenaille) est de 3,2 mV à 880 nm. Cette dernière valeur est en accord avec les observations expérimentales. Par la suite, la valeur théorique du bruit de grenaille sera donc supposée correcte.

Les performances de l'instrument sont limitées par quatre principales contributions : le bruit de grenaille de la lumière rétrodiffusée, le bruit lié au rayonnement de fond, le bruit d'obscurité et le bruit thermique. Les deux derniers bruits sont propres à la chaîne de détection, tandis que les deux autres dépendent des caractéristiques globales du lidar et de la scène observée.

3.1. Prédiction de performances sur cibles surfaciques

Les performances du lidar *supercontinuum* sont évaluées numériquement sur une cible surfacique lambertienne de 20 % de réflectance de nuit et de jour. L'objectif de l'étude est de déterminer le domaine spectral exploitable en fonction de la distance de la cible surfacique et d'estimer la portée maximale du système lidar. Par la suite, seule la contribution moléculaire de fond de la scène est considérée entre l'instrument et la cible ($P = 1013$ hPa et $T = 294,2$ K). La tension de gain du détecteur est fixée à 0,6 V et la luminance de fond de la scène est calculée en milieu rural avec une visibilité de 23 km (voir Figure 25). Afin d'évaluer les performances instrumentales indépendamment de la configuration du lidar, la fonction de recouvrement est supposée parfaite, c'est-à-dire égale à 1 pour toute distance r . Par la suite, la portée maximale du lidar est définie lorsque le rapport signal sur bruit est égal à 1 ($SNR_\lambda = 1$).

La Figure 66 illustre le rapport signal sur bruit spectral (SNR_λ) du lidar *supercontinuum* COLIBRIS en fonction de la distance r d'une cible surfacique lambertienne de 20 % de réflectance de nuit (a) et de jour (b) sans moyennage sur l'acquisition ($N = 1$). La zone blanche est une zone spectrale de non-détection de la cible dure où le $SNR_\lambda \leq 1$. Que ce soit de jour ou de nuit, le SNR_λ est maximal entre 600 nm et 800 nm. Ce résultat n'est pas surprenant, car nous avons montré dans la section 2 que le lidar y présentait une forte dynamique.

De nuit (Figure 66.(a)), le SNR_λ est supérieur à 1 pour toutes les longueurs d'onde comprises entre 500 nm et 880 nm avec la cible localisée à 55 m. Dans cette plage de valeurs, il est possible d'obtenir la signature lidar spectrale de la cible surfacique. Ces observations sont cohérentes avec les mesures expérimentales réalisées (voir chapitre 2). Lorsque la distance entre l'instrument et la cible augmente, le SNR_λ décroît avec la distance et implique une diminution de la plage spectrale utilisable. Par exemple à 200 m, la plage spectrale de télédétection est comprise entre 560 nm et 880 nm. À 300 m, elle est réduite entre 600 nm et 760 nm. La distance maximale de détection est atteinte à 400 m autour de 670 nm, dans la plage où la dynamique du système est maximale.

De jour (Figure 66.(b)) et avec la cible localisée à 55 m, la mesure lidar à 500 nm est inférieure ou égale aux bruits ($SNR \leq 1$). Le domaine spectral exploitable est donc légèrement réduit (510 nm à 880 nm) par rapport aux conditions nocturnes. De même que précédemment, le SNR_λ diminue avec la distance. À 100 m, la plage spectrale exploitable est entre 560 et 860 nm et la portée maximale de télédétection est atteinte à 200 m avec une longueur d'onde de 720 nm. Cette dernière est donc différente de celle évaluée de nuit. Cela est dû à la luminance de fond qui est moins forte à 720 nm

qu'à 670 nm (voir Tableau 31) en raison de la présence de vapeur d'eau dans l'atmosphère [293] qui augmente le rapport signal sur bruit autour de 720 nm.

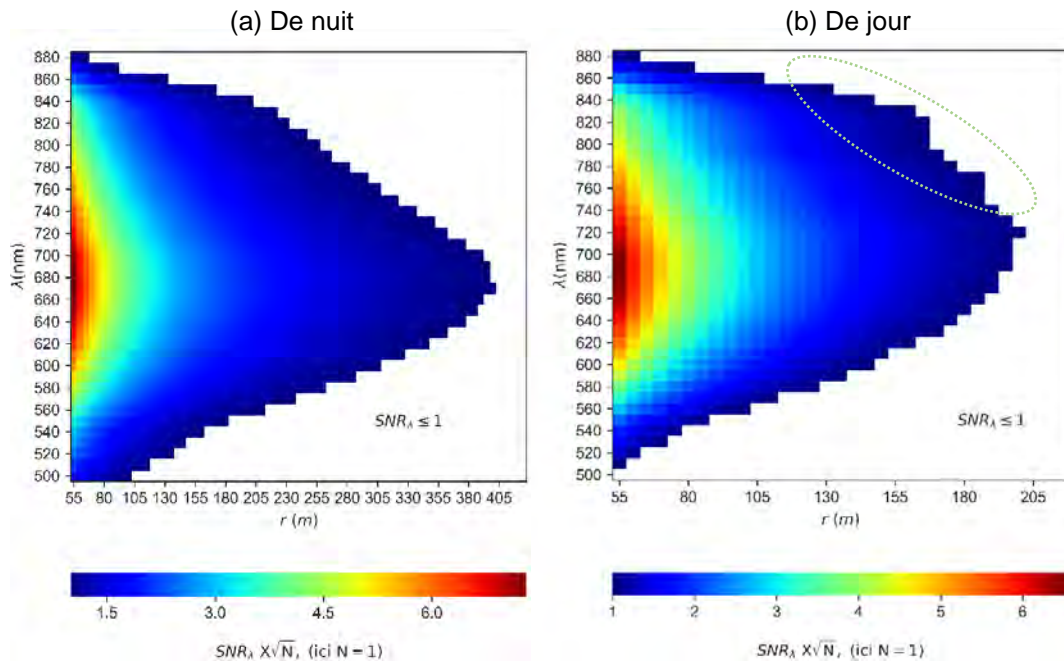


Figure 66. Rapport signal sur bruit spectral (SNR_λ) de nuit (a) et de jour (b) du lidar *supercontinuum* COLIBRIS en fonction de la distance r d'une cible surfacique lambertienne de 20 % de réflectance localisée à la distance r . La zone blanche est une zone spectrale de non-détection de la cible dure où le $SNR_\lambda \leq 1$.

Tableau 31. Luminance de fond de la scène en milieu rural avec une visibilité de 23 km.

Longueur d'onde (en nm)	500	550	600	650	670	720	750	800	900
Luminance (en $W \cdot m^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot sr^{-1}$)	$2,0 \cdot 10^{-1}$	$1,7 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$	$1,1 \cdot 10^{-1}$	$5,5 \cdot 10^{-2}$	$7,3 \cdot 10^{-2}$	$5,5 \cdot 10^{-2}$	$2,9 \cdot 10^{-2}$

Le profil du SNR_λ en limite de détection (limite entre le $SNR_\lambda > 1$ et la zone blanche) n'est pas identique de nuit et de jour. En journée, les SNR_λ dans la partie proche infrarouge délimitée par le cercle en tiret vert, sont moins pénalisés par la luminance de fond de la scène. En effet, cette dernière est plus faible dans la partie infrarouge que dans la partie visible comme illustré en Figure 25 et Tableau 31. La Figure 66 (a) et (b) apporte des informations sur le domaine spectral exploitable par le lidar *supercontinuum* COLIBRIS en fonction de la distance de la cible de nuit et de jour. Une comparaison globale entre le SNR_λ dans les deux configurations montre que le rapport signal sur bruit est généralement divisé par deux en journée. En revanche, elle ne permet pas de caractériser simplement l'évolution du SNR_λ en fonction de la position de la cible. Pour cette raison, le profil du SNR_λ en fonction de la distance est étudié pour trois longueurs d'onde sur la figure suivante.

La Figure 67 illustre le SNR_λ spatial de nuit (traits pointillés) et de jour (traits pleins) pour deux longueurs d'onde en limite de spectre 540 nm et 840 nm et une longueur d'onde autour de la sensibilité maximale du lidar 690 nm.

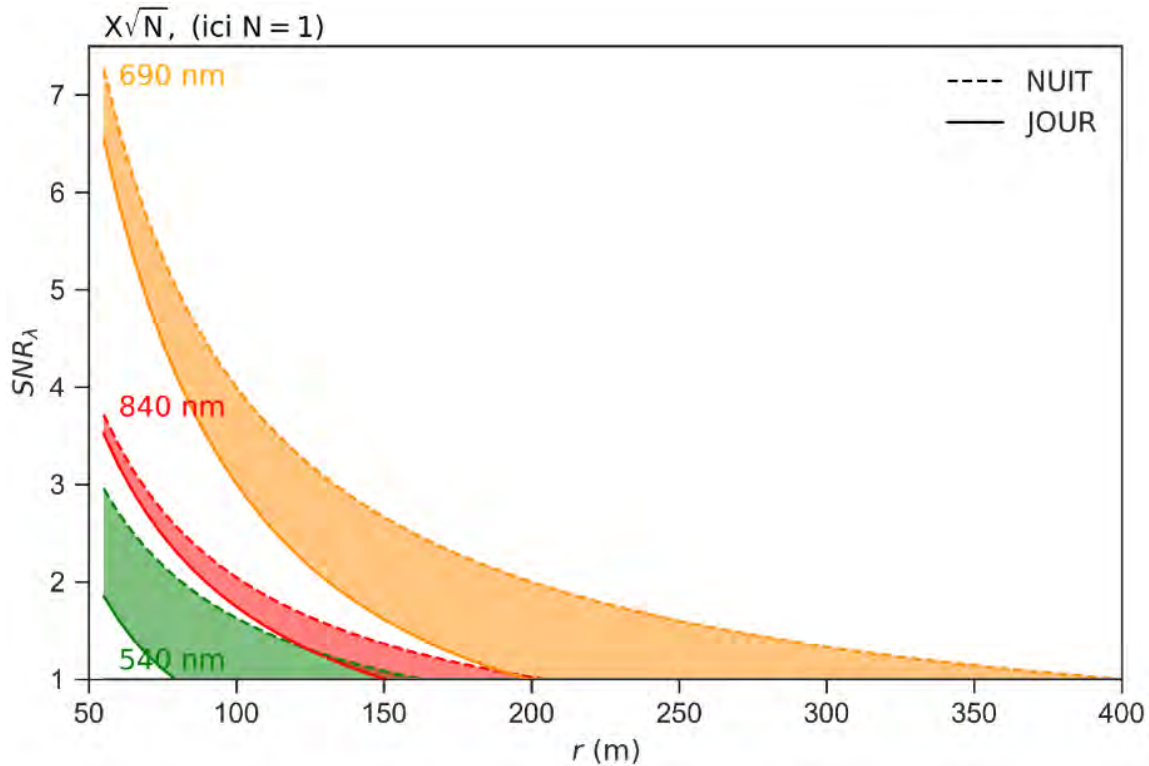


Figure 67. Évolution spatiale du rapport signal sur bruit en fonction de la distance d'une cible surfacique lambertienne de 20% de réflectance de nuit (traits pleins) et de jour (traits pointillés) pour trois longueurs d'onde : 540, 690 et 840 nm (données issues de PERFALIS).

Dans cette représentation, la contribution de la luminance de fond sur la diminution du rapport signal sur bruit est visible et elle est plus importante à 540 nm qu'à 690 nm. De nuit et pour chaque longueur d'onde, le SNR_λ est inversement proportionnel à la distance, ce qui n'est pas le cas de jour. Dans le cadre de cette simulation, l'atmosphère est sans aérosols de fond, seule la diffusion moléculaire entre le lidar et la cible est considérée. L'extinction de la lumière par l'atmosphère peut être négligée pour les distances de travail considérées. De plus, en condition nocturne, seuls les bruits d'obscurité et de grenaille de la lumière rétrodiffusée par la cible surfacique interviennent dans le rapport signal sur bruit. Dans ces conditions et en étant dans un régime où le bruit de grenaille est dominant ($\sigma_{sh,s}^2 > \sigma_{sh,d}^2 + \sigma_{th}^2$, ex. à 670 nm : $10^{-12} > 10^{-19} + 10^{-17}$), le rapport signal sur bruit peut alors s'approximer par :

$$SNR_\lambda(r) = A_\lambda \cdot r^{-1}$$

Équation 79. Évaluation du rapport signal sur bruit de nuit.

A_λ étant la valeur du SNR_λ dans le cas hypothétique où la cible se situerait à 1 m du lidar.

De jour, cette loi n'est pas vérifiée à cause du bruit additionnel lié à luminance ambiante. Ainsi, à partir de la valeur du SNR_λ à 55 m, il est possible de déterminer A_λ et de prédire l'évolution spatiale du $SNR_\lambda(r)$, ce qui limite considérablement le nombre de calculs nécessaire pour sa cartographie spectrale et spatiale. Le Tableau 32 présente la valeur de A_λ pour quelques longueurs d'onde. Les prédictions du SNR_λ faites à 100 m sont conformes à celles calculées par le code PERFALIS.

Tableau 32. Détermination du coefficient A_λ et estimation du SNR_λ à 100 m pour quelques longueurs d'onde.

λ [nm]	500	540	550	600	650	690	700	750	800	840	880
A_λ [Ø]	104	163	184	309	389	400	394	323	258	205	66
$SNR_\lambda(100\text{ m})$ [Ø]	1,0	1,6	1,8	3,1	3,9	4,0	3,9	3,2	2,6	2,0	0,7

La Figure 68 présente le SNR_λ d'une cible lambertienne placée à 55 m en fonction du niveau de DSP de la source laser *supercontinuum* utilisée (voir Figure 51) de nuit. Les courbes montrent que le SNR_λ augmente suivant la racine carrée de la puissance rétrodiffusée. Ainsi, lorsque la DSP est doublée et quadruplée, le SNR_λ augmente respectivement d'un facteur $\sqrt{2}$ et $\sqrt{4}$. Ces résultats sont en accord avec les observations faites par Rocadenbosch [182] et montrent, dans le cas où le bruit de grenaille est dominant, que le SNR d'un lidar monochromatique augmente avec la racine carrée de la puissance laser utilisée. Ce constat est aussi valable pour les lidars *supercontinuum* et permet d'estimer l'évolution des capacités instrumentales du lidar par rapport à la montée en puissance des sources laser *supercontinuum*. De plus et par analogie, il est possible d'extrapoler ces observations aux propriétés optiques de la cible pour en déduire la portée du lidar. Cette dernière varie avec la racine du rapport des réflectances. Ainsi, avec une cible lambertienne de 80 % de réflectance, la portée spectrale est doublée par rapport à une cible de 20 % de réflectance. D'autre part, il est important de remarquer que le SNR_λ présenté en condition nocturne a une allure spectrale similaire à celle de la constante instrumentale du lidar (voir Figure 58). En approfondissant cette hypothèse, on remarque qu'il existe une relation entre la constante instrumentale spectrale ($C_{inst,\lambda}$) et le SNR_λ . Dans le cas présent, c'est-à-dire de nuit et en atmosphère claire, cette relation est :

$$C_{inst,\lambda} / SNR_\lambda(r)^2 = k(r)$$

Équation 80. Relation entre la constante instrumentale et le rapport signal sur bruit.

avec k une constante dépendante de la distance r , mais indépendante de la longueur d'onde λ . Par exemple avec $r = 55\text{ m}$, on a $k = 37,26$. Cette relation semble logique au vu de l'expression du $SNR_\lambda(r)$ lorsque le bruit de grenaille est dominant (voir Équation 55).

L'ensemble des résultats présentés permet d'estimer la portée maximale du lidar *supercontinuum* avec une cible surfacique lambertienne de 20 % de réflectance en fonction du nombre de moyennages N [Ø] réalisé en acquisition et du niveau de DSP de la source *supercontinuum* (Q [Ø]). Ces résultats sont synthétisés en Figure 69 de jour (trait plein) et de nuit (traits pointillés).

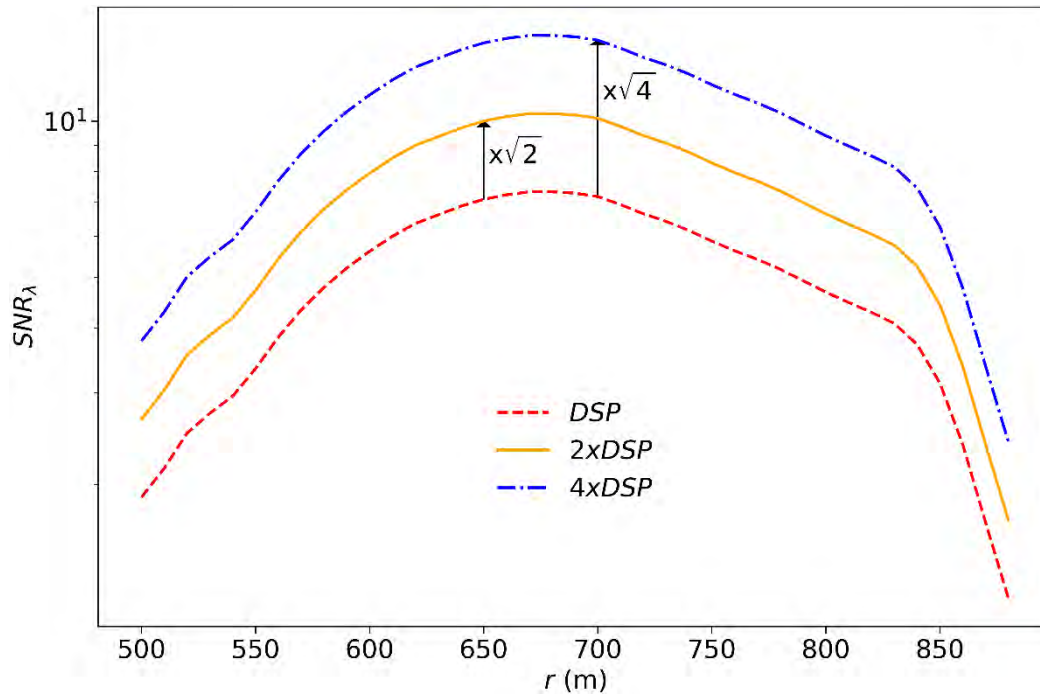


Figure 68. Évolution du rapport signal sur bruit spectral (SNR_{λ}) en fonction de la densité spectrale de puissance de la source laser *supercontinuum* de nuit avec une cible lambertienne de 20% de réflectance placée à 55 m.

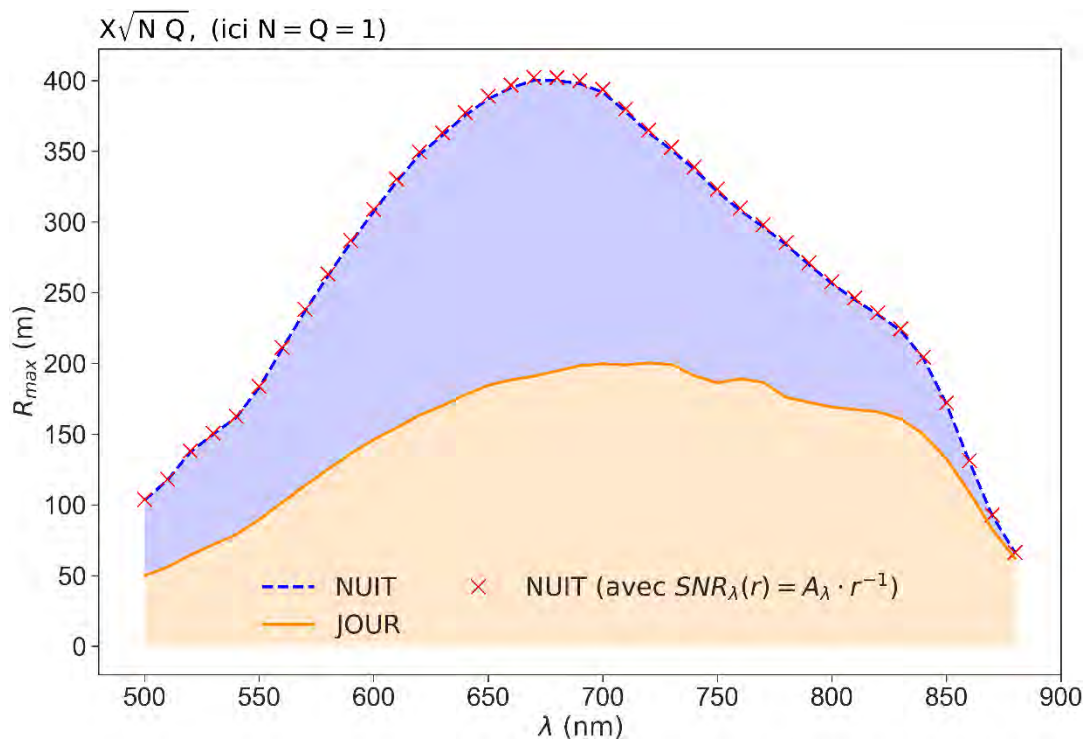


Figure 69. Portée maximale R_{max} du lidar *supercontinuum* de jour et de nuit en fonction du nombre de moyennages (N) en acquisition et du facteur multiplicatif de puissance (Q) de la densité spectrale de puissance (DSP) de la source laser *supercontinuum*.

