

3.3 Télédétection active – Mesure LIDAR

3.3.1 Principe

Tandis que les instruments de mesure in situ déterminent les propriétés optiques des aérosols localement et que les observations passives fournissent une information sur leur contenu intégré sur la colonne d'air, le lidar est l'unique technique permettant l'obtention de la distribution verticale des particules. Le lidar est l'acronyme du terme anglo-saxon « Light Detection and Ranging » qui signifie « Détection et télémétrie à l'aide de la lumière ». Cet instrument est né dans les années 60 après la découverte de l'effet laser. Le lidar est un système de télédétection active constitué d'un laser qui émet un signal à des longueurs d'onde présentant un intérêt atmosphérique et d'un dispositif de réception et de traitement de ce signal (Collis, 1969). Le principe de la mesure lidar est similaire à celui du RADAR (Radio Detection And Ranging) ou du SODAR (SOund Detection And Ranging) mais avec un rayonnement électromagnétique polarisé qui peut aller de l'ultraviolet à l'infrarouge thermique. Un faisceau laser est envoyé dans le milieu où il interagit par diffusion et absorption avec les aérosols et les molécules présents dans le milieu. Une fraction de la lumière est rétrodiffusée vers un télescope ou l'équivalent (système de lentilles) pour constituer le signal lidar. Le signal est détecté par un photomultiplicateur ou une photodiode à avalanche, puis analysé, numérisé et enregistré grâce à une chaîne électronique. Le temps écoulé entre l'émission de l'onde et sa réception fournit la distance de la cible à l'émission laser. L'amplitude du signal et sa dépendance spectrale donnent une indication sur sa nature.

La télédétection active est une méthode de mesure non intrusive, c'est-à-dire qu'elle ne perturbe pas les propriétés fondamentales du milieu sondé, ce qui est un avantage indéniable dans l'observation de la pollution atmosphérique. Ce sont les propriétés optiques de l'aérosol ou des nuages ou bien les concentrations de certaines molécules d'intérêt comme l'ozone ou encore les variables météorologiques (pression, températures, humidité, vent) qui peuvent être ainsi restituées dans leur milieu naturel et analysées. Elle présente également l'avantage de donner un accès quasiment direct aux informations structurales (altitude, épaisseur) des couches diffusantes sur toute une colonne d'air et non de façon ponctuelle. Le Lidar peut effectuer ses mesures au sol, mais il peut également être embarqué sur un avion, un ballon, un bateau, une navette spatiale ou même un satellite (e.g. mission CALIPSO) (Fig. 3.20). Cette information peut être directement utilisée par les modèles de chimie transport ou les modèles de circulation générale. Elle prend tout son intérêt lorsqu'elle est utilisée en synergie avec des mesures effectuées à partir d'autres capteurs. La mesure lidar constitue alors un complément utile aux données issues des observations in situ ou passives et fournit des informations innovantes pour une meilleure compréhension de l'atmosphère. Elle trouve de nombreuses applications en qualité de l'air par le suivi des panaches de pollution urbaine ou industrielle, mais également pour l'étude du transfert radiatif.

3. L'approche multi-instrumentée

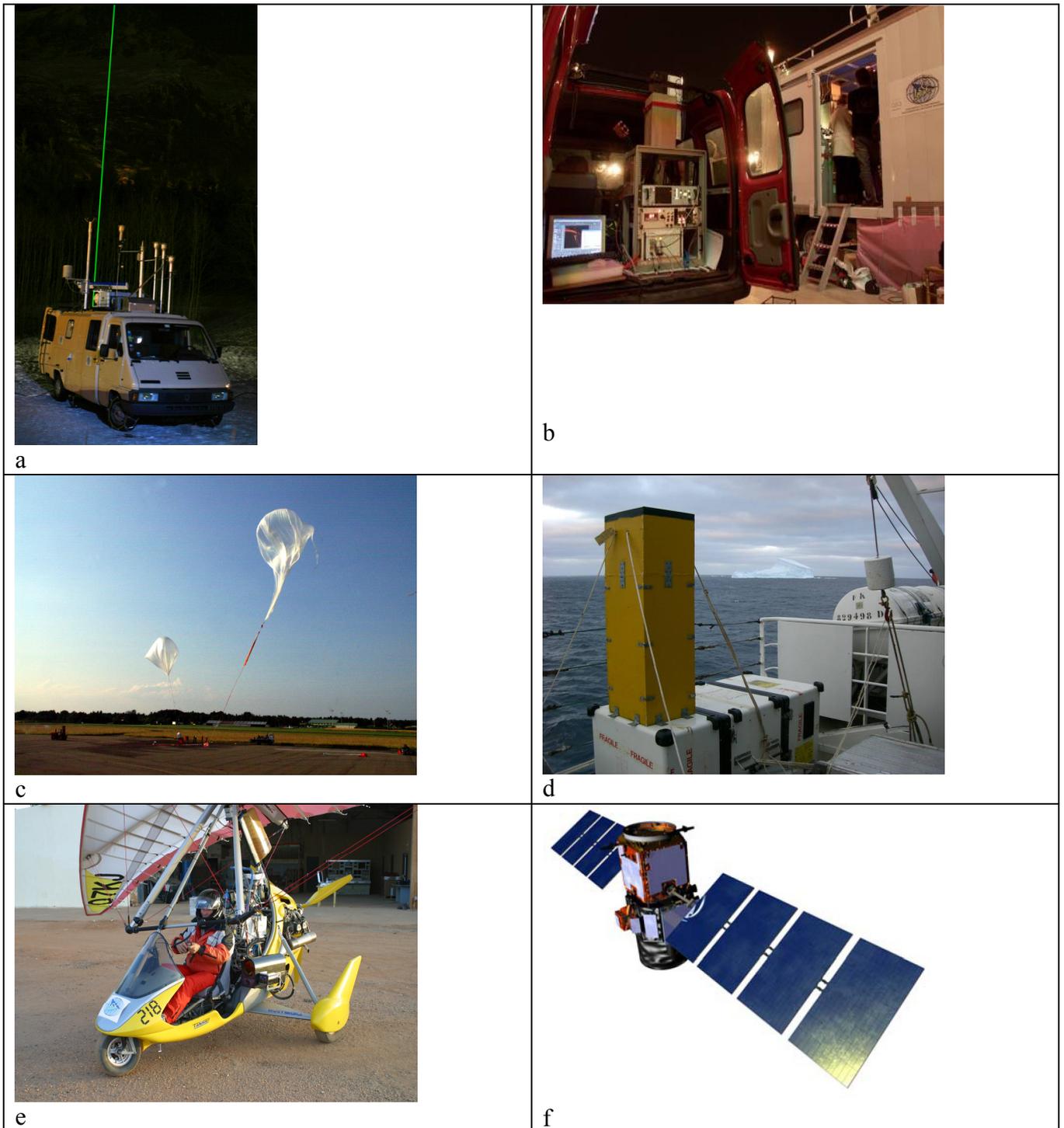


Fig. 3.20 : Exemples de plateformes pouvant embarquer un lidar. (a) : lidar LESAA dans camion, (b) : lidar LAUVA en voiture, (c) : lidar LIBAP sur ballon CNES, (d) : lidar LAUVA sur bateau (Marion Dufresne), (e) : lidar LAUVA sur ULM, (f) : lidar CALIOP sur plateforme spatiale CALIPSO.

On peut distinguer plusieurs familles de lidar qui se différencient par le mode d'interaction établi entre la propagation de l'onde lumineuse du laser et les molécules et particules de l'atmosphère :

- le lidar à rétrodiffusion sensible à la réflectivité des couches atmosphériques traversées par le faisceau laser et à l'atténuation du rayonnement optique le long du trajet aller-retour,
- le lidar à absorption différentielle (DIAL pour « Differential Absorption Lidar ») qui repose sur l'émission simultanée de deux impulsions laser de longueurs d'onde proches pour déterminer la concentration d'un polluant gazeux dans l'atmosphère, ou même la température (si l'on choisit une molécule comme l'oxygène dont la densité est connue),
- le lidars Doppler mesurant la vitesse radiale du vent par le décalage de longueur d'onde entre les ondes émises et reçues,
- le lidar Raman qui permet la mesure de la concentration chimique d'un élément, le rapport d'humidité ou la température en repérant le décalage en fréquence lié à une diffusion anélastique de la part de la cible (raies Stokes et anti-Stokes caractéristiques de la molécule rencontrée).
- le lidar femtoseconde détecte la présence de gaz polluants sur une grande étendue spectrale, de l'UV à l'IR jusqu'à 5 μm . Les impulsions ultrabrèves (100 fs) produisent en effet de fortes puissances de l'ordre du Téra watt qui induisent une variation spatiale de l'indice de réfraction non linéaire responsable de la focalisation par effet Ker et un effet de diffraction qui, par compensation, permettent de guider la lumière sur de longues distances, mais aussi une variation temporelle de la phase participant à la création d'un continuum de lumière blanche. C'est la rétrodiffusion de ce continuum qui est analysée par un spectromètre couplé à un télescope.

Les lidar utilisés dans cette thèse sont des lidars à rétrodiffusion Mie, qui sont détaillés dans la suite. Une voie de détection Raman azote ou vapeur d'eau a été ajoutée vers la fin de cette thèse, mais les résultats n'ont pas encore été analysés.

3.3.2 Lidar à rétrodiffusion Mie

On considère dans cette étude exclusivement des lidars à rétrodiffusion Mie caractérisés par une émission laser pulsée, dans une configuration monostatique paraxiale (i.e. non coaxiale) car les axes d'émission du faisceau laser et de réception du télescope sont pratiquement parallèles, et une détection incohérente sensible au signal brut, par opposition à une détection hétérodyne qui combine le signal reçu à celui d'un oscillateur local. Le lidar à rétrodiffusion est le plus ancien (1968) et le plus simple des lidars. Il permet l'étude des processus de diffusions élastiques dans l'atmosphère, accompagné d'une détection directe de la puissance rétrodiffusée. L'atmosphère peut ainsi être sondée pour restituer les propriétés des aérosols ou des nuages. La plupart des lidars à rétrodiffusion offrent en plus la possibilité de mesurer certaines propriétés de polarisation du faisceau rétrodiffusé. Un schéma de fonctionnement du lidar est présenté sur la Fig. 3.21.

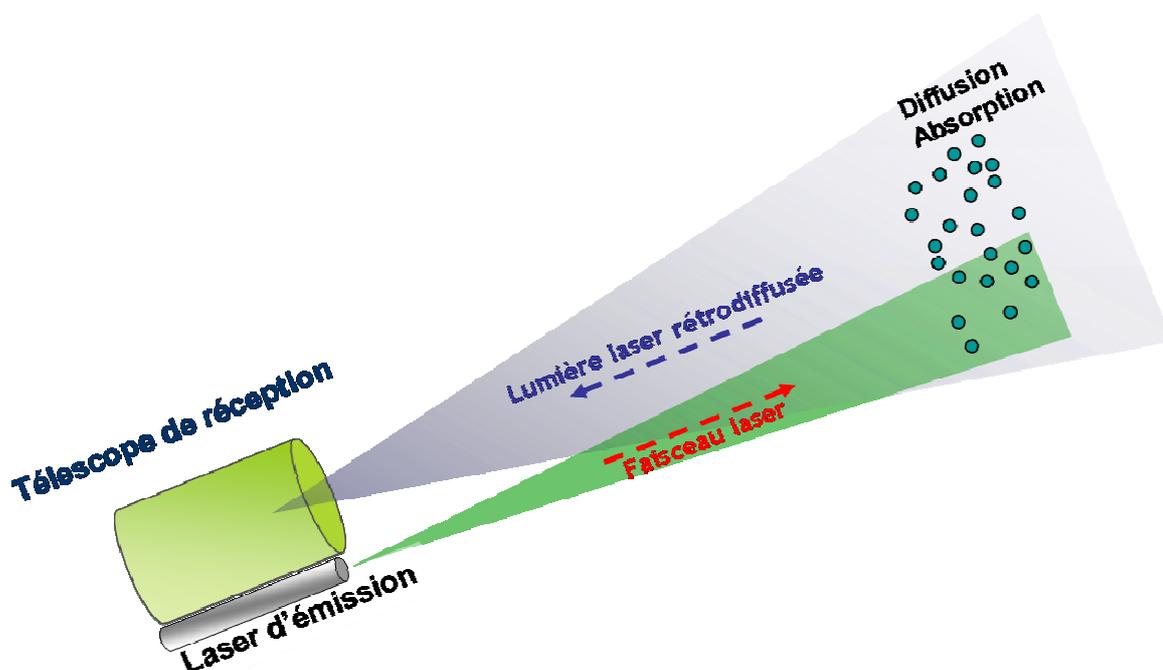


Fig. 3.21 : Principe de fonctionnement du lidar à rétrodiffusion Mie.

Il est constitué de plusieurs éléments :

- le module d'émission composé de la source laser et du dispositif optomécanique dirigeant le faisceau vers les cibles atmosphériques est caractérisé par l'énergie émise, la longueur d'onde, la fréquence de tirs, la durée d'impulsion, la largeur et la stabilité spectrales de la raie laser, et le rendement optique.
- le module de détection composé d'une optique collectant le signal rétrodiffusé, de filtres interférentiels, d'une séparatrice de polarisation et d'un détecteur (le photomultiplicateur) réalisant la conversion en signal électrique. Le télescope de réception est caractérisé par sa surface collectrice, son champ de vue et son rendement optique. Le photomultiplicateur est caractérisé par son rendement quantique et sa puissance équivalent de bruit (« Noise equivalent power » : NEP). Lorsque le flux de photons incidents atteignant la cathode du photomultiplicateur est inférieur au seuil de saturation (~ 300 photons par μs) pour que le nombre de photoélectrons arrachés par effet photoélectrique puisse être considéré linéaire avec le nombre de photons incidents, on utilise le mode de détection « comptage de photons ». Un compteur enregistre alors le nombre d'impulsions électriques générées par les photoélectrons. Dans le cas où le nombre de photons peut aboutir à une saturation, on a recours au mode de détection analogique. Ce dernier mode de détection a été le plus utilisé dans ce travail. Le courant moyen de sortie du détecteur est ici échantillonné par un analyseur de transitoires.
- le module d'acquisition composé d'un préamplificateur du signal électrique, de filtrages, d'un convertisseur analogique-numérique et d'un dispositif de stockage. Le préamplificateur est caractérisé par sa bande passante permettant de conserver la résolution verticale de la mesure lidar, son gain et sa puissance équivalente de bruit (NEP_A). Le convertisseur analogique-numérique est caractérisé par la fréquence d'échantillonnage dans le respect du théorème de Shannon.

