

Détermination des Propriétés Microphysiques et Optiques de l'Atmosphère par Traitement Analytique de Signaux LIDAR



Chaire Internationale de Physique Mathématique et Applications
(Chaire UNESCO-CIPMA)

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ d'ABOMEY-CALAVI

Et de l'UNIVERSITÉ DE PERPIGNAN

Option : Physique de l'Atmosphère

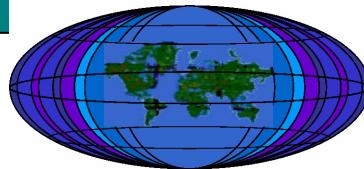
Présentée et soutenue

par

François Kossi GUEDJE



United Nations
Educational, Scientific and
Cultural Organization



ICMPA - UNESCO Chair



**Université d'Abomey-Calavi (UAC), BENIN
Faculté des Sciences et Techniques (FAST)**

**Chaire Internationale de Physique Mathématique et Applications
(Chaire UNESCO-CIPMA)**

N°: 05/PhD/ICMPA/FAST/UAC

Détermination des Propriétés Microphysiques et Optiques de l'Atmosphère par Traitement Analytique de Signaux LIDAR

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE l'UNIVERSITÉ d'ABOMEY-CALAVI

Et de l'UNIVERSITÉ DE PERPIGNAN

Option : Physique de l'Atmosphère

Présentée et soutenue

par

François Kossi GUEDJE

29 mai 2008, République du Bénin

Jury:

President:

Cossi Norbert AWANOU (Professeur, Université d'Abomey-Calavi, UAC, Bénin)

Rapporteurs:

Mahouton Norbert HOUNKONNOU (Professeur, Université d'Abomey-Calavi, UAC, Bénin)

Abel AFOUDA (Professeur, Université d'Abomey-Calavi, UAC, Bénin)

Georges DEBIAIS (Maître conférence, Université de Perpignan Via Domitia, France)

Véronique GUGLIELMI (Maître conférence, Université de Perpignan Via Domitia, France)

Examinateur:

Jean CHABI OROU (Professeur, Université d'Abomey-Calavi, UAC, Benin)

Directeurs:

Mahouton Norbert HOUNKONNOU (Professeur, Université d'Abomey-Calavi, UAC, Bénin)

Georges DEBIAIS (Maître conférence, Université de Perpignan Via Domitia, France)



Ecole Doctorale
Energie et Environnement



UPVD
l'université de Perpignan Via Domitia

Dédicaces

*A mon feu père et à ma mère,
A mes frères et à ma sœur,
A Prestige et à Espérancia.*

Remerciements

Ce manuscrit est le fruit de trois années (et quelques mois) de travail, je tiens en ces quelques lignes à exprimer ma sincère reconnaissance et gratitude à tous ceux qui, de près ou de loin, y ont contribué.

Il me semble particulièrement important de citer en premier lieu dans ces remerciements Dieu le tout puissant.

Je remercie mes parents, feu père Louis, et ma mère Dorcas, qui m'ont toujours encouragé à aller loin dans les études.

Je tiens à remercier le Professeur Mahouton Norbert Houkonnou, pour m'avoir donné l'opportunité de rencontrer et de discuter avec le Professeur Georges Debiais lors d'une conférence internationale à Cotonou au Bénin. Norbert, je te remercie pour avoir accepté de diriger cette thèse, de ta disponibilité pendant mes séjours à la Chaire Internationale de Physique Mathématique et Applications (CIPMA) à Cotonou.

J'exprime ma profonde reconnaissance et gratitude au Professeur Georges Debiais, pour avoir accepté diriger cette thèse. Tu m'as bien accueilli au Laboratoire de Physique Appliquée et d'Automatique (LP2A), actuel ELIAUS, tu m'as fait partager ta passion pour la physique des particules de l'atmosphère. Je te remercie pour ta patience, ta disponibilité permanente pendant toutes ces années.

Je tiens à remercier La Professeur Monique Polit, Directeur du laboratoire ELIAUS de l'UPVD en France, pour m'avoir accepté dans son laboratoire, pour son soutien, ses conseils et encouragements. Je ne peux oublier ces petites fêtes qu'elle organise au sein du laboratoire qui nous permettent d'échanger.

Je remercie le Professeur Cossi Norbert Awanou, Recteur de l'Université d'Abomey-Calavi qui me fait le grand honneur de présider mon jury.

Les Professeurs Abel Afouda et Véronique Guglielmi ont bien voulu rapporter sur cette thèse. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma vive reconnaissance.

Je remercie le Professeur Jean Chabi Orou, pour avoir accepté d'être membre de mon jury de thèse.

Je tiens à remercier l'Ambassade de France près le Bénin, qui a financé une bonne partie de cette thèse à travers une bourse d'étude (Egide). Je saisit cette occasion pour remercier les responsables de Egide à Montpellier et à Paris, sans oublier Egide pôle Afrique.

Je remercie tous les membres du laboratoire ELIAUS, en particulier Stéphane, Bernard, Olivier, Thierry, Adams, Fred, Phong, Nicolas, Mathieu, Esther, Aurelie, Armelle, Virginie, Tran, Peronet et Benjamin.

Je remercie les chercheurs du SIRTA à l'Ecole Polytechnique de Palaiseau à Paris, les discussions lors des journées scientifiques SIRTA 2007 ont été très enrichissantes.

Je tiens à remercier mon ami Thierry Trefault et ses enfants Mathieu et Anna. Thierry, merci pour ton soutien et tes encouragements lors de mes séjours à Perpignan.

Je remercie tous mes collègues de la CIPMA, je veux citer Ben, Kabir, Elvis, Emanuel, Pascal et tous les membres de l'administration pour l'ambiance de travail à la Chaire.

Mes sincères remerciements à mes frères Isaac, Joseph, Félix, Christophe, Ludovic, Lucien et notre benjamine Antoinette. Vous m'avez beaucoup soutenu pendant ces moments difficiles que j'ai traversés, une fois encore je vous dis de tout cœur merci.

Je remercie mon épouse Gisèle Abissi pour son soutien son encouragement et sa patience sa compréhension pendant ces années. Supporter mes humeurs n'était pas chose facile.

Table des matières

Liste des principaux symboles	5
I – Introduction	7
II – Atmosphère, atmosphère	12
2.1 – Introduction	12
2.2 - Structure de l'atmosphère terrestre	13
2.2.1- Découpage vertical de l'atmosphère	13
2.2.2 - Paramètres caractéristiques d'une atmosphère standard	17
2.3 - Evolution du climat terrestre	20
2.3.1 - L'évolution des espèces chimiques dans l'atmosphère	20
2.3.2 - L'évolution actuelle de la température terrestre et du climat	21
2.4 - L'influence des nuages et aérosols	24
2.5 - Différentes méthodes de sondage atmosphérique	25
2.6 – Conclusion	30
III – Sondage atmosphérique par télédétection Lidar	31
3.1 – Introduction	31
3.2 – Historique	31
3.3 – Principe de fonctionnement du Lidar	32
3.4 – Processus de diffusion	35
3.4.1- Les équations de Maxwell	35
3.4.2- Les paramètres de diffusion	37
3.4.2.1 – L'intensité électrique diffusée	39
3.4.2.2 – La section efficace différentielle de diffusion	39
3.4.2.3 – Epaisseur optique	41
3.4.2.4 – L'albédo de diffusion	41
3.4.2.5 – Paramètre de Stockes	41
3.4.2.6 – Fonction de Phase	42
3.4.2.7 – Paramètre d'asymétrie	42

3.4.3 – Diffusion de Mie	43
3.4.4– Diffusion Rayleigh	50
3.4.5 – Diffusion Raman	53
3.4.6 – Absorption Différentielle : DIAL	54
3.4.7 – La Fluorescence	56
3.4.8 – Diffusion Résonnante	57
3.4.9 – Le Lidar Doppler	57
3.5 – Conclusion	58

IV – Exploitation théorique du signal Lidar60

4.1 – Introduction	60
4.2 – Caractéristiques de l'appareillage	60
4.3 - Propriétés optiques des diffuseurs	61
4.3.1 – Coefficient d'extinction	62
4.3.2 – Coefficient de rétrodiffusion	63
4.3.3 – Rapport d'extinction	63
4.4 – Equation Lidar	64
4.5 – Inversion de l'équation Lidar en diffusion simple	66
4.5.1 - Méthode des pentes	67
4.5.2 - Introduction d'une relation de puissance entre l'extinction et la rétrodiffusion	69
4.5.2.1 - Méthode d'inversion de Klett (solution instable)	70
4.5.2.2 - Méthode d'inversion de Klett (solution stable)	71
4.5.3 - Méthode de Platt	71
4.6 – Inversion de l'équation Lidar en diffusion multiple	72
4.6.1 – Mise en évidence expérimentale de la diffusion multiple	72
4.6.2 – Approches de solution de l'équation Lidar en diffusion multiple	73
4.7 – Conclusion	75

V – Modélisation analytique du signal Lidar, Application aux signaux Expérimentaux	76
5.1 – Introduction	77

5.2 – Taux de transmission et expression du signal lidar pour une atmosphère standard	77
5.2.1 - Taux de transmission	77
5.2.2 - Expression du signal lidar	80
5.3 - Considération de différentes lois représentatives du libre parcours moyen des photons dans un nuage pour l'équation Lidar	84
5.3.1 - Loi linéaire croissante	84
5.3.1.1 - Taux de transmission	84
5.3.1.2 - Expression du signal lidar	85
5.3.2 - Loi linéaire décroissante	86
5.3.2.1 - Taux de transmission	86
5.3.2.2 - Expression du signal lidar	86
5.3.3 – Combinaison des deux lois précédentes : ‘dent de scie’	87
5.3.3.1 - Taux de transmission	88
5.3.3.2 - Expression du signal lidar	88
5.3.4 – Loi lorentzienne	90
5.3.4.1 – Taux de transmission	90
5.3.4.2 – Expression du signal lidar	91
5.4 – Applications aux signaux expérimentaux	93
5.4.1 – Correction et Filtrage du signal Lidar expérimental	94
5.4.1.1 – Correction du signal Lidar	94
5.4.1.2 – Filtrage du signal Lidar expérimental	96
5.4.2 – Cas du signal expérimental du 03/01/2003 à 21h47mn	99
5.4.3 – Cas du signal expérimental du 27/02/2003 à 21h06mn	100
5.4.4 – Cas du signal expérimental du 28/02/2003 à 21h07mn	101
5.5 – Conclusion	102

VI – Modélisation analytique d'un signal lidar multi longueurs

d'onde. Application aux signaux expérimentaux	103
6.1 – Introduction	103
6.2 – Intervention explicite de la longueur d'onde excitatrice dans le libre parcours moyen....	104

6.2.1 - Théorie Classique	104
6.2.2 - Divers types de diffusion observable	106
6.2.3 - Equation Lidar généralisée	107
6.3 – Loi de Lorentz (ou loi de Cauchy) pour la répartition $n(z)$	110
6.4 – Loi de Gauss pour la répartition $n(z)$	113
6.5 – Loi de Student pour la répartition $n(z)$	116
6.6 – Loi de Rayleigh asymétrique	118
6.6.1 - Cas où la densité est plus grande en dessous du centre du nuage qu'au-dessus.....	118
6.6.2 - Cas où la densité est plus grande au-dessus du centre du nuage qu'en dessous.....	121
6.7 – Loi de Weibull.....	124
6.7.1 - Cas où la densité est plus grande en-dessous du centre du nuage qu'au-dessus.....	124
6.7.2 - Cas où la densité est plus grande au-dessus du centre du nuage qu'en-dessous	128
6.8 - Loi de la valeur extrême	132
6.8.1 - Cas où la densité est plus grande en-dessous du centre du nuage qu'au-dessus.....	132
6.8.2 - Cas où la densité est plus grande au-dessus du centre du nuage qu'en-dessous.....	135
6.9 – Application à des signaux Lidar expérimentaux	138
6.9.1 - Cas du signal expérimental du 03/01/2003 à 23h42mn	139
6.9.2 - Cas du signal expérimental du 28/02/2003 à 21h55mn	141
6.9.3 - Cas du signal expérimental du 05/05/2003 à 01h54mn	144
6.9.4 - Cas du signal expérimental du 10/01/2003 à 01h10mn	147
9.10 – Conclusion	149
VII – Conclusion Générale	151
Références bibliographiques	153
Table des Figures.....	162
Liste des Tableaux	167
Résumé	168
Abstract	169

Liste des principaux symboles

Symboles	Signification
ρ	Masse volumique
$M(z)$	Masse molaire à l'altitude z
p	Pression atmosphérique
T	Température absolue
R_{gp}	Constante des gaz parfaits
z	Altitude considérée
$g(z)$	Accélération de la pesanteur à l'altitude z
G	Gradient constant de température
z_b	Altitude de la base du nuage
z_s	Altitude du sommet du nuage
ϑ	Angle d'élévation dans le dispositif du ceilomètre
θ	Angle d'émission par rapport à la verticale dans le dispositif Lidar
δt	Durée d'une impulsion laser
Δt	Durée de la porte de comptage des photons rétrodiffusés
δz	Résolution spatiale
$S(\theta, \phi)$	Matrice 2x2 des amplitudes
λ	Longueur d'onde de la lumière incidente
σ_{diff}	Section efficace totale de diffusion
$\sigma(\theta)$	Section efficace différentielle de diffusion
Ω	Angle solide
σ_{ext}	Section efficace d'extinction
σ_{abs}	Section efficace totale d'absorption
σ_π	Section efficace totale de rétrodiffusion
Q_i	Efficacité de diffusion
ζ	Epaisseur optique
g	Facteur d'asymétrie
a	Rayon de la particule
x	Paramètre de taille des particules
n	Indice de réfraction complexe
$N_p(a)$	Distribution de taille des particules
$\beta_\pi(z)$	Coefficient de rétrodiffusion volume
$\beta(z)$	Coefficient de diffusion élastique
$\alpha(z)$	Coefficient d'extinction
c	Vitesse de la lumière
$P(\lambda, z)$	Signal Lidar
$S(\lambda, z)$	Signal Lidar corrigé à la distance.