Notons que de nuit et en atmosphère claire (sans aérosols de fond), la portée spectrale maximale obtenue par la résolution de l'équation $A_\lambda \cdot R_{max}^{-1} = 1$ (croix rouges), est conforme aux résultats obtenus avec la simulation. Les zones bleue et jaune-orange schématisent une plage de fonctionnement du lidar respectivement de nuit et de jour. Ces dernières courbes permettent de prédire très facilement la portée spectrale maximale du lidar COLIBRIS en fonction du moyennage effectué en acquisition (nombre N), du niveau de puissance de la source *supercontinuum* (nombre Q) et du rapport des réflectances. Par la suite, la même démarche d'étude est adoptée pour une cible volumique.

3.2. Prédiction de performances sur cibles volumiques

Dans cette section, les performances du lidar *supercontinuum* sont évaluées numériquement sur une cible volumique de deux mètres d'épaisseur de nuit et de jour. Afin d'évaluer la performance instrumentale indépendamment des propriétés optiques spectrales de la cible, la rétrodiffusion et le rapport lidar sont supposés indépendants de la longueur d'onde et respectivement fixés à $\beta_a(\lambda) = 4 \cdot 10^{-2} \text{ m} \cdot \text{sr}^{-1}$ et à $LR_a(\lambda) = 50 \text{ sr}$. La valeur de LR_a a été choisie pour correspondre aux données moyennes de la littérature [255]. La visibilité à travers la cible volumique est de deux mètres, ce qui est cohérent avec la visibilité de certains panaches industriels ou de certains fumigènes. Par la suite, seule la contribution moléculaire de fond de la scène est considérée entre l'instrument et la cible. La tension de gain du détecteur est fixée à 0,6 V et la luminance de fond de la scène est prise de jour en milieu rural avec une visibilité de 23 km (voir Figure 25 et Tableau 31). Comme précédemment et afin d'évaluer les performances instrumentales indépendamment de la configuration du lidar, la fonction de recouvrement est supposée parfaite (recouvrement complet) pour toute distance r . De même, la portée maximale du lidar est définie lorsque le rapport signal sur bruit est égal à 1 ($SNR_\lambda = 1$). Par la suite, la valeur du SNR_λ est prise lorsque l'impulsion illumine totalement la cible volumique, c'est-à-dire à 30 cm après le début du panache. À partir de cette définition, la portée maximale en fonction de la position du panache est étudiée en diffusion simple de nuit comme de jour.

La Figure 70 illustre la portée maximale du lidar *supercontinuum* sur une cible volumique de nuit (tirets bleus) et de jour (ligne orange) dans les conditions précédemment décrites. Comme pour la cible surfacique, la portée spectrale de la cible volumique est presque deux fois plus faible de jour dans la partie visible où la contribution de la luminance de fond est la plus importante (entre 500 nm et 710 nm). La portée spectrale maximale est atteinte autour de 680 nm là où la sensibilité du lidar est maximale : de nuit $R_{max} \approx 100 \text{ m}$ et de jour $R_{max} \approx 50 \text{ m}$. Si l'on impose un domaine de caractérisation spectral entre 550 nm et 850 nm, le lidar devrait être respectivement situé à une distance inférieure à 23 m de jour et à 43 m de nuit. Lorsqu'un moyennage sur N signaux est opéré en acquisition, la portée spectrale maximale augmente de \sqrt{N} . Ainsi, avec la fréquence de la source laser *supercontinuum* utilisée ici (1 kHz), il est possible d'obtenir en un dixième de seconde cent signaux lidar, ce qui permet d'augmenter d'un facteur 10 le rapport signal sur bruit tout en ayant un temps d'acquisition raisonnable. De même que pour les cibles surfaciques, la portée est augmentée d'un facteur \sqrt{Q} , avec Q le facteur multiplicatif de la puissance rétrodiffusée. Ainsi, la portée spectrale peut être doublée avec une source laser dont la DSP serait quatre fois plus élevée. Cela implique pour la cible volumique considérée, une portée multipliée par \sqrt{i} lorsque $\beta_i = i \cdot \beta_a$ et $LR_i = i^{-1} \cdot LR_a$ où i est un facteur multiplicatif réel. Ces relations permettent d'extrapoler les résultats aux quantités β_i et LR_i d'un panache, mais ne permettent en aucun cas de généraliser les portées obtenues à tous les

types de cibles volumiques. En effet dans l'étude de performance menée ici, les propriétés optiques β_a et LR_a sont indépendantes de la longueur d'onde de manière à évaluer les performances lidar par rapport aux caractéristiques du lidar *supercontinuum* et non aux propriétés optiques spectrales de la cible volumique. Celles-ci sont spécifiques à la nature, au nombre et à la forme des aérosols constituant le panache. Une généralisation des performances pour toutes les cibles volumiques n'est donc pas envisageable. Ainsi, pour des besoins spécifiques, comme la mesure lidar spectrale des émissions aéronautiques, où les propriétés optiques sont dépendantes de la longueur d'onde (voir Figure 2) et compte tenu de la morphologie des aérosols, une utilisation de PERFALIS est préconisée.

Pour résumer, les performances du lidar *supercontinuum* ont été évaluées sur une cible surfacique lambertienne de 20 % de réflectance et une cible volumique avec un $\beta_a(\lambda) = 4 \cdot 10^{-2} \text{ m} \cdot \text{sr}^{-1}$ et un $LR_a(\lambda) = 50 \text{ sr}$. Les simulations ont permis de calculer la portée spectrale maximale de l'instrument en conditions nocturne et diurne avec la configuration actuelle du lidar *supercontinuum* COLIBRIS et d'en estimer les performances en fonction de la puissance de la source, du nombre d'acquisitions en détection et des propriétés de rétrodiffusion des cibles.

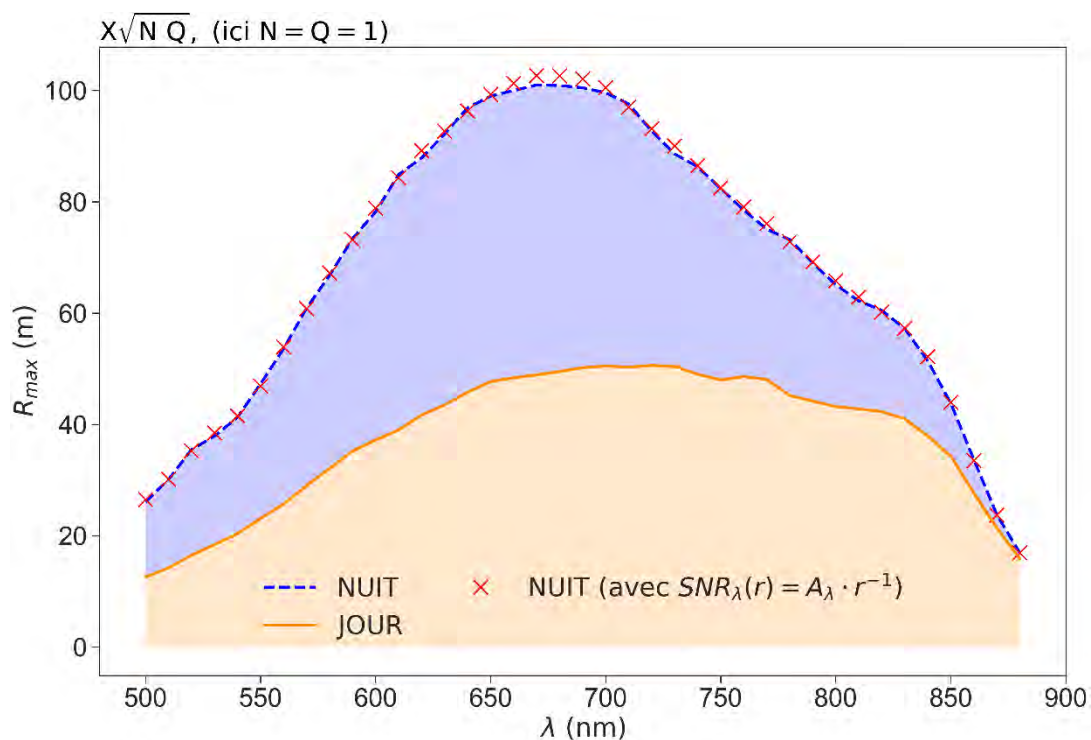


Figure 70. Portée maximale R_{max} du lidar *supercontinuum* sur une cible volumique ($\beta_a(\lambda) = 4 \cdot 10^{-2} \text{ m} \cdot \text{sr}^{-1}$ et $LR_a(\lambda) = 50 \text{ sr}$) de jour et de nuit en fonction du nombre de moyennages (N) en acquisition et de la multiplication de la puissance (Q) spectrale de la source laser *supercontinuum*.

4. Conclusions du chapitre

Ce chapitre est consacré à la comparaison des outils numériques avec les moyens expérimentaux respectivement présentés dans le chapitre 2 et 3. Dans un premier temps, l'algorithme d'inversion (ST-LIM) a été appliqué sur les mesures lidar COLIBRIS d'un panache d'huile en version monochromatique à 532 nm. Les propriétés optiques du panache, à savoir le profil de rétrodiffusion (β_a) et le rapport lidar (LR_a) récupérés sont en accord avec les valeurs trouvées dans la littérature pour des particules de type fumigène. La méthode n'a pas été appliquée sur les mesures spectrales en raison du mauvais confinement du fumigène lors des mesures. La cible volumique d'étude doit peu évoluer sur la ligne de visée : elle ne doit pas se diluer afin d'éviter la formation de zones pour lesquelles la rétrodiffusion du signal lumineux ne pourrait pas être détectée par le lidar. De futurs essais devront donc être réalisés pour respecter le cadre de fonctionnement de la méthode d'inversion avec les mesures lidar hyperspectrales.

Ensuite, la constante instrumentale et la réponse impulsionnelle équivalente du système lidar avec différentes sources laser (monochromatiques et *supercontinuum*) et pour différentes configurations de détection (sélection spectrale, tension de gain du détecteur, mesure de jour et de nuit) sont déduites des mesures expérimentales. Ces données sont comparées aux signaux lidar théoriques donnés par PERFALIS en prenant soin de spécifier les mêmes caractéristiques instrumentales et environnementales. Notons que la maîtrise de la conception et du développement du lidar COLIBRIS permet d'accéder à quasiment toutes les caractéristiques du lidar de manière à renseigner au mieux les données d'entrées dans le simulateur PERFALIS. Dans la génération des signaux lidar numériques, la forme réelle de l'impulsion laser lors de l'interaction rayonnement-matière est considérée, ce qui permet de produire des signaux réalistes et comparables aux mesures expérimentales. Quelques écarts entre les simulations et les mesures sont observés. Les données instrumentales indiquées dans PERFALIS concernent en grande majorité des spécifications annoncées dans les fiches techniques des différents sous-systèmes du lidar. Celles-ci peuvent différer de celles réellement obtenues. Ces écarts sont compensés par un facteur correctif, corrigeant l'écart observé entre les simulations et les mesures « terrain ». Soulignons que cette correction est stable par rapport aux différentes sources laser utilisées et aux différentes conditions expérimentales. Les réponses impulsionnelles théoriques et expérimentales sont quant à elles sensiblement les mêmes. Ces étapes permettent de valider le simulateur en fonctionnement monochromatique et hyperspectral et d'obtenir les mêmes constantes instrumentales théoriques et mesurées. D'autre part, grâce au partenariat de thèse avec le LOA, le simulateur est validé avec les données du lidar LILAS. Nous obtenons numériquement sa constante instrumentale en l'absence de mesures lidar sur une cible surfacique de référence.

Le modèle considérant la forme réelle des impulsions laser lors de l'interaction lumière-matière est le seul à pouvoir produire des signaux réalistes sur les cibles surfaciques. Lorsque le lidar est à haute résolution spatiale, des différences sont observées sur les cibles volumiques avec le modèle classique qui ne considère pas la forme des impulsions laser. Ces deux résultats suggèrent donc indirectement que des erreurs d'inversion lidar peuvent être commises par les modèles inverses actuels lors de leur utilisation sur des mesures à haute résolution spatiale. Les écarts observés concernent les zones où les propriétés optiques changent brutalement, typiquement les endroits internes du panache où les concentrations en aérosols vont varier. Lorsque la forme impulsionnelle laser n'est pas considérée, une valeur moyenne du signal de l'ensemble des sous-contributions est considérée. Dans le cas du lidar

LILAS, aucune différence n'est observée entre les deux modèles puisque la résolution spatiale du lidar (7,5 m) ne permet pas de discrétiser la zone illuminée par l'impulsion laser (3 m) au cours de sa propagation.

Enfin, des études de performances ont été conduites après la validation du simulateur PERFALIS afin d'estimer les capacités instrumentales du lidar *supercontinuum* sur des cibles volumiques et surfaciques. Nous avons ainsi estimé la portée spectrale maximale du lidar COLIBRIS *supercontinuum* à 400 m et 100 m (de nuit à 700 nm) respectivement avec une cible surfacique lambertienne de 20 % de réflectance et une cible volumique avec un $\beta_a(\lambda) = 4 \cdot 10^{-2} \text{ m} \cdot \text{sr}^{-1}$ et un $LR_a(\lambda) = 50 \text{ sr}$. De jour, la portée est divisée par deux pour le spectre visible du fait de la luminance solaire qui diminue le rapport signal sur bruit. Les longueurs d'onde autour de 700 nm sont non seulement celles qui présentent une portée la plus importante, mais également une constante instrumentale plus élevée. Ainsi, le domaine spectral entre 580 nm et 800 nm constitue une zone où la dynamique du lidar est la plus importante. Les résultats obtenus montrent également que le rapport signal sur bruit et la portée spectrale augmentent suivant la racine carrée du nombre de moyennages réalisé en acquisition. Les sources *supercontinuum* utilisées ont des fréquences assez élevées (de l'ordre du kHz), ce qui permet d'acquérir un signal lidar moyenné en peu de temps. Par exemple, il est possible d'augmenter d'un facteur dix le SNR_λ avec une durée d'acquisition d'un dixième de seconde pour chaque longueur d'onde avec une source cadencée à 1 kHz. D'autre part, nous avons montré par simulations que le SNR_λ et la portée maximale spectrale de télédétection augmentent suivant la racine carrée de la puissance rétrodiffusée. Ainsi, lorsque la puissance spectrale ou les propriétés de rétrodiffusion de la cible quadruplent, le rapport signal sur bruit et la portée maximale sont doublés. En conséquence, la montée en puissance des sources laser *supercontinuum* dans le futur permettra non seulement d'augmenter la portée, mais aussi de mesurer les propriétés optiques de rétrodiffusion plus faibles avec des valeurs inversement proportionnelles à la racine carrée du rapport des puissances.

CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

L'objectif de cette thèse est de démontrer la faisabilité de mesures lidar *supercontinuum* pour la caractérisation spectrale de milieux diffusants (volumiques et surfaciques). Les sources laser qui équipent actuellement les lidars imposent des limitations propres à leur utilisation (longueurs d'onde discrètes, portées kilométriques, hypothèses *a priori*). L'utilisation de sources laser *supercontinuum* permet de lever une à une ces limites :

1^{ère} limitation – Émission laser sur quelques longueurs d'onde discrètes

Alors que la puissance des sources monochromatiques se répartit par définition sur une seule longueur d'onde, la puissance des sources laser *supercontinuum* est quant à elle répartie sur un large spectre allant du visible à l'infrarouge. Leur utilisation dans les systèmes lidar est alors envisagée pour identifier les propriétés optiques d'un milieu d'étude sur un large domaine spectral. Cependant, la densité de puissance spectrale de ces dernières étant faible, on s'attend donc à des portées d'utilisation réduites. Les performances des systèmes lidar intégrant des sources laser *supercontinuum* nécessitent une évaluation.

2^{ème} limitation – De nouveaux besoins de sondage

Les systèmes lidar actuels sont destinés à réaliser des mesures sur plusieurs kilomètres alors que de nouveaux besoins tendent vers une caractérisation à courte portée de panaches (anthropiques ou naturels). Le sondage à courte portée nécessite une adaptation du système opto-mécanique pour que la lumière rétrodiffusée soit focalisée sur des détecteurs mobiles s'adaptant à la distance sondée. De plus, l'utilisation de sources laser *supercontinuum* nécessite des optiques achromatiques avec un dispositif mobile d'analyse et de détection adapté au large spectre d'émission de ces sources.

3^{ème} limitation – Nouvelle méthode d'inversion

Les méthodes d'inversion lidar permettent d'identifier les coefficients d'extinction et de rétrodiffusion du milieu sondé par l'instrument lidar. Actuellement, ces méthodes utilisent une couche pure de la troposphère ou stratosphère comme référence, ce qui n'est pas adapté aux mesures horizontales ou aéroportées (du ciel vers la Terre). De plus, une connaissance *a priori* sur le rapport lidar doit être formulée. Dans cette thèse, une nouvelle méthode d'inversion sans hypothèse *a priori* et opérationnelle en mesures horizontales a été développée. Cette méthode, validée numériquement, permet de s'affranchir d'hypothèses qui imposent d'ordinaire un couplage avec d'autres instruments de mesure (lidar Raman ou HSRL, photomètre, radar).

▪ Bilans sur les travaux conduits

Dans un premier temps, nous avons montré les limites liées à l'utilisation de modèles de sphères équivalentes pour la modélisation des sections efficaces spectrales du lidar. L'étude s'est concentrée sur les agrégats de suie. Ces agrégats sont de bons candidats d'étude car ils sont non sphériques et présentent une absorption spectrale notable. Nous avons constaté que la morphologie des agrégats a un fort impact sur les résultats lorsque la longueur d'onde se rapproche de la taille des

agrégats. En outre, cette étude a montré que les sections efficaces d'extinction et de rétrodiffusion des agrégats fractals possèdent une dépendance spectrale, tout comme celles des aérosols avec une morphologie sphérique. Les différences entre les valeurs des propriétés optiques des agrégats fractals et celles des sphères équivalentes suggèrent une grande prudence quant à l'approximation des formes fractales par des sphères.

Nous avons, par la suite, décrit les différents modules composant un nouvel instrument lidar (COLIBRIS) et le formalisme permettant de les modéliser. Ce dernier a été adapté pour que la dépendance spectrale de chaque module soit considérée. Les sources laser *supercontinuum* fibrées ont été utilisées dans la conception de l'instrument COLIBRIS car elles sont compactes, de faibles masses et peuvent couvrir un domaine spectral de l'ultraviolet au moyen infrarouge. La faible puissance spectrale de ces sources (intégrée sur tout le spectre) par rapport aux sources laser monochromatiques favorise *a priori* une utilisation des lidars *supercontinuum* pour le diagnostic à courte portée. En reprenant des travaux existants dans la littérature, deux fonctions de recouvrement ont été adaptées pour des applications lidar à très courtes portées (< 100 m). Conscients des limites que présentent les méthodes d'inversion lidar pour des mesures à courte distance, nous avons envisagé d'utiliser une cible surfacique comme référence plutôt que d'utiliser une couche de la haute atmosphère (cible de référence volumique). Cela nous a amené à établir une nouvelle équation lidar, valide sur des cibles volumiques comme surfaciques. Ainsi deux équations unifiées ont été décrites. La première, l'équation unifiée sous forme classique, considère les impulsions laser comme étant uniformes et avec un profil temporel rectangulaire. La seconde équation, dite équation unifiée sous forme intégrale, permet de considérer la forme réelle des impulsions dans l'interaction lumière-matière.