La largeur de l'impulsion lumineuse Δt_0 varie de 10 fs à 0,1 μ s à pour des énergies de quelques centaines de μ J à plusieurs centaines de mJ. Etant donné qu'un laser pulsé est utilisé et que les mesures sont faites à des temps décalés par rapport à l'émission laser ($\Delta t'$), sachant que la vitesse de propagation de l'onde lumineuse dans l'atmosphère est celle de la lumière c , il est possible de déterminer à quelle altitude se situent les éléments qui ont rétrodiffusé la lumière (nuages, particules...). La résolution spatiale Δz est alors définie par :

$$\Delta z = \mu \cdot \frac{c \cdot (\Delta t' + \Delta t_0)}{2} \quad (3.14)$$

$\Delta t'$ désigne la durée de réception en mode comptage de photons ($\sim 1 \mu$ s) ou la durée d'échantillonnage en mode analogique (~ 100 ns - 1 μ s). Généralement $\Delta t'$ est largement supérieur à Δt_0 , ce qui permet d'écrire :

$$\Delta z \approx \mu \cdot \frac{c \cdot \Delta t'}{2} \quad (3.15)$$

Pour un lidar en visée verticale, la résolution horizontale est déterminée par le temps nécessaire à la mesure multiplié par la vitesse d'advection de l'air. L'accumulation de plusieurs mesures indépendantes permet de réduire l'erreur statistique et d'augmenter le rapport signal à bruit (« signal-to-noise ratio » : SNR) qui s'exprime comme le rapport entre le signal utile et le bruit de mesure.

3.3.3 Instruments utilisés dans ce travail

Deux systèmes lidar ont été opérationnels durant cette étude :

- Le lidar LESAA (Lidar pour l'Etude et le Suivi de l'Aérosol Atmosphérique) développé par le CEA en collaboration avec le CNES (Centre National d'Etudes Spatiales) mesure la réflectivité atmosphérique à 532 et 1064 nm dans la basse troposphère au-dessus de zones polluées (Chazette et al., 2005b ; Raut and Chazette, 2007). Il peut être embarqué dans un petit camion et permet le suivi de panaches de polluants émis par les villes ou les zones industrielles. L'optique de réception permet la séparation du faisceau rétrodiffusé en 2 voies selon son état de polarisation : l'une des deux voies est le signal polarisé parallèlement au faisceau émis par la source laser, l'autre voie détecte le signal polarisé perpendiculairement (Fig. 3.22).

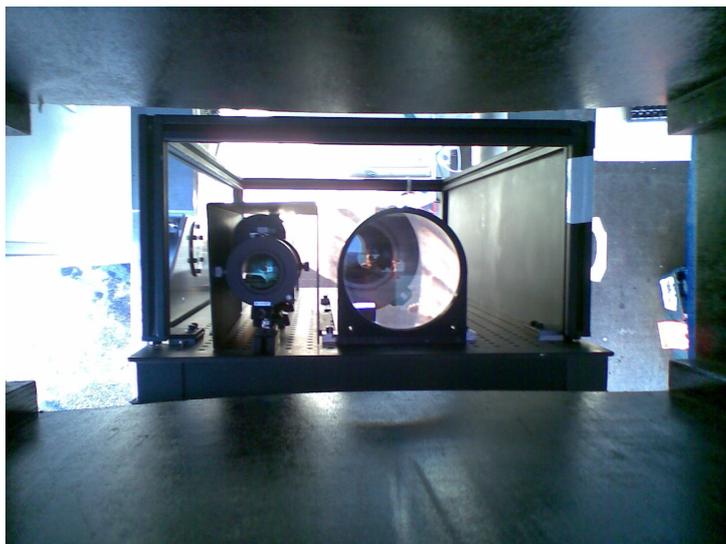


Fig. 3.22 : Système lidar LESAA, vue de haut.

- Le lidar LAUV(A) (Lidar Aérosol Ultra-Violet (Aéroporté)) développé par le CEA et le CNRS permet de suivre la dispersion des aérosols à petite échelle (échelle de la rue) et dans la CLA (Raut and Chazette, 2007 ; Chazette, 2007b). Ce système est tout à fait adapté à l'étude de la qualité de l'air en régions urbaines et périurbaines. C'est un système compact et sa souplesse d'utilisation lui permet d'être embarqué sur petit porteur (ULM (Ultra-Léger Motorisé), hélicoptère, voiture) ou gros porteur (bateau, avion de recherche type ATR42) afin d'accéder à des échelles spatiales allant de l'échelle locale à l'échelle régionale (Fig. 3.20). Le Lidar a été conçu en sécurité oculaire pour un fonctionnement aussi bien à la verticale qu'à l'horizontale. Une version industrielle du LAUVA est actuellement commercialisée par la société française LEOSPHERE (www.leosphere.com) sous le nom de Easy Lidar ®. La Fig. 3.23 présente les principaux éléments techniques constitutifs du lidar LAUVA. Il utilise un système d'acquisition PXI de National Instrument (PCI eXtensions for Instrumentation).

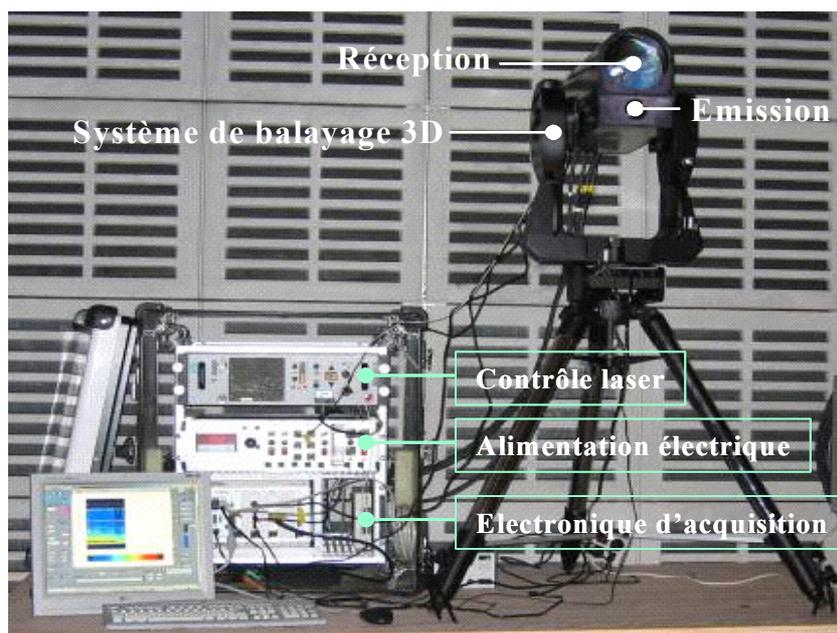


Fig. 3.23 : Ensemble des éléments constitutifs du lidar LAUVA.

3. L'approche multi-instrumentée

Les caractéristiques générales des deux systèmes lidar sont décrites dans le Tableau 3.1. Tous deux utilisent un laser Nd-YAG pompé par lampes flash. La longueur d'onde fondamentale est de 1064 nm. La mise à disposition des longueurs d'onde 355 nm et 532 nm repose sur des cristaux doubleur ou tripleur de fréquence. La fréquence des impulsions est de 20 Hz, leur durée est de ~ 7 ns.

Tableau 3.1 : Caractéristiques techniques des lidars LAUVA et LESAA

Caractéristiques	Lidar LAUVA	Lidar LESAA
Longueur d'onde (nm)	355	532
Energie moyenne par pulse (mJ)	16	160
Fréquence de tir (Hz)	20	20
Durée du pulse d'émission (ns)	~ 6	~ 5
Diamètre du faisceau (mm)	~ 20	~ 20
Divergence du faisceau (mrad)	< 0.2	< 0.2
Diamètre de réception (mm)	150	200
Largeur de bande du filtre interférentiel (nm)	0.5	0.5
Champ de vue (mrad)	~ 6	~ 6
Détecteur	Photomultiplicateur	Photomultiplicateur
Mode de détection	Analogique	Analogique
Résolution verticale (m)	1.5	7.5
Dimension de la tête optique (cm x cm x cm) (Hauteur x largeur x profondeur)	$\sim 45 \times 28 \times 18$	$\sim 100 \times 50 \times 20$
Masse de la tête optique (kg)	~ 9	~ 20
Masse de l'électronique (kg)	~ 20	~ 40
Tension électrique (V)	220	220
Puissance consommée (W)	< 500	< 500

Nous avons également utilisé les mesures réalisées par d'autres lidars :

- Le lidar LEANDRE-1 (Lidar aéroporté pour l'Etude des Aérosols, des Nuages, de la Dynamique, du Rayonnement et du cycle de l'Eau) embarqué à bord de l'avion de recherche ARAT utilise les aérosols submicroniques comme traceurs pour identifier les structures de la basse troposphère à 532 et 1064 nm avec une résolution verticale de 15 m et une résolution horizontale de 150 m (Flamant and Pelon, 1996 ; Pelon et al., 2002).
- Le lidar de la SNU (Séoul National University) utilise également un laser Nd-YAG ayant pour énergie 20 mJ par pulse pour fréquence de tirs 10 Hz et équipé d'un système de détection analogique. Il fonctionne aux deux longueurs d'onde 532 et 1064 nm et mesure le rapport de dépolarisation à 532 nm (Kim et al., 2006; Shimizu et al., 2004; Sugimoto et al., 2002, 2005, 2006). Il a été développé par le NIES (Japanese National Institute for Environmental Studies) et appartient au réseau lidar japonais (Sugimoto et al., 2006) et au réseau sur la mesure de poussières désertiques en Asie (Murayama et al., 2001).
- La charge utile du satellite CALIPSO est composée d'un système lidar appelé CALIOP, un radiomètre imageur à 3 canaux dans l'IR et une caméra grand champ. CALIOP est un instrument à visée au nadir construit autour d'un laser Nd-YAG pompé par diode. Alors que CALIOP émet un rayonnement polarisé à 1064 et 532 nm avec une énergie de pulse de 110 mJ et une fréquence de tir de 20.25 Hz, seul le canal à 532 nm est utilisé pour discriminer la polarisation à la réception (Winker et al., 2004, 2007). La résolution spatiale est variable avec l'altitude : 30 m (60 m à 1064 nm)

verticalement et 33 m horizontalement jusqu'à 8.2 km d'altitude au-dessus du niveau de la mer, 60 m verticalement et 1 km horizontalement entre 8.2 et 10.2 km d'altitude.

Les lidars utilisés dans le cadre de cette thèse émettent aux longueurs d'ondes de 355 nm, 532 nm et de 1064 nm. Pour ces longueurs d'ondes, seule la diffusion élastique sera considérée, ces longueurs d'ondes ne correspondant à aucune raie d'absorption d'un des constituants de l'atmosphère. En conséquence, les seuls processus à prendre en compte sont la diffusion par les aérosols et par les molécules.

3.3.4 Théorie du signal lidar

Pour évaluer la réponse du milieu sondé à une impulsion laser, il faut en toute rigueur envisager pour chaque photon émis par le laser, une succession de diffusions élastiques. Cela exige une modélisation complète de la géométrie de sondage, ainsi que de la fonction de phase dans toutes les directions de diffusion et dans tout l'espace, et la mise en œuvre de modèles et algorithmes complexes. Une expression très simple peut cependant être obtenue si l'on fait l'hypothèse qu'un photon diffusé dans une direction autre que celle du détecteur ne sera pas collecté ultérieurement. Seuls sont alors détectés les photons n'ayant interagi avec le milieu de propagation que par une rétrodiffusion. On ne tiendra pas compte dans ce qui suit de la diffusion multiple, l'atmosphère traversée par le faisceau lumineux étant supposée peu dense. En pratique, les phénomènes de diffusion multiple peuvent être négligés lorsque le champ de vue du télescope est petit (quelques mrad) et que la distance aux diffuseurs n'est pas trop importante (<30 km).

En reprenant la démarche de l'Eq. 2.58 pour la puissance P dans le cas d'une atmosphère plan-parallèle et en négligeant le flux lumineux propre de l'atmosphère pour la partie propagation, on peut écrire :

$$dP(\lambda, z, \mu) = -\frac{\alpha_{ext}(\lambda, z)}{\mu} \cdot P(\lambda, z, \mu) \cdot dz \quad (3.16)$$

En intégrant l'expression précédente en coordonnées cylindriques (ρ', φ') par rapport à l'altitude z et en normalisant par la surface du faisceau laser $\pi w(z)^2$ (où $w(z)$ est le rayon caractéristique du faisceau qui tient compte de sa divergence), on obtient l'intensité incidente I_i :

$$I_i(\lambda, \rho', \varphi', z) = f_i(\rho', \varphi', z) \cdot \frac{P(\lambda, \rho', \varphi', z)}{\pi \cdot w(z)^2} \quad (3.17)$$

Soit :

$$I_i(\lambda, \rho', \varphi', z) = \frac{P_0(\lambda)}{\pi \cdot w(z)^2} \cdot f_i(\rho', \varphi', z) \cdot \exp\left(-\frac{1}{\mu} \cdot \tau(\lambda, z^*, z)\right) \quad (3.18)$$

où P_0 désigne la puissance d'émission du laser, z^* la hauteur de position du lidar et f_i le facteur de répartition de l'intensité qui prend en compte l'anisotropie énergétique du faisceau (Measures, 1984 ; Chazette, 1990).

Le faisceau lumineux va rencontrer sur son trajet des molécules et des particules avec lesquelles il interagit. L'interaction qui nous intéresse ici est liée au phénomène de diffusion. La puissance diffusée P_{scat} dans un volume élémentaire s'exprime sous la forme :

3. L'approche multi-instrumentée

$$d^4P_{scat}(\lambda, \rho', \phi', z) = I_i(\lambda, \rho', \phi', z) \cdot \sum_j N_j \cdot \frac{\partial \sigma_{scat,j}(\lambda, \pi)}{\partial \Omega_{scat}} \cdot \rho' \cdot d\rho' \cdot d\phi' \cdot \frac{dz}{\mu} \cdot d\Omega_{scat} \quad (3.19)$$

où Ω_{scat} est l'angle solide sous lequel a lieu la diffusion, N_j est le nombre de constituants j par unité de volume et $\partial \sigma_{scat,j}(\lambda, \pi) / \partial \Omega_{scat}$ définie à partir de l'Eq. 2.43 est la section efficace différentielle de rétrodiffusion ($\theta = \pi$) du constituant j . En intégrant cette expression sur l'ensemble de la couche atmosphérique d'épaisseur dz et d'altitude z , et en tenant compte de la deuxième traversée du faisceau rétrodiffusé et de la fraction de l'intensité rétrodiffusée $\xi(\lambda, \rho', z)$ qui parviendra au récepteur après traversée de l'optique du télescope, on en déduit la puissance instantanée parvenant au détecteur :

$$dP_{scat}(\lambda, z) = \frac{P_0(\lambda)}{\pi \cdot w(z)^2} \cdot \frac{\mu \cdot A \cdot dz}{(z - z^*)^2} \cdot \exp\left(-\frac{2}{\mu} \cdot \tau(\lambda, z^*, z)\right) \cdot \sum_j \beta_j(\lambda, z) \cdot \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} f_i(\rho', \phi', z) \cdot \xi(\lambda, \rho', z) \cdot \rho' \cdot d\rho' \cdot d\phi' \quad (3.20)$$

avec :

$$\beta_j(\lambda, z) = N_j(z) \cdot \frac{\partial \sigma_{scat,j}(\lambda, \pi)}{\partial \Omega_{scat}} \quad (3.21)$$

le coefficient de rétrodiffusion volumique et A est la surface collectrice du télescope de réception orthogonale à la direction de rayonnement (m^2). On note $F(\lambda, z)$ le facteur géométrique de recouvrement :

$$F(\lambda, z) = \frac{\int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} f_i(\rho', \phi', z) \cdot \xi(\lambda, \rho', z) \cdot \rho' \cdot d\rho' \cdot d\phi'}{\pi \cdot w(z)^2} \quad (3.22)$$

qui tient compte de l'atténuation géométrique et de l'atténuation optique supposée constante sur la largeur spectrale du rayonnement rétrodiffusé. Le signal reçu dans les premiers mètres sondés ne correspond en effet pas à la totalité du signal que devrait recevoir le lidar du fait d'un recouvrement partiel. Ce facteur de recouvrement dépend de la géométrie du système (Fig. 3.24).