κ	Rapport Lidar
\vec{P}	Moment dipolaire induit
ς	Polarisabilité
$\Delta\nu$	Décalage de fréquence
γ_A	Coefficient d'absorption
$q(z)$	Facteur géométrique
$T(z, \lambda)$	Facteur de transmission
η	Coefficient de diffusion multiple
h	Position du Lidar
$n_a(z)$	Densité des molécules
$n_p(z)$	Densité des particules
Γ	Libre parcours moyen des photons dans l'atmosphère
R_t	Rayon du télescope
z_{\max}	Altitude maximale du tir
w	Fréquence du laser
w_0	Fréquence propre des particules
$\sigma(w)$	Section efficace de diffusion

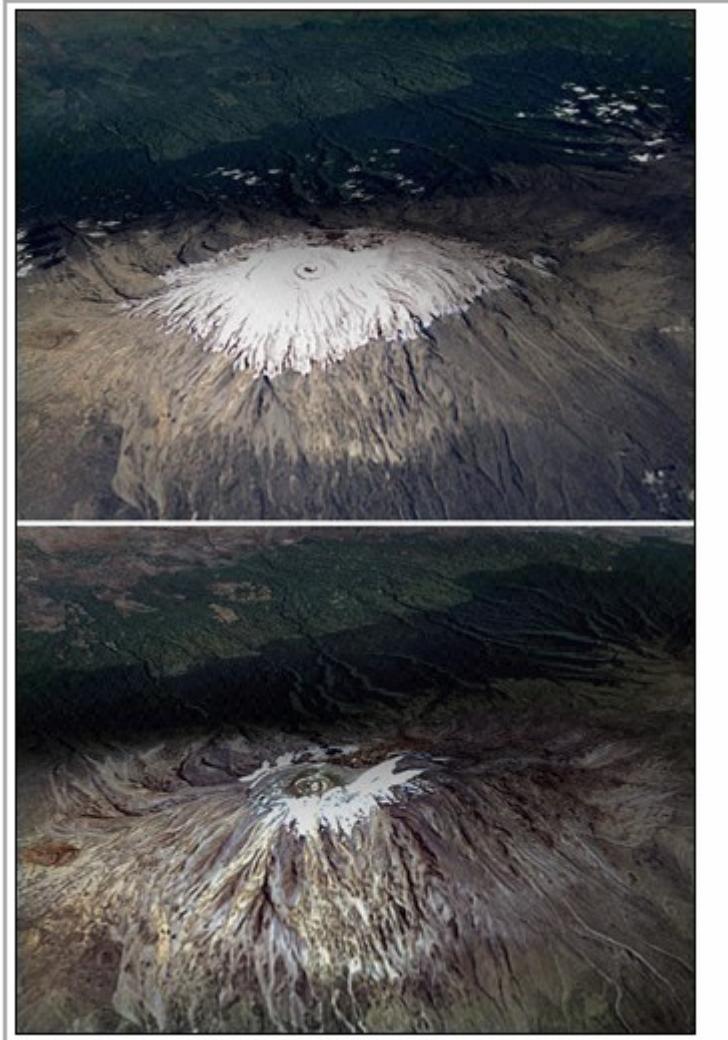
Chapitre I

Introduction

La Terre, depuis sa création, a subi de gigantesques bouleversements et évolutions. Elle est comparable à une énorme usine régie par des lois physiques chimiques et biologiques nombreuses et complexes et devant s'adapter aux conditions extérieures imposées principalement par le Soleil. Sous l'action de facteurs évolutifs propres ou de facteurs extérieurs, son climat a subi de nombreux changements, lents à l'échelle humaine mais évidents pour les archéologues et autres scientifiques qui étudient et fouillent notre Passé. Ainsi, il y a plusieurs millénaires, le Sahara était une plaine verdoyante et fertile et les glaciers recouvrant une partie de l'Europe. Actuellement, on dispose de nombreuses données quantitatives fiables sur 150 ou 200 ans et il est clair que la tendance est au réchauffement de la Terre et même de nos jours à l'accélération de ce réchauffement. On observe, en effet, que les glaciers et plus généralement la calotte glaciaire fondent, que le niveau des océans tendent à s'élèver menaçant (ou submergeant déjà) certaines îles et zones côtières, que les cyclones se multiplient ou encore que certains courants marins s'inversent. Ces effets que l'on attribue à la croissance exponentielle de l'activité humaine conduisent à des prévisions très préoccupantes qui interpellent les Gouvernements et de nombreux scientifiques et qui concernent, peut-être dramatiquement, toute la population mondiale. Selon de nombreux experts, des régions entières pourraient ainsi être confrontées à la multiplication des inondations qui entraîneraient des famines, des pénuries d'eau potable, du paludisme et feraient des millions de réfugiés.

Devant cette situation, la bonne compréhension et la gestion du changement climatique deviennent les enjeux environnementaux majeurs auxquels nos sociétés ont et auront à faire face.

Pendant longtemps seuls les gaz à effets de serre ont été pris en compte pour étudier le phénomène du réchauffement climatique. Mais, actuellement, il apparaît que l'évaluation des modifications du système climatique nécessite aussi la connaissance approfondie des variabilités spatio-temporelles de la structure des circulations atmosphériques et océaniques, des propriétés de surface des océans et des continents ainsi que les mécanismes intervenant lors des interactions du rayonnement électromagnétique solaire avec les constituants atmosphériques.



<http://fr.wikipedia.org>

Figure I.1 Evolution de la couverture neigeuse au sommet du Kilimandjaro, en haut : février 1993, en bas : février 2000

Depuis une vingtaine d'années la communauté scientifique internationale se mobilise autour de cette problématique et l'observation récente depuis l'espace permet un suivi global et permanent très complémentaire aux mesures au sol et aux tentatives de modélisation de ces phénomènes climatiques. Des instruments comme ScaRaB embarqué sur des satellites russes, ou comme Polder sur les satellites japonais Adéos, la mission Franco-américaine CALIPSO donnent d'appréhender respectivement le bilan radiatif global et le contenu en aérosols de l'atmosphère. Cette mince couche d'air qui nous entoure comporte, en effet, des nuages et aussi de toutes petites particules

solides ou liquides en suspension, les aérosols et les études actuelles leur attribuent, dans ce bilan énergétique, une importance qui ne cesse de grandir.

Les travaux de modélisation et de mesure du bilan radiatif, ont montré que les nuages et les aérosols naturels ou créés par l'activité humaine jouaient un rôle crucial dans l'évolution du climat. Mais la prise en compte des nuages dans le bilan radiatif, reste très difficile, c'est ce qui explique la non consistance des résultats obtenus jusqu'à présent.

Les nuages exercent deux effets antagonistes sur le bilan radiatif. D'une part, en réfléchissant dans l'espace une fraction du rayonnement solaire visible, ils contribuent par leur effet d'albédo à refroidir le système Terre-Atmosphère. D'autre part, en absorbant et en réémettant le rayonnement infrarouge émis par la terre, ils réchauffent ce système par effet de serre. Les observations récentes du bilan radiatif indiquent que l'effet d'albédo serait prépondérant, mais la principale incertitude reste le sens des rétroactions nuageuses: on ne sait pas exactement si la réponse du système nuageux à une augmentation de température contribue à accentuer le réchauffement (rétroaction positive) ou au contraire le modérer (rétroaction négative). Les nuages qui sont donc les principaux modulateurs des échanges d'énergie du système Terre-Atmosphère, recouvrent près de 60% de la surface terrestre et représente 7% du volume de la troposphère qui est la partie « basse » de l'atmosphère [1]. Leur importance a ainsi suscité d'importantes études que nous détaillerons et qui touchent de nombreux domaines, la Physique et la Chimie en particulier, certaines s'orientant vers les propriétés microphysiques et optiques de ces nuages.

Nous constatons donc que l'incertitude persiste, quant à l'évaluation précise du réchauffement planétaire et c'est pour réduire cette incertitude que les missions et les recherches des scientifiques s'amplifient. Elles s'appuient sur des méthodes d'observation et de détection qui, nous l'avons vu, impliquent les techniques les plus modernes et un grand intérêt est placé dans les méthodes de télédétection.

Il faut noter que ces investigations sont d'autant plus encouragées qu'elles ont de fortes implications sur la qualité de la prévision météorologique et aussi sur l'évaluation de la pollution atmosphérique qui sont deux sujets actuels particulièrement porteurs et pour lesquels la demande est en constante évolution.

Pour notre part, nous avons été sensible à ces enjeux et nous avons entrepris une recherche dans ce domaine de la physique de l'atmosphère avec l'espoir de contribuer à une meilleure compréhension et à des résultats plus décisifs.

En fait, nous nous sommes appuyés sur les nombreuses données de sondage de l'atmosphère obtenues à l'aide d'un LIDAR (LIght Detection And Ranging) qui est un dispositif de télédétection enregistrant les photons générés par un puissant laser et rétrodiffusés par l'atmosphère, sur le site de Thémis (Pyrénées-Orientales, France). Ce site, investi par deux Collaborations internationales CAT et CELESTE [2,3], dont l'un de mes Directeurs (GD) était membre, était destiné à la détection du rayonnement extragalactique gamma, par effet Cerenkov, c'est à dire par interaction entre le rayonnement gamma et l'atmosphère. Il était pourvu d'un LIDAR d'une portée de 20 à 25 km, parce que l'évaluation de la qualité de l'atmosphère était très importante et ce sont ces mesures que nous utilisons. Notons qu'après d'excellents résultats, ces Collaborations se sont arrêtées sur ce site en 2003 mais se sont réactivées depuis, en Namibie sur le site de H.E.S.S (High Energy Stereoscopic System) et aussi dans la Collaboration GLAST (Gamma Ray Large Area Space Telescope).

L'étude que nous avons entreprise et que nous allons présenter conduit à des relations analytiques originales qui modélisent très fidèlement un signal de rétrodiffusion Lidar et qui permettent la détermination de nombreux paramètres physiques et optiques importants du milieu atmosphérique sondé.

Ce travail est organisé comme suit :

Le chapitre I est une introduction générale.

Le chapitre II est consacré à l'atmosphère que nous décrivons dans sa forme standard actuelle. Nous rappelons son évolution depuis la création de la Terre et sa corrélation avec le climat, l'influence des nuages dans le système climatique puis nous considérons les différentes méthodes de sondage atmosphérique.

Dans le chapitre III, nous réalisons un historique du sondage par télédétection Lidar, son principe de fonctionnement, nous rappelons les différents paramètres de diffusion et les principaux types de diffusion.