Nous avons ensuite conçu le simulateur lidar PERFALIS (modèle direct) sur les bases théoriques précédemment développées pour prédire les performances du lidar COLIBRIS sur des cibles volumiques ou surfaciques pour des sources laser monochromatiques ou *supercontinuum*. Le simulateur modélise la réponse spectrale de l'instrument (signaux lidar, rapport signal sur bruit, etc.) en tenant compte des propriétés optiques d'une scène et de tous les modules (émission, réception, chaîne d'acquisition) composant l'instrument. La fonction de recouvrement de l'instrument a été étudiée pour différentes configurations. Les résultats suggèrent qu'une configuration lidar bi-statique avec déplacement du détecteur permet de maximiser le recouvrement en champ proche. Compte tenu des nouveaux besoins de sondage des panaches anthropiques (rejet industriel, émission aéronautique, etc.), nous avons étudié le signal d'un lidar à haute résolution spatiale (centimétrique) avec des durées d'impulsion laser de l'ordre de la nanoseconde (accessibles avec des sources laser *supercontinuum*). Des différences significatives sur le signal lidar sont observées entre le modèle lidar classique et le modèle intégral sur les cibles volumiques lorsque l'épaisseur est inférieure à la zone illuminée par l'impulsion laser. Ces différences sont dues à la forme temporelle réelle des impulsions laser qui n'est pas considérée dans le modèle classique. Le modèle intégral unifié est également le seul à pouvoir fournir un signal lidar réaliste sur une cible surfacique.

Nous avons également montré que l'on pouvait approximer la réponse impulsionnelle de l'instrument par une durée équivalente. Cette durée est obtenue à partir d'une mesure sur une cible surfacique. La durée équivalente peut être utilisée dans le modèle intégral pour inclure indirectement la réponse impulsionnelle de la chaîne d'acquisition. Cette démarche a été mise en place pour valider le

simulateur avec des mesures lidar sur une cible surfacique lorsque toutes les réponses impulsionnelles de la chaîne d'acquisition ne peuvent pas être déterminées avec précision.

Après une validation fonctionnelle de tous les modules du code PERFALIS, nous avons réalisé une simulation lidar avec une source laser *supercontinuum*, une cible volumique (panache d'aérosols) et une cible surfacique localisée à moins de **50 m** de l'instrument. Les simulations ont révélé un bon rapport signal sur bruit pour les deux types de cibles avec une dynamique maximale autour de **695 nm**. Ces résultats ont permis d'appuyer numériquement la faisabilité de mesures lidar *supercontinuum* et ont encouragé le développement instrumental du système lidar.

Nous avons ensuite développé l'instrument lidar COLIBRIS. Compte tenu des verrous technologiques existants pour la télédétection à courte portée et du large spectre d'émission des sources laser *supercontinuum*, deux versions ont été réalisées. Elles tiennent compte des paramètres clés identifiés dans les précédentes simulations (configuration bi-statique, déplacement du détecteur en champ proche, etc.).

La première version, dite monochromatique, est une version dans laquelle la lumière rétrodiffusée est analysée pour une seule longueur d'onde au moyen d'un filtre interférentiel. Des mesures lidar ont été réalisées sur des cibles volumiques et surfaciques à courte portée (**> 10 m**) avec différentes sources laser (monochromatiques et *supercontinuum*). Ces essais nous ont permis de valider le concept et les fonctionnalités du lidar pour des mesures à courte portée à haute résolution spatiale (centimétrique).

Une seconde version de l'instrument a été développée (version hyperspectrale) pour réaliser une analyse hyperspectrale de la lumière rétrodiffusée. Les principaux changements ont porté sur un nouveau système opto-mécanique du module de réception afin d'intégrer un monochromateur (dispositif de sélection spectrale). Chaque module a été synchronisé afin de garantir une mesure lidar sans confusion spectrale. Avec cette version, nous avons réalisé des mesures lidar *supercontinuum* sur des cibles volumiques et surfaciques entre **480 et 900 nm** et avec une haute résolution spatiale. Ces résultats expérimentaux démontrent la faisabilité et la viabilité de mesures lidar *supercontinuum* pour la caractérisation spectrale des milieux diffusants.

Nous avons ensuite développé un formalisme pour identifier les propriétés optiques (coefficients d'extinction et de rétrodiffusion) d'un nuage d'aérosols en utilisant une cible surfacique comme référence. Cela nous a conduit au développement d'un modèle inverse ST-LIM. Il intègre une méthode pour inverser le signal lidar sans hypothèse *a priori* sur le rapport lidar. Pour valider le code d'inversion, nous avons utilisé différents signaux lidar issus du simulateur PERFALIS : des signaux lidar bruités et des signaux avec des erreurs initialement introduites sur les valeurs des constituants de fond atmosphérique. Dans l'ensemble des cas, l'erreur sur les résultats (valeurs du coefficient de rétrodiffusion et du rapport lidar) pour l'aérosol étudié était inférieure à **5 %**, démontrant ainsi la robustesse de la méthode. Cet algorithme a ensuite été appliqué sur des mesures lidar COLIBRIS dans sa version monochromatique permettant ainsi d'identifier les propriétés optiques d'un fumigène d'huile sans hypothèse *a priori* sur son rapport lidar. La valeur de ce dernier est cohérente avec celles de la littérature pour ce type d'aérosols.

Nous avons déduit les constantes et la réponse impulsionnelle instrumentale des deux versions de COLIBRIS à partir des mesures lidar sur une cible surfacique aux propriétés optiques connues. Ces grandeurs ont été ensuite comparées à celles données par le simulateur PERFALIS pour des conditions expérimentales identiques. De faibles écarts sont observés entre les simulations et les mesures. Les écarts s'expliquent par les caractéristiques techniques des sous-systèmes des feuilles techniques qui diffèrent des caractéristiques réelles. Un facteur correctif a été introduit pour compenser ces différences. Nous avons observé que cette correction était stable pour différentes sources laser et pour différentes conditions expérimentales. Ces étapes nous ont permis de valider le simulateur en fonctionnement monochromatique et hyperspectral. Ce dernier a également pu être validé avec des mesures du lidar LILAS du LOA. Nous avons retrouvé sa constante instrumentale sans mesure lidar sur cible surfacique. Notons que les mesures sur cibles surfaciques ont également permis de définir une procédure de calibration relative du lidar COLIBRIS.

Le modèle intégral est le seul à pouvoir reproduire le signal lidar sur une cible surfacique. En se basant sur les produits d'inversion lidar (profil d'extinction et de rétrodiffusion), des différences sont observées à haute résolution spatiale sur les cibles volumiques avec le modèle classique et le modèle intégral. En revanche, aucune différence n'est observée entre les deux modèles sur les mesures lidar dont la résolution spatiale ne permet pas de discrétiser les impulsions laser (cas du lidar LILAS). Les résultats suggèrent que des erreurs lors de l'inversion peuvent être commises par les modèles inverses lors de leur utilisation sur des signaux lidar à haute résolution spatiale.

Nous avons ensuite mené des études de performances du lidar *supercontinuum* avec le simulateur PERFALIS. De nuit et avec la source laser *supercontinuum* considérée dans ce sujet de thèse, la portée maximale de détection d'une cible surfacique de 20 % de réflectance est de quelques centaines de mètres sur le domaine spectral compris entre 500 et 860 nm. Sur une cible volumique, cette portée est inférieure à 100 m pour la même plage spectrale. Nous avons également montré que la portée maximale diminue de moitié à cause de la luminance de fond en journée. De plus, les résultats montrent que la portée maximale de détection augmente avec la racine carrée de la densité spectrale de puissance de la source laser. L'utilisation de sources *supercontinuum* avec une fréquence de répétition élevée permet d'augmenter cette distance maximale suivant la racine carrée du nombre de moyennage fait en acquisition. Les temps d'acquisition mis en jeu sont raisonnables (inférieurs à la seconde) compte tenu de la fréquence de répétition des sources laser *supercontinuum* utilisées ici.

▪ Perspectives suite aux travaux conduits

Les études numériques et expérimentales menées au cours de ce travail de thèse ont démontré la possibilité de caractériser spectralement les milieux diffusants par méthodes lidar grâce à la richesse spectrale des sources laser *supercontinuum* impulsionnelles. Plusieurs perspectives sont proposées.

▪ Simulateur lidar

Le simulateur développé durant ce travail de thèse permet de réaliser des bilans de performances de lidar monochromatiques et *supercontinuum* sur des cibles volumiques et surfaciques en considérant la forme réelle des impulsions laser. Le formalisme a été développé en s'appuyant sur l'hypothèse d'une diffusion élastique simple. En d'autres termes, cela suppose qu'un seul événement de diffusion

a lieu entre le train d'onde de lumière et la matière sondée. Cette hypothèse n'est plus vérifiée lorsque les milieux deviennent denses, typiquement pour des extinctions supérieures à 2 km^{-1} . Certaines études sur le sujet montrent qu'il est possible de tenir compte des diffusions multiples en intégrant des coefficients appropriés dans l'équation lidar. Ces derniers sont souvent calculés à partir de méthodes Monte-Carlo. Le simulateur PERFALIS pourrait intégrer également la dimension polarimétrique de la lumière pour accompagner les éventuelles perspectives faites sur l'instrument.

- Instrument lidar

Certaines améliorations sur la version hyperspectrale de COLIBRIS peuvent être réalisées. Les sources laser *supercontinuum* présentent quelques fluctuations de densité spectrale entre chaque impulsion émise. Dans nos travaux, nous avons limité ces fluctuations en choisissant une fréquence de répétition permettant d'avoir une distribution d'énergie stable entre chaque impulsion du laser de pompe. Les signaux lidar sont acquis sur plusieurs impulsions, ce qui permet de réduire les fluctuations impulsionsnelles à des fluctuations moyennes. L'une des possibilités pour s'affranchir de cette contrainte serait de prélever une portion du signal avant sa propagation vers le milieu cible afin d'analyser et de corriger les éventuelles fluctuations de densité spectrale.

Une deuxième amélioration pourrait être envisagée en réception et dans la chaîne d'acquisition. Actuellement, l'analyse hyperspectrale est réalisée par un monochromateur, ce qui implique un décalage temporel de quelques secondes entre chaque mesure spectrale (temps de balayage de tout le spectre). Une optimisation des commandes du monochromateur réduirait ce temps. Une autre solution (onéreuse) consisterait à utiliser des barrettes de photodiodes pour détecter simultanément les longueurs d'onde rétrodiffusées par le milieu d'étude.

Le simulateur lidar pourrait être utilisé pour dimensionner de nouveaux instruments lidar *supercontinuum* ou monochromatiques dédiés à des applications spécifiques ou encore pour étudier les performances de nouveaux prototypes. Il est envisagé d'étudier une version aéroportée du lidar COLIBRIS. Cette application aéroportée présente un intérêt pour étudier au plus près les sources d'aérosols naturels ou anthropiques.

Une analyse polarimétrique large bande de la lumière rétrodiffusée intégrant un dispositif à cristaux liquides à polarisation commandée améliorerait le lidar. Les mesures lidar spectro-polarimétrique acquises permettraient une analyse complète des caractéristiques de la lumière rétrodiffusée. La fusion des informations spectrales et polarimétriques permettrait d'identifier les paramètres microphysiques (nature, distribution en taille, forme) des aérosols sans aucune hypothèse.

Pour conclure sur les perspectives instrumentales notons que le développement de nouvelles sources laser *supercontinuum* plus puissantes permettrait d'accroître la portée d'utilisation et de sonder des milieux diffusants optiquement plus denses. Une combinaison entre une source laser *supercontinuum* opérant dans le domaine visible et une autre dans le moyen infrarouge pourrait élargir le domaine des mesures lidar du visible au moyen infrarouge. Ces dernières longueurs d'onde (moyen infrarouge) présentent un intérêt notamment pour exploiter le régime de diffusion de particules de plus grande taille (de l'ordre du micromètre) comme les aérosols marins.

- Inversion lidar macroscopique

La méthode d'inversion lidar développée permet d'identifier les propriétés optiques d'un milieu volumique sans hypothèse *a priori* sur son rapport lidar. Cependant, le gain de détection doit être suffisamment élevé pour détecter la rétrodiffusion du signal volumique d'étude sans saturer le signal provenant de la cible surfacique. Cela peut être contraignant lorsque la cible volumique d'étude est faiblement rétrodiffusante. La méthode d'inversion pourrait être appliquée à des mesures aéroportées où la cible surfacique (le sol) a des propriétés différentes et variables spatialement.

L'utilisation de mesures lidar et de mesures d'imageur spectral avec la méthode d'inversion proposée dans cette thèse serait complémentaire. L'objectif serait d'établir de nouvelles méthodes d'étalonnage pour les mesures lidar vers le sol.

- Inversion lidar

Les mesures lidar *supercontinuum* ouvrent la voie aux profilages d'indices sur la ligne de visée. En effet, une adaptation des relations de Kramers-Kronig sur un domaine spectral fini permettrait d'identifier l'indice optique complexe de la scène avec une résolution spatiale centimétrique. De ce fait, il serait possible d'identifier directement la nature des aérosols sur tout le milieu sondé.

Une autre possibilité serait de réaliser des mesures lidar *supercontinuum* sur une cible volumique connue comme un nuage de gouttelettes issue d'un environnement contrôlé (chambre climatique) et dont toutes les caractéristiques microphysiques sont connues. L'objectif est de comparer les propriétés optiques réelles et celles obtenues par la méthode d'inversion. Cette approche permettrait de développer et de valider les méthodes d'inversion microphysique en passant des coefficients d'extinction et de rétrodiffusion du milieu aux paramètres microphysiques comme la distribution en taille des gouttes d'eau.

ANNEXE A. ESTIMATION THÉORIQUE DE LA FONCTION DE RECOUVREMENT

La fonction de recouvrement (aussi appelée *overlap* en anglais) ou compression géométrique du signal, traduit physiquement le recouvrement entre le champ de vision du télescope (FOV pour *Field Of View* en anglais) et le champ illuminé par le laser.

Notre lidar ambitionne des mesures à courte portée. L'expression du signal lidar en diffusion simple doit donc tenir compte de cette fonction de recouvrement $\xi(\mathbf{r})$ pour ne pas entraîner d'erreur lors de l'étude de l'instrument ou de biais lors des procédures d'inversion lidar permettant d'identifier les propriétés optiques du milieu sondé. Nous proposons ici d'étudier analytiquement et géométriquement ce problème en reprenant et complétant certains travaux de la littérature menés par Stelmaszczyk *et al.* [164].

La fonction de recouvrement peut être étudiée selon deux approches. Une première analyse a lieu dans le plan objet du système optique de réception, c'est-à-dire là où se trouve le milieu diffusant. Cette dernière permet de dégager quelques notions clés relatives au problème de recouvrement. Puis, une seconde analyse se situe dans le plan image, là où se fait la détection. Celle-ci a l'avantage d'être plus complète par rapport à la précédente, car elle permet de prendre en compte certaines briques de la chaîne de détection, comme la surface de détection et la position du détecteur dans le système lidar.

Dans cette étude, certaines hypothèses sont émises. Le champ d'émission du laser et le champ de vue du télescope sont supposés coniques, le système optique de collection est assimilé à une optique équivalente de focale f_{equiv} et seul le premier ordre de diffusion dans l'interaction lumière-matière y est considéré. La représentation, les notions et les valeurs associées au système sont illustrées sur la Figure 71 et décrites dans le Tableau 33.

Tableau 33. Dénominations et notations utilisées

Dénominations	Notations
Diamètre laser	D_L
Diamètre télescope	D_T
Diamètre diaphragme d'ouverture	D_O
Diamètre surface détection	D_S
Divergence laser	φ_L
Champ de vue télescope (FOV)	φ_T
Angle inclinaison laser	θ_L
Angle inclinaison télescope	θ_T
Angle inclinaison inter-axe	θ_{tilt}
Distance inter-axe	d
Focale équivalente	f_{equiv}

▪ **Analyse au niveau du plan objet : zone dans laquelle se trouve le milieu cible**

Dans cette étude, le plan de détection est placé au niveau de la focale équivalente f_{equiv} du système. Le champ de vue du télescope est défini à partir de la focale équivalente et du diamètre le plus petit entre le diaphragme de champ et la surface du détecteur.

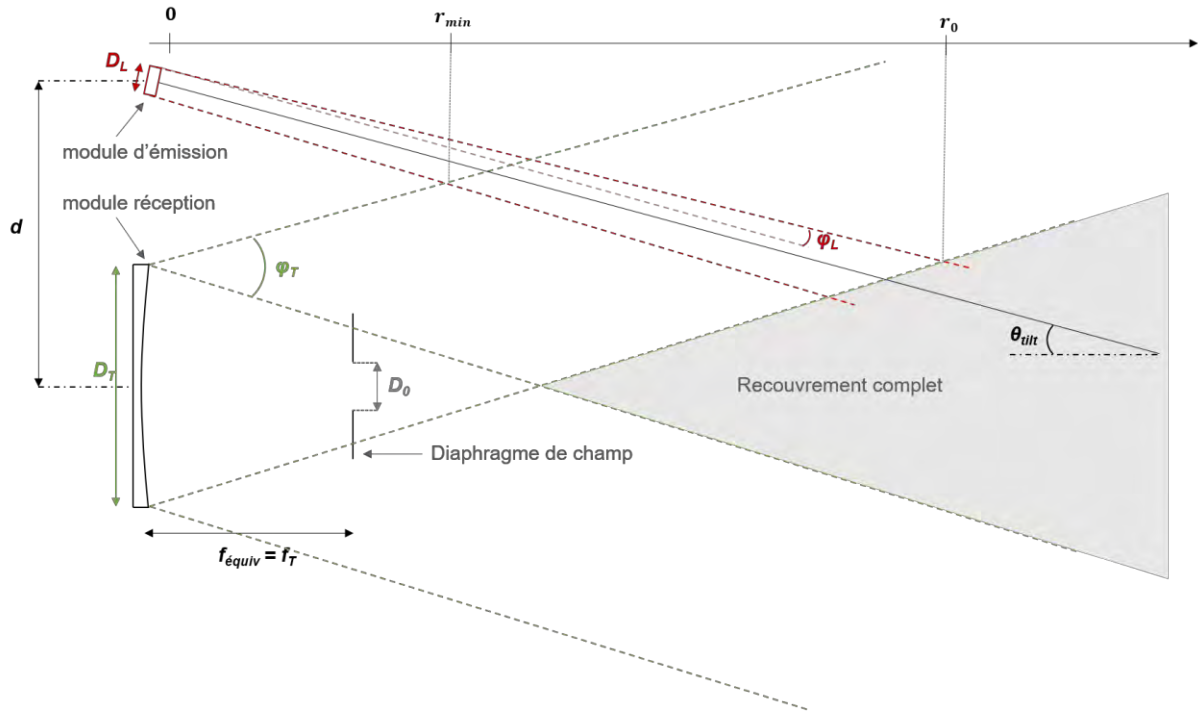


Figure 71. Configuration des chaînes de détection et de transmission.

L'objectif est de définir un intervalle de distance pour lequel le faisceau laser est partiellement imagé par le télescope. Cette zone constitue, pour la fonction de recouvrement, une transition entre un recouvrement nul ($\xi(r) = 0$) et un recouvrement complet ($\xi(r) = 1$). En s'appuyant sur le schéma de la Figure 71, la distance r_{min} pour laquelle le faisceau laser commence à intercepter le champ de vue du télescope peut être calculée en résolvant l'équation suivante :

$$\tan\left(\frac{\varphi_T}{2}\right) r_{\text{min}} + \frac{D_T}{2} = d - \frac{D_L}{2} \cdot \cos(\theta_L) - \tan\left(+ - \frac{\varphi_L}{2}\right) r_{\text{min}}$$

Équation 81. Abscisse du point d'intersection entre le rayon extrême inférieur du laser avec la droite de la partie supérieure du champ de vision du télescope.