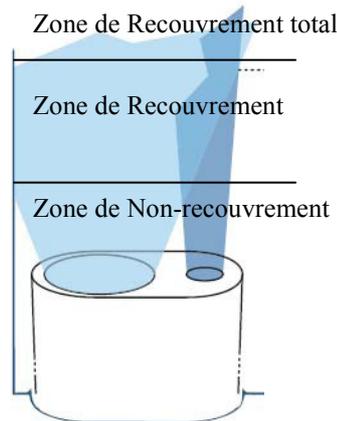


Fig. 3.24 : Représentation schématique de la zone de recouvrement.

Ce facteur est égal à 1 lorsque le recouvrement entre l'émission et la réception est parfait, il est inférieur à 1 dans le cas contraire. A proximité de l'émission laser, ce facteur est même nul, entraînant également la nullité du signal lidar : aucune information sur l'atmosphère n'est fournie par le Lidar dans cette « zone aveugle ».

3. L'approche multi-instrumentée

A partir de la relation 3.20, on obtient puissance diffusée d'une tranche d'atmosphère dz située à l'altitude z parvenant au détecteur sous la forme :

$$dP_{scat}(\lambda, z) = P_0(\lambda) \cdot \underbrace{\frac{\mu \cdot A}{(z - z^*)^2} \cdot F(\lambda, z) \cdot \sum_j \beta_j(\lambda, z) \cdot \exp\left(-\frac{2}{\mu} \cdot \tau(\lambda, z^*, z)\right)}_{h(t) \cdot dt} \cdot dz \quad (3.23)$$

où la variable d'intégration dz peut s'exprimer en fonction du temps, d'après l'Eq. 3.15 :

$$dz = \mu \cdot \frac{c}{2} \cdot dt \quad (3.24)$$

Le laser étant pulsé, il émet une impulsion de durée Δt_0 centrée en t_0 et d'énergie E_0 telle que :

$$P_0(\lambda, t) = E_0(\lambda, t_0) \cdot \delta(t - t_0) \quad (3.25)$$

La puissance rétrodiffusée vers le télescope reçue à l'instant t est donc :

$$P_{scat}(\lambda, t) = \int_{t_0 - \frac{\Delta t_0}{2}}^{t_0 + \frac{\Delta t_0}{2}} E_0(\lambda, t_0) \cdot \delta(t' - t_0) \cdot h(t - (t' - t_0)) \cdot dt' \quad (3.26)$$

$$P_{scat}(\lambda, z) = E_0(\lambda, t_0) \cdot \frac{\mu^2 \cdot c \cdot A}{2 \cdot (z - z^*)^2} \cdot F(\lambda, z) \cdot \sum_j \beta_j(\lambda, z) \cdot \exp\left(-\frac{2}{\mu} \cdot \tau(\lambda, z^*, z)\right) \quad (3.27)$$

En mode analogique, la tension de sortie devient alors :

$$U(\lambda, z) = R \cdot G \cdot G_A \cdot E_0(\lambda, t_0) \cdot \frac{\mu^2 \cdot c \cdot A}{2 \cdot (z - z^*)^2} \cdot F(\lambda, z) \cdot \sum_j \beta_j(\lambda, z) \cdot \exp\left(-\frac{2}{\mu} \cdot \tau(\lambda, z^*, z)\right) \quad (3.28)$$

où R est la résistance de charge de réception (en Ω), G_A le gain du préamplificateur et G le gain ou sensibilité du photomultiplicateur (en $A \cdot W^{-1}$) qui tient compte du rendement quantique :

$$G = \frac{\eta \cdot e \cdot \lambda}{h \cdot c} \cdot G_i \cdot r_{phot} \quad (3.29)$$

avec η l'efficacité quantique du tube du photomultiplicateur, G_i le gain intrinsèque du tube du photomultiplicateur caractérisant l'amplification des différentes dynodes, r_{phot} l'efficacité de collection du photomultiplicateur, e la charge élémentaire de l'électron (1.6×10^{-19} C) et h la constante de Planck (6.62×10^{-34} J.s).

Le signal lidar de l'Eq. 3.28 prend également en compte les photons issus de la luminance du ciel à la même longueur d'onde considérés comme une source de lumière parasite, et donc de bruit. On écrit alors le signal enregistré par les détecteurs S_0 sous la forme :

$$S_0(\lambda, z) = C(\lambda) \cdot \frac{\mu^2}{(z - z^*)^2} \cdot F(\lambda, z) \cdot \beta(\lambda, z) \cdot \exp\left(-\frac{2}{\mu} \cdot \int_{z^*}^z \alpha_{ext}(\lambda, z') \cdot dz'\right) + S_{FC}(\lambda, z) \quad (3.30)$$

où $C(\lambda)$ représente la constante système (ou constante de calibration) qui contient tous les termes de l'équation lidar indépendants de l'altitude z , α_{ext} et β les coefficients d'extinction volumique totale et de rétrodiffusion totale :

$$\beta(\lambda, z) = \sum_j \beta_j(\lambda, z) \quad (3.31)$$

S_{FC} est appelé signal de fond de ciel et donné en mode analogique par (Measures, 1984) :

$$S_{FC}(\lambda, z) = A \cdot \pi \cdot G_A \cdot G \cdot F(z) \cdot \left(\frac{\phi}{2}\right)^2 \cdot \Delta\lambda \cdot L_C(\lambda) \quad (3.32)$$

avec $\Delta\lambda$ la bande passante du filtre interférentiel à la réception, $L_C(\lambda)$ est la luminance du ciel à la longueur d'onde λ (luminance solaire diffusée ou réfléchi) et l'ouverture plein angle ϕ du télescope (champ de vue de détection). Autrement dit :

$$S_0(\lambda, z) = R \cdot \frac{\eta \cdot e \cdot \lambda}{h \cdot c} \cdot G_i \cdot r_{phot} \cdot G_A \cdot A \cdot F(\lambda, z) \cdot \left[\begin{aligned} & E_0(\lambda, t_0) \cdot \frac{\mu^2 \cdot c}{2 \cdot (z - z^*)^2} \cdot \beta(\lambda, z) \cdot \exp\left(-\frac{2}{\mu} \cdot \tau(\lambda, z^*, z)\right) \\ & + \pi \cdot \left(\frac{\phi}{2}\right)^2 \cdot \Delta\lambda \cdot L_C(\lambda) \end{aligned} \right] \quad (3.33)$$

En pratique, la contribution du fond de ciel est calculée à haute altitude où on peut considérer que seuls les photons provenant du rayonnement solaire sont comptés. Une alternative à cette technique consiste à utiliser un mode « pre-trigger », avec le LAUVA par exemple, où l'on détermine le signal du fond de ciel en mesurant le signal reçu avant l'émission laser (déclenchement Q-switch).

Dans la suite de ce travail, on préfère utiliser au signal brut S_0 le signal S_2 corrigé de la distance et du signal de fond de ciel :

$$S_2(\lambda, z) = C(\lambda) \cdot F(\lambda, z) \cdot \beta(\lambda, z) \cdot \exp\left(-\frac{2}{\mu} \cdot \int_{z^*}^z \alpha_{ext}(\lambda, z') \cdot dz'\right) \quad (3.34)$$

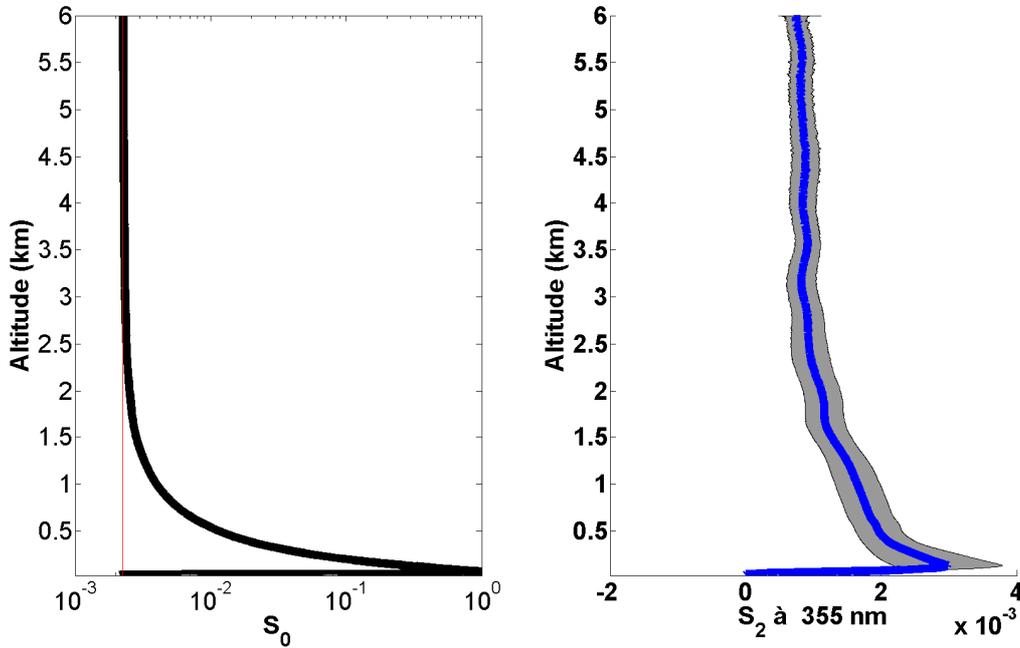


Fig. 3.25 : Ensemble des profils obtenus par le lidar LAUVA en visée verticale le 26 mai 2005 à Paris. A gauche, moyenne des profils bruts (noir) et signal du fond de ciel (rouge). A droite, moyenne des profils corrigés S_2 et écart-type illustrant la dispersion dans la journée.

Notons que le profil obtenu dépend de l'état de polarisation. On peut alors obtenir des informations additionnelles sur la forme des diffuseurs en comparant les profils lidar à deux polarisations différentes. Le paramètre adapté est le rapport de dépolarisation défini par :

$$\delta(\lambda, z) = \frac{S_2^\perp(\lambda, z)}{S_2^{\parallel}(\lambda, z)} \quad (3.35)$$

S_2^{\parallel} et S_2^\perp désignent respectivement les signaux dans le même axe de polarisation de l'émission laser polarisée linéairement et dans l'axe perpendiculaire. Dans la suite, S_2 désigne la somme de ces deux contributions.

3.3.5 Facteur de recouvrement

Le facteur de recouvrement qui apparaît dans l'Eq. 3.34 représente une incertitude importante dans le profil atmosphérique entre la surface et une certaine altitude (Fig. 3.25) qui dépend de la configuration géométrique du système (~100-200 m pour le LAUVA et le LESAA). Il peut être déterminé théoriquement par la connaissance précise du champ de vue du télescope, de la distance télescope-faisceau et de la divergence du faisceau laser (Measures, 1984 ; Chazette, 2003). En pratique, on cherche à compenser le signal lidar dans les premiers mètres, et donc à obtenir F , en considérant un mélange homogène dans cette zone créé par la convection. On fait alors l'hypothèse de profils de retrodiffusion et d'extinction constants avec l'altitude dans les premières mètres après l'émission laser ($\bar{\beta}(\lambda)$, $\bar{\alpha}_{ext}(\lambda)$). Pour z petit, on peut alors écrire :

$$\ln(S_2(\lambda, z)) = \ln(F(\lambda, z)) + \left[\ln(C(\lambda) \cdot \bar{\beta}(\lambda)) - \frac{2}{\mu} \cdot \bar{\alpha}_{ext}(\lambda) \cdot (z - z^*) \right] \quad (3.36)$$

Le facteur de recouvrement peut ainsi être obtenu par différence du signal corrigé S_2 avec la droite (terme entre crochets dans l'Eq. 3.36) de pente $\bar{\alpha}_{ext}(\lambda)$. Cette droite est tracée par extrapolation du profil lidar en dessous de la zone de recouvrement total (Fig. 3.26).

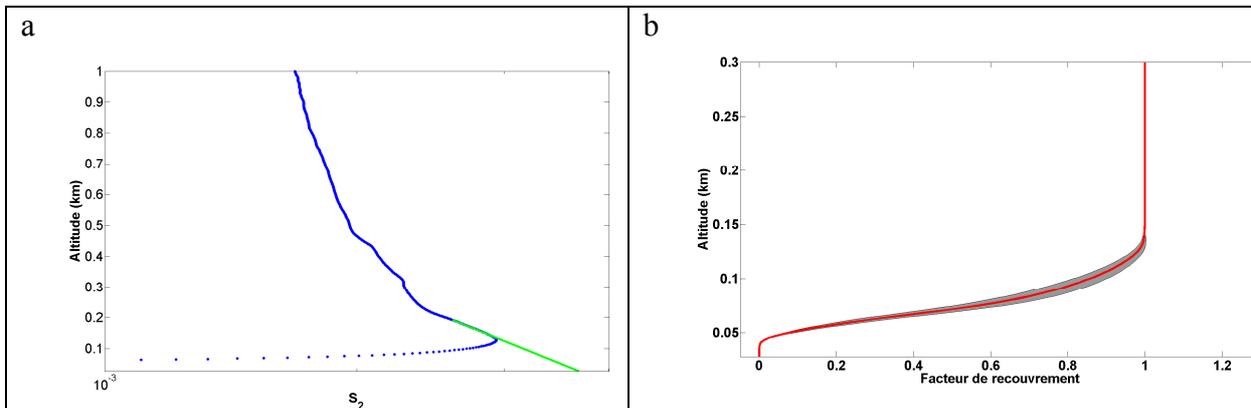


Fig. 3.26 : Prolongement d'un signal moyen S_2 dans les basses couches de la CLA (a) pour la détermination du facteur de recouvrement (b), à partir du lidar LAUVA le 26 mai 2005 à Paris. En (b), la dispersion des facteurs de recouvrement représente l'écart-type sur l'ensemble des profils traités sur la journée du 26 mai.