Le chapitre IV est consacré à l'exploitation théorique du signal Lidar. Nous présentons les caractéristiques de l'instrument et des diffuseurs, l'équation Lidar et les différentes techniques d'inversion de cette équation en diffusion simple et en diffusion multiple. Nous décrivons comparativement les différentes théories existant et soulignons les problèmes qu'elles rencontrent.

L'objectif du chapitre V est de développer des relations analytiques nouvelles en vue de représenter de manière plus réaliste les signaux lidar monochromatiques à partir de la distance moyenne parcourue par le photon émis. Toutes les situations de l'atmosphère (standard ou perturbée) sont envisagées et d'importantes propriétés du milieu atmosphérique sondé sont déduites.

Nous affinons ce travail en prenant en compte de manière plus explicite la longueur d'onde de la radiation électromagnétique du Lidar, du proche ultraviolet jusqu'au proche infrarouge en passant par le visible. Ceci nous a permis de compléter très positivement ces résultats que nous présentons dans le chapitre VI. Dans ce même chapitre, des signaux Lidar multi longueur d'ondes expérimentaux ont été exploités.

Le chapitre VII tient lieu de conclusion générale pour ce travail.

Chapitre II

Atmosphère, atmosphère ...

(Arletty, "l'Hôtel du Nord", film de Marcel Carné, 1938)

2.1 : Introduction

On dit que "parler du temps", est le sujet favori des anglais. On dit aussi que les gaulois craignaient que "le ciel leur tombe sur la tête".

Ces propos volontairement plaisants veulent illustrer que l'environnement est un sujet très important pour la plupart des habitants de notre planète. Le climat semble, en effet, moduler les actions, les caractères et le comportement social. Aristote et Hippocrate peuvent figurer parmi les premiers penseurs occidentaux à relever l'influence des éléments climatiques sur les caractères humains. Au XVII^{ème} siècle, le philosophe Montesquieu, pour sa part, est l'auteur de la célèbre Théorie des Climats. Acceptée par de nombreux auteurs de ce temps (Boileau, Fénelon, La Bruyère), l'idée de déterminisme climatique règne en maître à l'aube du siècle des Lumières (XVIII^{ème}). On comprend l'attrait qu'exerce alors la théorie des climats dans l'élaboration de systèmes philosophiques et même scientifiques qui cherchent une cohérence interne dans le rapport des hommes à leur environnement.

Ce rapport est une quête incessante et universelle. Dès les temps les plus reculés, l'Homme a toujours regardé vers le ciel et autour de lui pour essayer de faire des prévisions et donc des projets. Après cette attitude d'observation, l'élaboration relativement récente d'instruments de mesure a permis de quantifier et de relever différentes données importantes relatives à l'environnement, comme la température, la pression ou la vitesse du vent. Puis grâce au perfectionnement et à l'arrivée de nouvelles techniques, les scientifiques, comme dans toutes les disciplines, sont passés du stade descriptif à l'élaboration de processus théoriques pour essayer d'interpréter l'état et l'évolution « du ciel », c'est-à-dire de l'atmosphère terrestre.

Il est donc particulièrement important de faire le point des connaissances actuelles sur l'atmosphère qui nous entoure. Nous décrirons sa structure, sa composition et son évolution depuis la création de la Terre. Nous montrerons ensuite sa complexité, sa fragilité et préciserons les principaux paramètres qui peuvent la caractériser.

2.2 : Structure de l'atmosphère terrestre

2.2.1: Découpage vertical de l'atmosphère

Dans une première approche, on constate que l'enveloppe gazeuse de la Terre est essentiellement soumise à la force de gravité exercée par le globe sur ses différents constituants et à la température qui y règne. Cette température résulte naturellement de la présence du Soleil qui émet dans un très vaste domaine électromagnétique de fréquences s'étendant des ondes radio aux rayons gamma en passant par le visible, comme le montre la figure II.1.

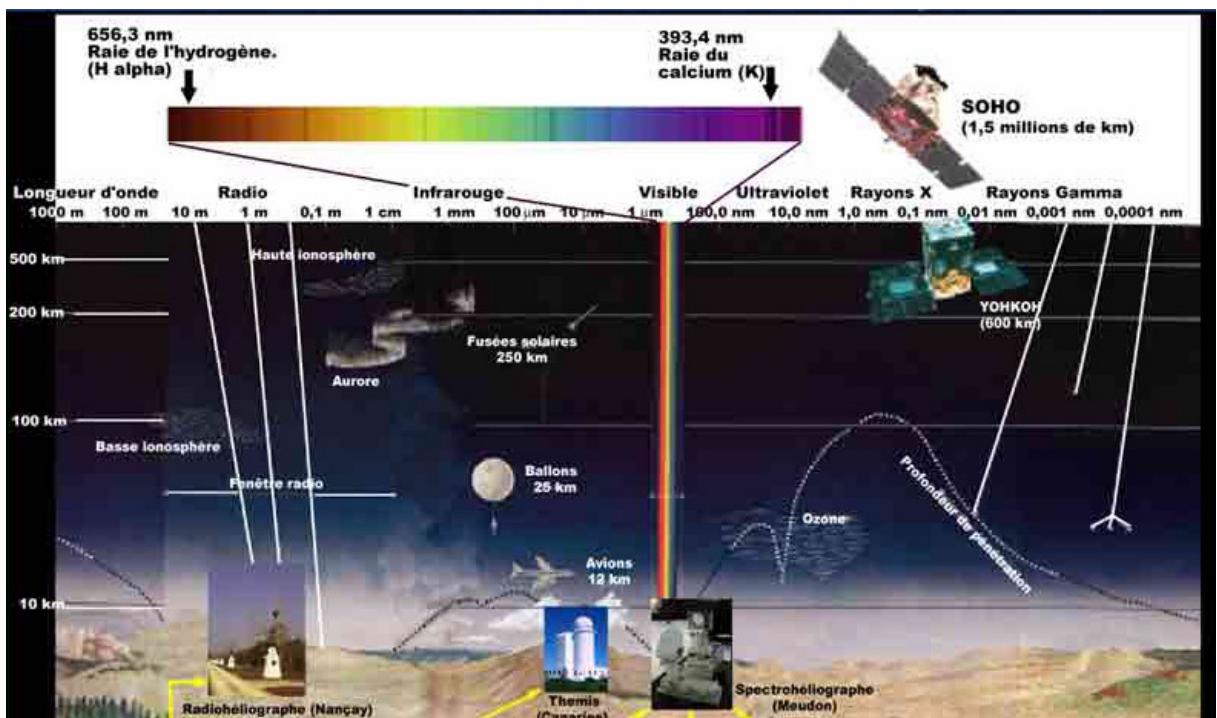


Figure. II.1 : Spectre électromagnétique d'émission du Soleil et modes de détection.

Elle est due aussi à la réémission énergétique de la Terre et également à l'existence de sources de chaleur secondaires, a priori inattendues, entre le sol et les très hautes altitudes, que nous décrirons. Du point de vue de la modélisation physique, on dit que l'atmosphère est en équilibre hydrostatique.

La diminution de la gravité avec l'altitude a permis logiquement de prévoir que la pression atmosphérique diminuerait de la même façon par suite de la raréfaction des molécules d'air. On a

pensé aussi que la température allait aussi régulièrement décroître puisque l'on passait d'une Terre chaude au vide sidéral.

Lorsque l'évolution des techniques a permis à l'homme de vérifier ces prévisions, il a d'abord envoyé des ballons pour sonder et faire des mesures locales dans l'atmosphère, le premier ballon-sonde étant inventé par Gustave Hermite en 1892. Il s'agit de ballons libres non habités et leur principal intérêt est de pouvoir atteindre des altitudes d'environ 30 km voire plus. Ultérieurement, les mesures ont été complétées par les satellites artificiels qui se positionnent à une altitude généralement supérieure à 500 km.

Actuellement, le profil vertical de l'atmosphère caractérisée par sa pression et sa température est très bien établi.

L'usage est de découper l'atmosphère terrestre en couches ou en régions qui correspondent à des variations typiques du gradient de température. Ces régions sont délimitées par des niveaux ou des états frontières dont la terminologie se termine par "pause". La figure. II.2 illustre ce découpage.

En s'élevant à partir du sol, où la pression est la plus élevée, on rencontre la première région atmosphérique qui est dénommée "Troposphère". La température y décroît régulièrement avec l'altitude pour atteindre un minimum de l'ordre de -56°C, sa limite supérieure ou tropopause se situant vers 17 km au-dessus de l'équateur et vers 8 km au dessus des pôles. C'est cette température qui est bien observable lors d'un vol long-courrier à 10 km d'altitude. La vie sur la terre est étroitement liée à cette mince pellicule gazeuse qui contient les trois quarts de l'air atmosphérique et où se trouve concentré l'essentiel de l'oxygène moléculaire. Dans cette couche, l'air est instable et turbulent, la température décroît de 6,5°C en moyenne, par kilomètre. Cette diminution de la température s'explique par le fait que le rayonnement énergétique de la Terre s'affaiblit beaucoup avec l'altitude et n'est pas compensé par le rapprochement, très négligeable, vers le Soleil.

La région atmosphérique au-dessus est dénommée "Stratosphère". On y assiste à une stabilisation de la température puis à sa remontée rapide avec l'altitude. Cette remontée n'est pas due au rapprochement, encore très faible, vers le Soleil mais est la conséquence de l'interaction du rayonnement solaire de courte longueur d'onde avec les molécules d'ozone (O_3) qui s'y trouvent. Ces molécules se seraient formées, grâce à l'existence de l'oxygène dans l'atmosphère, il y a entre 2000 et 600 millions d'années. Rappelons qu'il n'y aurait pas de vie sur Terre sans la protection de l'ozone de la Stratosphère parce que le rayonnement ultraviolet du Soleil (lumière de longueur d'onde inférieure à 320 nanomètres) est particulièrement dangereux et souvent cancérogène, pour

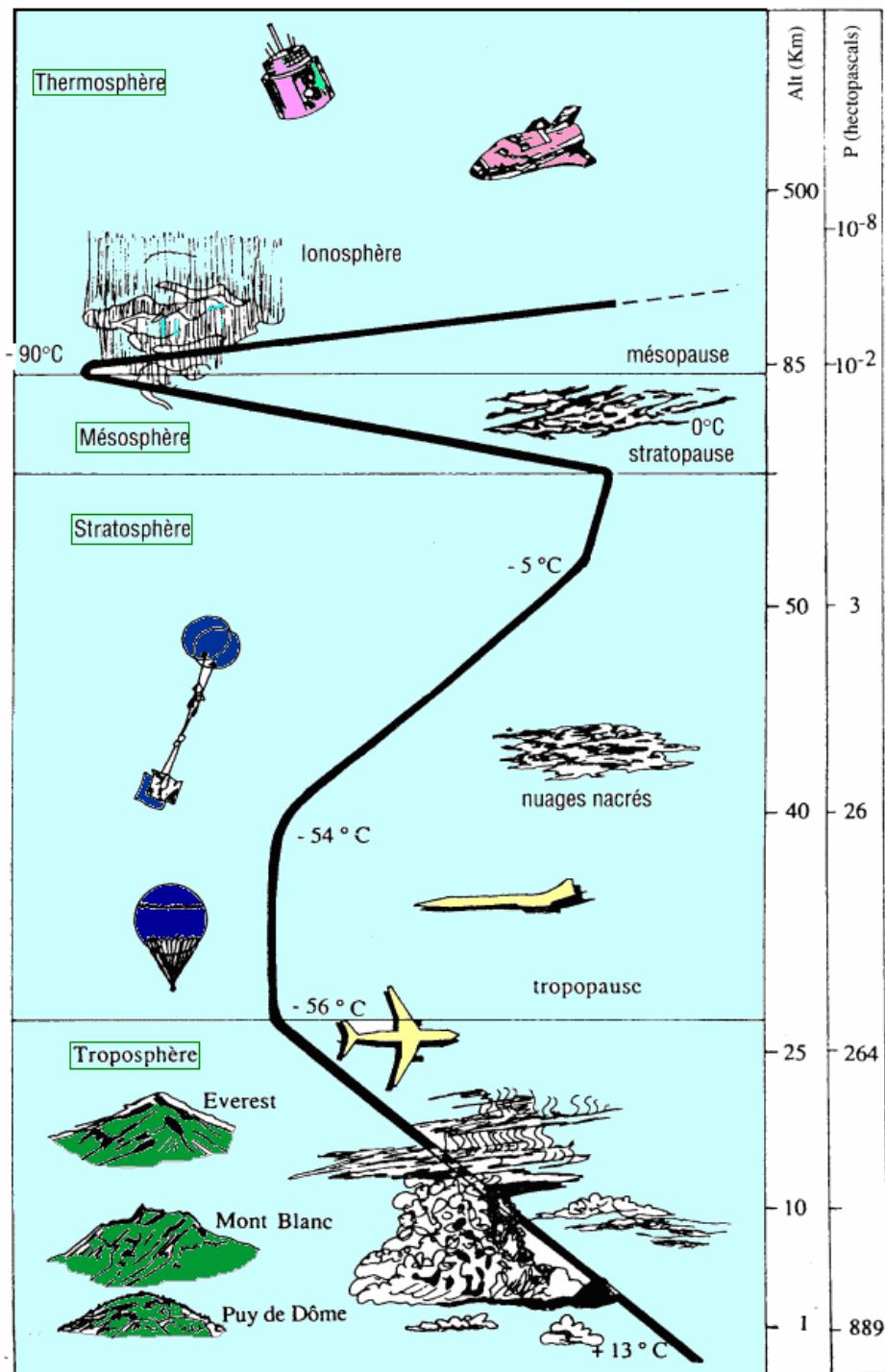
les êtres vivants. En effet, ces rayons sont absorbés pour, à la fois, produire des molécules d'ozone et en détruire d'autres et, de ce fait, ils n'atteignent pas les parties basses de l'atmosphère. Lors de ces processus, ces ultraviolets sont très énergétiques et l'énergie qu'ils fournissent et qui se transforme en chaleur, réchauffe la Stratosphère. C'est pour cela que la température décroît avec l'altitude dans la Troposphère mais se remet à augmenter dans la Stratosphère jusqu'à atteindre environ -3°C à l'altitude de la stratopause qui est de l'ordre de 50 km.