La résolution de cette équation donne la distance minimale du début de recouvrement r_{min} [164,294] :

$$r_{min} = \frac{2d - D_L \cdot \cos(\theta_L) - D_T}{2 \tan\left(\theta_{tilt} + \frac{\varphi_L}{2}\right) + 2 \tan\left(\frac{\varphi_T}{2}\right)}$$

Équation 82. Expression de r_{min} .

De la même manière, la distance de recouvrement complet (r_0) pour laquelle l'ensemble des points du télescope imagent tous les points du faisceau laser peut être calculée analytiquement par la relation suivante :

$$\tan\left(\frac{\varphi_T}{2}\right) \cdot r_0 - \frac{D_T}{2} = d + \frac{D_L}{2} \cdot \cos(\theta_L) - \tan\left(\theta_{tilt} - \frac{\varphi_L}{2}\right) r_0$$

Équation 83. Abscisse du point d'intersection entre le rayon extrême supérieure du laser avec la droite de la partie supérieure du champ de vue complet du télescope.

La résolution de l'équation donne alors [164,294] :

$$r_0 = \frac{2d + D_L \cdot \cos(\theta_L) + D_T}{2 \tan\left(\theta_{tilt} - \frac{\varphi_L}{2}\right) + 2 \tan\left(\frac{\varphi_T}{2}\right)}$$

Équation 84. Expression de r_0 .

Ces deux distances constituent les bornes de l'intervalle $[r_{min}, r_0]$ pour lequel le volume sondé par le laser recouvre partiellement l'angle solide vu par le télescope. À ce niveau d'étude, nous pouvons donc avoir trois cas :

1. Lorsque $r < r_{min}$, le télescope ne voit pas le volume sondé. La fonction de recouvrement est nulle ;
2. Lorsque $r \in [r_{min}, r_0]$, le télescope voit une partie du volume sondé. La fonction de recouvrement est non nulle, mais inférieure à 1 ;
3. Lorsque $r > r_0$, tous les points du volume sondé sont imagés par tous les points du télescope. La fonction de recouvrement vaut 1.

Dans le cas d'une inclinaison extrême entre l'axe d'émission et l'axe de réception, le champ illuminé par le laser pourrait sortir du champ de vue du télescope. Cette configuration nous amène donc à définir deux autres distances : r_{f1} et r_{f2} . La distance r_{f1} est la distance à partir de laquelle le faisceau laser commence à sortir du champ de vue du télescope. Elle est déduite en résolvant l'équation suivante [294] :

$$-\tan\left(\frac{\varphi_L}{2}\right) \cdot r_{f1} + \frac{D_T}{2} = d - \frac{D_L}{2} \cdot \cos(\theta_L) - \tan\left(\theta_{tilt} - \frac{\varphi_L}{2}\right) \cdot r_{f1}$$

Équation 85. Abscisse du point d'intersection entre le rayon extrême inférieur du laser avec la droite de la partie inférieure du champ de vue complet du télescope complet.

ce qui donne :

$$r_{f1} = \frac{2d - D_L \cdot \cos(\theta_L) - D_T}{2 \cdot \tan\left(\theta_{tilt} + \frac{\varphi_L}{2}\right) - 2 \cdot \tan\left(\frac{\varphi_T}{2}\right)}$$

Équation 86. Expression r_{f1} .

La distance r_{f2} est la distance à partir de laquelle le laser sort complètement du champ de vue du télescope. Elle est calculée en résolvant l'équation suivante [294] :

$$-\tan\left(\frac{\varphi_T}{2}\right) \cdot r_{f2} - \frac{D_T}{2} = d + \frac{D_L}{2} \cdot \cos(\theta_L) - \tan\left(\theta_{tilt} - \frac{\varphi_L}{2}\right) \cdot r_{f2}$$

Équation 87. Abscisse du point d'intersection entre rayon extrême supérieur du laser avec la droite de la partie inférieure du champ de vision du télescope.

ce qui nous donne :

$$r_{f2} = \frac{2d + D_L \cdot \cos(\theta_L) + D_T}{2 \cdot \tan\left(\theta_{tilt} - \frac{\varphi_L}{2}\right) - 2 \cdot \tan\left(\frac{\varphi_T}{2}\right)}$$

Équation 88. Expression r_{f2} .

Ces deux nouvelles distances constituent les bornes de l'intervalle $[r_{f1}, r_{f2}]$ pour lequel le volume sondé par le laser découvre progressivement l'angle solide vu par le télescope. Ce qui ajoute donc deux autres cas à notre étude :

4. Lorsque $r \in [r_{f1}, r_{f2}]$, le faisceau laser commence à sortir du champ de vue du télescope. La fonction de recouvrement décroît, mais elle est non nulle ;
5. Lorsque $r > r_{f2}$, aucun des points du volume sondé n'est imagé par le télescope. La fonction de recouvrement est nulle.

Toutefois, cette dernière condition de découverte n'est pas forcément souhaitable surtout pour un lidar qui travaille avec une portée kilométrique. Une valeur d'angle limite sur l'angle d'inclinaison inter-axe entre le laser et le télescope permet de s'en assurer. Mathématiquement, cela revient à faire tendre la valeur de r_{f1} à l'infini. Le numérateur de cette expression étant non nul et réel, cette condition est donc réalisable uniquement en se focalisant sur le dénominateur. Avec l'approximation des petits angles, l'angle limite θ_{lim} est défini suivant [294] :

$$\theta_{lim} = \frac{\varphi_T - \varphi_L}{2}$$

Équation 89. Condition de non découvrément.

Une inclinaison θ_{tilt} supérieure à l'angle limite θ_{lim} entraînera donc obligatoirement un découvrément spatial à partir de r_{f1} entre le champ de vue du télescope et le champ éclairé par le laser.

L'étude de la fonction de recouvrement dans le plan objet a permis de mettre en évidence quatre distances r_{min}, r_0, r_{f1} et r_{f2} à partir desquelles la fonction de recouvrement subit des variations. Celles-ci ne sont par contre pas décrites par cette représentation. L'étude de la fonction de recouvrement dans le plan capteur permet d'aller plus loin, en estimant les valeurs de cette fonction en fonction de la distance.

▪ **Analyse au niveau du plan image : zone de détection**

Dans cette étude, l'analyse porte sur la capacité du détecteur à recueillir tous les points du volume diffusant imagés par le système optique. Trois configurations sont analysées. La première consiste à analyser le problème lorsque le détecteur est placé dans le plan de la focale équivalente du dispositif alors que dans la seconde, l'analyse est réalisée dans le plan dans lequel l'image du système optique se forme. Enfin, une troisième configuration est étudiée lorsque le détecteur est situé après le plan focal équivalent. Les notations utilisées ici sont répertoriées dans le Tableau 34 et la représentation du problème est schématisée sur la Figure 72.

Tableau 34. Dénomination et notations utilisées dans la représentation du problème dans le plan image.

Dénominations	Notations
Taille objet diffusant	G
Taille image dans le plan focal	E
Déplacement de l'image dans le plan focal	V
Position de l'image réelle	b
Taille de l'image réelle	B
Ordonnée du point A_f	y_{Af}
Ordonnée du point B_f	y_{Bf}
Ordonnée du point A_b	y_{Ab}
Ordonnée du point B_b	y_{Bb}
Ordonnée du point C_b	y_{Cb}
Ordonnée du point C_f	y_{Cf}

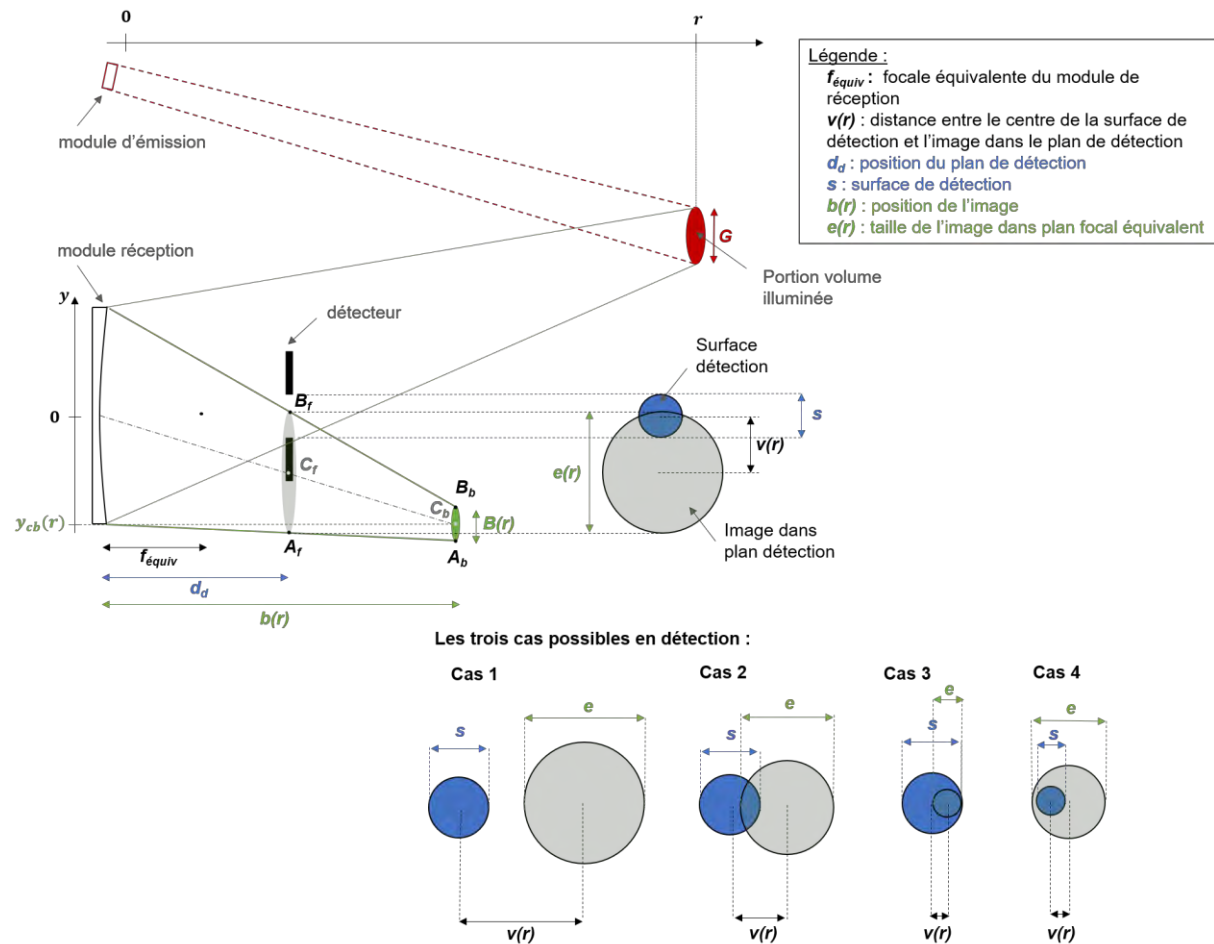


Figure 72. Représentation des notions nécessaires à l'écriture de la fonction de recouvrement dans le plan focal du système optique (modifiée à partir de [164]).

Plan de détection dans le plan focal équivalent

Dans la première partie de cette étude, le plan de détection est placé au niveau de la focale équivalente f_{equiv} du système et le champ de vue du télescope est fixe. Celui-ci étant défini par le diamètre le plus petit entre le diaphragme de champ et la surface du détecteur. L'expression de la fonction de recouvrement pour cette configuration est exprimée dans [164], mais la démarche et les calculs sont redétaillés ici pour pouvoir ensuite adapter le problème aux deux autres configurations.

L'objectif ici est de déterminer la taille et la position de l'image (de diamètre e et décalée axialement de v) en fonction de la distance d'observation et de la comparer à la taille du détecteur (voir Figure 72). Le système optique équivalent est assimilé ici à un miroir concave, les expressions relatives à cette optique sont donc appliquées. Ainsi, l'objet G placé à la distance r et son image de taille B placée en b s'exprime alors par les relations suivantes :

$$B = \frac{G \cdot b}{r}$$

Équation 90. Taille de l'image B dans le plan focal image b en fonction d'un objet de taille G situé à la distance r d'un miroir concave.

$$b = \frac{f_{\text{equiv}} \cdot r}{r - f_{\text{equiv}}}$$

Équation 91. Position du plan focale image en fonction de la distance de l'objet pour un miroir concave.

La divergence des sources laser est généralement faible dans les applications lidar. Le diamètre transversal du faisceau à la distance r peut alors s'exprimer par :

$$G = D_L + \varphi_L \cdot r$$

Équation 92. Diamètre transversal du faisceau laser à la distance r .

À partir des coordonnées des points A , B et C de la Figure 72, nous pouvons calculer la largeur de la tâche image au niveau du plan focal équivalent exprimée par la relation :

$$e = y_{Bf} - y_{Af}$$

Équation 93. Diamètre de la tâche image en niveau du plan focal équivalent.

avec :

$$y_{Af} = \frac{y_{Ab} + \frac{D_T}{2}}{b} \cdot f_{\text{equiv}} - \frac{D_T}{2}$$

Équation 94. Ordonnée du point y_{Af} .

$$y_{Bf} = \frac{y_{Bb} - \frac{D_T}{2}}{b} \cdot f_{\text{equiv}} + \frac{D_T}{2}$$

Équation 95. Ordonnée du point y_{Bf} .

En combinant les expressions des Équation 90, Équation 91, Équation 92, et Équation 95 ; nous pouvons réécrire l'Équation 93 par :

$$e = D_T + f_{\text{equiv}} \cdot \frac{B - D_T}{b}$$

Équation 96. Nouvelle expression de e .

Le déplacement axial v du centre de la tâche image dans le plan focal équivalent par rapport à l'axe optique peut s'obtenir à partir des points alignés O , C_f et C_b . L'ordonnée du point C_b peut s'exprimer par :

$$y_{cb} = \frac{d - \tan(\theta_{\text{tilt}}) \cdot r}{r - f_{\text{equiv}}} \cdot f_{\text{equiv}}$$

Équation 97. Ordonnée du point C_f .

Nous avons donc :

$$v = y_{cf} = \frac{y_{cb} - y_o}{b - x_o} \cdot f_{\text{equiv}} = \frac{d - \tan(\theta_{\text{tilt}}) \cdot r}{r} \cdot f_{\text{equiv}}$$

Équation 98. Déplacement axial du centre de la tâche image dans le plan focal équivalent.

Maintenant que nous connaissons les expressions analytiques des paramètres G , B , e , et v , il est possible de calculer la fonction de recouvrement en fonction de la distance r . Quatre configurations sont alors possibles et sont décrites ci-après :

Cas 1. L'image dans le plan focal de l'objet situé à la distance r ne recouvre pas l'aire de détection (voir Figure 72). La fonction de recouvrement est donc nulle. Cette configuration se présente lorsque $v(r) \geq [s + e(r)]/2$;

Cas 2. L'image dans le plan focal de l'objet situé à la distance r recouvre partiellement l'aire de détection. (voir Figure 72). Cette configuration se présente lorsque $\frac{|s - e(r)|}{2} < v(r) < [s + e(r)]/2$;

Cas 3. L'image dans le plan focal de l'objet situé à la distance r recouvre complètement l'aire de détection et est inférieure à celle-ci (voir Figure 72). La fonction de recouvrement vaut donc 1. Cette configuration se présente lorsque $v(r) < [e(r) - s]/2, e(r) \leq s$;

Cas 4. L'image dans le plan focal de l'objet situé à la distance r recouvre complètement l'aire de détection, mais est supérieure à celle-ci. Cette configuration se présente lorsque $v(r) < [e(r) - s]/2, e(r) > s$;

En considérant que la distribution d'énergie de la tâche image de l'objet diffusant soit uniforme, la fonction de recouvrement peut être définie comme le rapport de l'aire d'intersection entre la tâche image et l'aire de détection $O(r)$ sur la surface de la tâche image. La fonction de recouvrement peut alors s'exprimer par :

$$\xi(r) = \frac{O(r)}{\pi \cdot \left[\frac{e(r)}{2}\right]^2}$$

Équation 99. Définition de la fonction de recouvrement.

Dans le **cas 2**, il est nécessaire de calculer l'aire d'intersection entre deux disques. Cette aire est le produit de convolution des deux ouvertures des deux disques. La Figure 73 reprend les données du problème pour calculer $O(r)$.

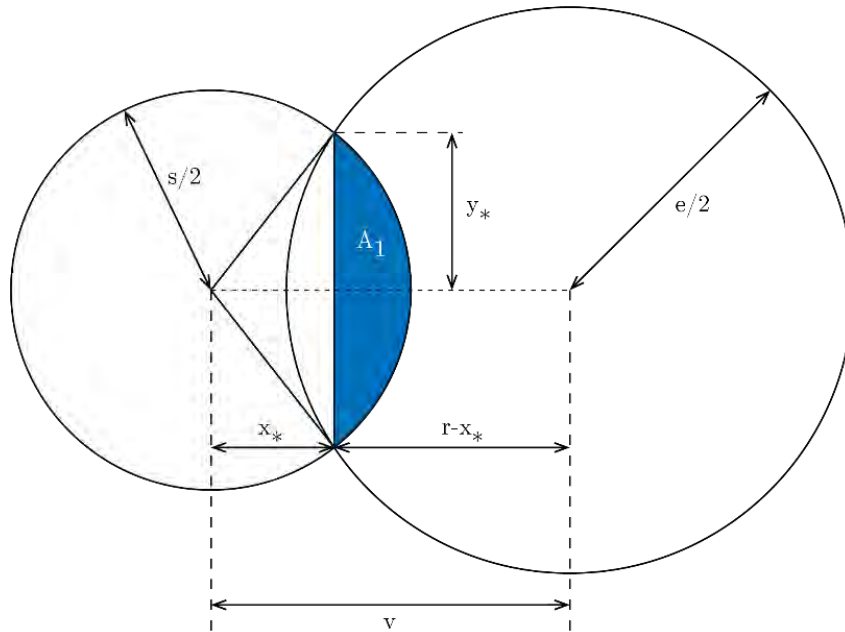


Figure 73. Aire d'intersection de deux disques (d'après [295]).

L'aire A_1 de la Figure 73 est calculée à partir de l'expression suivante :

$$A_1 = \left(\frac{s}{2}\right)^2 \cdot 2 \cdot \arccos\left(\frac{x_*}{\frac{s}{2}}\right) - x_* \cdot y_*$$

Équation 100. Expression de l'aire A_1 .

De la même manière, l'aire symétrique A_2 peut être calculée par :

$$A_2 = \left(\frac{e}{2}\right)^2 \cdot 2 \cdot \arccos\left(\frac{\frac{s}{2} - x_*}{\frac{e}{2}}\right) - (v - x_*) \cdot y_*$$

Équation 101. Expression de l'aire A_2 .

En utilisant le théorème d'Al-Kashi, les coordonnées x_* et y_* s'exprime par :

$$x_* = \frac{v^2 + \left(\frac{s}{2}\right)^2 - \left(\frac{e}{2}\right)^2}{2 \cdot v}$$

$$y_* = \sqrt{\left(\frac{s}{2}\right)^2 - \left(\frac{v^2 + \left(\frac{s}{2}\right)^2 - \left(\frac{e}{2}\right)^2}{2 \cdot v}\right)^2}$$

Équation 102. Expression des valeurs x_* et y_* .

Après plusieurs étapes de calcul et en utilisant le fait que $a - \sin(\arcsin(a)) = a - \sqrt{1 - a^2}$, l'aire d'intersection $A_1 + A_2$ s'exprime par :

$$O(r) = \frac{[\psi_1 - \sin(\psi_1)] \cdot D_0^2 + [\psi_2 - \sin(\psi_2)] \cdot e(r)^2}{8}$$

Équation 103. Expression analytique de l'aire d'intersection entre l'aire du capteur et l'aire de la tâche image.

Avec :

$$\psi_1 = 2 \cdot \arccos \left[\frac{s^2 + 4 \cdot v^2(r) - e^2(r)}{4 \cdot v(r) \cdot s} \right]$$

$$\psi_2 = 2 \cdot \arccos \left[\frac{e^2(r) + 4 \cdot v^2(r) - s^2}{4 \cdot v(r) \cdot e(r)} \right]$$

Équation 104. Expression de ψ_1 et ψ_2 dans le plan focal équivalent.