3.3.6 Diffusion Rayleigh

On peut écrire de manière équivalente à l'Eq. 3.34 :

$$S_2(\lambda, z) = C(\lambda) \cdot F(\lambda, z) \cdot (\beta_p(\lambda, z) + \beta_m(\lambda, z)) \cdot \exp\left(-\frac{2}{\mu} \cdot \int_{z^*}^z (\alpha_{ext,p}(\lambda, z') + \alpha_{ext,m}(\lambda, z')) \cdot dz'\right) \quad (3.37)$$

où les indices p et m désignent respectivement les contributions des particules (par la théorie de Mie, Sect. 2.3.2) et des molécules (par la théorie de Rayleigh, Sect. 2.3.4) aux profils de rétrodiffusion et d'extinction. La concentration en aérosol diminuant avec l'altitude jusqu'à atteindre une valeur quasi-nulle, il est possible de considérer qu'à partir d'une certaine hauteur le signal lidar est uniquement conditionné par la diffusion de Rayleigh :

$$S_{Ray}(\lambda, z) = \beta_m(\lambda, z) \cdot \exp\left(-\frac{2}{\mu} \cdot \int_{z^*}^z \alpha_{ext,m}(\lambda, z') \cdot dz'\right) \quad (3.38)$$

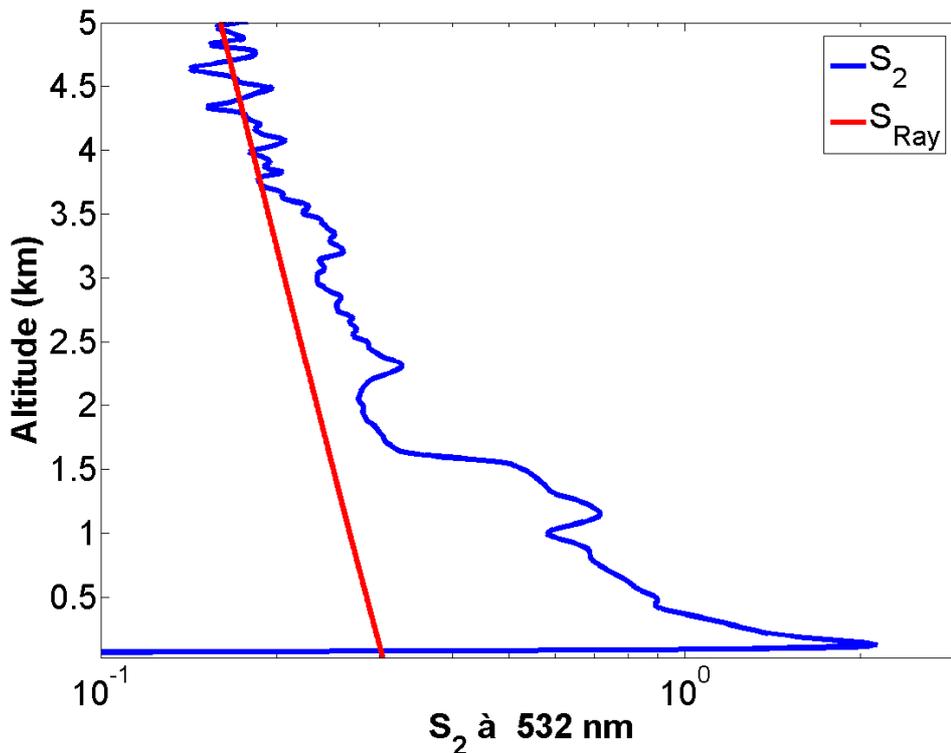


Fig. 3.27 : Exemple de profil lidar corrigé mesuré par le LESAA le 18 mai 2005 à Paris à 04 :00 UTC (Universal Coordinated Time) et profil de signal Rayleigh.

La Fig. 3.27 présente une comparaison entre un profil lidar (fonction de la distribution verticale des diffuseurs que sont les aérosols, les nuages et les molécules) et le profil que l'on obtiendrait si l'atmosphère n'était composée que de molécules. La différence entre ces deux signaux est produite par la présence des particules et permet de caractériser grossièrement les scènes atmosphériques. Comme on le verra au Chapitre 4, il est possible d'identifier sur ce profil la couche d'inversion nocturne entre 0 et 400 m, la couche des polluants résiduels piégés en altitude durant la nuit entre 0.4 et 1.5 km, et des couches de particules extrêmement fines jusqu'à 3.5 km. Au-dessus de ces altitudes, la rétrodiffusion est uniquement due aux molécules. La connaissance du signal S_2 ne permet cependant pas à elle seule d'accéder à une information quantitative sur la structure verticale des couches d'aérosols. Cette analyse se fait par inversion du signal émis par le laser en terme de profil vertical de coefficient de rétrodiffusion ou d'extinction. La restitution de ces paramètres atmosphériques est décrite dans la section qui suit.

3.3.7 Analyse du signal lidar

3.3.7.1 Information directe

La première étape préliminaire à la restitution des paramètres optiques est la normalisation du signal lidar (supposé corrigé du facteur de recouvrement). Il est en effet possible de quantifier la constante instrumentale $C(\lambda)$ qui dépend de tous les paramètres optoélectroniques du lidar en se plaçant dans une zone de l'atmosphère où l'on peut considérer tous les autres paramètres connus. La connaissance d'un domaine contrôlé uniquement par la diffusion Rayleigh est un exemple typique de normalisation. Lorsque cette situation n'est pas appropriée, il est nécessaire de passer par la connaissance des mesures d'autres instruments décrivant quantitativement une zone de l'espace (Raut et al., 2008b). Dans le cas fréquent d'existence d'une zone Rayleigh, on peut définir le coefficient de rétrodiffusion apparent corrigé de la transmission moléculaire par :

$$\beta_{app}(\lambda, z) = \frac{S_2(\lambda, z)}{S_2(\lambda, z_{ref})} \cdot \frac{\exp\left(2 \cdot \int_0^z \alpha_{ext,m}(\lambda, z') \cdot dz'\right)}{\exp\left(2 \cdot \int_0^{z_{ref}} \alpha_{ext,m}(\lambda, z') \cdot dz'\right)} \cdot \beta_m(\lambda, z_{ref}) \quad (3.39)$$

qui vaut, en utilisant l'Eq. 3.34 :

$$\beta_{app}(\lambda, z) = \beta(\lambda, z) \cdot \exp\left(-2 \cdot \int_{z_{ref}}^z \alpha_{ext,p}(\lambda, z') \cdot dz'\right) \quad (3.40)$$

où z_{ref} est l'altitude du profil S_2 pour laquelle la contribution des particules au signal est négligeable. Le coefficient β_{app} dépend de cette altitude de référence. Il s'écarte de plus du profil de rétrodiffusion β par effet de la transmission aller-retour due aux aérosols seulement. En réalité, on préfère définir une zone de diffusion moléculaire, c'est-à-dire que z_{ref} est remplacée par un intervalle de q altitudes $[z_{ref}^1, z_{ref}^q]$, ce qui donne avec les moyennes géométriques :

$$\beta_m(\lambda, z_{ref}) = \left(\prod_{i=1}^q \beta_m(\lambda, z_{ref}^i) \right)^{\frac{1}{q}} = \exp\left(\frac{1}{q} \cdot \sum_{i=1}^q \ln(\beta_m(\lambda, z_{ref}^i))\right) \quad (3.41)$$

$$S_2(\lambda, z_{ref}) = \left(\prod_{i=1}^q S_2(\lambda, z_{ref}^i) \right)^{\frac{1}{q}} = \exp\left(\frac{1}{q} \cdot \sum_{i=1}^q \ln(S_2(\lambda, z_{ref}^i))\right) \quad (3.42)$$

La Fig. 3.28 montre deux exemples de signaux lidar exprimés en coefficients de rétrodiffusion apparents. La zone de référence a été prise pour le minimum de signal entre 3.4 et 4 km le 18 mai et entre 4 et 6 km le 27 mai. Les profils bruts corrigés du fond de ciel et de la portée sont difficiles à exploiter directement, notamment en raison de fluctuations dans l'énergie émise par le laser et donc la constante $C(\lambda)$ qui gêne la lisibilité de la figure. Sur les β_{app} en revanche, les structures des couches d'aérosols apparaissent nettement. Ces couches présentent une bonne cohérence temporelle car on s'affranchit alors des perturbations liées à la constante système. Celle-ci peut être déterminée sous la forme :

$$C(\lambda) = \frac{S_2(\lambda, z_{ref})}{S_{Ray}(\lambda, z_{ref})} \cdot \exp\left(\frac{2}{\mu} \cdot \tau_p(\lambda, z^*, z_{ref})\right) \quad (3.43)$$

3. L'approche multi-instrumentée

lorsque l'épaisseur optique des particules jusqu'à la zone de référence peut être déterminée. Nous verrons dans la suite que cela est possible après inversion de l'équation lidar ou par la mesure d'un photomètre solaire. Dans le cas de la Fig. 3.28, les variations de $C(\lambda)$ sont très fortement corrélées aux fluctuations observées dans le signal S_2 .

La Fig. 3.29 illustre l'influence du choix de l'altitude (ou zone) de référence. Dans le cas de tirs lidar à partir du sol, comme c'est le cas ici, pour toute altitude inférieure à la hauteur de référence, le coefficient de rétrodiffusion apparent est plus élevé que le coefficient de rétrodiffusion réel de l'aérosol. Plus on s'éloigne de la zone de référence, et plus l'écart à la valeur réelle est important car l'effet de l'atténuation optique est accrue (terme exponentiel l'Eq. 3.40 plus fort). Une zone de référence mal choisie (cas c de la Fig. 3.29) complexifie la lisibilité des profils qui sont ici caractéristiques d'une couche limite convective qui se développe doucement, et peut même rendre impossible son exploitation.

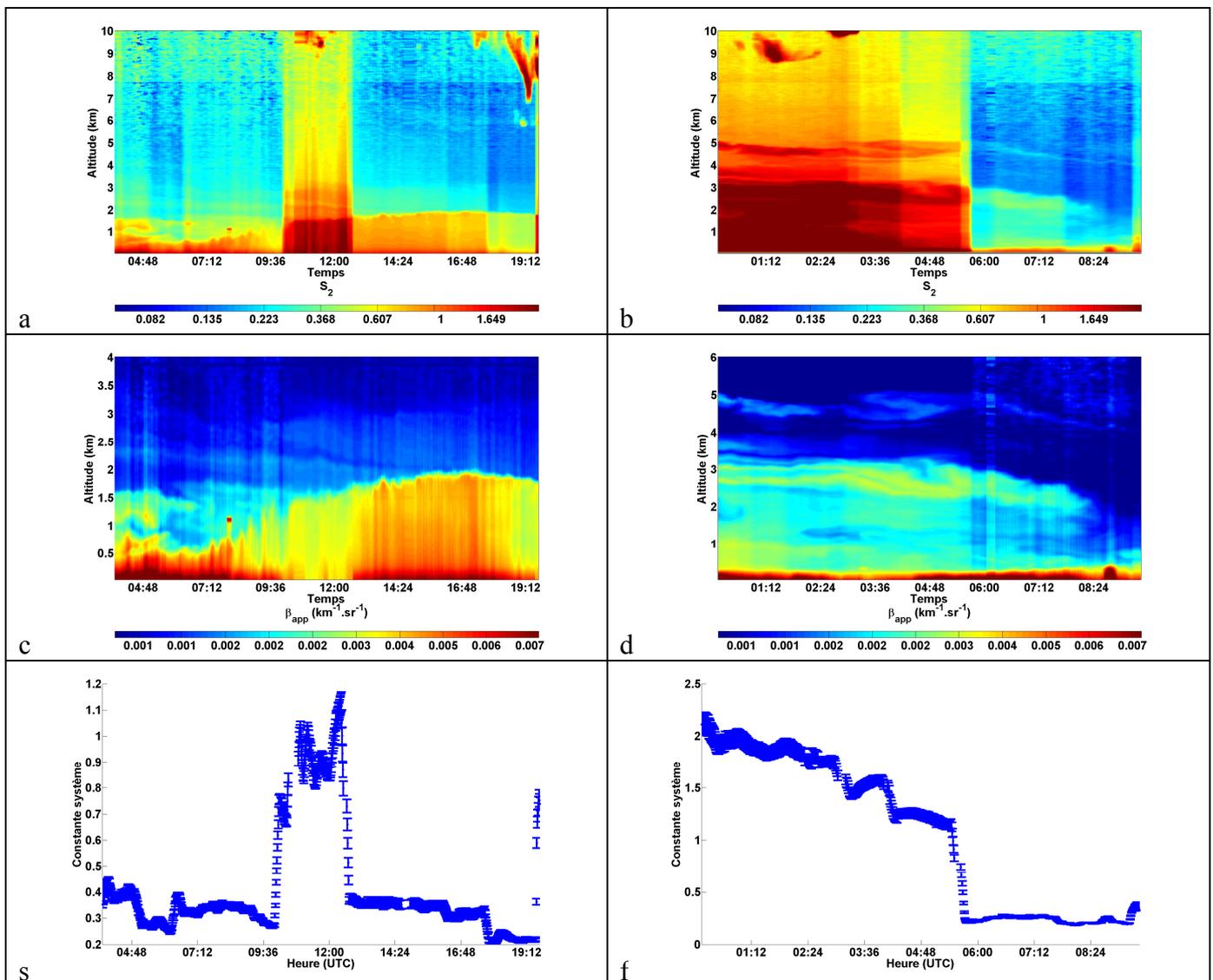


Fig. 3.28 : Profils lidar S_2 (a,b) obtenus les 18 et 27 mai 2005 respectivement à Paris par le lidar LESAA à 532 nm. Les profils de rétrodiffusion apparent et les valeurs de la constante instrumentale associés sont donnés en (c,d) et (e,f) respectivement.