Après la stratopause, le signe du gradient s'inverse à nouveau et la température diminue. On est dans la Mésosphère qui s'étend entre 50 et 80 Km d'altitude. La Terre est éloignée et aucun mécanisme thermique n'intervient, ce qui explique qu'à la mésopause, la température redescend jusqu'à -90°C.

Au-delà se trouve le Thermosphère, région dans laquelle la température paraît croître à nouveau, rapidement et continuellement, bien au delà de 1000°C, suivant l'activité solaire. Les quelques molécules qui sont présentes dans la thermosphère reçoivent des quantités extraordinaires d'énergie du soleil qui les fait considérablement chauffer. Ce mécanisme ressemble à ce qui se passe dans la Stratosphère, mais dans cette très haute couche ce sont l'oxygène et l'azote qui absorbent les rayons énergétiques du Soleil. La température, cependant, n'est qu'une mesure de l'énergie cinétique des molécules ou des particules ionisées et pas de toute l'énergie stockée par unité de volume. Par conséquent, de telles valeurs de température ne sont pas comparables à celles qui règnent dans la Troposphère ou dans la Stratosphère où l'air est bien plus dense. On pense, en fait, que la Thermosphère serait très froide parce que l'énergie totale des rares particules ne serait pas suffisante pour transférer une chaleur appréciable.

Dans la Thermosphère, les rayons ultraviolets et les rayons X solaires sont si puissants et agressifs que non seulement ils cassent les liaisons moléculaires mais produisent aussi des ions, d'où le nom Ionosphère donné à la partie basse de cette couche.

Enfin, au-delà, vers 10.000 kilomètres on arrive dans l'Exosphère ou Thermosphère Externe, qui se mêle graduellement à l'espace.



<http://www.educnet.education.fr/obter/appliped/circula/theme/atmos231.htm>

Figure II.2 : Structure verticale de l'atmosphère en fonction de l'altitude, de la température (en trait noir) et de la pression. Principaux moyens d'investigation

2.2.2 : Paramètres caractéristiques d'une atmosphère standard

On admet que les gaz qui constituent l'atmosphère standard obéissent à la loi des gaz parfaits. Soit un volume d'air de masse volumique ρ , de masse molaire M . L'équation des gaz parfaits est donnée par :

$$\rho = \frac{M p}{R_{gp} T} \quad (2.1)$$

où p est la pression atmosphérique, T la température absolue, et R_{gp} la constante des gaz parfaits. L'équation fondamentale de l'aérostatique appliquée à un volume élémentaire d'air en équilibre, situé entre les altitudes z et $z + dz$ est :

$$dp = -\rho g dz \quad (2.2)$$

où g est la valeur de l'accélération de la pesanteur et z l'altitude considérée.

L'accélération de la pesanteur et la masse molaire sont théoriquement dépendants de l'altitude. Mais on démontre facilement que $g(z)$ varie peu jusqu'à une altitude de l'ordre de 75 km et il en est de même pour la masse molaire $M(z)$. En effet, jusqu'à cette altitude, l'écart relatif pour

chacune de ces grandeurs ($\frac{g_0 - g(z)}{g_0}$ et $\frac{M_0 - M(z)}{M_0}$) reste inférieur à 2 %. Pour ces calculs on

admet ainsi que $g(z)$ est constant et égal à la valeur qu'elle prend au niveau de la mer, $g_0 = 9.81 \text{ N.Kg}^{-1}$ et que, de même, pour la masse molaire, $M(z) = M_0 = 28.9644 \text{ g.mol}^{-1}$.

Cette approximation est d'autant plus justifiée que les résultats présentés ci-après sont limités à 47 km. En fait, seule la température évolue notablement avec l'altitude et nous avons vu que c'est cette évolution qui permet de différencier les zones de l'atmosphère. Les équations (2.1) et (2.2) conduisent à :

$$dp(z) = -\frac{Mg}{R_{gp}} \frac{p(z)}{T(z)} dz \quad (2.3)$$

La loi $T(z)$, essentiellement déterminée par l'expérience, nécessite la distinction de deux cas :

* $T(z) = \text{cste}$, et nous obtenons, par intégration de l'équation (2.3) :

$$p(z) = p_b e^{-\frac{Mg}{R_{gp} T_b} (z - z_b)} \quad (2.4)$$

* $T(z) = T_b + G(z - z_b)$, T_b et p_b étant respectivement la température et la pression de référence à la base z_b de la région considérée et G le gradient constant de température. On obtient :

$$p = p_b \left[\frac{T_b + G(z - z_b)}{T_b} \right]^{-\frac{gM}{GR_{gp}}} \quad (2.5)$$

On peut alors définir les expressions analytiques de la pression, à partir des lois d'évolution expérimentales de la température dans les régions atmosphériques successives. On se limite, en pratique, aux 47 premiers kilomètres parce qu'au-delà la pression devient si faible qu'il est difficile de proposer une loi fiable. Dans les résultats qui suivent [4], la pression est exprimée en Pascal, la température en degré Kelvin ($0^\circ\text{C} = 273.16\text{ K}$) et l'altitude z en mètre.

Pour les 11 premiers kilomètres, on a :

$$\begin{aligned} T(z) &= 288.15 - 0.006545 * z \\ p(z) &= 1.013 * 10^5 * \left[\frac{288.15}{T(z)} \right]^{\left(\frac{0.034164}{0.006545} \right)} \end{aligned} \quad (2.6)$$

De 11 à 20 km, on a :

$$\begin{aligned} T(z) &= 216.65 \\ p(z) &= 2.269 * 10^4 * e^{\left(\frac{-0.034164(z-11000)}{216.65} \right)} \end{aligned} \quad (2.7)$$

De 20 à 32 km, on a :

$$\begin{aligned} T(z) &= 216.65 + 0.0010 * (z - 20000) \\ p(z) &= 5528.0 * \left[\frac{216.65}{T(z)} \right]^{\left(\frac{0.034164}{0.0010} \right)} \end{aligned} \quad (2.8)$$

De 32 à 47 km, on a :

$$T(z) = 228.65 + 0.0028 * (z - 32000)$$

$$p(z) = 888.8 * \left[\frac{228.65}{T(z)} \right]^{\left(\frac{0.034164}{0.0028} \right)}$$
(2.9)

Les figures II.3.a et II.3.b illustrent tous ces résultats.

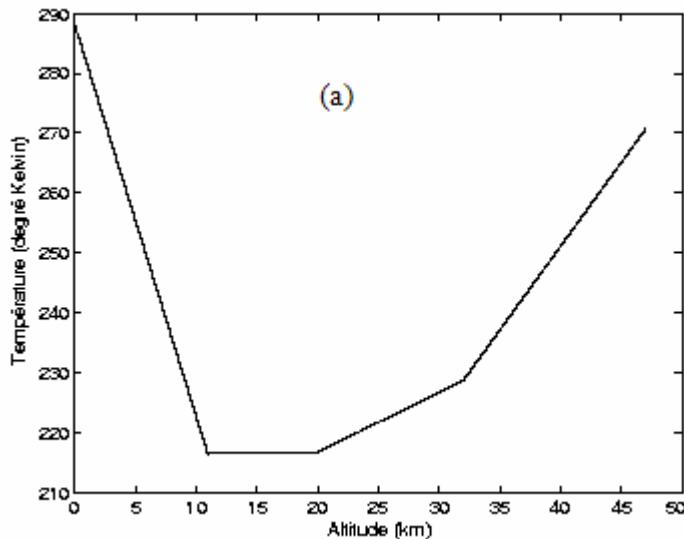


Figure II.3.a : Evolution de la température en fonction de l'altitude pour une atmosphère standard

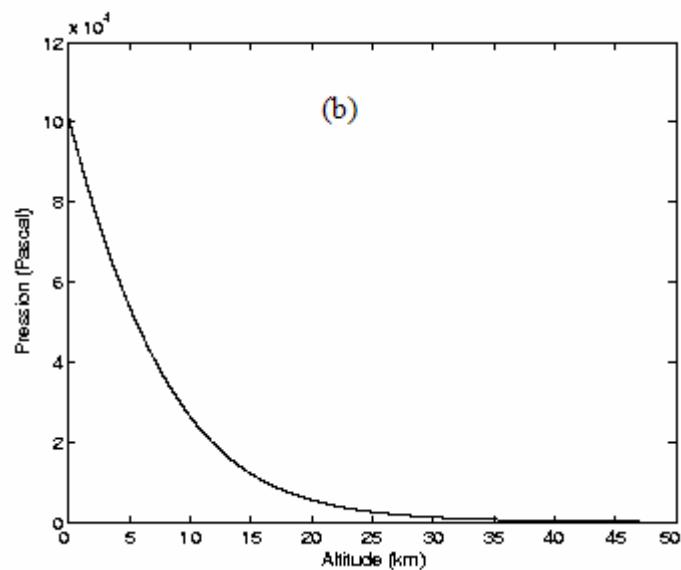


Figure II.3.b Evolution de la pression en fonction de l'altitude pour une atmosphère standard

2.3 : Evolution du climat terrestre

2.3.1 L'évolution des espèces chimiques dans l'atmosphère

A l'origine, l'apparition de l'atmosphère terrestre a résulté d'un dégazage important du magma en fusion après un bombardement intense de météorites il y a environ 4,5 milliards d'années, au moment de la création de la Terre. Les émanations volcaniques naturelles y ont aussi contribué. Cette atmosphère dite « primitive », très différente de celle que nous connaissons aujourd'hui, était approximativement constituée de vapeur d'eau (83%), de dioxyde de carbone CO₂ (12 %), de diazote N₂ (5 %) et de traces d'oxygène O₂. La température était alors élevée mais elle va baisser progressivement ce qui va permettre à la vapeur d'eau de se condenser et former les océans. Le constituant principal devient alors le CO₂ dans la proportion de 60 à 70 % dont une partie se dissout dans l'eau. La photosynthèse apparaît alors dans les océans ainsi que la vie. Le développement des végétaux entraîne une diminution de la teneur en dioxyde de carbone et une augmentation de celle en dioxygène (figure II.4).