Dans le **cas 2**, la fonction de recouvrement peut être exprimée à partir des Équation 99 et Équation 103 par :

$$\xi(r) = \frac{\{(\psi_1(r) - \sin[\psi_1(r)])\} \cdot s + \{\psi_2(r) - \sin[\psi_2(r)]\} \cdot e(r)^2}{2\pi \cdot e(r)^2}$$

Équation 105. Fonction de recouvrement dans la deuxième configuration.

Dans le **cas 3** (où l'aire de l'image est supérieure à l'aire de collection), la fonction de recouvrement est égale à :

$$\xi(r) = \frac{s^2}{e(r)^2}$$

Équation 106. Fonction de recouvrement pour le cas 3, lorsque $v(r) < e(r) - s/2, e(r) > s$.

Pour l'ensemble des configurations décrites précédemment, nous avons la fonction de recouvrement qui s'exprime suivant :

$$\xi(r) = \begin{cases} 0, & v(r) \geq [s + e(r)]/2 \\ \frac{\{\psi_1(r) - \sin[\psi_1(r)]\} \cdot s^2 + \{\psi_2(r) - \sin[\psi_2(r)]\} \cdot e(r)^2}{2\pi \cdot e(r)^2}, & \frac{|s - e(r)|}{2} < v(r) < [s + e(r)]/2 \\ \frac{s^2}{e(r)^2}, & v(r) < \frac{e(r) - s}{2}, e(r) > s \\ 1, & v(r) < \frac{s - e(r)}{2}, e(r) \leq s \end{cases}$$

Équation 107. Fonction de recouvrement lorsque le capteur est placé dans le plan de la focale équivalent.

▪ **Plan de détection dans le plan de focalisation de la lumière**

Une deuxième possibilité, consiste non plus à positionner le détecteur au niveau de la focale équivalente, mais là où l'image se forme réellement. Cette situation permet de compenser le déplacement du point de convergence de la lumière en champ proche et ainsi avoir un meilleur recouvrement sur les faibles portées. Cela revient, dans le schéma de la Figure 72, à décaler le détecteur d'une distance b du plan focal image équivalent du système optique (sans décalage axial y_{cb}). La nouvelle fonction de recouvrement, dans cette nouvelle situation, peut être calculée à partir des anciennes notations en modifiant seulement les plans dans lesquels elles sont écrites. Cela revient à remplacer les notations $f_{\text{équiv}}$ par b , v par y_{cb} et e par B dans l'Équation 107 :

$$\xi(r) = \begin{cases} 0, & y_{cb}(R) \geq [s + B(r)]/2 \\ \frac{\{\psi_1(r) - \sin[\psi_1(r)]\} \cdot s^2 + \{\psi_2(r) - \sin[\psi_2(r)]\} \cdot B(r)^2}{2\pi \cdot B(r)^2}, & \frac{|s - B(r)|}{2} < y_{cb}(R) < [s + B(r)]/2 \\ \frac{s^2}{B(r)^2}, & y_{cb}(r) < \frac{B(r) - s}{2}, B(r) > s \\ 1, & y_{cb}(r) < \frac{s - B(r)}{2}, B(r) \leq s \end{cases}$$

Équation 108. Fonction de recouvrement lorsque le capteur est placé là où l'image se forme.

Avec les fonctions ψ_1 et ψ_2 , qui s'expriment par :

$$\psi_1 = 2 \cdot \arccos \left[\frac{s^2 + 4y_{cb}^2(r) - B^2(r)}{4y_{cb}(r) \cdot s} \right]$$

$$\psi_2 = 2 \cdot \arccos \left[\frac{B^2(r) + 4y_{cb}^2(r) - s^2}{4y_{cb}(r) \cdot B(r)} \right]$$

Équation 109. Expression de ψ_1 et ψ_2 dans le plan image.

Le lidar étudié et développé dans ce sujet de thèse est destiné à réaliser des mesures sur de courtes distances. Pour augmenter le recouvrement en champ proche, nous envisageons un déplacement du détecteur en fonction de la portée visée et de la localisation du milieu d'intérêt par rapport à l'instrument. L'expression de la fonction de recouvrement décrite ici est un cas idéal dans lequel la détection se déplacerait à chaque instant pour être dans le plan de focalisation de la lumière par rapport à la position spatiale de la lumière sur la ligne de visée, ce qui n'est en pratique pas possible. Cette option de calcul permet donc de se rendre compte de l'allure de la fonction de recouvrement en une représentation « optimisée » dans une configuration bi-statique donnée pour chaque portée de travail.

- **Plan de détection fixe situé après le plan focal équivalent**

En pratique, la partie de détection ne peut pas se déplacer aussi vite que l'impulsion laser se déplace le long de la ligne de visée afin d'être dans le plan de focalisation de la lumière du module réception. En revanche, il est possible de placer le détecteur à une distance d_d , tel que $d_d > f_{equiv}$ de façon à optimiser la fonction de recouvrement à une portée de travail. Dans cette configuration, l'expression du diamètre formé $e(r)$ dans le plan de détection localisé à la distance d_d axialement déplacé de la distance $v(r)$ devient :

$$\begin{cases} e(r) = \frac{B(r) - D_T}{b} d_d + D_T & , b(r) > d_d \\ e(r) = \frac{B(r) - D_T}{b} (2b(r) - d_d) + D_T & , b(r) < d_d \end{cases}$$

Équation 110. Diamètre de la tâche image dans le plan de détection avec $d_d > f_{eq}$.

et $v(r)$ exprimé par :

$$v(r) = \frac{d - \tan(\theta_{tilt}) \cdot r}{r} \cdot d_d$$

Équation 111. Déplacement axial du centre de la tâche image dans le plan de détection avec $d_d > f_{eq}$.

L'expression de la fonction de recouvrement est la même que celle de l'Équation 107, avec les expressions de $e(r)$ et $v(r)$ respectivement décrites par les Équation 110 et Équation 111.

Pour résumer, une approche géométrique dans le plan objet du lidar a permis d'estimer les paramètres de début de recouvrement et de fin de recouvrement. Les valeurs de la fonction de recouvrement le long de la ligne de visée du lidar ont été déterminées par une étude dans le plan de détection de l'instrument. Trois fonctions ont été définies. La première concerne une configuration lidar où le plan de détection est dans la focale équivalente du système de collection. La deuxième est un cas idéal, où le détecteur se localiserait là où la lumière se focalise en fonction de la propagation de l'impulsion laser. Enfin, dans un troisième cas plus réaliste, le détecteur est localisé à une certaine distance pour maximiser la fonction de recouvrement à une certaine portée de travail. Une étude des trois fonctions de recouvrement est menée dans le chapitre 2 afin d'obtenir une configuration lidar adaptée au diagnostic à courte portée.

ANNEXE B. RÉOLUTION INTÉGRALE

Pour résoudre l'Équation 63 le terme exponentiel peut être écrit sous une autre forme. La méthode proposée par Vande Hey [216] consiste à intégrer les deux membres de l'équation de r à r_s . Alors :

$$\int_r^{r_s} W(x) dx = \frac{c\tau}{2f_r F_{cor}} \frac{W(r_s)}{LR_a(r_s)} \int_r^{r_s} \left\{ Y(x) \exp \left[2 \int_x^{r_s} Y(r) dr \right] \right\} dx$$

Puisque :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \left\{ \exp \left[2 \int_x^{r_s} Y(r) dr \right] \right\} &= 2 \exp \left[2 \int_x^{r_s} Y(r) dr \right] \frac{d}{dx} \left[\int_x^{r_s} Y(r) dr \right] \\ &= 2 \exp \left[2 \int_x^{r_s} Y(r) dr \right] \frac{d}{dx} [F(r_s) - F(x)] \\ &= -2 Y(x) \exp \left[2 \int_x^{r_s} Y(r) dr \right] \end{aligned}$$

Où F est la primitive de Y , il s'ensuit :

$$\begin{aligned} \int_r^{r_s} Y(x) \exp \left[2 \int_x^{r_s} Y(r) dr \right] dx &= -\frac{1}{2} \left\{ \exp \left[2 \int_x^{r_s} Y(r) dr \right] \right\}_r^{r_s} \\ &= \frac{1}{2} \left\{ \exp \left[2 \int_r^{r_s} Y(r) dr \right] - 1 \right\} \end{aligned}$$

Donc :

$$\int_r^{r_s} W(x) dx = \frac{c\tau}{4f_r F_{cor}} \frac{W(r_s)}{LR_a(r_s)} \left\{ \exp \left[2 \int_r^{r_s} Y(r) dr \right] - 1 \right\}$$

Finalement, le terme exponentiel devient :

$$\exp \left[2 \int_r^{r_s} Y(r) dr \right] = 1 + \frac{4f_r F_{cor}}{c\tau} \frac{LR_a(r_s)}{W(r_s)} \left[\int_r^{r_s} W(r) dr \right]$$

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

1. "Entreprise LEUKOS / HORUS LASER," <https://www.leukos-systems.com/our-products/microchip-lasers/hlx-i>.
2. F. Gaudfrin, G. Huss, P. Leproux, R. Ceolato, N. Riviere, and S. Poulain, "Mid-Infrared Supercontinuum Laser Sources for Application in Spectroscopy," in *The 11th International IR Target and Background Modeling & Simulation Workshop* (2016).
3. R. Ceolato, N. Riviere, and L. Hespel, "Reflectances from a supercontinuum laser-based instrument: hyperspectral, polarimetric and angular measurements," *Opt. Express* **20**, 29413 (2012).
4. N. Riviere, R. Ceolato, and L. Hespel, "Polarimetric and angular light-scattering from dense media: Comparison of a vectorial radiative transfer model with analytical, stochastic and experimental approaches," *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **131**, 88–94 (2013).
5. "ONERA, le centre français de recherche aérospatiale," <https://www.onera.fr/fr>.
6. "Laboratoire d'Optique Atmosphérique," <https://www-loa.univ-lille1.fr/>.
7. T. S. Glickman and W. Zenk, "Glossary of Meteorology," *Am. Meteorol. Soc. Boston*, 855 pp. 2 (2000).
8. P. J. DeMott, A. J. Prenni, X. Liu, S. M. Kreidenweis, M. D. Petters, C. H. Twohy, M. S. Richardson, T. Eidhammer, and D. C. Rogers, "Predicting global atmospheric ice nuclei distributions and their impacts on climate," *Proc. Natl. Acad. Sci.* **107**, 11217–11222 (2010).
9. J. Hansen, M. Sato, and R. Ruedy, "Radiative forcing and climate response," *J. Geophys. Res. Atmos.* **102**, 6831–6864 (1997).
10. J. Haywood and O. Boucher, "Estimates of the direct and indirect radiative forcing due to tropospheric aerosols: A review," *Rev. Geophys.* **38**, 513–543 (2000).
11. O. Boucher, D. Randall, P. Artaxo, C. Bretherton, G. Feingold, P. Forster, V.-M. Kerminen, Y. Kondo, H. Liao, and U. Lohmann, "Clouds and aerosols," in *Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change* (Cambridge University Press, 2013), pp. 571–657.
12. U. Baltensperger, J. Dommen, M. R. Alfarra, J. Duplissy, K. Gaeggeler, A. Metzger, M. C. Facchini, S. Decesari, E. Finessi, C. Reining, M. Schott, J. Warnke, T. Hoffmann, B. Klatzer, H. Puxbaum, M. Geiser, M. Savi, D. Lang, M. Kalberer, and T. Geiser, "Combined Determination of the Chemical Composition and of Health Effects of Secondary Organic Aerosols: The POLYSOA Project," *J. Aerosol Med. Pulm. Drug Deliv.* **21**, 145–154 (2008).
13. B. J. Finlayson-Pitts and J. N. Pitts, "The Atmospheric System," in *Chemistry of the Upper and Lower Atmosphere* (Elsevier, 2000), pp. 15–42.
14. O. B. Popovicheva, G. Engling, I.-T. Ku, M. A. Timofeev, and N. K. Shonija, "Aerosol Emissions from Long-Lasting Smoldering of Boreal Peatlands: Chemical Composition, Markers, and Microstructure," *Aerosol Air Qual. Res.* **2**, 213–218 (2019).

15. J. Zhang, E. Wei, L. Wu, X. Fang, F. Li, Z. Yang, T. Wang, and H. Mao, "Elemental Composition and Health Risk Assessment of PM10 and PM2.5 in the Roadside Microenvironment in Tianjin, China," *Aerosol Air Qual. Res.* **18**, 1817–1827 (2018).
16. J. M. Samet, S. L. Zeger, F. Dominici, F. Curriero, I. Coursac, D. W. Dockery, J. Schwartz, and A. Zanobetti, "The National Morbidity, Mortality, and Air Pollution Study. Part II: Morbidity and mortality from air pollution in the United States.," *Res. Rep. Health. Eff. Inst.* **94**, 5–70; discussion 71–9 (2000).
17. Z. Ren-Jian, H. Kin-Fai, and S. Zhen-Xing, "The Role of Aerosol in Climate Change, the Environment, and Human Health," *Atmos. Ocean. Sci. Lett.* **5**, 156–161 (2012).
18. J. Hallett, J. G. Hudson, and C. F. Rogers, "Characterization of Combustion Aerosols for Haze and Cloud Formation," *Aerosol Sci. Technol.* **10**, 70–83 (1989).
19. Y. Balkanski, G. Myhre, M. Gauss, G. Rädcl, E. J. Highwood, and K. P. Shine, "Direct radiative effect of aerosols emitted by transport: from road, shipping and aviation," *Atmos. Chem. Phys.* **10**, 4477–4489 (2010).
20. A. Gettelman and C. Chen, "The climate impact of aviation aerosols," *Geophys. Res. Lett.* **40**, 2785–2789 (2013).
21. D. Phoenix, A. Khodayari, D. Wuebbles, and K. Stewart, "Aviation impact on air quality present day and mid-century simulated in the Community Atmosphere Model (CAM)," *Atmos. Environ.* **196**, 125–132 (2019).
22. L. Paulien, R. Ceolato, L. Soucasse, F. Enguehard, and A. Soufiani, "Lidar-relevant radiative properties of soot fractal aggregate ensembles," *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **241**, 106706 (2020).
23. "Trafic aérien mondial, une croissance fulgurante pas prête de s'arrêter," <http://theconversation.com/trafic-aerien-mondial-une-croissance-fulgurante-pas-prete-de-sarreter-116107>.
24. E. Emeterie Moses and M. Akinyemi, "A short review on the effects of aerosols on visibility impairment," *J. Phys. Conf. Ser.* **852**, 012006 (2017).
25. F. J. B. Robert, *An Introduction to Atmospheric Physics*, 2nd Editio (28th November 1980, n.d.).
26. W. E. Clark and K. T. Whitby, "Concentration and Size Distribution Measurements of Atmospheric Aerosols and a Test of the Theory of Self-Preserving Size Distributions," *J. Atmos. Sci.* **24**, 677–687 (1967).
27. M. Sicard, P. Chazette, J. Pelon, J. G. Won, and S.-C. Yoon, "Variational method for the retrieval of the optical thickness and the backscatter coefficient from multiangle lidar profiles," *Appl. Opt.* **41**, 493–502 (2002).
28. U. Wandinger, "Introduction to Lidar," in *Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere*, C. Weitkamp, ed. (Springer-Verlag, 2005), pp. 1–18.
29. *Atmospheric Exploration by Remote Probes; Final of the Panel on Remote Atmospheric Probing* (1969).
30. J. Cornillault, "Lidar de détection de pollution," *Tech. l'Ingénieur* 1–6 (1997).

31. D. R. Bates, "Rayleigh scattering by air," *Planet. Space Sci.* **32**, 785–790 (1984).
32. W. J. Wiscombe, "Mie Scattering Calculations: Advances in Technique and Fast, Vector-Speed Computer Codes," NCAR Tech. Note 1–98 (1979).
33. S. Veerabuthiran, A. K. Razdan, M. K. Jindal, D. K. Dubey, and R. C. Sharma, "Mie lidar observations of lower tropospheric aerosols and clouds," *Spectrochim. Acta - Part A Mol. Biomol. Spectrosc.* **84**, 32–36 (2011).
34. M. Alpers, R. Eixmann, C. Fricke-Begemann, M. Gerding, and J. Höffner, "Temperature lidar measurements from 1 to 105 km altitude using resonance, Rayleigh, and Rotational Raman scattering," *Atmos. Chem. Phys. Discuss.* **4**, 923–938 (2004).
35. W. N. Chen, C. C. Tsao, and J. B. Nee, "Rayleigh lidar temperature measurements in the upper troposphere and lower stratosphere," *J. Atmos. Solar-Terrestrial Phys.* **66**, 39–49 (2004).
36. L. R. Priskos, B. S. Hustead, J. L. Price, and J. P. Herron, "Rayleigh-LIDAR Observations of Mesospheric Densities Rayleigh-LIDAR Observations of Mesospheric Densities By Lucas R. Priskos," *Phys. Capstone Proj.* (2017).
37. "CALIPSO, Centre national d'études spatiales (CNES)," https://calipso.cnes.fr/fr/CALIPSO/Fr/GP_mission.htm.
38. V. V. Zuev, V. D. Burlakov, A. V. Nevzorov, V. L. Pravdin, E. S. Savelieva, and V. V. Gerasimov, "30-year lidar observations of the stratospheric aerosol layer state over Tomsk (Western Siberia, Russia)," *Atmos. Chem. Phys.* **17**, 3067–3081 (2017).
39. G. P. Gobbi, "Polarization lidar returns from aerosols and thin clouds: a framework for the analysis," *Appl. Opt.* **37**, 5505 (1998).
40. E. W. Eloranta, "High Spectral Resolution Lidar," in *Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere*, C. Weitkamp, ed. (Springer, 2005), pp. 143–164.
41. M. Esselborn, M. Wirth, A. Fix, M. Tesche, and G. Ehret, "Airborne high spectral resolution lidar for measuring aerosol extinction and backscatter coefficients," *Appl. Opt.* **47**, 346 (2008).
42. J. W. Hair, C. A. Hostetler, A. L. Cook, D. B. Harper, R. A. Ferrare, T. L. Mack, W. Welch, L. R. Izquierdo, and F. E. Hovis, "Airborne High Spectral Resolution Lidar for profiling Aerosol optical properties," *Appl. Opt.* **47**, 6734–6753 (2008).
43. D. Bruneau, J. Pelon, F. Blouzon, J. Spatazza, P. Genau, G. Buchholtz, N. Amarouche, A. Abchiche, and O. Aouji, "355-nm high spectral resolution airborne lidar LNG: system description and first results," *Appl. Opt.* **54**, 8776 (2015).
44. S. T. Shipley, D. H. Tracy, E. W. Eloranta, J. T. Trauger, J. T. Sroga, F. L. Roesler, and J. A. Weinman, "High spectral resolution lidar to measure optical scattering properties of atmospheric aerosols 1: Theory and instrumentation," *Appl. Opt.* **22**, 3716 (1983).
45. C.-Y. She, "Spectral structure of laser light scattering revisited: bandwidths of nonresonant scattering lidars," *Appl. Opt.* **40**, 4875 (2001).
46. G. Tenti, C. D. Boley, and R. C. Desai, "On the Kinetic Model Description of Rayleigh–Brillouin Scattering from Molecular Gases," *Can. J. Phys.* **52**, 285–290 (1974).
47. S. Svanberg, *Atomic and Molecular Spectroscopy*, Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics (Springer Berlin Heidelberg, 2001), Vol. 6.