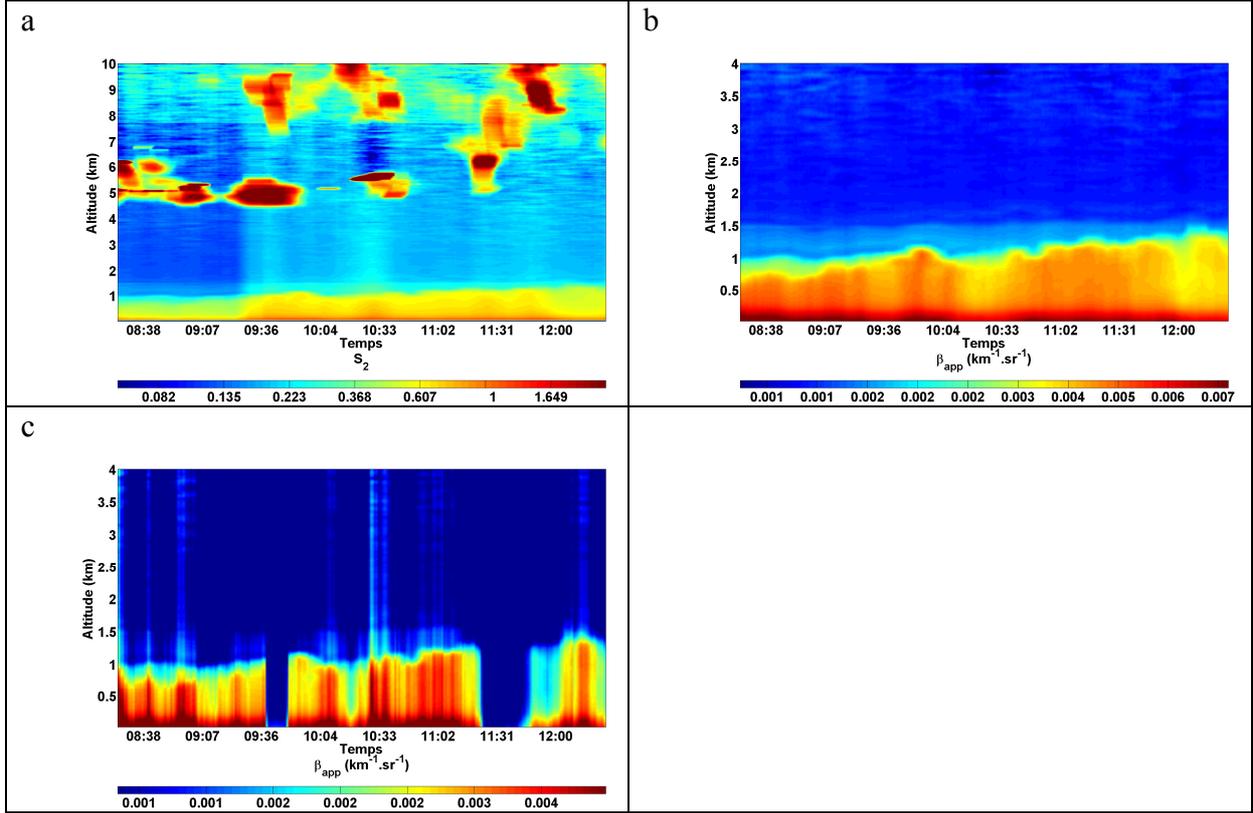


Fig. 3.29 : Profils lidar obtenus dans la matinée du 25 mai 2005 à Paris par le lidar LESAA à 532 nm. (a) signal corrigé S_2 , (b) : coefficient de rétrodiffusion apparent avec z_{ref} choisi pour le minimum de signal entre 1.5 et 3 km, et (c) : coefficient de rétrodiffusion apparent avec z_{ref} choisi pour le minimum de signal entre 7 et 8 km.

On définit également un rapport de diffusion apparent R_{app} qui fait écho au rapport de diffusion R . Ces deux rapports décrivent les contributions des structures verticales de particules par rapport à celles des molécules. Ils diffèrent entre eux de la transmission des particules et sont donnés par :

$$R(\lambda, z) = \frac{\beta(\lambda, z)}{\beta_m(\lambda, z)} \quad (3.44)$$

$$R_{app}(\lambda, z) = \frac{\beta_{app}(\lambda, z)}{\beta_m(\lambda, z)} = R(\lambda, z) \cdot \exp\left(-2 \cdot \int_{z_{ref}}^z \alpha_{ext,p}(\lambda, z') \cdot dz'\right) \quad (3.45)$$

Ces coefficients apparents fournissent par conséquent une première information sur les couches d'aérosols et de nuages présentes. Toutefois, la précision qu'ils apportent est insuffisante pour que ces résultats soient utilisés quantitativement pour des calculs de propriétés optiques (indices de réfraction, albédo de simple diffusion) et dans des modèles de transfert radiatif. Il est alors nécessaire d'effectuer l'inversion de l'équation lidar donnée par la relation 3.37.

3.3.7.2 Inversion du signal

Il existe différentes techniques pour inverser l'équation lidar, bien que la plupart d'entre elles fassent des hypothèses qui dépendent fortement des propriétés du lidar utilisé ainsi que des

conditions d'utilisation. La méthodologie la plus utilisée est celle développée par Fernald et al. (1972, 1984) et Klett (1981, 1985).

En partant de l'Eq. 3.34 corrigée du facteur de recouvrement, on a :

$$\frac{\partial[\ln(S_2)]}{\partial z}(\lambda, z) = \left(\frac{1}{\beta} \cdot \frac{\partial\beta}{\partial z} \right)(\lambda, z) - \frac{2}{\mu \cdot BER(\lambda, z)} \cdot \beta(\lambda, z) - \frac{2}{\mu} \alpha_{ext,m}(\lambda, z) \cdot \left[1 - \frac{\kappa_m}{BER(\lambda, z)} \right] \quad (3.46)$$

où (Fernald, 1984):

$$\kappa_m(\lambda, z) = \frac{\beta_m(\lambda, z)}{\alpha_{ext,m}(\lambda, z)} = \frac{3}{8\pi} \quad (3.47)$$

et :

$$BER(\lambda, z) = \frac{\beta_p(\lambda, z)}{\alpha_{ext,p}(\lambda, z)} \quad (3.48)$$

qui désigne le « Backscatter-to-extinction ratio » (inverse du rapport lidar) ne dépend pas de la concentration, mais de la microphysique des diffuseurs (granulométrie, indice de réfraction et forme).

On aboutit alors à une équation différentielle de Bernoulli d'ordre 1 :

$$\frac{\partial S_3}{\partial z}(\lambda, z) = \left(\frac{1}{\beta} \cdot \frac{\partial\beta}{\partial z} \right)(\lambda, z) - \frac{2}{\mu \cdot BER(\lambda, z)} \cdot \beta(\lambda, z) \quad (3.49)$$

en posant :

$$\frac{\partial S_3}{\partial z}(\lambda, z) = \frac{\partial[\ln(S_2)]}{\partial z}(\lambda, z) + \frac{2}{\mu} \alpha_{ext,m}(\lambda, z) \cdot \left[1 - \frac{\kappa_m}{BER(\lambda, z)} \right] \quad (3.50)$$

Klett et al. (1981, 1985) ont donné la solution de l'équation de Bernoulli 3.49 :

$$\beta(\lambda, z) = \frac{S_2(\lambda, z) \cdot Q(\lambda, z)}{\frac{S_2(\lambda, z_{ref})}{\beta(\lambda, z_{ref})} + \frac{2}{\mu} \cdot \int_z^{z_{ref}} \frac{S_2(\lambda, z') \cdot Q(\lambda, z')}{BER(\lambda, z')} dz'} \quad (3.51)$$

où

$$Q(\lambda, z) = \exp \left[\frac{2}{\mu} \cdot \int_z^{z_{ref}} \left(\left(\frac{\kappa_m}{BER(\lambda, z')} - 1 \right) \cdot \alpha_{ext,m}(\lambda, z') \cdot dz' \right) \right] \quad (3.52)$$

Le terme $\beta(\lambda, z_{ref})$ étant supposé connu (notamment si une zone Rayleigh est identifiable), la détermination du profil vertical de β nécessite la connaissance du BER . L'Eq. 3.51 avec deux inconnues est donc sous déterminée. La seule mesure d'un lidar à rétrodiffusion Mie ne suffit pas pour résoudre cette équation. La détermination des profils de rétrodiffusion et d'extinction de l'aérosol dans la colonne d'air passe alors par la connaissance du rapport lidar.

Dans le cas où la composition chimique et les propriétés microphysiques de l'aérosol ne varient pas verticalement, on peut envisager un BER constant dans la colonne atmosphérique (Fernald, 1972 ; Klett, 1981). Seule la concentration totale de particules est supposée variable avec l'altitude. En situation de ciel clair, l'approche la plus courante est de contraindre l'inversion lidar avec les observations d'un photomètre solaire. Il s'agit d'une approche itérative sur les valeurs de BER . L'épaisseur optique calculée à partir du profil constant de rapport lidar par inversion de l'équation lidar est comparée à celle déduite du photomètre

3. L'approche multi-instrumentée

(Chazette, 2003). La procédure s'arrête lorsque l'écart entre ces deux épaisseurs optiques est inférieur à 10^{-4} .

La Fig. 3.30 présente deux exemples de profils lidar inversés par cette technique. Les profils inversés font apparaître des caractéristiques des particules qui n'étaient pas détectables sur les profils de rapport de diffusion apparent. En effet, R_{app} est toujours strictement supérieur à 1 en raison de l'atténuation optique des aérosols non corrigée et R_{app} s'écarte de la valeur vraie R lorsque l'on s'éloigne de la zone de référence. Les plus basses couches en particulier ont une signature optique surestimée. Le profil d'extinction du 25 mai fait ainsi apparaître des valeurs plus élevées au sommet de la couche limite, typiques d'une humidité relative plus élevée dans cette zone. De même, la couche de poussières minérales d'origine saharienne observée le 27 mai est transportée en altitude entre 2.5 et 3.5 km, comme le confirment les rétrotrajectoires de masses d'air obtenues à l'aide du modèle numérique HYSPLIT (« HYbrid Single-Particle Lagrangian Integrated Trajectory ») avec les champs météorologiques du NCEP (« National Center for Environmental Prediction ») de la NOAA). Cela est contraire à ce que laissait supposer l'analyse du profil de diffusion apparent qui ne distingue pas clairement cette couche en altitude des couches optiquement peu denses des polluants résiduels piégés durant l'érosion de la couche limite la veille au soir.

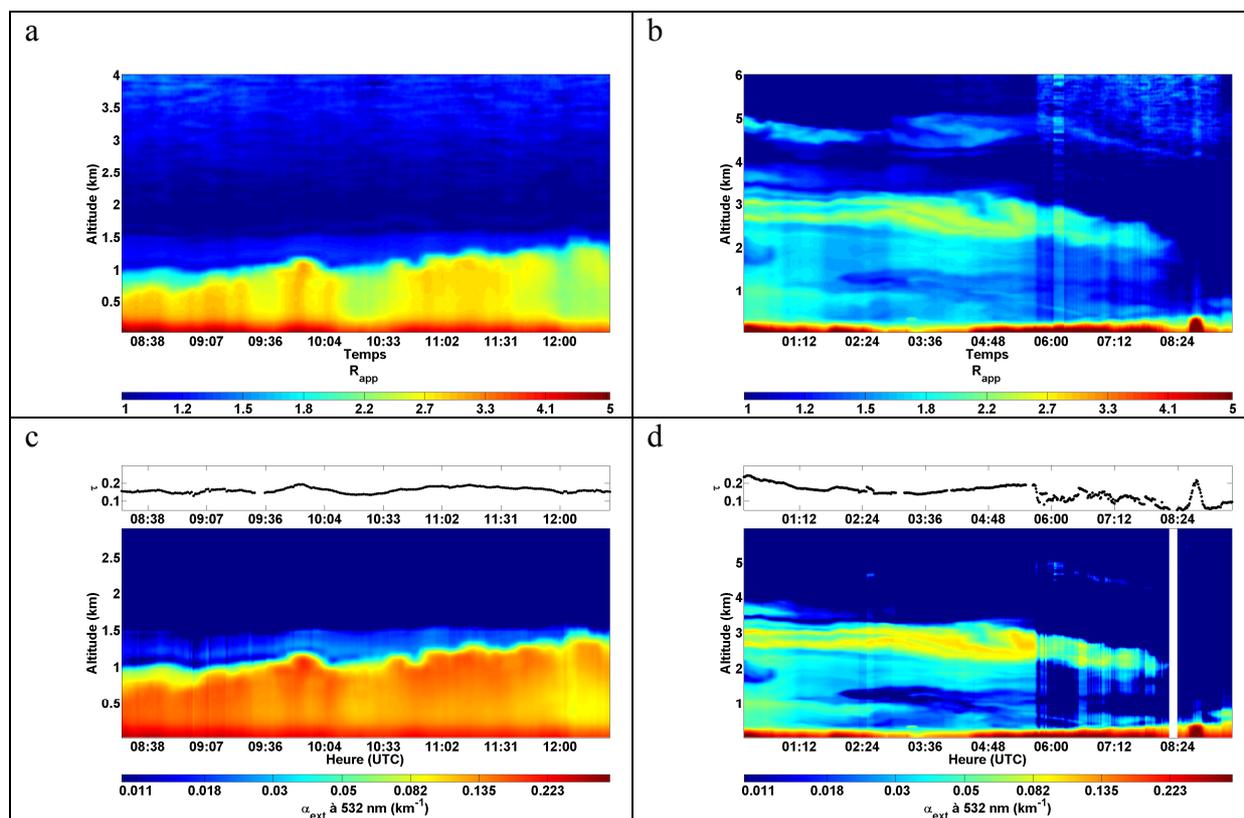


Fig. 3.30 : Comparaison entre des signaux lidar exprimés en rapport de diffusion apparent (a,b) et leurs homologues exprimés en coefficient d'extinction de l'aérosol (c,d) après inversion par la contrainte de l'épaisseur optique intégrée d'un photomètre. Les profils lidar ont été obtenus les 25 (a,c) et 27 (b,d) mai 2005 à Paris par le lidar LESAA fonctionnant à 532 nm. La zone de référence a été choisie au minimum de signal entre 1.5 et 3 km pour le 25 mai et entre 4 et 6 km pour le 27 mai. Les épaisseurs optiques calculées à 532 nm sont données en noir (c,d) en fonction de l'heure TU.

3. L'approche multi-instrumentée

Lorsque l'on ne peut plus faire l'hypothèse d'un rapport lidar constant avec l'altitude, on peut chercher à observer chaque point de la ligne de visée par deux mesures lidar indépendantes. Ceci est possible si l'on utilise un lidar multi-angulaire dans le cas d'une atmosphère plan-parallèle et en supposant que les variations atmosphériques sont négligeables entre les instants de mesure à deux angles de visée différents (Sicard et al., 2002). Une autre technique consiste à utiliser deux lidars (de signaux S_2^1 et S_2^2) dont les directions de visée sont en opposition (méthode à deux flux, dite « two-stream » ou « bipath method »). Cette approche est bien décrite par Kunz (1987) et Hughes and Paulson (1988) et permet d'écrire :

$$\alpha_{ext}(\lambda, z) = -\frac{1}{4} \cdot \frac{\partial \left(\ln \left(\frac{S_2^1(\lambda, z)}{S_2^2(\lambda, z)} \right) \right)}{\partial z} \quad (3.53)$$

Dans la cas où le coefficient d'extinction et de rétrodiffusion peuvent être considérés constants sur la ligne de visée s , par exemple en tir horizontal, la relation précédente se réduit à :

$$\alpha_{ext}(\lambda, s) = -\frac{1}{2} \cdot \frac{\partial (\ln(S(\lambda, s)))}{\partial s} \quad (3.54)$$

La mesure d'un seul lidar est alors requise. Ce type de mesure est intéressant pour cartographier la répartition spatiale des particules car il permet de détecter des panaches, que ce soit dans le cas de cheminées d'usines, pour des feux de biomasse ou des aérosols biogéniques et terrigènes (Fig. 3.31a). Il permet de plus de déduire l'albédo de simple diffusion de ces aérosols si une mesure néphélogométrique est parallèlement réalisée. Un exemple d'intercomparaison entre observations lidar et néphélogométrique est donné en Fig. 3.31b.