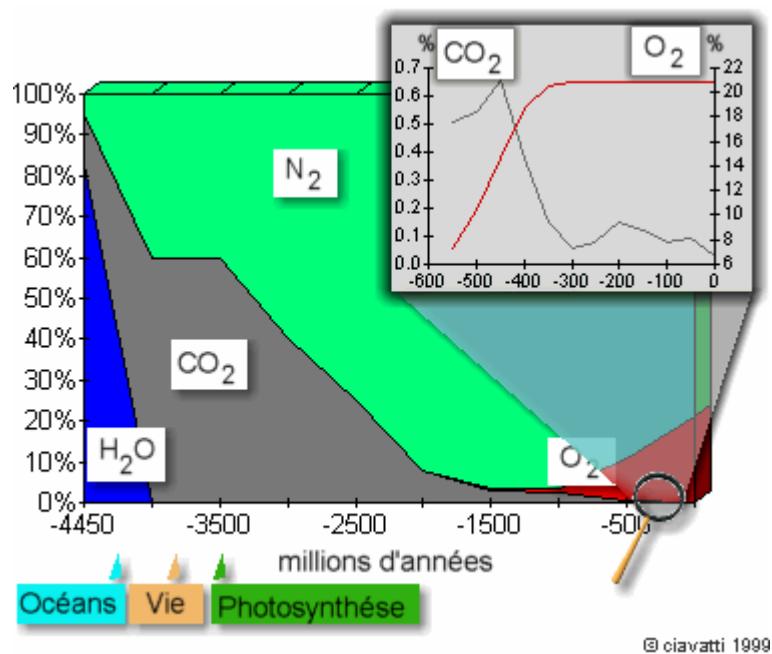


Figure II.4 : Evolution de la composition de l'atmosphère depuis sa formation jusqu'à l'époque actuelle.

Enfin, avec l'apparition de la vie animale qui est inséparable de l'oxygène, on atteint un équilibre qui est celui de l'atmosphère que l'on connaît aujourd'hui. La proportion de ses constituants, près de la surface de la Terre, a considérablement changé. Parmi les plus importants, on note : 78% de

diazote, 21% de dioxygène, 0.93 % d'argon (Ar), 0.03% de dioxyde de carbone et entre 0 et 4% de vapeur d'eau, suivant les conditions.

Certaines espèces chimiques sont apparues avec le temps comme l'ozone formé à partir de l'oxygène. Nous avons déjà explicité le mécanisme de sa création et montré son rôle essentiel de protection pour la vie terrestre, malgré sa concentration très minoritaire (0-0.000001%).

De nos jours, nous savons que l'utilisation intensive des combustibles fossiles est largement responsable de l'augmentation de la concentration en gaz carbonique depuis le début de l'ère industrielle, cet accroissement étant de l'ordre de 30%. En outre, ces combustibles fossiles seraient, avec les pratiques agricoles, la cause d'un accroissement voisin de 15% de la teneur de protoxyde d'azote (N_2O) sur la même période. Ce composé est classifié comme polluant par le protocole de Kyoto et nous parlerons brièvement dans la prochaine section de ces gaz à « effet de serre » (GES). Parmi ces gaz, le protoxyde d'azote est le quatrième plus important à contribuer au réchauffement de la planète après la vapeur d'eau (H_2O), le dioxyde de carbone (CO_2) et le méthane (CH_4), ce dernier étant d'origine biologique. Son pouvoir réchauffant correspondrait à 296 fois celui du CO_2 .

Bien qu'il s'agisse là de constituants mineurs de l'atmosphère, de tels changements sont susceptibles de modifier le climat. L'effet de serre est en soi bénéfique parce qu'il a amené la température moyenne à la surface de la Terre à +15°C, alors qu'on estime qu'elle ne serait que de -18°C si ces gaz n'étaient pas présents dans l'atmosphère. Mais son intensification ainsi que celle des aérosols, largement imputable aux activités humaines, inquiète.

Il est donc clair que tous les constituants de notre atmosphère, qu'ils soient minoritaires ou prépondérants, jouent un rôle sensible dans l'équilibre très fragile des conditions d'existence du monde du vivant.

2.3.2 L'évolution actuelle de la température terrestre et du climat

Un des paramètres fondamentaux pour l'équilibre de la vie a été et est toujours la température. La prévision actuelle de son évolution est un sujet fortement médiatisé qui, nous l'avons dit, apparaît aujourd'hui très préoccupant, compte tenu de la tendance que nous observons. Les glaces des pôles fondent ouvrant, en particulier, d'inattendues nouvelles routes maritimes, les glaciers se réduisent, les typhons s'amplifient et les traditions climatiques semblent souvent

déboussolées. La température résulte principalement de la capacité de notre planète à conserver une partie de l'énergie incidente du Soleil. L'atmosphère terrestre joue un rôle important dans ce réservoir de chaleur grâce à l'effet de serre. La partie d'énergie solaire qui parvient au sol réchauffe la Terre qui, à son tour, rayonne comme un Corps Noir, c'est-à-dire en réémettant de l'énergie essentiellement sous forme de rayonnement infrarouge. Comme les vitres d'une serre - d'où le nom donné à ce mécanisme - les GES présents dans l'atmosphère ne laissent pas retourner dans le vide sidéral une partie de ces rayons qui sont ainsi piégés.

D'autres phénomènes naturels que l'on pourrait qualifier d'aléatoires comme les fluctuations de l'activité du Soleil ou les éruptions volcaniques peuvent changer ce bilan d'énergie. Tout ceci détermine ce que l'on nomme «forçage radiatif » qui peut être positif ou négatif suivant que cet apport fait gagner de l'énergie et donc de la chaleur à l'atmosphère terrestre ou lui en fait perdre. D'après les conclusions des principaux auteurs du Groupe d'Experts Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat (GIEC ou IPCC en anglais), en janvier 2007, les gaz à effet de serre d'origine anthropique sont essentiellement responsables du réchauffement observé ces cinquante dernières années. Les projections des modèles climatiques indiquent que les émissions de GES sont susceptibles de provoquer de sérieuses perturbations climatiques, et ceci d'autant plus que la concentration atmosphérique de ces gaz est élevée. Plusieurs scénarios prévisionnels ont été envisagés par le GIEC. D'après les dernières prévisions, la température moyenne de l'air à la surface du globe pourrait augmenter dans l'intervalle 1.8 – 3.4°C d'ici 2100.

La figure II.5 résume le mécanisme des échanges énergétiques de la Terre avec son environnement cosmique. A gauche (flèches jaunes), est représenté l'apport énergétique dû au Soleil et à droite (flèches rouges) la rediffusion de l'énergie par la Terre.

Ce schéma permet de mieux préciser ce que nous avons déjà décrit.

* Une partie du rayonnement solaire est réfléchie par l'air, les nuages et même par la surface terrestre. La partie non réfléchie est absorbée et réchauffe le système.

* Pour un parfait équilibre thermique, la Terre doit restituer la même énergie vers l'espace. Cette restitution provient de la surface elle-même (sol et océans), mais aussi des nuages et de différentes molécules atmosphériques. Ces éléments étant à des températures comprises entre 220 et 320K, cette réémission s'effectue dans l'infrarouge, en accord avec la loi de Wien relative aux Corps Noirs.

* Mais les gaz à effet de serre comme la vapeur d'eau, le dioxyde de carbone, le méthane, le protoxyde d'azote, l'ozone, les hydrocarbures halogénés et les composés apparentés, déséquilibrent cet échange par leur tendance à piéger l'énergie.

* En outre, interviennent dans le même sens, les aérosols qui sont des ensembles de particules très fines, solides ou liquides, en suspension dans un milieu gazeux. Issus de l'érosion, naturelle ou anthropique, ils interviennent à échelle planétaire et locale dans les phénomènes de pollution de l'air et de transport à grandes distances de nutriment. Ils jouent donc aussi un rôle important dans les modifications atmosphériques et ont des influences sur les propriétés physiques des nuages.

On estime que, depuis 1750, c'est-à-dire dès le début de l'ère industrielle, le bilan du transfert radiatif est positif et donc globalement la température s'accroît.

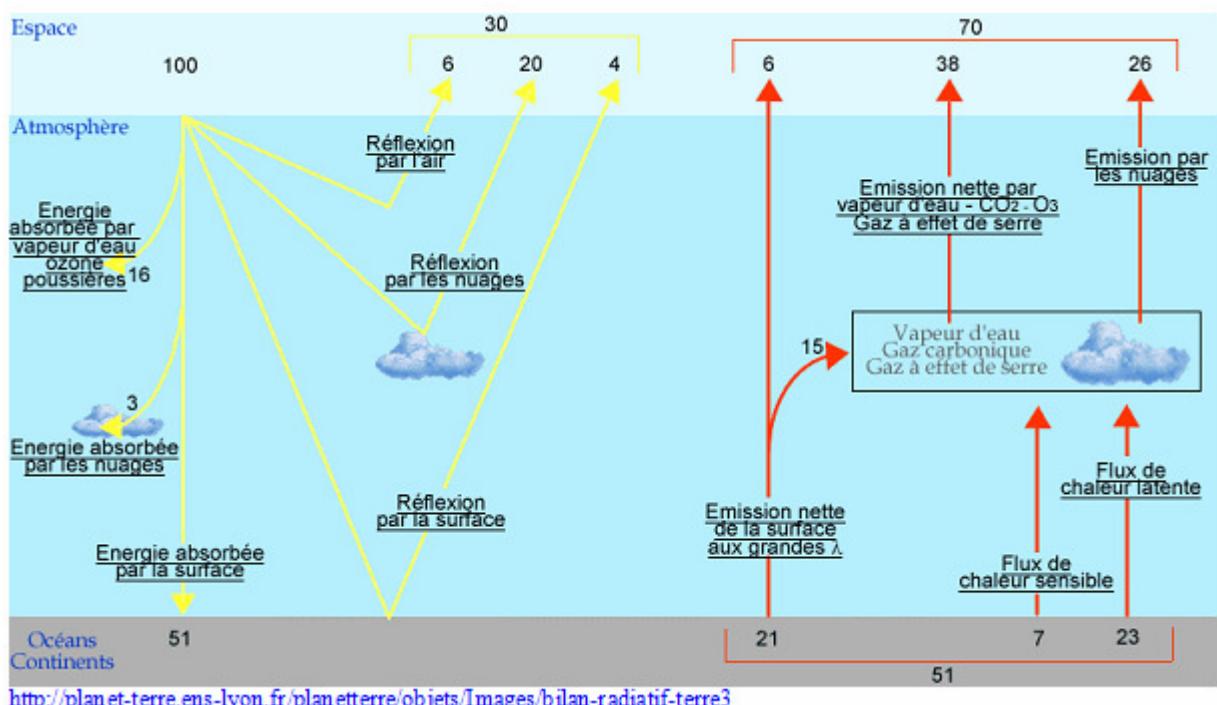


Figure II.5 : Résumé des transformations de l'énergie solaire incidente et rappel des différents processus du bilan radiatif terrestre. Les chiffres sont basés sur un flux arbitraire de 100 W.m⁻² au sommet de l'atmosphère.

2.4 : L'influence des nuages et aérosols

Les nuages constituent dans le système climatique, un des éléments les plus influents, mais aussi un des plus difficiles à cerner.

L'impact radiatif des nuages est double. De part leur albédo, ils réfléchissent une partie du rayonnement solaire incident, limitant ainsi la part de rayonnement absorbée par le sol et les océans. Ils tendent alors à refroidir l'atmosphère : c'est l'effet parasol. D'un autre côté, ils absorbent le rayonnement émis par cette même surface et rayonnent à leur tour aussi bien vers l'espace que vers la Terre. Ils participent ainsi à l'effet de serre et contribuent au réchauffement des basses couches de l'atmosphère. La figure II.6 schématisse ces deux effets.

Toutefois, les parts respectives de ces deux effets antagonistes dépendent des propriétés physiques tant macroscopiques que microscopiques des nuages. La nébulosité, en premier lieu, affecte les deux effets et plus elle est forte et plus le rôle joué par les nuages sera important.