48. Z. G. Cerovic, G. Samson, F. Morales, N. Tremblay, and I. Moya, "Ultraviolet-induced fluorescence for plant monitoring: present state and prospects," *Agronomie* **19**, 543–578 (1999).
49. G. Cecchi, D. Lognoli, I. Mochi, and V. Raimondi, "Fluorescence lidars and their potentials for the remote sensing of the marine environment," in *Elsevier Oceanography Series* (2003), Vol. 69, pp. 71–77.
50. S. Ismail and E. V. Browell, "LIDAR | Differential Absorption Lidar," in *Encyclopedia of Atmospheric Sciences*, Second Ed (Elsevier, 2015), Vol. 3, pp. 277–288.
51. U. Wandinger, "Raman lidar," in *Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere*, C. Weitkamp, ed. (Springer, 2005), pp. 241–271.
52. J. COONEY, J. ORR, and C. TOMASETTI, "Measurements Separating the Gaseous and Aerosol Components of Laser Atmospheric Backscatter," *Nature* **224**, 1098–1099 (1969).
53. G. Vaughan, D. P. Wareing, S. J. Pepler, L. Thomas, and V. Mitev, "Atmospheric temperature measurements made by rotational Raman scattering," *Appl. Opt.* **32**, 2758 (1993).
54. J. E. M. Goldsmith, F. H. Blair, S. E. Bisson, and D. D. Turner, "Turn-key Raman lidar for profiling atmospheric water vapor, clouds, and aerosols," *Appl. Opt.* **37**, 4979 (1998).
55. I. Mattis, A. Ansmann, D. Althausen, V. Jaenisch, U. Wandinger, D. Müller, Y. F. Arshinov, S. M. Bobrovnikov, and I. B. Serikov, "Relative-humidity profiling in the troposphere with a Raman lidar," *Appl. Opt.* **41**, 6451 (2002).
56. D. N. Whiteman, K. D. Evans, B. Demoz, D. O. C. Starr, E. W. Eloranta, D. Tobin, W. Feltz, G. J. Jedlovec, S. I. Gutman, G. K. Schwemmer, M. Cadirola, S. H. Melfi, and F. J. Schmidlin, "Raman lidar measurements of water vapor and cirrus clouds during the passage of Hurricane Bonnie," *J. Geophys. Res. Atmos.* **106**, 5211–5225 (2001).
57. R. A. Ferrare, S. H. Melfi, D. N. Whiteman, K. D. Evans, and R. Leifer, "Raman lidar measurements of aerosol extinction and backscattering: 1. Methods and comparisons," *J. Geophys. Res. Atmos.* **103**, 19663–19672 (1998).
58. F. Gao, J. Mao, Y. Zhou, J. Liu, and D. Hua, "Mie-Raman lidar for fine-detection of atmospheric aerosol profiles," in *Fourth International Symposium on Precision Mechanical Measurements*, Y. Fei, K.-C. Fan, and R. Lu, eds. (2008), Vol. 7130, p. 71301D.
59. R. M. Measures, *Laser Remote Sensing Fundamentals and Applications.*, Reprint Ed (Krieger publishing compagny, 1992).
60. F. Gilbert, "LIDAR à absorption différentielle (DIAL)," in *Ecole d'été LIDAR* (2010).
61. G. Baumgarten, "Doppler Rayleigh/Mie/Raman lidar for wind and temperature measurements in the middle atmosphere up to 80 km," *Atmos. Meas. Tech.* **3**, 1509–1518 (2010).
62. K. Numata, H. Riris, S. Li, S. Wu, S. R. Kawa, M. Krainak, and J. Abshire, "Development of optical parametric amplifier for lidar measurements of trace gases on Earth and Mars," in *Lidar Remote Sensing for Environmental Monitoring XII*, U. N. Singh, ed. (2011), Vol. 8159, p. 81590E.
63. Z. Wang, C. Li, M. Zhou, H. Zhang, W. He, W. Li, and Y. Qiu, "Recent development of hyperspectral LiDAR using supercontinuum laser," in *Hyperspectral Remote Sensing Applications and Environmental Monitoring and Safety Testing Technology* (2016), Vol. 10156, p. 101560I.

64. D. M. Brown, Z. Liu, and C. R. Philbrick, "Supercontinuum lidar applications for measurements of atmospheric constituents," in *Laser Radar Technology and Applications XIII*, M. D. Turner and G. W. Kamerman, eds. (2008), Vol. 6950, p. 69500B.
65. N. Nuntawong and J. Yeak, "Filamentation with Ultra Short Pulse in Air and its applications," in *University of New Mexico* (2005), pp. 5–9.
66. S. L. Chin, H. L. Xu, Q. Luo, F. Th  berge, W. Liu, J. F. Daigle, Y. Kamali, P. T. Simard, J. Bernhardt, S. A. Hosseini, M. Sharifi, G. M  jean, A. Azarm, C. Marceau, O. Kosareva, V. P. Kandidov, N. Ak  zbek, A. Becker, G. Roy, P. Mathieu, J. R. Simard, M. Ch  teauneau, and J. Dubois, "Filamentation "remote" sensing of chemical and biological agents/pollutants using only one femtosecond laser source," *Appl. Phys. B* **95**, 1–12 (2009).
67. J. Kasparian, R. Bourayou, V. Boutou, C. Favre, G. Mejean, D. Mondelain, A. Mysyrowicz, M. Rodriguez, E. Salmon, R. A. Sauerbrey, H. Wille, J.-P. Wolf, L. Woeste, J. Yu, L. Klingbeil, K. Rethmeier, W. Kalkner, A. Hartzes, H. Lehman, J. Eisloffel, B. Stecklum, J. Winkler, U. Laux, S. Hoenger, Y.-L. Pan, R. K. Chang, and S. C. Hill, "Ultrashort laser applications in lidar and atmospheric sciences," in *12th International School on Quantum Electronics: Laser Physics and Applications*, P. A. Atanasov, A. A. Serafetinides, and I. N. Kolev, eds. (2003), Vol. 5226, p. 238.
68. G. M  jean, J. Kasparian, E. Salmon, J. Yu, J.-P. Wolf, R. Bourayou, R. Sauerbrey, M. Rodriguez, L. W  ste, H. Lehmann, B. Stecklum, U. Laux, J. Eisl  ffel, A. Scholz, and A. P. Hatzes, "Towards a supercontinuum-based infrared lidar," *Appl. Phys. B Lasers Opt.* **77**, 357–359 (2003).
69. G. Pandithurai, P. C. S. Devara, P. E. Raj, and S. Sharma, "Aerosol size distribution and refractive index from bistatic lidar angular scattering measurements in the surface layer," *Remote Sens. Environ.* **56**, 87–96 (1996).
70. J. D. Klett, "Stable analytical inversion solution for processing lidar returns," *Appl. Opt.* **20**, 211–220 (1981).
71. P. Qing, H. Nakane, Y. Sasano, and S. Kitamura, "Numerical simulation of the retrieval of aerosol size distribution from multiwavelength laser radar measurements," *Appl. Opt.* **28**, 5259 (1989).
72. J. Heintzenberg, H. M  ller, H. Quenzel, and E. Thomalla, "Information content of optical data with respect to aerosol properties: numerical studies with a randomized minimization-search-technique inversion algorithm," *Appl. Opt.* **20**, 1308 (1981).
73. D. A. Ligon, J. B. Gillespie, and P. Pellegrino, "Aerosol properties from spectral extinction and backscatter estimated by an inverse Monte Carlo method," *Appl. Opt.* **39**, 4402 (2000).
74. C. B  ckmann, I. Mironova, D. M  ller, L. Schneidenbach, and R. Nessler, "Microphysical aerosol parameters from multiwavelength lidar," *J. Opt. Soc. Am. A* **22**, 518 (2005).
75. K. Sassen, "Polarization in Lidar," in *Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere*, C. Weitkamp, ed. (Springer-Verlag, 2005), pp. 19–42.
76. V. Freudenthaler, M. Esselborn, M. Wiegner, B. Heese, M. Tesche, A. Ansmann, D. M  LLER, D. Althausen, M. Wirth, A. Fix, G. Ehret, P. Knippertz, C. Toledano, J. Gasteiger, M. Garhammer, and M. Seefeldner, "Depolarization ratio profiling at several wavelengths in pure Saharan dust during SAMUM 2006," *Tellus B Chem. Phys. Meteorol.* **61**, 165–179 (2009).
77. L. Belegante, J. A. Bravo-Aranda, V. Freudenthaler, D. Nicolae, A. Nemuc, L. Alados-

- Arboledas, A. Amodeo, G. Pappalardo, G. D'Amico, R. Engelmann, H. Baars, U. Wandinger, A. Papayannis, P. Kokkalis, and S. N. Pereira, "Experimental assessment of the lidar polarizing sensitivity," *Atmos. Meas. Tech. Discuss.* 1–44 (2016).
78. R. Ceolato, "Fusion de données hyperspectrales, polarimétriques et angulaires de diffusion : application au diagnostic optique de milieux denses et complexes," Université de Toulouse (2013).
79. N. Rivière, "Contribution de la polarisation à l'étude de milieux diffusants peu denses ou optiquement épais," Université de Rouen (2006).
80. A. Bucholtz, "Rayleigh-scattering calculations for the terrestrial atmosphere," *Appl. Opt.* **34**, 2765 (1995).
81. M. A. Yurkin and A. G. Hoekstra, "The discrete dipole approximation: An overview and recent developments," *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **106**, 558–589 (2007).
82. B. T. Draine and P. J. Flatau, "Discrete-Dipole Approximation For Scattering Calculations," *J. Opt. Soc. Am. A* **11**, 1491 (1994).
83. A. Berk, P. K. Acharya, L. S. Bernstein, G. P. Anderson, P. Lewis, J. H. Chetwynd, and M. L. Hoke, "Band model method for modeling atmospheric propagation at arbitrarily fine spectral resolution," (2008).
84. A. Berk, P. Conforti, R. Kennett, T. Perkins, F. Hawes, and J. van den Bosch, "MODTRAN6: a major upgrade of the MODTRAN radiative transfer code," in M. Velez-Reyes and F. A. Kruse, eds. (International Society for Optics and Photonics, 2014), Vol. 9088, p. 90880H.
85. "ONERA MATISSE," <https://matisse.onera.fr/>.
86. P. Simoneau, R. Berton, K. Caillault, G. Durand, T. Huet, L. Labarre, C. Malherbe, C. Miesch, A. Roblin, and B. Rosier, "MATISSE: advanced Earth modeling for imaging and scene simulation," in *Proceedings of SPIE*, A. Kohnle, J. D. Gonglewski, and T. J. Schmutge, eds. (2002), Vol. 4538, p. 39.
87. L. Labarre, K. Caillault, S. Fauqueux, C. Malherbe, A. Roblin, B. Rosier, and P. Simoneau, "An overview of MATISSE-v2.0," in *Optics in Atmospheric Propagation and Adaptive Systems XIII*, K. Stein and J. D. Gonglewski, eds. (2010), Vol. 7828, pp. 9–18.
88. H. Horvath, "On the applicability of the koschmieder visibility formula," *Atmos. Environ.* **5**, 177–184 (1971).
89. T. Elias, M. Haefelin, P. Drobinski, L. Gomes, J. Rangognio, T. Bergot, P. Chazette, J. C. Raut, and M. Colomb, "Particulate contribution to extinction of visible radiation: Pollution, haze, and fog," *Atmos. Res.* **92**, 443–454 (2009).
90. N. P. Hyslop, "Impaired visibility: the air pollution people see," *Atmos. Environ.* **43**, 182–195 (2009).
91. A. Ångström and A. Angstrom, "On the Atmospheric Transmission of Sun Radiation and on Dust in the Air," *Geogr. Ann.* **11**, 156 (1929).
92. A. Ångström, "The parameters of atmospheric turbidity," *Tellus* **16**, 64–75 (1964).
93. M. Hess, P. Koepke, I. Schult, M. Hess, P. Koepke, and I. Schult, "Optical Properties of Aerosols and Clouds: The Software Package OPAC," *Bull. Am. Meteorol. Soc.* **79**, 831–844 (1998).

94. R. J. Samson, G. W. Mulholland, and J. W. Gentry, "Structural analysis of soot agglomerates," *Langmuir* **3**, 272–281 (1987).
95. R. A. Dobbins and C. M. Megaridis, "Morphology of flame-generated soot as determined by thermophoretic sampling," *Langmuir* **3**, 254–259 (1987).
96. Ü. Ö. Köylü, G. M. Faeth, T. L. Farias, and M. G. Carvalho, "Fractal and projected structure properties of soot aggregates," *Combust. Flame* **100**, 621–633 (1995).
97. R. Dastanpour and S. N. Rogak, "Observations of a Correlation Between Primary Particle and Aggregate Size for Soot Particles," *Aerosol Sci. Technol.* **48**, 1043–1049 (2014).
98. R. Jullien and R. Botet, *Aggregation and Fractal Aggregates* (Singapore: World Scientific, 1987).
99. R. Botet, R. Jullien, and M. Kolb, "Hierarchical model for irreversible kinetic cluster formation," *J. Phys. A. Math. Gen.* **17**, L75–L79 (1984).
100. P. Meakin, "Formation of Fractal Clusters and Networks by Irreversible Diffusion-Limited Aggregation," *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1119–1122 (1983).
101. M. Kolb, R. Botet, and R. Jullien, "Scaling of Kinetically Growing Clusters," *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1123–1126 (1983).
102. H. Chang and T. T. Charalampopoulos, "Determination of the Wavelength Dependence of Refractive Indices of Flame Soot," *Proc. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci.* **430**, 577–591 (1990).
103. H. Li, C. Liu, L. Bi, P. Yang, and G. W. Kattawar, "Numerical accuracy of “equivalent” spherical approximations for computing ensemble-averaged scattering properties of fractal soot aggregates," *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **111**, 2127–2132 (2010).
104. C. M. Sorensen, "Light Scattering by Fractal Aggregates: A Review," *Aerosol Sci. Technol.* **35**, 648–687 (2001).
105. G. L. Stephens and G. L. Stephens, "Radiative Properties of Cirrus Clouds in the Infrared Region," *J. Atmos. Sci.* **37**, 435–446 (1980).
106. K. N. Liou and Y. Takano, "Light scattering by nonspherical particles: Remote sensing and climatic implications," *Atmos. Res.* **31**, 271–298 (1994).
107. C. F. Bohren and D. R. Huffman, *Absorption and Scattering of Light by Small Particles* (Wiley-VCH Verlag GmbH, 1998).
108. P. Yang, H. Wei, G. W. Kattawar, Y. X. Hu, D. M. Winker, C. A. Hostetler, and B. A. Baum, "Sensitivity of the backscattering Mueller matrix to particle shape and thermodynamic phase," *Appl. Opt.* **42**, 4389 (2003).
109. P. Weibring, H. Edner, S. Svanberg, G. Cecchi, L. Pantani, R. Ferrara, and T. Caltabiano, "Monitoring of volcanic sulphur dioxide emissions using differential absorption lidar (DIAL), differential optical absorption spectroscopy (DOAS), and correlation spectroscopy (COSPEC)," *Appl. Phys. B Lasers Opt.* **67**, 419–426 (1998).
110. H. Edner, P. Ragnarson, S. Spännare, and S. Svanberg, "Differential optical absorption spectroscopy (DOAS) system for urban atmospheric pollution monitoring," *Appl. Opt.* **32**, 327 (1993).
111. J. Steffens, E. Landulfo, R. Guardani, C. A. Oller do Nascimento, and A. Moreira, "The use of

- lidar as optical remote sensors in the assessment of air quality near oil refineries and petrochemical sites," in *Lidar Technologies, Techniques, and Measurements for Atmospheric Remote Sensing IV*, U. N. Singh and G. Pappalardo, eds. (2008), Vol. 7111, p. 71110S.
112. P. Adam, J. Duvent, and S. W. Gotoff, "Detection and reconnaissance of pollutant clouds by CO₂ lidar (MIRELA)," in A. J. Sedlacek III and K. W. Fischer, eds. (1997), Vol. 3127, p. 212.
113. E. V. Browell, A. F. Carter, S. T. Shipley, R. J. Allen, C. F. Butler, M. N. Mayo, J. H. Siviter, and W. M. Hall, "NASA multipurpose airborne DIAL system and measurements of ozone and aerosol profiles," *Appl. Opt.* **22**, 522 (1983).
114. Y. Y. Hassebo, "Lidar Signal-to-Noise Ratio Improvements: Considerations and Techniques," University of New-York (2007).
115. P.-H. Flamant, "Lidar Géophysique Fondamentaux Lidar partie 1," in *Ecole d'été Lidar Géophysique* (2010).
116. R. R. Alfano, *The Supercontinuum Laser Source* (Springer New York, 2016).
117. J. C. Guyot, A. Bettinger, and D. Auric, "Influence des effets non linéaires sur la focalisation des faisceaux lasers de haute densité de puissance," *Rev. Phys. Appliquée* **13**, 198–210 (1978).
118. V. Tombelaine, "Etude de rayonnement à large bande spectrale induits dans les fibres optiques microstructurées air-silice," Université de Limoges (2007).
119. J. Swiderski, "High-power mid-infrared supercontinuum sources: Current status and future perspectives," *Prog. Quantum Electron.* **38**, 189–235 (2014).
120. S. Vergnole, "Nouveaux interféromètres large bande pour l'imagerie haute résolution : interféromètre fibré hectométrique : utilisation des Fibres à Cristaux Photoniques," Université de Limoges (2005).
121. M. Dossou, "Les modes de résonance acoustique dans les fibres optiques microstructurées : applications aux capteurs répartis," Lille 1 (2011).
122. G. Agrawal, "Introduction," in *Nonlinear Fiber Optics* (Academic Press, 2013), pp. 1–25.
123. A. Kudlinski, Alexandre, Mussot, "Sources supercontinuum à fibre optique- La révolution du laser blanc," *Tech. l'Ingénieur* (2011).
124. P. N. Butcher and D. Cotter, "Introduction," in *The Elements of Nonlinear Optics* (Cambridge University Press, 1990), pp. 1–11.
125. M. Joffre, "Optique non-linéaire en régimes continu et femtoseconde," Université Pierre et Marie-Curie (2008).
126. C. Alhenc-Gelas, "Etude de la conversion de fréquence par amplification paramétrique dans les fibres optiques transparentes dans l'infrarouge," Université Paris-Sud 6 (2012).
127. G. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics 3rd Edition*, Elsevier (Academic Press, 2001).
128. C. Lesvigne, V. Couderc, A. Tonello, P. Leproux, A. Barthélémy, S. Lacroix, F. Druon, P. Blandin, M. Hanna, and P. Georges, "Visible supercontinuum generation controlled by intermodal four-wave mixing in microstructured fiber," *Opt. Lett.* **32**, 2173 (2007).
129. P. Gagné, "Génération de supercontinuum dans l'infrarouge en régime nanoseconde," Université Laval (2011).

130. J. M. Stone and J. C. Knight, "Visibly "white light" generation in uniform photonic crystal fiber using a microchip laser," *Opt. Express* **16**, 2670 (2008).
131. Leukos Systems, *Electro VISIR* (2019).
132. F. Gaudfrin, *Développement d'une Source Supercontinuum Dans Le Moyen Infrarouge* (2016).
133. D. Renaut, J. C. Pourny, and R. Capitini, "Daytime Raman-lidar measurements of water vapor," *Opt. Lett.* **5**, 233 (1980).
134. F. Castagnoli, G. Cecchi, L. Pantani, I. Pippi, B. Radicati, and P. Mazzinghi, "A Fluorescence LIDAR For Land And Sea Remote Sensing," in J. M. Cruickshank and R. C. Harney, eds. (International Society for Optics and Photonics, 1986), Vol. 0663, p. 212.
135. S. Veerabuthiran, "Exploring the atmosphere with lidars," *Resonance* **8**, 33–43 (2003).
136. A. Hassebo, B. Salas, and Y. Y. Hassebo, "Monostatic and bistatic lidar systems: simulation to improve SNR and attainable range in daytime operations," in *Frontiers in Ultrafast Optics: Biomedical, Scientific, and Industrial Applications XVII*, A. Heisterkamp, P. R. Herman, M. Meunier, and R. Osellame, eds. (2017), Vol. 10094, p. 1009421.
137. S. Pal, "Monitoring Depth of Shallow Atmospheric Boundary Layer to Complement LiDAR Measurements Affected by Partial Overlap," *Remote Sens.* **6**, 8468–8493 (2014).
138. Y. Hassebo, "Active Remote Sensing: Lidar SNR Improvements," in *Remote Sensing - Advanced Techniques and Platforms* (InTech, 2012).
139. J. A. Reagan, D. M. Byrne, and B. M. Herman, "Bistatic LIDAR: A Tool for Characterizing Atmospheric Particulates: Part I---The Remote Sensing Problem," *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **GE-20**, 229–235 (1982).
140. K. Meki, K. Yamaguchi, X. Li, Y. Saito, T. D. Kawahara, and A. Nomura, "Range-resolved bistatic imaging lidar for the measurement of the lower atmosphere," *Opt. Lett.* **21**, 1318 (1996).
141. J. E. Barnes, N. C. P. Sharma, and T. B. Kaplan, "Atmospheric aerosol profiling with a bistatic imaging lidar system," *Appl. Opt.* **46**, 2922 (2007).
142. E. G. Lopez, F. Rocadenbosch, J. Tiana-Alsina, A. Comeron, R. Sanz, and J. R. Rosell-Polo, "Parameter design of a biaxial lidar ceilometer," *J. Appl. Remote Sens.* **6**, 063546 (2012).
143. R. R. Agishev and A. Comeron, "Spatial filtering efficiency of monostatic biaxial lidar: analysis and applications," *Appl. Opt.* **41**, 7516 (2002).
144. U.-P. Hoppe, T. Eriksen, E. V. Thrane, T. A. Blix, J. Fiedler, and F.-J. Lübken, "Observations in the polar middle atmosphere by rocket-borne Rayleigh lidar: First results," *Earth, Planets Sp.* **51**, 815–824 (1999).
145. J. Vande Hey, J. Coupland, M. H. Foo, J. Richards, and A. Sandford, "Determination of overlap in lidar systems," *Appl. Opt.* **50**, 5791 (2011).
146. U. Wandinger and A. Ansmann, "Experimental determination of the lidar overlap profile with Raman lidar," *Appl. Opt.* **41**, 511–514 (2002).
147. A. Ansmann, J. Baldasano, B. Calpini, P. Chaikovsky, Anatoly and Flamant, V. Mitev, A. Papayannis, J. Pelon, D. Resendes, J. Schneider, T. Trickl, and G. Vaughan, *EARLINET: A European Aerosol Research Lidar Network* (2001).