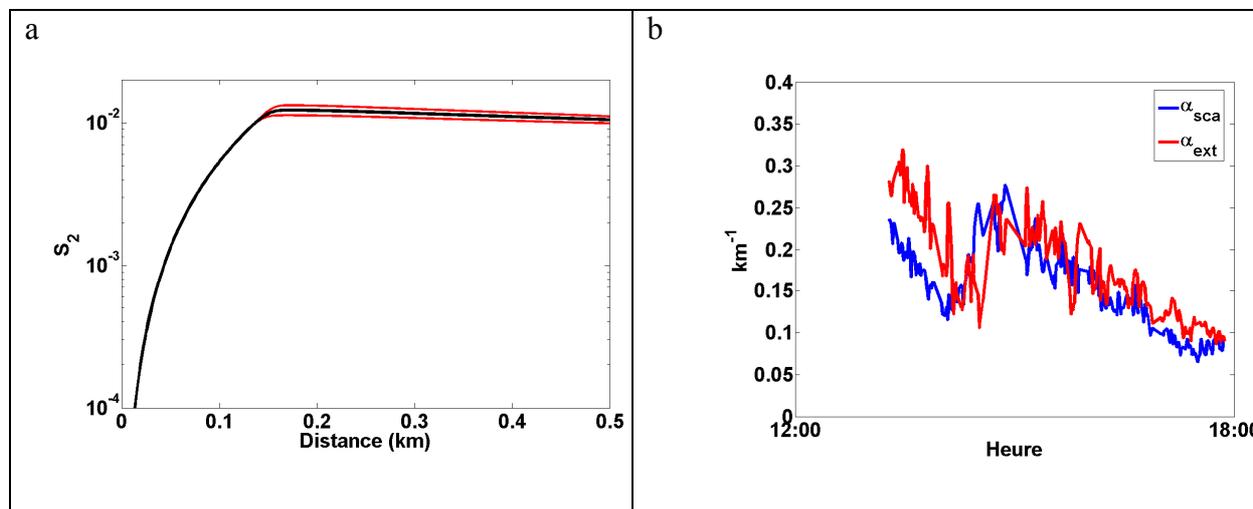


Fig. 3.31 : Résultats de mesures en visée horizontale effectuées à l'École Polytechnique le 14 mars 2007 entre 12 :00 et 18 :00 avec une humidité relative de 40% seulement. (a) : Profils lidar moyen (noir) et écart-type (rouge), (b) : comparaison entre le coefficient d'extinction de l'aérosol inversé de la mesure lidar et le coefficient de diffusion de l'aérosol obtenu par le néphélogomètre. L'albédo de simple diffusion qui en découle est de 0.88.

Cette approche simple en tirs horizontaux peut aussi être mise en place lors de mesures aéroportées dans un petit porteur comme un ULM pour restituer à chaque altitude de vol le coefficient d'extinction obtenu par l'Eq. 3.54 (Chazette et al., 2007a). Nous avons appliqué cette méthode lors de la campagne de validation Calipso en juin-juillet 2007. L'approche

3. L'approche multi-instrumentée

expérimentale consistait à comparer les mesures réalisées par plusieurs lidars se trouvant sous la trace du satellite au moment où celui-ci passait: le LESAA placé au sol et le LAUVA embarqué sur un ULM. Les résultats des profils obtenus le 30 juin au-dessus de l'aérodrome de Narbonne sont donnés sur la Fig. 3.32. Ils montrent une bonne restitution des structures d'aérosols par le lidar embarqué sur ULM en visée horizontale en comparaison des profils verticaux obtenus en visée nadir ou zénithale. La CLA est limitée au premier kilomètre et une couche peu dense de particules issues de feux de biomasse est identifiée entre 1 et 3 km d'altitude (Chazette et al., 2008). Notons que les comparaisons d'épaisseurs optiques ne sont pas évidentes car les longueurs d'onde sont différentes (0.34, 0.23 et 0.07 à 355, 532 et 880 nm, respectivement). Les coefficients d'Angström sont toutefois de $\sim 1 \pm 0.2$ et ~ 1.6 entre 355 et 532 nm, et entre 355 et 880 nm, respectivement, et par conséquent en accord avec les valeurs obtenues par les mesures photométriques.

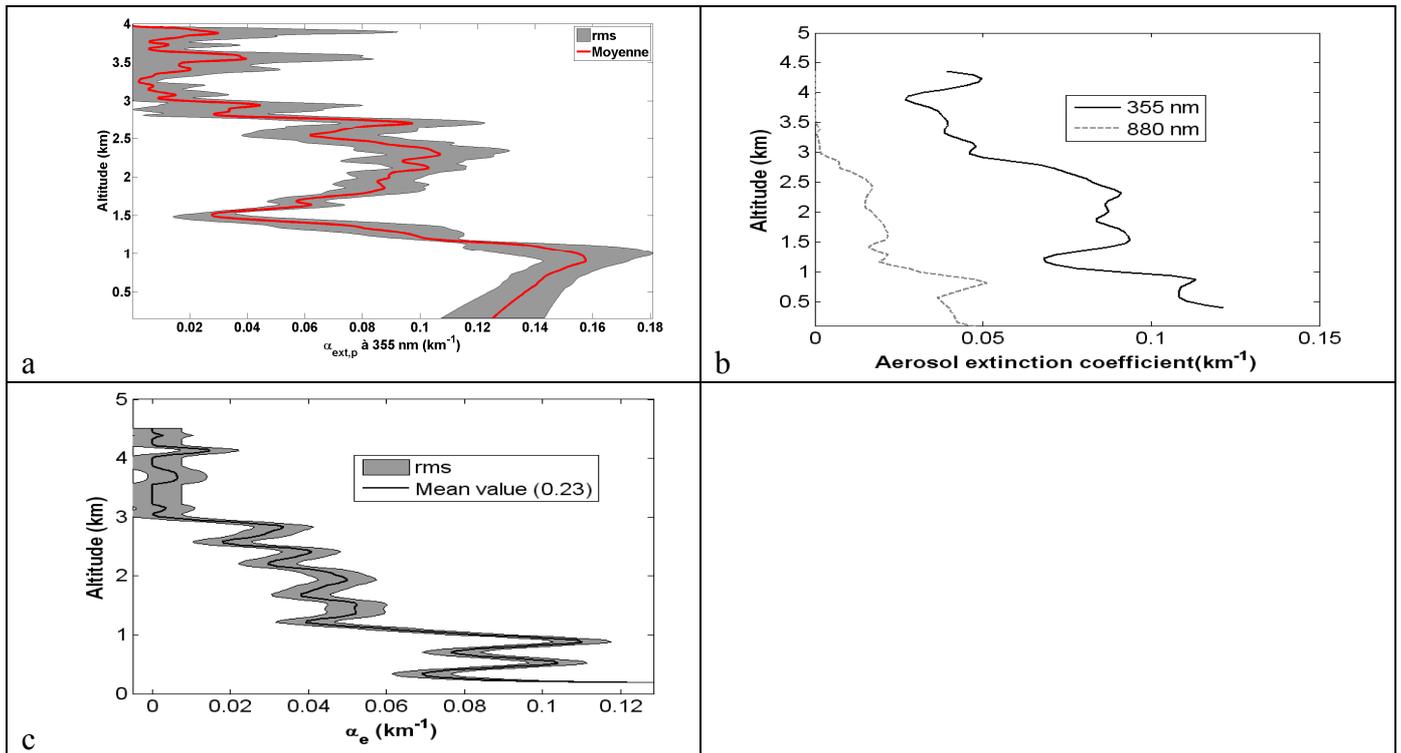


Fig. 3.32 : Coefficients d'extinction de l'aérosol restitués à 355 nm par le LESAA au sol en visée zénithale avec un BER de 0.017 sr^{-1} (a), à 355 nm par le LAUVA embarqué en ULM en visée horizontale (b), à 880 nm par le PdRam embarqué dans l'ULM (b) et à 532 nm par le lidar CALIOP en visée nadir avec un BER de 0.022 sr^{-1} (c). Pour les inversions verticales, l'algorithme de Klett a été utilisé avec une altitude de référence entre 3 et 5 km et la contrainte intégrée d'un photomètre solaire. Les profils CALIOP ont dû être moyennés sur 135 tirs en raison d'un rapport signal à bruit (SNR) faible (faible épaisseur optique).

Deux autres méthodes permettent de résoudre l'équation lidar. En utilisant plusieurs longueurs d'onde, on s'affranchit du BER, mais il est alors nécessaire de connaître les coefficients d'Angström qui sont en général différents pour l'extinction et la rétrodiffusion, ce qui ajoute des inconnues supplémentaires au problème. La procédure d'inversion est alors plus complexe (Müller et al., 1999). On peut enfin envisager de tirer parti du phénomène de diffusion Raman propre aux molécules qui, en plus de rétrodiffuser la lumière à la longueur d'onde incidente par diffusion élastique, consomment également une partie de l'énergie incidente dans une transition moléculaire, ce qui permet la rétrodiffusion à d'autres longueurs d'onde spécifiques (Ansmann et al., 1990). La détection Raman azote, basée sur la transition

vibrationnelle de la molécule avec un nombre d'onde associé de 2330.7 cm^{-1} , est la plus courante. Pour un laser émettant à λ , la longueur d'onde correspondant à la raie Raman sera donc :

$$\lambda_{Ram} = \left(\frac{1}{\lambda} - 2330.7 \right)^{-1} \quad (3.55)$$

qui vaut 387 nm pour un laser Nd-YAG émettant dans l'UV et 607 nm dans le visible. Quoique la section efficace de rétrodiffusion Raman soit beaucoup plus faible que celle en diffusion élastique (facteur 3), cette approche permet de restituer de nuit les profils de BER , α_{ext} et β .

3.3.8 Sources de bruit

Il existe plusieurs sources d'incertitude dans la mesure lidar. La connaissance des incertitudes et des sources de bruits permet d'optimiser les spécifications instrumentales pour répondre à des objectifs scientifiques définis. Nous recensons ici les différentes sources de bruit associées au mode analogique et les variations du SNR qui en résultent. L'analyse de leur influence sur le signal lidar permet de faire la distinction entre les signatures réelles des phénomènes atmosphériques et les contributions instrumentales. Ces bruits se caractérisent par des fluctuations du signal en raison du comportement statistique de la détection et des incertitudes liées à l'acquisition.

Le bruit de grenaille, également nommé bruit de détection, bruit quantique, bruit de Shottky ou « shot noise », résulte de la nature stochastique du processus de génération des photoélectrons au niveau du détecteur (discontinuités du débit des porteurs de charge dues à des effets quantiques) et obéit à la loi de Poisson. Ce bruit touche aussi bien le signal lidar utile que le signal radiométrique ou « fond de ciel ». Il s'agit de l'incertitude dominante dans les fluctuations du signal. Ce bruit peut être relié aux valeurs moyennes du signal (donné par l'Eq. 3.33) de la manière suivante :

$$\sigma_G = G_A \cdot \left(\frac{2 \cdot e \cdot G_i \cdot \zeta_F \cdot \Delta f}{p} \cdot \frac{S_0}{G_A} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.56)$$

en tenant compte de l'amplification de gain G_A . G_i et e sont définis à l'Eq. 3.29. p représente le nombre de tirs laser, ζ_F un facteur correctif tenant compte de la fluctuation du gain (~ 1.5 pour un photomultiplicateur) et Δf la bande passante du détecteur. D'après le théorème de Shannon, l'échantillonnage est effectué à une fréquence deux fois supérieure à Δf , c'est-à-dire, en vertu de l'Eq. 3.15:

$$\Delta f = \frac{\mu \cdot c}{4 \cdot \Delta z} \quad (3.57)$$

avec Δz la résolution verticale des mesures. D'où :

$$\sigma_G = G_A \cdot \left(\frac{e \cdot G_i \cdot \zeta_F \cdot \mu \cdot c}{2 \cdot \Delta z \cdot p} \cdot \frac{S_0}{G_A} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.58)$$

Le bruit d'obscurité résulte du fait que les photodétecteurs, même en absence de tout flux lumineux incident, délivrent un courant minimum qui fluctue autour de sa valeur moyenne. Ce courant appelé courant d'obscurité est fonction de la température. Il caractérise la présence de charges libres dans le détecteur arrachées à la bande de valence par agitation thermique. Il

s'exprime en fonction de la puissance équivalente de bruit du photodétecteur (NEP exprimé en $W \cdot Hz^{-1/2}$). Pour p tirs et pour une amplification de gain G_A , le bruit d'obscurité vaut :

$$\sigma_o = G_A \cdot NEP \cdot G_i \cdot \left(\frac{\eta \cdot e \cdot \lambda}{h \cdot c} \right) \cdot \left(\frac{\mu \cdot c}{4 \cdot \Delta z \cdot p} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.59)$$

Le bruit de Nyquist-Johnson ou bruit thermique ou encore bruit de résistance est dû aux fluctuations du signal électrique produit par l'agitation thermique des porteurs de charges dans le détecteur. Ce bruit est à moyenne nulle, son écart-type augmente avec la température. Il caractérise la force électromotrice du bruit dans le circuit de toute résistance électrique. Pour p tirs et après une amplification de gain G_A , le bruit thermique vaut :

$$\sigma_{NJ} = G_A \cdot \left(\frac{4 \cdot k_B \cdot T \cdot \Delta f}{R} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.60)$$

avec R la résistance de charge, T la température thermodynamique du détecteur et k_B la constante de Boltzmann ($1.38 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$).

$$\sigma_{NJ} = G_A \cdot \left(\frac{k_B \cdot T \cdot \mu \cdot c}{R \cdot \Delta z \cdot p} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.61)$$

Le bruit d'amplification est lié aux fluctuations du gain de l'électronique utilisée dans les préamplificateurs placés en série avec le détecteur. En notant NEP_A la puissance équivalente de bruit de l'amplificateur (qui tient compte du gain d'amplification G_A), et en considérant p tirs laser, le bruit d'amplification s'écrit :

$$\sigma_A = \frac{NEP_A}{R} \cdot \left(\frac{\mu \cdot c}{4 \cdot p \cdot \Delta z} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.62)$$

Il faut y ajouter finalement les incertitudes en aval des étages d'amplification. En particulier, le bruit de quantification est l'incertitude engendrée par la discrétisation du signal analogique lors de sa numérisation sur n_b bits, ce qui permet uniquement 2^{n_b} valeurs de codage. Si U_{max} est l'amplitude maximale de numérisation, la valeur efficace du bruit de quantification est exprimée sous la forme :

$$\sigma_Q = \frac{1}{2\sqrt{3}} \cdot \frac{U_{max}}{2^{n_b}} \quad (3.63)$$

L'ensemble des bruits provenant de sources indépendantes, la variance globale de la détection en mode analogique s'exprime comme la somme des variances des différentes sources de bruit. Le SNR devient par conséquent à la sortie du préamplificateur :

$$SNR = \frac{\frac{S_0 - S_{fc}}{G_A}}{\sqrt{\frac{e \cdot G_i \cdot \zeta_F \cdot \mu \cdot c \cdot S_0}{2 \cdot G_A} + NEP^2 \cdot G_i^2 \cdot \left(\frac{\eta \cdot e \cdot \lambda}{h} \right)^2 \cdot \frac{\mu}{4 \cdot c} + \frac{k_B \cdot T \cdot \mu \cdot c}{R} + \frac{NEP_A^2 \cdot \mu \cdot c}{4 \cdot R^2}}} \cdot \sqrt{p \cdot \Delta z} \quad (3.64)$$

Après numérisation, le SNR est modifié en tenant compte de σ_Q défini par l'Eq. 3.63.