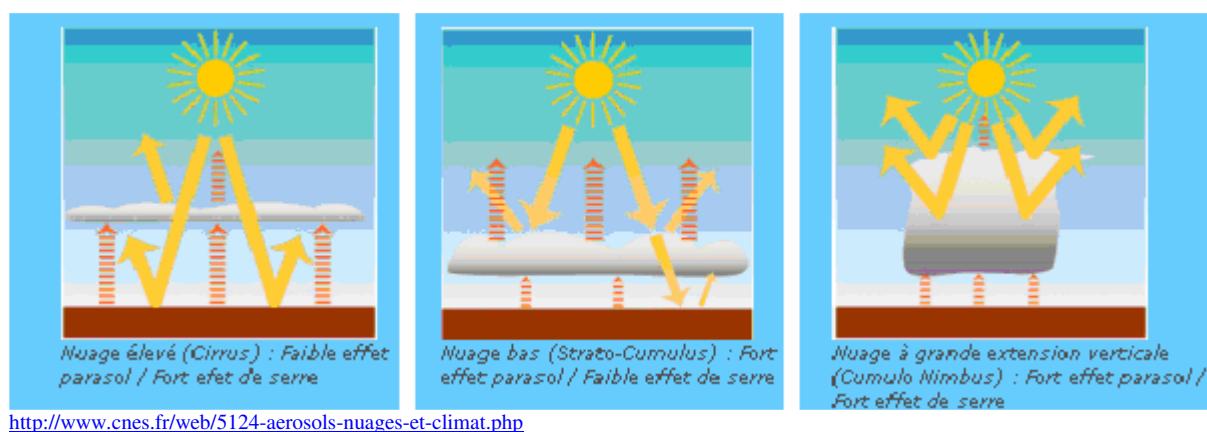


Figure II.6 : Effets spécifiques des nuages : effet parasol, effet de serre.

Les nuages les plus hauts sont naturellement les plus froids et renferment des cristallites de glace. Ils sont moins émissifs et augmentent l'effet de serre. A l'inverse, les nuages possédant les contenus en eau les plus importants sont les plus réfléchissants et augmentent l'effet parasol. Compte tenu de leur diversité et leur caractère particulièrement fluctuant, la rétroaction des nuages sur le réchauffement climatique est difficilement quantifiable [5, 6].

La théorie électromagnétique relie l'absorption et la diffusion avec la dimension et la densité des particules. On en déduit que les amplitudes de l'effet parasol et de l'effet de serre en résultent directement. Ainsi, les nuages constituent certainement un des paramètres clef dans le

devenir climatique de notre planète mais leur impact est encore très mal estimé du fait de la mauvaise connaissance de leurs propriétés. C'est sur ce point que nous avons particulièrement concentré notre effort de recherche.

Plusieurs projets internationaux essaient depuis quelques décennies, de relier l'impact de cette influence des particules de l'atmosphère sur le climat. C'est le cas particulier en Afrique, du programme international d'initiative française AMMA dont l'objectif est d'améliorer la connaissance et la compréhension de la Mousson d'Afrique de l'Ouest et de sa variabilité.

2.5 : Différentes méthodes de sondage atmosphérique

Le moyen naturel le plus ancien et le plus primitif dont nous disposons pour « comprendre » l'atmosphère, est notre vue. Depuis des lustres, l'homme scrute le ciel et regarde le déplacement, la couleur, l'aspect général du nuage. L'activité nuageuse sert souvent à se faire une idée du temps qu'il va faire. Les nuages décorent magnifiquement le ciel et contribuent très souvent à l'inspiration des artistes. Cette méthode d'observation est, évidemment, qualitative et gratuite ... et ne constitue que la première phase d'une approche scientifique moderne.

Dès le début du développement des techniques, il est apparu logiquement que le sondage direct était la meilleure démarche. Après les premiers ballons-sondes utilisés pour des mesures macroscopiques comme la pression et la température ou pour des collectes d'échantillons, les moyens d'investigation atmosphérique ont bien évolué. Ils sont nombreux et on peut citer :

- * les mesures *in situ* microphysiques, dynamiques, physico-chimiques par des systèmes aéroportés,
- * les techniques de télédétection active (Radar, Lidar) et passive (radiomètre) depuis le sol ou aéroportées,

Le tableau II.1 présente une classification qui distingue les méthodes selon leur type (*in situ* ou à distance), selon la technique utilisée (classique ou laser) et selon la plate-forme à partir de laquelle elles sont mises en œuvre [7].

	Catégorie	Technique/Domaine
Type	In situ	échantillonnage méthode chimique spectrométrie de masse
	A distance	Spectroscopie : passive active (lidar)
Technique spectroscopique	Spectroscopie classique	MW, sub-mm, FIR Infrarouge UV-vis
	Spectroscopie laser	Laser FIR, hétéodynage Diode laser MIR, NIR Laser UV-vis
Plate-forme	Sol Avion Ballon Satellite artificiel	In situ / à distance In situ / à distance In situ / à distance A distance

Tableau II.1 - Méthodes, Techniques et Plates-formes de mesure des constituants atmosphériques

Dans les méthodes *in situ*, des avions spécialisés sont mis à contribution pour récolter les échantillons et les analyser immédiatement. Les données microphysiques *in situ* sont précises mais sont difficiles à extrapoler parce que leur acquisition se fait dans des situations météorologiques et des localisations géographiques et temporelles très particulières. Bien que très intéressantes, les techniques *in situ* avouent leurs limites quand on désire accéder à une description plus fine comme la détermination de la structure verticale de l'atmosphère ou d'un nuage. Elles permettent cependant le développement des algorithmes utilisant la télédétection.

La télédétection (remote-sensing, en anglais) est, au contraire, une détection à distance, c'est-à-dire qui permet de récupérer une information locale sans avoir à s'y déplacer. La télédétection s'effectue de manière passive ou de manière active. La télédétection passive enregistre le rayonnement émis par une source extérieure, le Soleil par exemple, ce qui conduit à une mesure intégrée dans la direction du rayonnement. La technique est simple et ne nécessite aucune source propre, elle est facilement utilisable sur les satellites artificiels. La télédétection active, utilise, pour sa part, une onde électromagnétique qu'elle émet par elle-même et qui sera perturbée par l'environnement qu'elle traverse. On peut alors obtenir une description verticale instantanée de l'atmosphère.

Le radiomètre est typiquement un moyen de télédétection passive. Le premier fut inventé en 1875 par l'Anglais William Crookes. Un radiomètre permet, par exemple, de mesurer la radianc e d'un nuage ou d'une surface et cette mesure conduit à la détermination de sa température en utilisant la loi de Stefan. On l'utilise, par exemple, dans l'espace et ses mesures peuvent servir à l'étude de l'atmosphère. Il est constitué d'un récepteur collectant le rayonnement émis par l'océan, dans le domaine des micro-ondes, à 18.7, 23.8, et 34 GHz. Le rayonnement mesuré par le radiomètre dépend du vent en surface, de la température de l'océan, de la salinité, de la présence d'écume, de l'absorption par la vapeur d'eau et des nuages contenus dans l'atmosphère.

Les méthodes de télédétection active reposent sur l'utilisation du Radar et du Lidar. Elles permettent des mesures non plus globalisées mais dépendantes du temps mis par l'onde électromagnétique pour effectuer un aller-retour, c'est à dire de la distance parcourue.

Le Radar (RAdio Detection And Ranging , ou Détection et Télémétrie par Ondes Radio) est une technique relativement récente, adoptée au cours de la Seconde Guerre Mondiale par l'US Navy. Les concepts de base du Radar sont fondés sur les équations régissant la propagation des ondes électromagnétiques, formulées par le physicien James Clerk Maxwell dès 1864. Un radar est constitué d'un émetteur et d'un récepteur. L'émetteur envoie à des intervalles de temps réguliers de brèves impulsions d'ondes électromagnétiques dans un faisceau de faible ouverture. Les particules présentes dans le volume échantillonné rétrodiffusent l'onde émise. La fraction d'énergie rétrodiffusée vers le récepteur permet de déterminer la direction et la distance au volume échantillonné en tenant compte de l'orientation du récepteur et du temps écoulé entre l'émission et

la réception du signal. A partir du traitement de la puissance du signal reçu, on en déduit des informations sur le milieu observé.

Les premières expérimentations positives de détection à l'aide d'ondes radio furent réalisées au cours des années 1920. Mais le Radar fut effectivement mis au point et utilisé dans les années 1930 et surtout lors de la seconde guerre mondiale pour la détection des avions. Puis, la technologie progressant, les techniciens radar purent observer les précipitations sur leur écran de contrôle. C'est ainsi que naquit l'application météorologique de cet appareil. C'est dans les années soixante que le premier radar météorologique est apparu.

Le Lidar, acronyme de « Light Detection And Ranging », est une autre méthode de télédétection active. Elle est basée sur le sondage de l'atmosphère par faisceau laser dans les fréquences du visible ou du proche infrarouge. Le Lidar “rétrodiffusion” est le plus simple de ce type d'instruments. Depuis plusieurs années, de nombreuses campagnes expérimentales l'ont inclus en tant qu'instrument au sol et aéroporté, notamment le lidar LEANDRE I (Lidar Embarqué pour l'étude des Aérosols, des Nuages, de la Dynamique du Rayonnement et du cycle de l'Eau) du Laboratoire Météorologie Dynamique du Service d'Aéronomie de l'Ecole Polytechnique à Palaiseau en France afin d'analyser la structure verticale des nuages et des aérosols, et de déterminer leurs propriétés optiques avec une haute résolution spatiale. Nous donnerons plus de détails sur le principe de fonctionnement et la théorie du Lidar dans le chapitre IV.

Si Lidar et Radar sont semblables sur le plan théorique, leurs capacités de détection sont bien différentes du fait de leurs domaines de longueurs d'onde très éloignés. Pour citer des cas concrets, la source laser peut émettre un rayonnement visible à 532 nm ou proche infrarouge à 1064 nm, tandis que le Radar fonctionne à 94 GHz, soit 3.20 mm.

L'intensité du signal Radar rétrodiffusé est, elle, proportionnelle à la puissance δ de la taille des particules ainsi qu'à leur densité. Il est donc possible de distinguer la bruine (faiblement visible), la pluie, la grêle ou la neige. Il ne verra pas les aérosols dont la taille est trop petite et sera sensible aux nuages d'eau liquide qui se situent dans les basses altitudes.

Par conséquent, chaque instrument de télédétection peut être utilisé seul, mais on peut aussi les combiner afin d'utiliser leur complémentarité. La complémentarité de ces deux techniques explique pourquoi, les satellites CALIPSO et CLOUDSAT volent en tandem, CLOUDSAT étant asservi en position à CALIPSO à moins de 15 secondes.

Les techniques d'observation depuis le sol conduisent à de précieux renseignements sur la structure verticale de l'atmosphère et de ses constituants. Si l'appareillage est en mouvement, il est clair qu'à une connaissance verticale s'ajoute une connaissance horizontale de l'atmosphère, liée à ce mouvement, ce qui a incité les scientifiques à utiliser ponctuellement les avions mais surtout les satellites.

Aujourd'hui la communauté scientifique dispose de deux grandes missions révolutionnaires dédiées à l'observation des nuages faiblement précipitants, l'A-TRAIN actuellement déployée et la mission EARTH-CARE qui sera effective à partir de 2008.

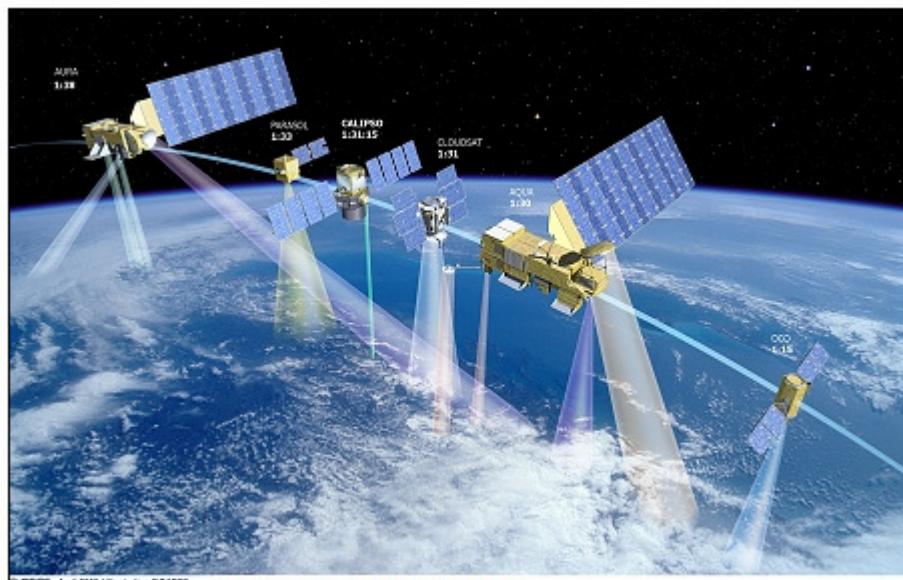


Figure II.7 : Illustration de L'A-train

L'A-TRAIN est une constellation de satellites se déplaçant sur la même orbite, dédiés à l'étude du climat et de son évolution. Ce petit 'train' est composé de 6 satellites : AQUA (Nasa), AURA (Nasa), PARASOL (Cnes), CALIPSO (Nasa/Cnes), CLOUDSAT (Nasa/ASC) et OCO (Nasa). Ces 6 satellites franchiront l'équateur avec quelques minutes d'écart vers 13h 30mn heure locale d'où le nom d'«Afternoon-TRAIN ou A-TRAIN», rendant possible des synergies entre les différents instruments embarqués. Ce projet constitue donc un observatoire spatial associant toutes les techniques de mesures actives et passives dont nous disposons à l'heure actuelle.