148. R. Ceolato and F. Gaudfrin, "Short-range characterization of freshly emitted carbonaceous particles by LiDAR," in *4th ACTRIS-2 General Meeting* (April 17-19, 2018).
149. Y. B. Acharya, S. Sharma, and H. Chandra, "Signal induced noise in PMT detection of lidar signals," *Measurement* **35**, 269–276 (2004).
150. T. Eriksen, U.-P. Hoppe, E. V. Thrane, and T. A. Blix, "Rocketborne Rayleigh lidar for in situ measurements of neutral atmospheric density," *Appl. Opt.* **38**, 2605 (1999).
151. N. S. Higdon, E. V. Browell, P. Ponsardin, B. E. Grossmann, C. F. Butler, T. H. Chyba, M. N. Mayo, R. J. Allen, A. W. Heuser, W. B. Grant, S. Ismail, S. D. Mayor, and A. F. Carter, "Airborne differential absorption lidar system for measurements of atmospheric water vapor and aerosols," *Appl. Opt.* **33**, 6422 (1994).
152. Hamamatsu, *Technical Note / APD Modules* (2018).
153. "Hamamatsu," <http://www.hamamatsu.com/>.
154. R. Agishev, B. Gross, F. Moshary, A. Gilerson, and S. Ahmed, "Simple approach to predict APD/PMT lidar detector performance under sky background using dimensionless parametrization," *Opt. Lasers Eng.* **44**, 779–796 (2006).
155. J. Druilhe, *Les Photomultiplicateurs Tube (PMT) Opposés Aux Photodiodes à Avalanche (APD)* (2010).
156. K. Iniewski, *Electronics for Radiation Detection* (CRC Press, 2011).
157. Newport, "Photomultiplier Tube - PMT," <https://www.newport.com/f/photomultiplier-tubes>.
158. Photek, "Photomultiplier - Products - Photek Limited," <http://www.photek.com/products/photomultipliers.html>.
159. D. S. G. Ong and J. E., "Avalanche Photodiodes in High-Speed Receiver Systems," in *Photodiodes - World Activities in 2011* (InTech, 2011).
160. A. Goushcha and B. Tabbert, "Optical Detectors," in *Springer Handbook of Lasers and Optics* (Springer New York, 2007), pp. 503–562.
161. Y. Musienko, "New empirical expression for APD gain vs voltage dependence," *J. Instrum.* **12**, C07033–C07033 (2017).
162. M. Jonasz and G. (Georges) Fournier, *Light Scattering by Particles in Water: Theoretical and Experimental Foundations* (Elsevier/Academic Press, 2007).
163. Thorlabs, "Si Avalanche Photodetectors," https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=6686.
164. K. Stelmaszczyk, M. Dell'Aglio, S. Chudzyński, T. Stacewicz, and L. Wöste, "Analytical function for lidar geometrical compression form-factor calculations," *Appl. Opt.* **44**, 1323 (2005).
165. K. . Moller, *Optics* (University Science Books, n.d.).
166. R. T. H. Collis and P. B. Russell, "Lidar measurement of particles and gases by elastic backscattering and differential absorption," in *Laser Monitoring of the Atmosphere* (1976), pp. 71–151.
167. R. S. Lancaster, J. D. Spinhirne, and S. P. Palm, "Laser pulse reflectance of the ocean surface

- from the GLAS satellite lidar," *Geophys. Res. Lett.* **32**, 1–4 (2005).
168. Q. Ding, W. Chen, B. King, Y. Liu, and G. Liu, "Combination of overlap-driven adjustment and Phong model for LiDAR intensity correction," *ISPRS J. Photogramm. Remote Sens.* **75**, 40–47 (2013).
169. J. A. Reagan and D. A. Zielinskie, "Spaceborne lidar remote sensing techniques aided by surface returns," *Opt. Eng.* **30**, 96 (1991).
170. S. Hancock, R. Gaulton, and F. M. Danson, "Angular Reflectance of Leaves With a Dual-Wavelength Terrestrial Lidar and Its Implications for Leaf-Bark Separation and Leaf Moisture Estimation," *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **55**, 3084–3090 (2017).
171. J. L. Bufton, "Laser Altimetry Measurements from Aircraft and Spacecraft," *Proc. IEEE* **77**, 463–477 (1989).
172. X. Sun, *Lidar Sensors From Space* (Elsevier, 2018).
173. L. (1974). Simonot, P. (1977-. . . .). Boulenguez, and F. Viénot, *Quand La Matière Diffuse La Lumière* (n.d.).
174. F. E. Nicodemus, "Directional Reflectance and Emissivity of an Opaque Surface," *Appl. Opt.* **4**, 767–775 (1965).
175. N. Riviere, R. Ceolato, and L. Hespel, "Multispectral polarized BRDF: Design of a highly resolved reflectometer and development of a data inversion method," *Opt. Appl.* **42**, 7–22 (2012).
176. D. A. Haner, B. T. McGuckin, R. T. Menzies, C. J. Bruegge, and V. Duval, "Directional-hemispherical reflectance for Spectralon by integration of its bidirectional reflectance," *Appl. Opt.* **37**, 3996 (1998).
177. D. F. Swinehart, "The Beer-Lambert law," *J. Chem. Educ.* **39**, 333–335 (1962).
178. R. Paschotta, *Field Guide to Laser Pulse Generation* (SPIE, 2008), Vol. FG14.
179. R. Agishev, A. Comerón, A. Rodriguez, and M. Sicard, "Dimensionless parameterization of lidar for laser remote sensing of the atmosphere and its application to systems with SiPM and PMT detectors," *Appl. Opt.* **53**, 3164 (2014).
180. A. V. Arecchi, R. J. Koshel, T. Messadi, and Society of Photo-optical Instrumentation Engineers., *Field Guide to Illumination* (SPIE, 2007).
181. F. Rocadenbosch, A. Comerón, and D. Pineda, "Assessment of lidar inversion errors for homogeneous atmospheres," *Appl. Opt.* **37**, 2199 (1998).
182. F. Rocadenbosch, "LIDAR Sensing of Atmosphere: Receiver Design And Inversion For An Elastic System," *Universitat Politècnica de Catalunya, Spain* (1996).
183. S.-O. Flyckt and C. Marmonier, "Fundamental characteristics," in *Photomultiplier Tubes Principles & Applications* (Photonis, 2002), pp. 1–20.
184. R. J. McIntyre, "Multiplication noise in uniform avalanche diodes," *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-13**, 164–168 (1966).
185. L. P. Calóba and M. L. R. de Campos, "Butterworth Filters," in *Wiley Encyclopedia of Electrical and Electronics Engineering* (John Wiley & Sons, Inc., 1999).

186. F. Laforce, "Low noise optical receiver using Si APD," in S. Jiang, M. J. F. Digonnet, J. W. Glesener, and J. C. Dries, eds. (International Society for Optics and Photonics, 2009), Vol. 7212, p. 721210.
187. L. R. Bissonnette, G. Roy, L. Poutier, S. G. Cober, and G. A. Isaac, "Multiple-scattering lidar retrieval method: tests on Monte Carlo simulations and comparisons with in situ measurements," *Appl. Opt.* **41**, 6307 (2002).
188. S. M. Prigarin, "Monte Carlo simulation of the effects caused by multiple scattering of ground-based and spaceborne lidar pulses in clouds," in *Atmospheric and Oceanic Optics* (Pleiades Publishing, 2017), Vol. 30, pp. 79–83.
189. Horus Laser, "Microchip lasers 532 nm Datasheet, develop to lidar applications," (2018).
190. Semrock, "Bandpass filter 605 nm: FF01-605/15-25 Datasheet," (2018).
191. Leukos Systems, *Laser Supercontinuum Source: Indus Piano Datasheet Develop to Lidar Applications* (2018).
192. Toscano Optics Italy, *Cassegrain Telescope 9" Datasheet* (2017).
193. Hamamatsu, *Photomultiplier Tube: H10721-20 Datasheet* (2017).
194. P. Chazette, J. Totems, L. Hespel, and J.-S. Bailly, "Principe et physique de la mesure lidar," in *Observation Des Surfaces Continentales Par Télédétection Optique: Techniques et Méthodes* (ISTE Group, 2016), pp. 209–250.
195. S.-O. Flyckt and C. Marmonier, "Scintillation counting," in *Photomultiplier Tubes Principles & Applications* (2002), pp. 1–45.
196. B. Bundschuh, D. Schneider, M. Grindel, and E. Becker, "Simulation of a Low Cost Correlation LIDAR," in *Advances in Atmospheric Remote Sensing with Lidar* (Springer Berlin Heidelberg, 1997), pp. 127–130.
197. Hamamatsu, *High Speed Amplifier: C5594 Datasheet* (2017).
198. R. Ceolato, F. Gaudfrin, O. Pujol, N. Riviere, M. J. Berg, and C. M. Sorensen, "Lidar cross-sections of soot fractal aggregates: Assessment of equivalent-sphere models," *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **212**, 39–44 (2018).
199. J. Vargas-Ubera, J. F. Aguilar, and D. M. Gale, "Reconstruction of particle-size distributions from light-scattering patterns using three inversion methods," *Appl. Opt.* **46**, 124–132 (2007).
200. R. E. Bird, R. L. Hulstrom, A. W. Kliman, and H. G. Elderling, "Solar spectral measurements in the terrestrial environment," *Appl. Opt.* **21**, 1430 (1982).
201. H. R. Pruppacher and J. D. Klett, *Microphysics of Clouds and Precipitation* (Kluwer Academic Publishers, 1997).
202. A. N. Bashkatov and E. A. Genina, "Water refractive index in dependence on temperature and wavelength: a simple approximation," in V. V. Tuchin, ed. (International Society for Optics and Photonics, 2003), Vol. 5068, pp. 393–395.
203. S. M. Spuler and S. D. Mayor, "Eye-safe aerosol lidar at 1.5 microns: progress toward a scanning lidar network," in *Lidar Remote Sensing for Environmental Monitoring VIII*, U. N. Singh, ed. (International Society for Optics and Photonics, 2007), Vol. 6681, p. 668102.

204. X. Shang and P. Chazette, "An UV full-waveform airborne LiDAR as a demonstrator for future space missions dedicated to forest studies," in *2014 IEEE Geoscience and Remote Sensing Symposium* (IEEE, 2014), pp. 1361–1364.
205. P. Goloub, T. Podvin, I. Veselovskii, Q. Hu, and C. Deroo, "Lidar LILAS LOA," https://www-loa.univ-lille1.fr/instrumentation/develop_lab.html?p=lilas.
206. M. Dagan, B. Thomas, B. Gross, and F. Moshary, "Implementation Of Micropulse Lidar at 4.5 μm and 1.5 μm for Aerosol and Cloud Study," *EPJ Web Conf.* **119**, 06001 (2016).
207. D. Althausen, "Leibniz Institute for Tropospheric Research," <https://www.tropos.de/en>.
208. CIMEL, *Lidar CE370 Datasheet* (2019).
209. CIMEL, *Lidar CE376 Datasheet* (2019), Vol. 33.
210. Semrock, *Bandpass Filter 532 Nm: LL01-532-25 Datasheet* (2017).
211. Gage, *Digitizer GaGe CSE123G2 Datasheet* (2017).
212. Spectral Products, *Monochromateur Digikröm CM110/CM112 Datasheet* (2008).
213. F. G. Fernald, "Analysis of atmospheric lidar observations: some comments," *Appl. Opt.* **23**, 652–653 (1984).
214. J. D. Klett, "Lidar inversion with variable backscatter/extinction ratios," *Appl. Opt.* **24**, 1638 (1985).
215. J. Hadamard, "Théorie des équations aux dérivées partielles linéaires hyperboliques et du problème de Cauchy," *Acta Math.* **31**, 333–380 (1908).
216. J. D. Vande Hey, "Theory of Lidar," in *A Novel Lidar Ceilometer: Design, Implementation and Characterisation* (Springer International Publishing, 2015), pp. 23–41.
217. J. Kar, M. A. Vaughan, K.-P. P. Lee, J. L. Tackett, M. A. Avery, A. Garnier, B. J. Getzewich, W. H. Hunt, D. Josset, Z. Liu, P. L. Luckner, B. Magill, A. H. Omar, J. Pelon, R. R. Rogers, T. D. Toth, C. R. Trepte, J.-P. P. Vernier, D. M. Winker, and S. A. Young, "CALIPSO lidar calibration at 532 nm: Version 4 nighttime algorithm," *Atmos. Meas. Tech.* **11**, 1459–1479 (2018).
218. B. J. Getzewich, M. A. Vaughan, W. H. Hunt, M. A. Avery, K. A. Powell, J. L. Tackett, D. M. Winker, J. Kar, K.-P. Lee, and T. D. Toth, "CALIPSO lidar calibration at 532 nm: version 4 daytime algorithm," *Atmos. Meas. Tech.* **11**, 6309–6326 (2018).
219. Anon, *U.S. Standard Atmosphere* (1976).
220. B. A. Bodhaine, N. B. Wood, E. G. Dutton, and J. R. Slusser, "On Rayleigh Optical Depth Calculations," *J. Atmos. Ocean. Technol.* **16**, 1854–1861 (1999).
221. M. Matsumoto and N. Takeuchi, "Effects of misestimated far-end boundary values on two common lidar inversion solutions," *Appl. Opt.* **33**, 6451 (1994).
222. F. Rocadenbosch, S. Frasier, D. Kumar, D. Lange Vega, E. Gregorio, and M. Sicard, "Backscatter error bounds for the elastic lidar two-component inversion algorithm," *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **50**, 4791–4803 (2012).
223. A. Comerón, F. Rocadenbosch, M. A. López, A. Rodríguez, C. Muñoz, D. García-Vizcaíno, and

- M. Sicard, "Effects of noise on lidar data inversion with the backward algorithm," *Appl. Opt.* **43**, 2572 (2004).
224. Y. Sasano, E. V. Browell, and S. Ismail, "Error caused by using a constant extinction/backscattering ratio in the lidar solution," *Appl. Opt.* **24**, 3929 (1985).
225. F. Rocadenbosch, M. N. Md. Reba, M. Sicard, and A. Comerón, "Practical analytical backscatter error bars for elastic one-component lidar inversion algorithm," *Appl. Opt.* **49**, 3380 (2010).
226. H. Jäger, "Long-term record of lidar observations of the stratospheric aerosol layer at Garmisch-Partenkirchen," *J. Geophys. Res. D Atmos.* **110**, 1–9 (2005).
227. R. M. and B. Hoff and J. and P. Gelsomina, "The GAW Aerosol Lidar Observation Network (GALION)," in *International Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS-08)* (27-29 March, 2008), pp. 6–11.
228. J. Ackermann, "The extinction-to-backscatter ratio of tropospheric aerosol: A numerical study," *J. Atmos. Ocean. Technol.* **15**, 1043–1050 (1998).
229. C. Cattrall, J. Reagan, T. Kurt, and D. Oleg, "Variability of aerosol and spectral lidar and backscatter and extinction ratios of key aerosol types derived from selected Aerosol Robotic Network locations," *J. Geophys. Res.* **110**, D10S11 (2005).
230. T. Leblanc, T. Trickl, and H. Vogelmann, "Lidar," in *Monitoring Atmospheric Water Vapour* (Springer New York, 2013), pp. 113–158.
231. F. G. Fernald, B. M. Herman, and J. A. Reagan, "Determination of Aerosol Height Distributions by Lidar," *J. Appl. Meteorol.* **11**, 482–489 (1972).
232. R. Pedrós, V. Estellés, M. Sicard, J. L. Gómez-Amo, M. P. Utrillas, J. A. Martínez-Lozano, F. Rocadenbosch, C. Pérez, and J. M. Recio Baldasano, "Climatology of the aerosol extinction-to-backscatter ratio from sun-photometric measurements," *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **48**, 237–249 (2010).
233. A. Ansmann, M. Riebesell, and C. Weitkamp, "Measurement of atmospheric aerosol extinction profiles with a Raman lidar," *Opt. Lett.* **15**, 746–748 (1990).
234. A. Ansmann, U. Wandinger, M. Riebesell, C. Weitkamp, and W. Michaelis, "Independent measurement of extinction and backscatter profiles in cirrus clouds by using a combined Raman elastic-backscatter lidar," *Appl. Opt.* **31**, 7113 (1992).
235. A. Ansmann, R. Neuber, P. Rairoux, and U. Wandinger, *Advances in Atmospheric Remote Sensing with Lidar* (Springer Berlin Heidelberg, 1997), Vol. 34.
236. I. Mattis, A. Ansmann, D. Müller, U. Wandinger, and D. Althausen, "Multilayer aerosol observations with dual-wavelength Raman lidar in the framework of EARLINET," *J. Geophys. Res. D Atmos.* **109**, 1–15 (2004).
237. Y. Hu, M. Vaughan, Z. Liu, K. Powell, and S. Rodier, "Retrieving Optical Depths and Lidar Ratios for Transparent Layers Above Opaque Water Clouds From CALIPSO Lidar Measurements," *IEEE Geosci. Remote Sens. Lett.* **4**, 523–526 (2007).
238. S. A. Young, "Analysis of lidar backscatter profiles in optically thin clouds," *Appl. Opt.* **34**, 7019 (1995).