3.3.9 Détection des structures d'aérosols par la mesure lidar

3.3.9.1 Structure verticale de la troposphère

Le principal avantage de la technologie lidar est de fournir une information résolue en altitude de la colonne atmosphérique, en particulier sur les structures de particules qui composent la CLA et la troposphère libre. La CLA est la partie de la troposphère directement influencée par la présence de la surface de la Terre où les effets dynamiques et thermiques du sol se font fortement ressentir. Elle est un réservoir important d'aérosols de l'atmosphère. Au-dessus de cette couche, l'air de la troposphère n'est plus en contact direct avec la surface : on parle de troposphère libre. Le contenu en particules dans cette fraction d'atmosphère est plus variable et souvent sporadique. Ces particules proviennent en effet de la CLA, sont injectées dans la troposphère libre par des processus à l'échelle synoptique ($\sim 10^2$ - 10^3 km) et sont restituées dans la CLA lorsque les couches qui les contiennent sont érodées par des écoulements convectifs provenant de la CLA ou lorsque des échanges CLA – troposphère libre sont créés en présence de nuages ou de cisaillement de vent.

L'étude de la hauteur de la CLA est une contrainte essentielle pour mieux appréhender les concentrations des particules au niveau de la surface terrestre ou océanique. Elle est de plus sujette à un cycle diurne. Sous l'action du chauffage de la surface, des mouvements convectifs, appelés thermiques, se développent et la hauteur de la couche augmente provoquant une dilution des composés gazeux et des aérosols. A la couche de surface instable (0-50 m) se superpose alors une région où les masses d'air peuvent se déplacer librement (profil de température potentielle constant), entraînant le mélange vertical. Après la disparition des thermiques en fin de journée, la couche nocturne est constituée et piège, à proximité de la surface, les aérosols initialement contenus dans la couche mélangée. L'inversion de température rend cette couche stable et peu turbulente (vent de surface). L'échange vertical est alors très limité. Une partie des aérosols reste cependant piégée dans la couche résiduelle. La zone d'entraînement peu épaisse (~quelques dizaines à quelques centaines de mètres) constitue une zone d'échange entre CLA, couches résiduelle et troposphère libre. Ces échanges sont toutefois limités car l'inversion de température à cette altitude constitue une barrière pour le transport des masses d'air entre la CLA et la troposphère libre.

3.3.9.2 Détection de la hauteur de la CLA

On peut typiquement distinguer les aérosols de la CLA et de la troposphère libre par des critères simples : structure homogène dans la CLA liée au mélange convectif et particules en couches stables détachées de la CLA dans la troposphère libre. Cette différence de distribution des aérosols entre les deux régions est à la base d'une méthode de détection de la hauteur de la CLA et des couches superposées ou résiduelles. Une telle méthode est notamment appliquée dans les cas où la discrimination des différentes couches n'est pas évidente, par exemple en présence de couches résiduelles. La limite entre la CLA et la troposphère libre est ainsi restituée à l'aide d'un algorithme de détection des hétérogénéités verticales en concentration de particules à partir des profils lidar. Cette approche permet de suivre l'évolution temporelle de la hauteur de la couche limite. Pour cela, on détecte sur chaque profil lidar, le minimum du gradient vertical (Dupont et al., 2001 ; Flamant et al., 1997). Une amélioration de ces techniques, bien détaillée par Cuesta (2006), permet également d'estimer les extrêmes de la zone de transition par les points minimum et maximum locaux voisins de l'altitude où le rayon de courbure s'annule. Cette approche a été

3. L'approche multi-instrumentée

utilisée dans ce travail en calculant les profils des dérivées du coefficient d'extinction. On effectue dans ce cas une dérivation analytique du polynôme de deuxième degré obtenu par ajustement de moindres carrés du coefficient d'extinction. Les calculs sont réalisés dans une fenêtre glissante dont la taille est proche de l'épaisseur de la zone de transition analysée.

La Fig. 3.33 présente un exemple de détection de structures par cette méthode obtenu à Paris le 18 mai 2005 vers 04 :00 UTC. L'approche a été appliquée à la fois pour la détection du sommet de la couche limite avec sa zone de transition et pour la détection du sommet de la couche résiduelle de polluants piégés la nuit. La précision sur l'altitude des couches est de l'ordre de 30 m. La couche d'inversion nocturne atteint 300 m. Au-dessus de cette dernière, la couche résiduelle comporte plusieurs structures hétérogènes dont l'altitude maximale est estimée à 1.7 km. L'algorithme de détection est ensuite appliqué à toute la série temporelle de profils mesurés le 18 mai 2005.

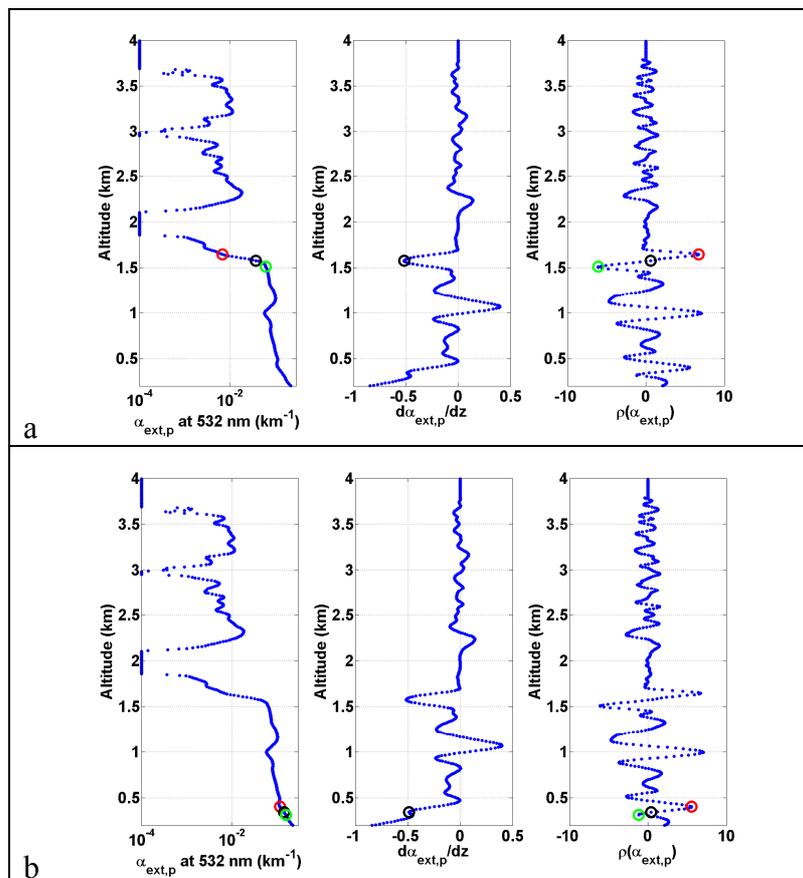


Fig. 3.33 : Détection de structures particulières sur un profil lidar obtenu à Paris le 18 mai 2005 vers 04 :00 UTC. La base, le milieu et le sommet de la transition traitée sont donnés en vert, noir et rouge, respectivement. Le milieu de la zone est fourni par la recherche du maximum de gradient dans la dérivée du profil de coefficient d'extinction. La base et le sommet de la transition sont donnés par les extrema locaux du rayon de courbure au voisinage du point milieu. (a) : détection du sommet de la couche résiduelle, (b) : détection du sommet de la couche nocturne.

Comme le montre la Fig. 3.34, le sommet de la CLA fluctue à cause de l'entraînement produit par les thermiques en décrivant un cycle diurne typique. La couche résiduelle des polluants qui avaient été piégés en altitude au cours de la nuit est érodée vers 07 :00 UTC lors du développement matinal de la CLA.

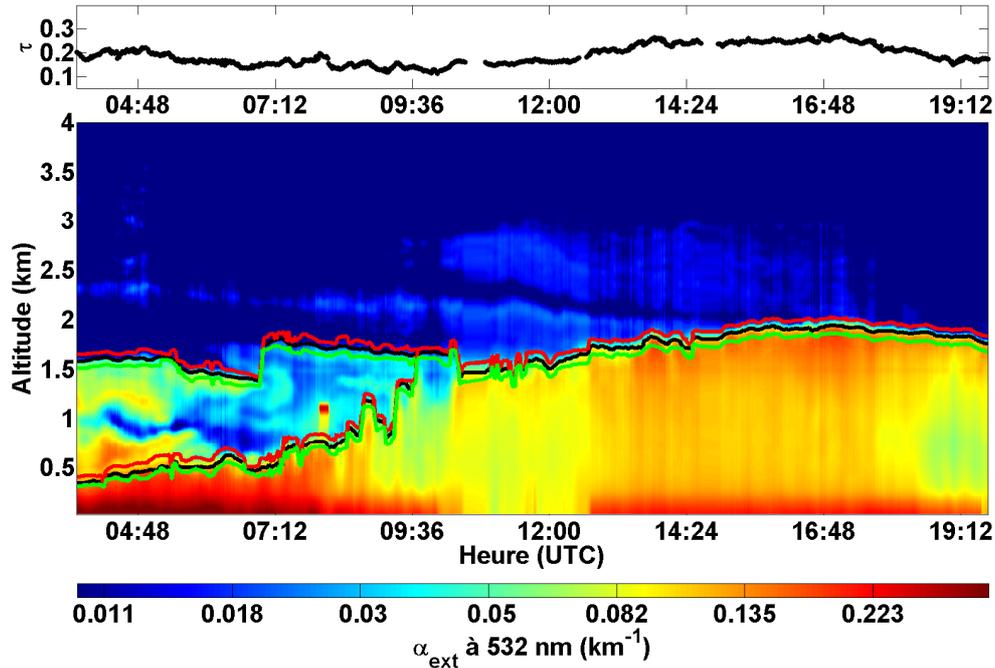


Fig. 3.34 : Evolution de la couche limite urbaine observée le 18 mai 2005 à Paris. Elle est exprimée en coefficient d'extinction à 532 nm mesuré par le LESAA. La couche de transition est située entre les courbes rouge et verte. Elle correspond à la zone d'entraînement. Le développement de la couche limite et l'érosion de la couche résiduelle sont clairement visibles.

La couche limite résiduelle semble s'être comportée selon le schéma de Oke (1988) plutôt que celui de Stull (1988). Le schéma de Stull ne présente en effet pas d'évolution de la couche résiduelle durant la phase de transition nuit-jour, alors que celui de Oke montre clairement un effondrement durant la nuit sur une certaine altitude (Fig. 3.35).

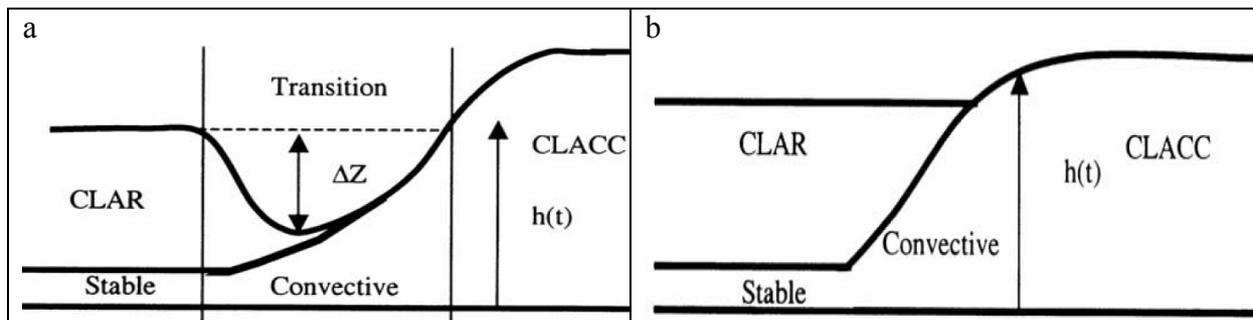


Fig. 3.35 : Schémas conceptuels d'évolution de la CLA continentale convective (CLACC) et de la couche résiduelle (CLAR) durant la transition nocturne/diurne, proposés par Oke (a) et Stull (b). Les différences d'évolution sont dues à des différences de comportement des variables thermodynamiques et autres paramètres météorologiques, qui ont une influence sur la physico-chimie de l'atmosphère.

3.3.9.3 Estimation des facteurs d'émission dans la CLA

La connaissance précise de la CLA par la mesure lidar est un atout indéniable pour estimer les facteurs d'émission (FE) des composants dont le temps de vie chimique est plus grand que le temps de vie dynamique des cellules convectives de la CLA urbaine. En supposant que la CLA est bien mélangée et pour des vitesses de vent horizontal faibles, il est alors possible de

3. L'approche multi-instrumentée

calculer les FE lorsque le trafic est bien établi et que le sommet de la CLA demeure constant. C'est le cas des mesures réalisées durant la campagne LISAIR où les masses d'air principalement en provenance du boulevard Georges Pompidou au Sud-ouest apportent les polluants issus du trafic à une vitesse d'environ 1 m.s^{-1} . Les FE ont été estimés pour des périodes de 2h15 le matin (entre 05 :15 et 07 :30 à UTC) et l'après-midi (entre 12 :30 et 19 :30 UTC) où la hauteur du sommet de la CLA valait 0.55 km et 1.8 km respectivement. Les FE du cadastre d'émission d'AIRPARIF (www.airparif-asso.fr) établis en 2000 avec une résolution horizontale de 1 km^2 sont également présentés dans le Tableau 3.2.

	Couplage lidar / mesures in situ		Registre AIRPARIF (1 km^2 de résolution)	
	matin	après-midi	matin	après-midi
Trafic (véhicules/h) Rue de Rivoli	1620	1747	-	-
Trafic (véhicules/h) Bd. Georges Pompidou	4674	4624	-	-
Hauteur de la CLA (km)	0.55	1.84	-	-
FE des PM10 ($\mu\text{g.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$)	0.18	1.6	0.7 (± 0.8)	0.5 (± 0.5)
FE des BC ($\mu\text{g.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$)	0.06	0.22	0.12 (± 0.12)	0.08 (± 0.07)

Tableau 3.2 : Facteurs d'émission (FE) restitués le 18 mai 2005 à Paris par le couplage du lidar aux mesures in situ et extraits de la base de données d'AIRPARIF. Les écarts-types du registre de FE au-dessus de la région parisienne sont donnés entre parenthèses. Source : Chazette et al. (2008).

L'inventaire d'émissions fournit des FE présentant une grande variabilité. De plus, l'advection horizontale étend la distance de 4 km le matin et 9 km l'après-midi. Comme Paris intra muros représente un domaine d'environ 10 km de diamètre, l'évaluation des FE inclut probablement également une contribution du trafic en banlieue de Paris. Toutefois, les plages des FE estimés par le couplage entre lidar et mesures in situ et des FE fournis par l'inventaire d'émission se recouvrent généralement.