Enfin, la mission Earth Clouds Aerosols and Radiation Explorer (EARTH-CARE) est conjointement menée par l'agence spatiale européenne (ESA) et le Japon (Japan Aerospace Exploration Agency). Elle a pour principal objectif de déterminer l'interaction et l'impact des nuages et des aérosols sur le bilan radiatif de la planète. Le but est de fournir une importante base de données à grande échelle, constituée de profils verticaux de nuages et d'aérosols. Toutes ces informations permettront ainsi de valider et d'améliorer les modèles numériques de circulation atmosphérique et de prévision météorologique. Le lancement de cette mission est prévu entre 2008 et 2010.

2.6 - Conclusion

L'atmosphère terrestre, par l'évolution de ses constituants, est responsable de la création et la protection de la vie sur la terre. L'étude de cette atmosphère a nécessité l'élaboration de plusieurs méthodes de sondage. Une des plus récentes et bien adapté à l'étude de l'atmosphère, est le sondage atmosphérique par télédétection Lidar. Disposant de nombreuses données expérimentales par cette technique, la suite de ce travail lui sera entièrement consacrée.

Chapitre III

Sondage atmosphérique par télédétection Lidar

3.1 – Introduction

Le sondage de l'atmosphère au moyen de la technique Lidar, dont nous avons parlé brièvement dans le chapitre précédent, est l'une des méthodes les plus importantes dans les études environnementales. Cette technique nouvelle a l'avantage de fournir une gamme étendue d'informations, qui contribuent de manière significative à une meilleure compréhension de divers phénomènes se produisant dans l'atmosphère [8]. On peut, à partir des données Lidar, mesurer la nébulosité et déterminer les propriétés de toutes les couches nuageuses, y compris celles invisibles à l'œil nu.

3.2 – Historique

Faisons une brève généalogie des techniques de sondage de l'atmosphère par la lumière. Une technique de mesure altimétrique par lumière visible existait déjà avant l'avènement des lasers. Elle permettait juste de préciser l'altitude de la base des nuages à l'aide d'un projecteur et d'un observateur. Pour ce faire, un phare à faisceau vertical est placé à une distance d de l'observateur. L'intersection du faisceau lumineux et de la base des nuages se traduit, de nuit, par une tache lumineuse nette. La mesure de l'élévation (angle ϑ) de cette tache lumineuse permet de calculer la hauteur z_b de la base des nuages selon la relation $z_b = d \tan(\vartheta)$, c'est le principe du ‘phare à nuage’. En utilisant ce même principe, l’œil de l’observateur étant remplacé par une cellule photoélectrique sensible seulement à la lumière modulée émise par le projecteur, la technique permet d’obtenir aussi des mesures de jour. Ce dispositif a fait l’objet de réalisations d’instruments connus sous le nom de « ceilomètre », dérivé du mot anglais *ceiling* signifiant plafond. Il est encore utilisé dans certains clubs et aérodromes.

Ces travaux ont servi de prélude au Lidar actuel qui utilise un émetteur de lumière cohérente, le Laser. Ses nombreuses applications prouvent que cette technique optique active de télédétection est particulièrement appréciée et possède un grand potentiel.

L'appellation Lidar (LIght Detection And Ranging) a été utilisé en premier lieu par Middleton et Spilhaus en 1953 [9]. D'autres noms comme Ladar (utilisant Laser au lieu de Light) ou Laser Radar sont parfois utilisés. Parce que le Lidar et le Radar se fondent sur les mêmes principes de diffusion, de propagation et de détection des ondes électromagnétiques, cette analogie a permis le transfert de concept entre les deux techniques.

Les premières mesures Lidar de l'atmosphère supérieure employant un émetteur Laser à rubis ont été faites en 1963 [10]. Puis, en moins d'une décennie, l'analyse des signaux Lidar s'est améliorée par suite de la prise en compte théorique des phénomènes classiques de Physique tels que la diffusion élastique, la diffusion Raman, l'effet Doppler, l'absorption différentielle et aussi grâce à l'essor technologique dans le domaine des émetteurs Laser, des récepteurs photoniques et des chaînes d'acquisition numériques. Le faible Laser à rubis qui était utilisé, est substitué de nos jours par des Lasers puissants et performants Nd³⁺:YAG qui s'auto focalisent, contrairement aux Lasers de faibles puissances.

3.3 – Principe de fonctionnement du Lidar

Nous avons vu que le principe du Lidar est assez voisin de celui du Radar mais que leurs modes de fonctionnement sont basés sur des domaines électromagnétiques très différents. La figure III.1 schématisé la technique Lidar dont les éléments principaux sont l'émetteur et le récepteur. L'impulsion Laser est émise, sous un angle θ par rapport à la verticale, vers l'atmosphère dont les différentes couches rétrodiffusent une fraction de l'énergie incidente vers un récepteur situé sur l'axe du Laser dans le cas d'un montage monostatique ou sur un axe différent pour un montage bistatique. Après interaction avec les particules de l'atmosphère, les photons rétrodiffusés par les couches atmosphériques successives sont collectés par un télescope. Les photons reçus par le détecteur sont supposés avoir subi une ou plusieurs diffusions. Dans le cas d'une seule diffusion, qualifiée de diffusion simple, si t est le temps mis par le photon pour faire un aller-retour, on en

déduit qu'il a été rétrodiffusé à l'altitude $z = \frac{ct \cos \theta}{2}$, où c désigne la vitesse de la lumière. Les photons reçus sont ensuite amplifiés par des photomultiplicateurs et transformés en signaux électriques. Des séries temporelles de signaux Lidar sont échantillonnées suivant la ligne de visée et enregistrées sur support informatique pour des analyses ultérieures. L'examen de l'écho Lidar sur un intervalle de temps $[t_1, t_2]$ peut renseigner ainsi sur les propriétés optiques et microphysiques de la couche délimitée par les altitudes $\frac{ct_1 \cos \theta}{2}$ et $\frac{ct_2 \cos \theta}{2}$. La durée δt de l'impulsion Laser et la durée Δt de la porte de comptage des photons rétrodiffusés déterminent la résolution spatiale $\delta z = \frac{c(\delta t + \Delta t) \cos \theta}{2}$ du Lidar.

Depuis les années 70, le Lidar a connu une diversification rapide, liée à celle des sources laser et des détecteurs disponibles, mais aussi à l'intérêt croissant, relevant parfois de l'urgence, portée par la communauté scientifique et les pouvoirs publics à une meilleure connaissance quantitative de l'environnement. Ainsi on peut distinguer de nos jours plusieurs types de Lidar, classés en général suivant les processus atmosphériques impliqués dans la mesure: Lidar aérosols, Lidar nuages, Lidar vent, Lidar ozone ou encore Lidar température. Ils diffèrent par leur mise en application. L'ouvrage de Measures [11] présente une description plus complète des variétés de Lidar dédiés à l'environnement.

Parmi les processus d'interaction pouvant donner lieu à la rétrodiffusion du faisceau Laser émis qui caractérise le Lidar, les plus usuelles sont la diffusion Rayleigh par l'ensemble des molécules, la diffusion Mie par les particules (aérosols, nuages, poussières), et la diffusion Raman qui permet d'isoler des molécules spécifiques. Ces trois modes de diffusion existent quelle que soit la longueur d'onde utilisée avec cependant des efficacités très variables qui en limitent l'application. D'autres processus de diffusion comme la diffusion résonnante, l'absorption différentielle, la fluorescence sont aussi considérés dans les études de l'atmosphère. Dans la section suivante, nous rappellerons quelques bases théoriques du processus de la diffusion.

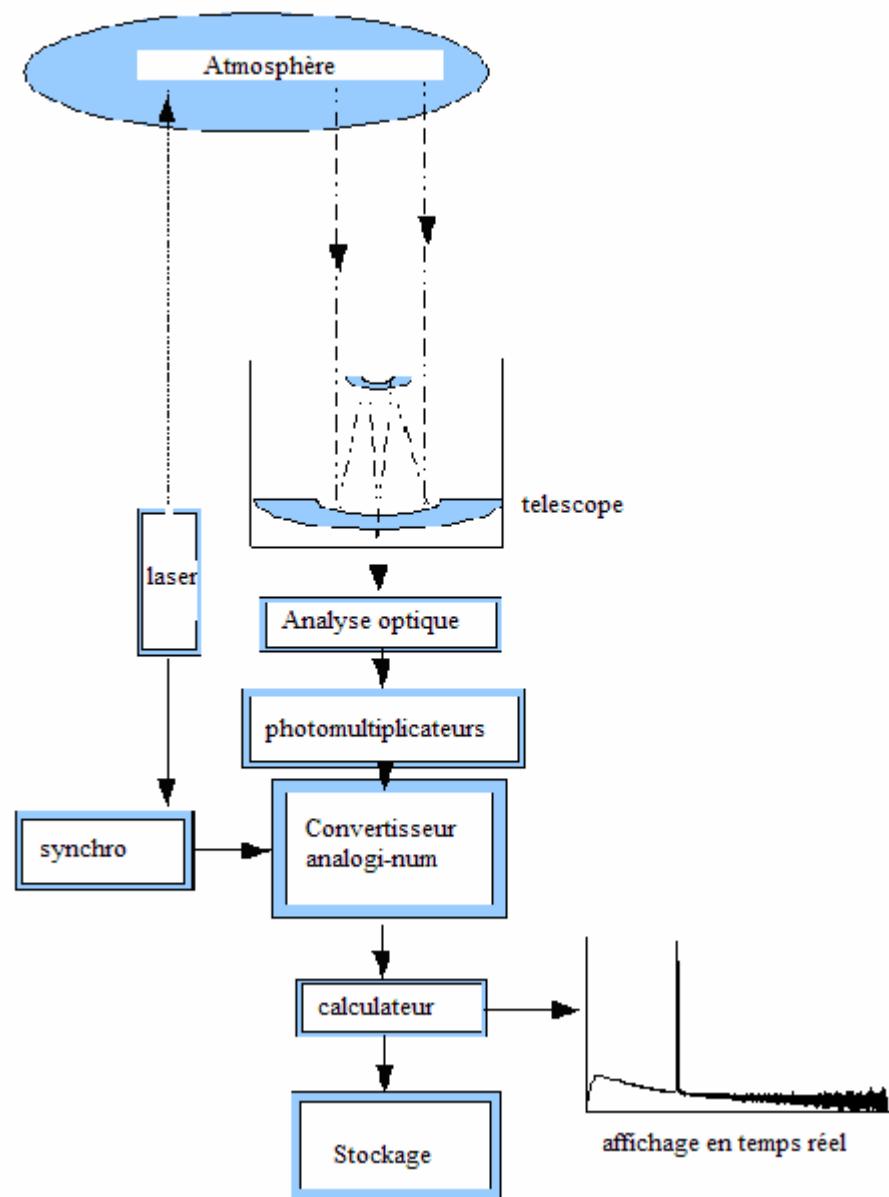


Figure III.1 : Schéma du principe Lidar. On distingue l'émetteur (Laser pulsé) ; le récepteur constitué par un télescope, un système d'analyse optique (photomultiplicateurs) ; un convertisseur analogique-numérique et un ordinateur pour le traitement et l'acquisition des données.

3.4 – Processus de diffusion

Étant donné une particule de taille, forme, et d'indice supposés connus, illuminée par une lumière monochromatique, la détermination du champ électromagnétique induit dans la particule et dans le milieu environnant constitue le problème fondamental de la diffusion de la lumière.

La recherche de solution à ce problème très complexe, a été et continue d'être une préoccupation majeure dans le domaine de la physique de la matière. L'étude de la diffusion par une particule a été abondamment décrite dans la littérature [12-17].