239. E. J. O'Connor, A. J. Illingworth, and R. J. Hogan, "A Technique for Autocalibration of Cloud Lidar," *J. Atmos. Ocean. Technol.* **21**, 777–786 (2004).
240. D. Josset, J. Pelon, and Y. Hu, "Multi-Instrument Calibration Method Based on a Multiwavelength Ocean Surface Model," *IEEE Geosci. Remote Sens. Lett.* **7**, 195–199 (2010).
241. D. Josset, P.-W. Zhai, Y. Hu, J. Pelon, and P. L. Lucker, "Lidar equation for ocean surface and subsurface," *Opt. Express* **18**, 20862 (2010).
242. D. Josset, J. Pelon, A. Protat, and C. Flamant, "New approach to determine aerosol optical depth from combined CALIPSO and CloudSat ocean surface echoes," *Geophys. Res. Lett.* **35**, (2008).
243. K. W. Dawson, N. Meskhidze, D. Josset, and S. Gassó, "Spaceborne observations of the lidar ratio of marine aerosols," *Atmos. Chem. Phys.* **15**, 3241–3255 (2015).
244. D. Josset, J. Pelon, A. Garnier, Y. Hu, M. Vaughan, P.-W. Zhai, R. Kuehn, and P. Lucker, "Cirrus optical depth and lidar ratio retrieval from combined CALIPSO-CloudSat observations using ocean surface echo," *J. Geophys. Res. Atmos.* **117**, n/a-n/a (2012).
245. D. Painemal, M. Clayton, R. Ferrare, S. Burton, D. Josset, and M. Vaughan, "Novel aerosol extinction coefficients and lidar ratios over the ocean from CALIPSO-CloudSat: evaluation and global statistics," *Atmos. Meas. Tech.* **12**, 2201–2217 (2019).
246. F. Gaudfrin, R. Ceolato, O. Pujol, and N. Riviere, "A new-lidar inversion technique using a surface reference target at short - range," in *The 29th International Laser Radar Conference* (24–28 June, 2019), pp. 3–6.
247. F. Gaudfrin, R. Ceolato, N. Riviere, O. Pujol, and G. Huss, "New technics to probe aerosols radiative properties from visible to infraredTitle," in *The 13th International IR Target and Background Modeling & Simulation Workshop* (2018).
248. M. J. Kavaya, R. T. Menzies, D. A. Haner, U. P. Oppenheim, and P. H. Flamant, "Target reflectance measurements for calibration of lidar atmospheric backscatter data," *Appl. Opt.* **22**, 2619 (1983).
249. D. Josset, J. Pelon, N. Pascal, Y. Hu, and W. Hou, "On the Use of CALIPSO Land Surface Returns to Retrieve Aerosol and Cloud Optical Depths," *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **56**, 3256–3264 (2018).
250. A. Ansmann and D. Müller, "Lidar and Atmospheric Aerosol Particles," in *Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere* (Springer-Verlag, 2004), pp. 105–141.
251. H. G. Hughes, J. A. Ferguson, and D. H. Stephens, "Sensitivity of a lidar inversion algorithm to parameters relating atmospheric backscatter and extinction," *Appl. Opt.* **24**, 1609 (1985).
252. J. Nocedal and S. J. Wright, "Introduction," in *Numerical Optimization* (Springer New York, 2006), pp. 1–9.
253. Y. Dodge, *Optimisation Appliquée* (Springer, 2005).
254. M. Bierlaire, *Introduction À l'optimisation Différentiable* (Presses polytechniques et universitaires romandes, 2006).
255. A. J. Illingworth, H. W. Barker, A. Beljaars, M. Ceccaldi, H. Chepfer, N. Clerbaux, J. Cole, J. Delanoë, C. Domenech, D. P. Donovan, S. Fukuda, M. Hiraoka, 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, G.-J. van Zadelhoff, A. J. Illingworth, H. W. Barker, A. Beljaars, M. Ceccaldi, H. Chepfer, N. Clerbaux, J. Cole, J. Delanoë, C. Domenech, D. P. Donovan, S. Fukuda, M. Hidakata, 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, and G.-J. van Zadelhoff, "The EarthCARE Satellite: The Next Step Forward in Global Measurements of Clouds, Aerosols, Precipitation, and Radiation," *Bull. Am. Meteorol. Soc.* **96**, 1311–1332 (2015).
256. J. Nocedal and S. J. Wright, "Fundamentals of Unconstrained Optimization," in *Numerical Optimization* (Springer New York, 2006), pp. 10–29.
257. D. Kraft, "Software Package for Sequential Quadratic Programming," (1988).
258. F. Gaudfrin, R. Ceolato, O. Pujol, N. Riviere, and Q. Hu, "Supercontinuum lidar for hydrometeors and aerosols optical properties determination," in *EGU General Assembly 2018* (2018), Vol. 20, p. 14436.
259. L. R. Bissonnette, "Multiple-scattering lidar equation," *Appl. Opt.* **35**, 6449 (1996).
260. J. Li, W. Gong, and Y. Ma, "Atmospheric Lidar Noise Reduction Based on Ensemble Empirical Mode Decomposition," *ISPRS - Int. Arch. Photogramm. Remote Sens. Spat. Inf. Sci.* **XXXIX-B8**, 127–129 (2012).
261. F. Mao, W. Gong, and C. Li, "Anti-noise algorithm of lidar data retrieval by combining the ensemble Kalman filter and the Fernald method," *Opt. Express* **21**, 8286 (2013).
262. V. Dufлот, P. Tulet, O. Flores, C. Barthe, A. Colomb, L. Deguillaume, M. Vařtilingom, A. Perring, A. Huffman, M. T. Hernandez, K. Sellegri, E. Robinson, D. J. O'Connor, O. M. Gomez, F. Burnet, T. Bourriane, D. Strasberg, M. Rocco, A. K. Bertram, P. Chazette, J. Totems, J. Fournel, P. Stamenoff, J.-M. Metzger, M. Chabasset, C. Rousseau, E. Bourriane, M. Sancelme, A.-M. Delort, R. E. Wegener, C. Chou, and P. Elizondo, "Preliminary results from the FARCE 2015 campaign: multidisciplinary study of the forest–gas–aerosol–cloud system on the tropical island of La Réunion," *Atmos. Chem. Phys.* **19**, 10591–10618 (2019).
263. T. J. Kane and C. S. Gardner, "Lidar Observations of the Meteoric Deposition of Mesospheric Metals," *Science* (80-.). **259**, 1297–1300 (1993).
264. P. B. Russell, T. J. Swissler, and M. P. McCormick, "Methodology for error analysis and simulation of lidar aerosol measurements," *Appl. Opt.* **18**, 3783 (1979).
265. J. D. Spinhirne, "Micro pulse lidar," *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **31**, 48–55 (1993).
266. F.-M. Bréon, F. Maignan, M. Leroy, and I. Grant, "Analysis of hot spot directional signatures measured from space," *J. Geophys. Res.* **107**, 4282 (2002).
267. D. B. Lobell and G. P. Asner, "Moisture Effects on Soil Reflectance," *Soil Sci. Soc. Am. J.* **66**, 722–727 (2002).
268. M. I. Mishchenko, J. M. Dlugach, E. G. Yanovitskij, and N. T. Zakharova, "Bidirectional reflectance of flat, optically thick particulate layers: an efficient radiative transfer solution and applications to snow and soil surfaces," *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **63**, 409–432 (1999).
269. Thorlabs, "Protected Silver,"

- https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=6623.
270. Physik Instrumente, *Linear Stage VT-80 Datasheet* (2017).
271. Thorlabs, *Achromatic Doublet: AC254-100-AB Datasheet* (2019).
272. C. Palmer and E. Loewen, *Diffraction Grating Handbook* (Thermo RGL New York, 2002), Vol. 5.
273. M. Keppy, Nicole K and Allen, "Understanding Spectral Bandwidth and Resolution in the Regulated Laboratory," Thermo Fish. Sci. Tech. Note **51721**, (2016).
274. J. Mermet, "Systèmes dispersifs en spectrométrie atomique," Tech. l'ingénieur. Anal. caractérisation **33**, 0–12 (2002).
275. J. M. Mermet, M. Carre, A. Fernandez, and M. Murillo, "Influence of the practical resolution on limits of detection using high line number gratings in inductively coupled plasma atomic emission spectrometry," Spectrochim. Acta Part B At. Spectrosc. **46**, 941–952 (1991).
276. Hamamatsu, "SiAPD High Speed S14643-02 Datasheet," (2019).
277. "Google Maps," <https://www.google.fr/maps/>.
278. "Diffusers, Zenith Polymer, Foil, nearly ideal Lambertian › SphereOptics EN," <https://sphereoptics.de/en/product/zenith-polymer-diffusers/?c=79>.
279. U. Møller, S. T. Sørensen, C. Jakobsen, J. Johansen, P. M. Moselund, C. L. Thomsen, and O. Bang, "Power dependence of supercontinuum noise in uniform and tapered PCFs," Opt. Express **20**, 2851 (2012).
280. K. L. Corwin, N. R. Newbury, J. M. Dudley, S. Coen, S. A. Diddams, K. Weber, and R. S. Windeler, "Fundamental Noise Limitations to Supercontinuum Generation in Microstructure Fiber," Phys. Rev. Lett. **90**, 113904 (2003).
281. N. R. Newbury, B. R. Washburn, K. L. Corwin, and R. S. Windeler, "Noise amplification during supercontinuum generation in microstructure fiber," Opt. Lett. **28**, 944 (2003).
282. J. M. Dudley, F. Dias, M. Erkintalo, and G. Genty, "Instabilities, breathers and rogue waves in optics," Nat. Photonics **8**, 755–764 (2014).
283. A. Kudlinski, B. Barviau, A. Leray, C. Spriet, L. Hélot, and A. Mussot, "Control of pulse-to-pulse fluctuations in visible supercontinuum," Opt. Express **18**, 27445 (2010).
284. I. Veselovskii, P. Goloub, T. Podvin, V. Bovchaliuk, Y. Derimian, P. Augustin, M. Fourmentin, D. Tanre, M. Korenskiy, D. N. Whiteman, A. Diallo, T. Ndiaye, A. Kolgotin, and O. Dubovik, "Retrieval of optical and physical properties of African dust from multiwavelength Raman lidar measurements during the SHADOW campaign in Senegal," Atmos. Chem. Phys. **16**, 7013–7028 (2016).
285. D. M. Winker, W. H. Hunt, and C. A. Hostetler, "Status and performance of the CALIOP lidar," in U. N. Singh, ed. (International Society for Optics and Photonics, 2004), Vol. 5575, p. 8.
286. H. Herbin, O. Pujol, P. Hubert, and D. Petitprez, "New approach for the determination of aerosol refractive indices – Part I: Theoretical bases and numerical methodology," J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. **200**, 311–319 (2017).
287. D. R. Buffman, "Electromagnetic Theory," in *Absorption and Scattering of Light by Small*

- Particles* (Wiley-VCH Verlag GmbH, 2007), pp. 12–56.
288. S. Bohlmann, H. Baars, M. Radenz, R. Engelmann, and A. Macke, "Ship-borne aerosol profiling with lidar over the Atlantic Ocean: From pure marine conditions to complex dust-smoke mixtures," *Atmos. Chem. Phys.* **18**, 9661–9679 (2018).
289. N. Bovchaliuk, V. Goloub, Ph. Podvin, T. Veselovskii, I. Dubovik, O. Tanré, D. Lopatin, A. Mortier, A. Torres, B. Blarel, L. Derro, C. Loasil, R. Lapyonok, T. Fuertes, D. Diallo, A. N'Diaye, T. Pascal, "Propriétés optiques et microphysiques des aérosols déduites de la combinaison LILAS/photomètre pour les sites de Lille et Dakar," in *Journée Scientifique SIRTA* (2015).
290. O. Dubovik, M. Herman, A. Holdak, T. Lapyonok, D. Tanré, J. L. Deuzé, F. Ducos, A. Sinyuk, and A. Lopatin, "Statistically optimized inversion algorithm for enhanced retrieval of aerosol properties from spectral multi-angle polarimetric satellite observations," *Atmos. Meas. Tech.* **4**, 975–1018 (2011).
291. V. Bovchaliuk, "Aerosols properties as retrieved from the GARRLIC synergetic approach applied to multi wavelength Raman LiDAR observations performed over Lille and Dakar sites," *De Lille* (2016).
292. A. Lopatin, O. Dubovik, A. Chaikovsky, P. Goloub, T. Lapyonok, D. Tanré, and P. Litvinov, "Enhancement of aerosol characterization using synergy of lidar and sun-photometer coincident observations: the GARRLiC algorithm," *Atmos. Meas. Tech.* **6**, 2065–2088 (2013).
293. A. A. Ruth, J. Orphal, and S. E. Fiedler, "Fourier-transform cavity-enhanced absorption spectroscopy using an incoherent broadband light source," *Appl. Opt.* **46**, 3611 (2007).
294. H. Coloumb, *Etude et Prototypage d'un μ -LIDAR Hyperspectral Visible Pour La Caractérisation d'émissions Aéronautiques* (2017).
295. T. Halldórsson and J. Langerholc, "Geometrical form factors for the lidar function," *Appl. Opt.* **17**, 240–244 (1978).

LISTE DES PUBLICATIONS ET DES COMMUNICATIONS

Publications :

- [1] **Florian Gaudfrin**, Olivier Pujol, Romain Ceolato, Guillaume Huss, and Nicolas Riviere, “A new lidar inversion method using a surface reference target applied to the backscattering coefficient and lidar ratio retrievals of a fog-oil plume at short range”, *Atmospheric Measurement Techniques*, 2020
- [2] Romain Ceolato, **Florian Gaudfrin**, Olivier Pujol, Nicolas Riviere, Matthew J. Berg, Christopher M. Sorensen, “Lidar cross-sections of soot fractal aggregates: Assessment of equivalent-sphere models”, *JQSRT*, 2017

Communications avec actes :

- [3] **Florian Gaudfrin**, Romain Ceolato, Nicolas Riviere, Olivier Pujol, “A new lidar inversion technique using a surfacic reference target at short-range”, *IRLC 2019* (proceeding)
- [4] Romain Ceolato, Lucas Paulien, **Florian Gaudfrin**, F. Fossard, A. Gialitaki, A. Tsekeri, V. Amiridis, “On the accuracy of equivalent-spherical model. An application to backscattering of soot particles” *IRLC 2019* (proceeding)
- [5] **Florian Gaudfrin**, Romain Ceolato, Olivier Pujol, Guillaume Huss, Nicolas Riviere, “Mid-infrared supercontinuum laser source for hydrometeors extinction measurements”, *IRMMW-THz*, 2017 (proceeding IEEE)

Communications avec abstract :

- [6] **Florian Gaudfrin**, Romain Ceolato, Nicolas Riviere, Olivier Pujol, “New Technics to Probe Aerosols Radiative Properties from Visible to Infrared”, *The 13th International IR Target and Background Modeling & Simulation Workshop*, 2018.
- [7] **Florian Gaudfrin**, Romain Ceolato, Olivier Pujol, Nicolas Riviere, Qiaoyun Hu, Philippe Goloub, Guillaume Huss, “Development of Supercontinuum LiDAR for Hydrometeors and Aerosols Optical Properties Determinations”, *European Geosciences Union General Assembly*, 2018.
- [8] Romain Ceolato, **Florian Gaudfrin**, “Development of a supercontinuum laser based LIDAR for complex small particles diagnostic”, *Electromagnetic and Light Scattering Conference*, 2018
- [9] Romain Ceolato, **Florian Gaudfrin**, “Short-range characterization of freshly emitted carbonaceous particles by lidar”, *General Meeting Agenda Nafplio, Greece*, 2018
- [10] **Florian Gaudfrin**, Nicolas Riviere, Romain Ceolato, Guillaume Huss, « Apport de données hyperspectrales actives pour l'aéronautique », *Journée PHAROS sur l'optique embarquée*, 2017

- [11] Romain Ceolato, **Florian Gaudfrin**, Matthew J. Berg, Christopher M. Sorensen, “*Spectral Polarimetric Light-scattering by Soot Superaggregates*”, Electromagnetic and Light Scattering Conference, 2017
- [12] **Florian Gaudfrin**, Guillaume Huss, Samuel Poulain, Romain Ceolato, Nicolas Riviere, “*Mid-Infrared Supercontinuum Laser Sources for Application in Spectroscopy*”, The 11th International IR Target and Background Modeling & Simulation Workshop, 2016

ABSTRACT

Supercontinuum lidar for the spectral characterization of scattering media with high spatial resolution: numerical study and instrument development

Florian GAUDFRIN

Abstract:

Lidar diagnostic methods provide information on the optical parameters of the medium (scattering and absorption coefficients). These quantities depend on the properties of light (wavelength, polarization) and are then used to retrieve the microscopic properties of the medium such as size distribution, morphology, optical index or particle concentration. However, current lidar techniques have limitations. The laser sources used are limited to a few visible or near infrared wavelengths and the identification of the microphysical properties requires *a priori* knowledge of the scattering medium. Hypotheses are formulated to constrain the inversion methods and to provide information of interest on natural and anthropogenic aerosols (carbonaceous particles, desert dust, volcanic ash, etc.). In addition, current lidars consider kilometric ranges, whereas there are applications for those at short distances: *in situ* measurements at nozzle outlets, local control of industrial plumes with high spatial resolution, etc.

Supercontinuum laser sources extend from the visible to the infrared and offer new possibilities for measuring the optical properties of aerosols over a wide continuous spectral range. Their use in lidar systems is considered to identify the optical properties of the medium over a wide and continuous range of wavelengths. A major objective of this thesis is to demonstrate the viability of *supercontinuum* lidars for the spectral characterization of surface and volume targets at high spatial resolution. The first axis concerns the numerical study of the system with the development of the PERFALIS simulator. The second axis focuses on the instrumental design of a lidar called COLIBRIS, allowing short-range lidar measurements with high spatial resolution (submetric). A first version was proposed in monochromatic analysis and a second one with a hyperspectral analysis of backscattered light. Finally, a new lidar inversion method named ST-LIM has been developed to identify the optical properties of a plume without any *a priori* hypothesis on the lidar ratio (optical parameter characterizing the surveyed medium). The comparison of experimental measurements with simulation results validates the lidar simulator in its two operating modes (monochromatic and hyperspectral). The results show the importance of considering the actual shape of the laser pulses during the light-matter interaction in the case of thin plume soundings with high spatial resolution. In the future, the lidar simulator may be used to design new *supercontinuum* or monochromatic lidar instruments and to study their performance for on-board versions.

Keywords: Lidar, Remote sensing, Supercontinuum laser, Hyperspectral, Scattering, Aerosols

Lidar supercontinuum pour la caractérisation spectrale des milieux diffusants à haute résolution spatiale : Étude numérique et développement instrumental.

Florian GAUDFRIN

Résumé :

Les méthodes de diagnostic par méthode lidar donnent des informations sur les paramètres optiques du milieu (coefficients de diffusion et d'absorption). Ces grandeurs dépendent des propriétés de la lumière (longueur d'onde, polarisation) et sont ensuite utilisées pour remonter aux propriétés microscopiques du milieu comme la distribution en taille, la morphologie, l'indice optique ou la concentration en particules. Cependant, les techniques lidar actuelles présentent des limitations. Les sources laser utilisées sont limitées à quelques longueurs d'onde visible ou proche infrarouge et l'identification des propriétés microphysiques nécessite une connaissance *a priori* du milieu diffusant. Des hypothèses sont formulées pour contraindre les méthodes d'inversion et remonter aux informations d'intérêt sur des aérosols naturels et anthropiques (particules carbonées, poussières désertiques, cendres volcaniques, etc.). En outre, les lidars actuels considèrent des portées kilométriques alors que de nouveaux besoins existent à courte distance : réalisation de mesures *in situ* en sortie de tuyères, contrôle local de panaches industriels à haute résolution spatiale..

Les sources laser *supercontinuum* s'étendent du visible à l'infrarouge et offrent de nouvelles possibilités de mesures des propriétés optiques des aérosols sur un large domaine spectral continu. Leur utilisation dans les systèmes lidars est envisagée pour identifier les propriétés optiques du milieu sur toute une gamme continue de longueurs d'onde. L'un des objectifs majeurs de cette thèse est de démontrer la viabilité des lidars *supercontinuum* pour la caractérisation spectrale de cibles surfaciques et volumiques à haute résolution spatiale. Le premier axe concerne l'étude numérique du système avec le développement du simulateur PERFALIS. Le second axe se concentre sur la conception instrumentale d'un lidar appelé COLIBRIS. Il a permis de réaliser des mesures lidar à courte portée et à haute résolution spatiale (submétrique). Une première version a été proposée en analyse monochromatique et une seconde avec une analyse hyperspectrale de la lumière rétrodiffusée. Enfin, une nouvelle méthode d'inversion lidar nommée ST-LIM a été développée pour identifier les propriétés optiques d'un panache sans hypothèse *a priori* sur le rapport lidar (paramètre optique caractérisant le milieu sondé). La comparaison de mesures expérimentales avec les résultats de simulations valide le simulateur lidar dans ses deux modes de fonctionnement (monochromatique et hyperspectral). Les résultats montrent qu'il est important de considérer la forme réelle des impulsions laser lors de l'interaction lumière-matière dans le cas de sondages de panaches de faible épaisseur à haute résolution spatiale. À l'avenir, le simulateur lidar pourra être utilisé pour dimensionner de nouveaux instruments lidar *supercontinuum* ou monochromatiques et d'étudier leurs performances pour des versions embarquables.

Mots-clés : Lidar, Télédétection, Laser supercontinuum, Hyperspectral, Diffusion, Aérosols