3.3.9.4 Détection de couches dans la troposphère libre

Le lidar permet aussi d'observer des situations où la structure spatio-temporelle des diverses couches est plus complexe (Fig. 3.36a). De façon similaire à ce qui a été observé le 18 mai (Fig. 3.34) au même endroit, la CLA urbaine se développe avec l'augmentation de chaleur à la surface par la source solaire, avec toutefois un retard d'une heure. On distingue également le mélange de l'air de la couche résiduelle venant d'en haut avec celui de la CLA vers 12 :00 UTC. Comme indiqué précédemment, la CLA est le réservoir des particules émises localement et la distribution verticale des particules dans cette couche présente une structure assez homogène due au mélange convectif. Dans la soirée, les particules émises en surface s'accumulent dans la CLA dont la hauteur se réduit pour former la couche nocturne en produisant, entre autres, une augmentation notable de la concentration en particules et donc une réduction de la visibilité. La série temporelle présente d'autre part des valeurs d'extinction anormalement élevées entre 3.5 et 4 km tout au long de la journée, et des valeurs fortes vers 3 km à partir de 15 :00 UTC. Comme indiqué par le rapport de dépolarisation superposé au profil d'extinction, la nature des aérosols est assez différente. A 3 km d'altitude, les aérosols ne présentent pas de rapport de dépolarisation significatif, tandis que les aérosols situés dans la couche supérieure sont caractérisés par des valeurs d'extinction de 0.047 km^{-1} , donc deux fois plus élevées que les niveaux de fond. Cela est en accord avec le fait que les

3. L'approche multi-instrumentée

aérosols à 3 km sont des produits organiques secondaires : leurs sources peuvent être des feux au Sud du Portugal ou de l'Espagne conformément aux rétrotrajectoires arrivant sur Paris à une altitude de 3 km (Fig. 3.36b).

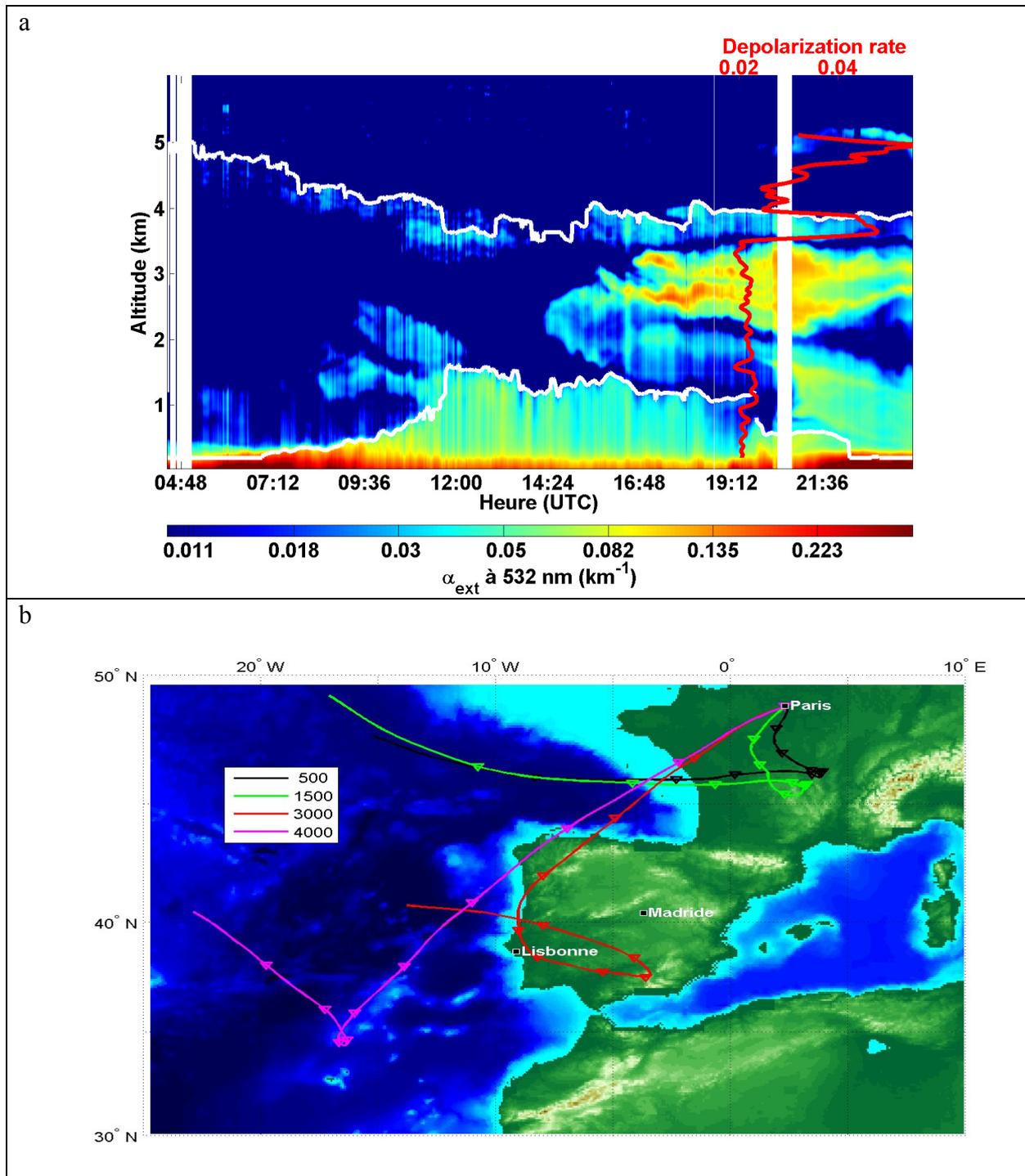


Fig. 3.36 : (a) : Série temporelle de profils lidar (exprimés en coefficient d'extinction) obtenus à 532 nm le 26 mai 2005 à Paris par le LESAA. La courbe blanche repère le milieu de la couche de transition de la CLA et de la couche de particules la plus élevée. (b) : Rétrotrajectoires de masses d'air arrivant sur Paris le 26 mai 2005 aux altitudes repérées par les différentes couleurs. Des triangles sont disposés sur les trajectoires toutes les 12 heures.

Les rétrotrajectoires arrivant à 4 km suggèrent également que les aérosols de cette couche supérieure puissent être des poussières minérales en provenance du Sahara et transportées au-dessus de l'Océan Atlantique. Le vent géostrophique étant de l'ordre de $\sim 10\text{-}20 \text{ m.s}^{-1}$ dans la troposphère libre, le temps de déplacement du panache entre l'Afrique et la France est d'environ deux jours : la troposphère libre apparaît par conséquent comme le lieu du transport à longues distances. Une fois le panache injecté dans la troposphère libre, le déplacement se produit majoritairement en couches par la forte stabilité de la troposphère libre, comme c'est le cas ici.

3.3.9.5 Application à l'observation spatiale : la validation de CALIOP

L'habilité des lidars à détecter de façon fiable les structures de particules et de nuages depuis le sol peut être mise à profit lors de la validation des mesures d'un lidar embarqué sur satellite. C'est l'approche que nous avons privilégiée lors d'une première étape de validation du lidar CALIOP embarqué sur le satellite CALIPSO (Kim et al., 2008). Les observations réalisées par le lidar SNU (Sect. 3.3.3) situé à Séoul en Corée du Sud (37.46°N , 126.95°E) ont été utilisées pour servir de références aux mesures de CALIOP passant à proximité de ce site (distance maximale au sol de 10 km). La validation du lidar spatial a été envisagée pour différentes conditions de scènes atmosphériques claires et nuageuses : aérosols dans la CLA en situation de ciel clair (Fig. 3.37a et 3.37b), couches multiples d'aérosols sous des nuages semi-transparents (Fig. 3.37c et 3.37d), nuages épais. Pour les comparaisons, le SNR de CALIOP a dû être amélioré par le moyennage de 18 profils sur sa trace de part et d'autre du site du SNU. Le temps d'échantillonnage est donc de $\sim 0.9 \text{ s}$, ce qui engendre une couverture horizontale de $\sim 6.0 \text{ km}$.

3. L'approche multi-instrumentée

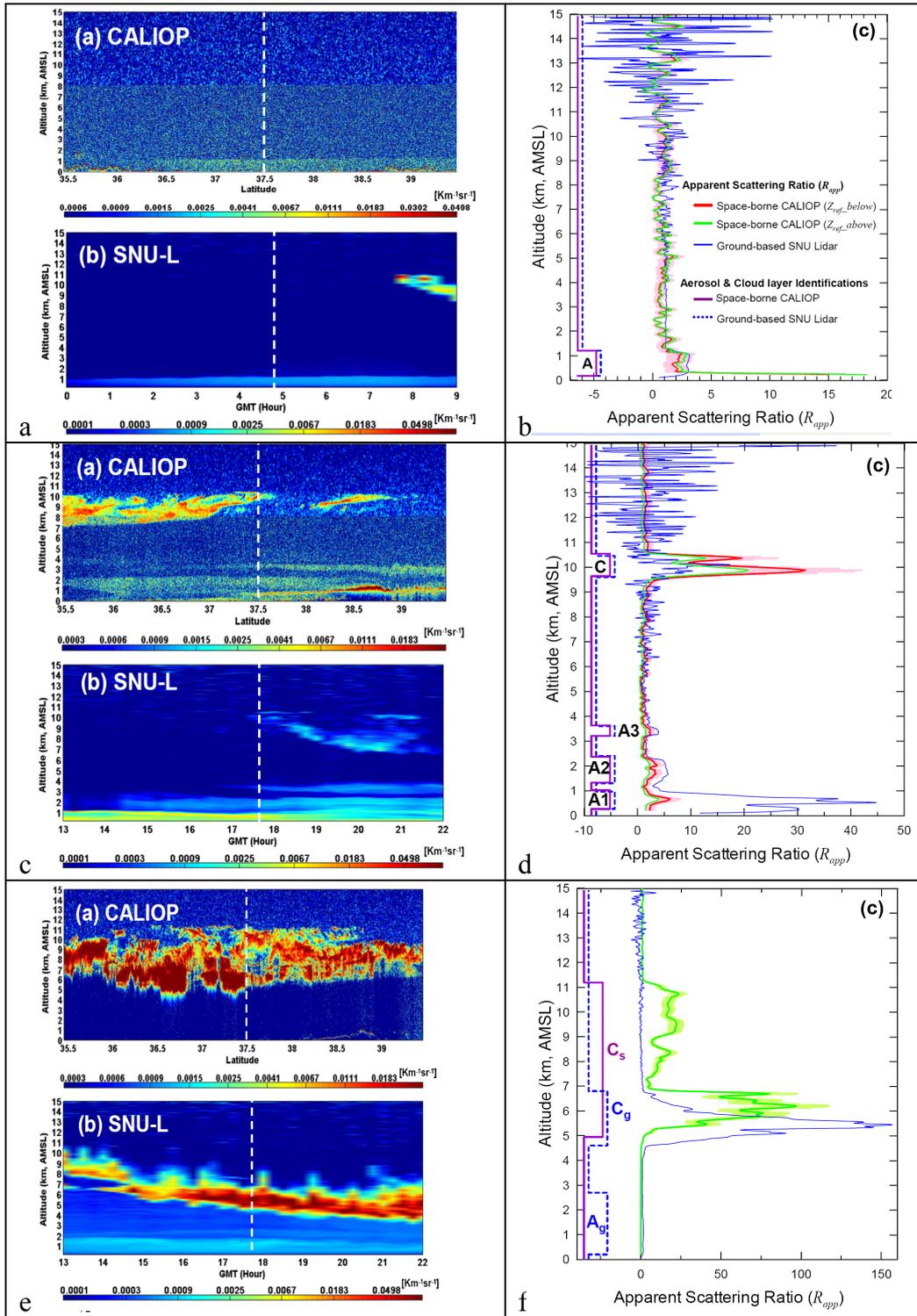


Fig. 3.37 : Profils verticaux de rétrodiffusion totale atténuée à 532 nm (a,c,e) restitués par les lidars CALIOP et SNU et R_{app} à 532 nm (b,d,f). Les profils de R_{app} ont été calculés en choisissant une altitude de référence haute (courbes vertes) entre 10 et 11 km (b) ou entre 12 et 13 km (d,f) et une altitude de référence basse (courbes rouges) entre 5 et 6 km (b,d). Les labels « A » et « C » désignent respectivement la présence d'une couche d'aérosols et d'un nuage (« cloud ») ; les indices « g » et « s » signifient « ground » (sol) et « spatial ». D'après : Kim et al. (2008).

Pour les deux lidars, les rapports de diffusion apparents présentent des structures de couches d'aérosols et de nuages similaires, que ce soit pour une CLA en condition de ciel clair (Fig. 3.37b) ou pour des couches d'aérosols superposées sous des cirrus (Fig. 3.37d). Aucune différence significative n'est observée en choisissant l'altitude de référence car l'atténuation optique entre ces références n'est pas trop importante. Notons que la CLA est cependant détectée de manière plus claire avec un ciel sans nuage quand la référence est choisie dans les hautes altitudes. Les comparaisons montrent que la structure de la CLA est bien restituée par les deux lidars en absence de nuages. En présence de nuages semi-transparentes, les altitudes des cirrus sont bien identifiées et les trois couches distinctes d'aérosols sont bien repérées, même si leurs structures exactes diffèrent légèrement. L'accord entre les altitudes des sommets et bases des couches d'aérosols et de nuages est inférieur à 100 m.

A l'inverse, en présence de nuages denses, l'information sur l'altitude du sommet (de la base) du nuage n'est fiable que sur les mesures du lidar CALIOP (SNU) en raison de fortes atténuations optiques du signal rétrodiffusé ; des divergences sont ainsi observées entre les deux signaux lidar, que ce soit pour la restitution des altitudes de sommet ou de base de nuage, ou pour la détection d'une couche de particules sous ce nuage (Fig. 3.37f). La pénétration du faisceau laser à travers ces épais nuages est en effet très perturbée, ce qui limite fortement la détection. Dans tous les autres cas, la mesure lidar se révèle être un outil essentiel pour caractériser précisément la contribution des différentes structures verticales à la signature optique de la colonne atmosphérique.

3.4 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'ensemble des instruments à notre disposition et les variables géophysiques qu'ils permettaient de mettre en évidence. Outre les observations in situ visant à l'obtention des paramètres chimiques, microphysiques et optiques, la télédétection permet la mesure à distance des propriétés optiques auxquelles elle est directement sensible. La télédétection permet d'avoir certaines informations sur le contenu ou les propriétés optiques des aérosols résolues verticalement (sondage actif par lidar) et de manière intégrée sur la colonne atmosphérique (sondage passif). Le principal désavantage du lidar est lié à sa source lumineuse monochromatique qui ne permet pas de caractériser tous les paramètres des particules (indice complexe de réfraction, sphéricité des aérosols). Les particules ont des compositions très différentes et appartiennent à diverses classes de taille. A moins de disposer d'un lidar multi-longueurs d'onde, on est contraint, pour lever les inconnues inhérentes à ce système d'observation, de réaliser des études de fermeture qui permettent la restitution d'une propriété par plusieurs moyens indépendants convergeant vers un résultat plus fiable et réduisant sensiblement les incertitudes. Pour une étude complète des particules, la synergie de mesures entre un lidar, des instruments in situ (masse, granulométrie, propriétés optiques locales, composition chimique...) et des appareils de mesures passifs est nécessaire. C'est l'objet des Chapitres 4 et 5.