3.4.1- Les équations de Maxwell

Les équations de Maxwell représentent les bases de l'électromagnétisme, c'est-à-dire qu'elles permettent de décrire les évolutions spatio-temporelles du champ électrique et du champ magnétique qui définissent une onde électromagnétique. Ces champs, en effet, dans un milieu quelconque doivent vérifier les équations de Maxwell [17-20] qui décrivent leur comportement.

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{H} &= \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{D} &= \rho \\ \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\end{aligned}\tag{3.1}$$

avec:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu}, \quad \vec{J} = \rho \vec{E}, \quad \vec{D} = \epsilon \vec{E}\tag{3.2}$$

\vec{H} est le champ magnétique, \vec{B} l'induction magnétique, \vec{E} le champ électrique, \vec{D} l'induction électrique et \vec{J} la densité du courant. Les quantités ϵ , μ et ρ sont respectivement la permittivité électrique, la perméabilité magnétique et la conductivité électrique. Elles peuvent être des quantités tensorielles, isotropes ou uniformes suivant le milieu de propagation. La dépendance des champs électromagnétiques en fonction du temps s'exprime en terme de $e^{j\omega t}$, avec w la fréquence angulaire (ou pulsation) de propagation de l'onde. Dans le cas où les quantités ϵ , μ et ρ ne

dépendent pas de la direction de propagation, les équations de Maxwell conduisent à deux équations dans un milieu quelconque [18, 21].

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{E} &= (w^2 \mu \epsilon - jw \mu \rho) \vec{E} + \frac{1}{\mu} (\vec{\nabla} \mu \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{E}) \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{H} &= (w^2 \mu \epsilon - jw \mu \rho) \vec{H} + \frac{1}{\rho + jw \epsilon} (jw \vec{\nabla} \epsilon \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{E} + \vec{\nabla} \rho \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{H})\end{aligned}\quad (3.3)$$

Dans le cas d'une propagation dans un milieu linéaire, homogène et isotrope, le système d'équations précédent se simplifie absence de charges surfaciques et volumiques, comme c'est le cas des particules atmosphériques:

$$\begin{aligned}\nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} &= 0 \\ \nabla^2 \vec{H} + k^2 \vec{H} &= 0\end{aligned}\quad (3.4)$$

où $k^2 = w^2 \mu \epsilon$ est le nombre d'onde et w la pulsation de l'onde.

Ces équations (3.4) constituent la base de calcul des paramètres de diffusion. Comme nous l'avons dit au début du paragraphe, l'onde incidente induit un champ diffusé à l'extérieur de la particule et un champ au sein de la particule. La figure III.2 ci-dessous définit les champs électromagnétiques lors d'une interaction onde électromagnétique particule.

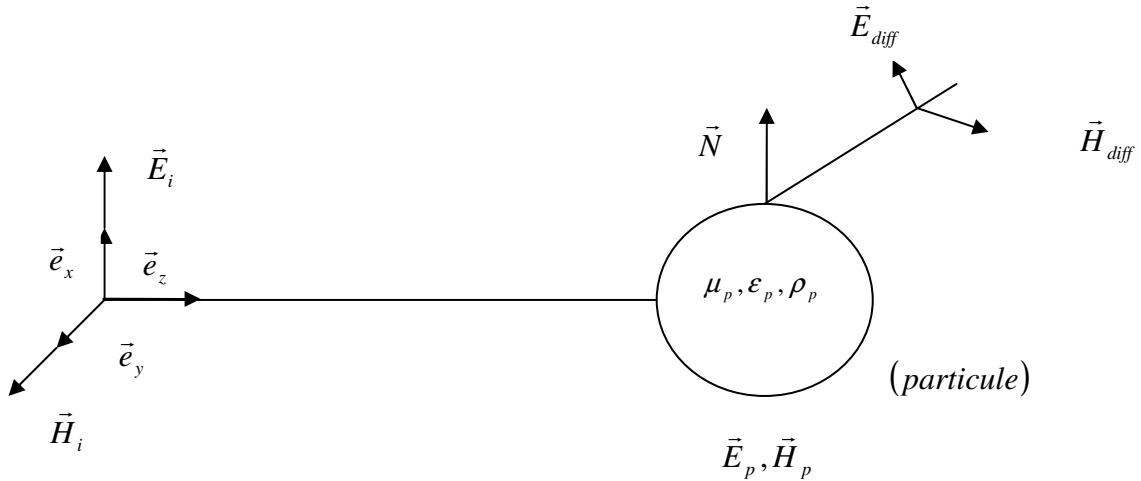


Figure III.2 : Définition des champs électromagnétiques (\vec{E}_i, \vec{H}_i) , (\vec{E}_p, \vec{H}_p) , et $(\vec{E}_{diff}, \vec{H}_{diff})$ dans un problème de diffusion par une particule.

On distingue :

- le champ incident représenté par \vec{E}_i , \vec{H}_i
- le champ diffusé représenté par \vec{E}_{diff} , \vec{H}_{diff}
- le champ au sein de la particule représenté par \vec{E}_p , \vec{H}_p
- le vecteur unitaire normal à la surface représenté par \vec{N} .

Les champs ci-dessus cités doivent satisfaire les conditions de continuité (3.5) à la surface de séparation entre le milieu particulaire et atmosphérique [18].

$$\begin{aligned}\vec{N} \wedge (\vec{E}_i + \vec{E}_{diff}) &= \vec{N} \wedge \vec{E}_p \\ \vec{N} \wedge (\vec{H}_i + \vec{H}_{diff}) &= \vec{N} \wedge \vec{H}_p\end{aligned}\quad (3.5)$$

Ces conditions assurent l'égalité des composantes tangentielles des champs électriques d'une part, et des champs magnétiques d'autre part, aux interfaces.

3.4.2 – Les paramètres de diffusion

L'onde diffusée peut être décomposée en sa composante parallèle et perpendiculaire [17].

$$\begin{aligned}\vec{E}_{diff}(\theta, \phi) &= \vec{E}_{// diff}(\theta, \phi)\vec{e}_{// diff} + \vec{E}_{\perp diff}(\theta, \phi)\vec{e}_{\perp diff} \\ \vec{H}_{diff}(\theta, \phi) &= \vec{H}_{// diff}(\theta, \phi)\vec{e}_{// diff} + \vec{H}_{\perp diff}(\theta, \phi)\vec{e}_{\perp diff}\end{aligned}\quad (3.6)$$

Les indices $//$ et \perp indiquent les polarisations parallèle et perpendiculaire au plan de diffusion.

$\vec{e}_{// diff}$ et $\vec{e}_{\perp diff}$ sont les vecteurs unitaires respectivement parallèle et perpendiculaire au plan de diffusion.

\vec{e}_r est le vecteur unitaire radial tel que $(\vec{e}_{\perp diff}, \vec{e}_{// diff}, \vec{e}_r)$ forme un trièdre orthonormé direct (figure III.3).

Cette expression du champ diffusé (3.6), valable pour les champs lointains suppose une onde transversale qui, donc, ne comporte pas de composante radiale [20].

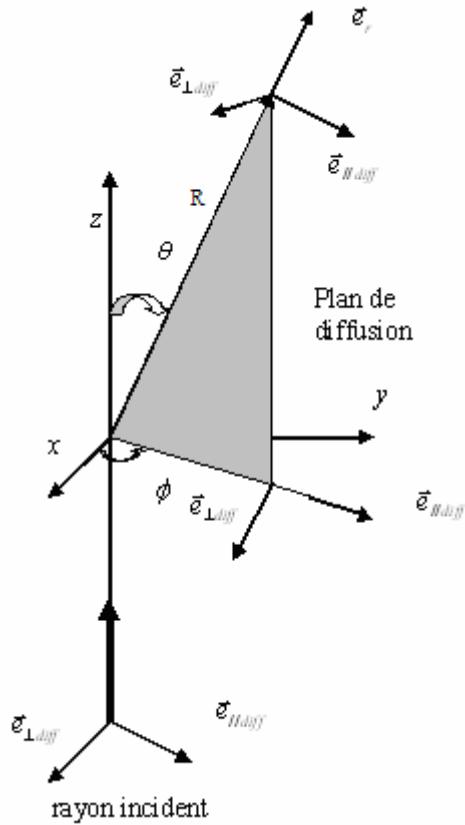


Figure III.3 : Schéma angulaire d'un processus de diffusion par une particule sphérique

En faisant intervenir la fonction d'amplitude $S(\theta, \phi)$, le champ diffusé peut alors s'écrire sous la forme suivante [12, 17].

$$\begin{pmatrix} E_{\parallel diff} \\ E_{\perp diff} \end{pmatrix} = \frac{e^{ik(R-z)}}{-jkR} S(\theta, \phi) \begin{pmatrix} E_{\parallel i} \\ E_{\perp i} \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ le nombre d'onde

R la distance du point d'observation à la particule

z la composante du vecteur position, de la particule, suivant la direction de propagation de l'onde incidente (figure III.3)

λ la longueur d'onde de l'onde incidente.

$S(\theta, \phi)$ est la matrice 2x2 des amplitudes. Elle est composée de coefficients, en général complexes, dépendant des angles zénithal et azimutal de diffusion respectivement θ et ϕ (figure III.3), des propriétés optiques du diffuseur telles que la taille et l'indice complexe de réfraction.

Les quatre éléments S_1 , S_2 , S_3 et S_4 de la matrice $S(\theta, \phi)$, décrivent la diffusion de l'onde incidente dans une direction quelconque [12, 17]. L'équation (3.7) est équivalente à :

$$\begin{pmatrix} E_{\parallel diff} \\ E_{\perp diff} \end{pmatrix} = \frac{e^{jk(R-z)}}{-jkR} \begin{pmatrix} S_2 & S_3 \\ S_4 & S_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\parallel i} \\ E_{\perp i} \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

Les amplitudes des champs n'étant pas des composantes observables, on introduit des paramètres de diffusion qui sont déduites des amplitudes diffusées. Il s'agit de l'intensité diffusée, la section efficace de diffusion, l'épaisseur optique du milieu particulaire, l'albédo de diffusion, la fonction de phase, le paramètre d'asymétrie.

3.4.2.1 – L'intensité électrique diffusée

L'intensité diffusée par une particule est homogène à une puissance par unité de surface (W.m^{-2}) [12, 17]. L'intensité diffusée par une particule à une distance $R \gg \lambda$ se déduisent du vecteur de Poynting [12].

$$I_{diff} = \frac{c}{4\pi} |\vec{E}_{diff} \wedge \vec{H}_{diff}| \quad (3.9)$$

Son module est uniquement fonction des composantes du champ électrique, on a:

$$I_{diff}(\theta, \phi) = |E_{\parallel diff}(\theta, \phi)|^2 + |E_{\perp diff}(\theta, \phi)|^2 \quad (3.10)$$

3.4.2.2 – La section efficace de diffusion

L'interaction entre un photon et une particule diffusante se traduit par la déviation du photon incident d'un angle θ par rapport à sa direction initiale de propagation.

La section efficace totale de diffusion σ_{diff} , est définie comme le rapport de la puissance diffusée à la puissance incidente par unité de surface, et peut s'écrire [17].

$$\sigma_{diff} = \int_{4\pi} \sigma(\theta) d\Omega \quad (3.11)$$

où $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ correspond à l'élément d'angle solide, autour d'une direction de diffusion (θ, ϕ) .

$\sigma(\theta)$ est la section efficace différentielle de diffusion, elle renseigne sur la probabilité de diffusion des photons sous un angle θ dans $d\Omega$.

Dans le cas particulier de particules sphériques, l'équation précédente en coordonnées sphériques devient :

$$\sigma_{diff} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \sigma(\theta) \sin\theta d\theta d\phi = 2\pi \int_0^{\pi} \sigma(\theta) \sin\theta d\theta \quad (3.12)$$

On définit aussi la section efficace totale d'absorption σ_{abs} qui est le rapport de la puissance absorbée à la puissance incidente par unité de surface. La section efficace totale d'extinction σ_{ext} est la somme de la section efficace totale de diffusion σ_{diff} et de la section efficace totale d'absorption σ_{abs} :

$$\sigma_{ext} = \sigma_{diff} + \sigma_{abs} \quad (3.13)$$

Une quantité Q_i sans dimension appelée efficacité de diffusion, est associée à chaque section efficace totale par la relation :

$$Q_i = \frac{\sigma_{diff_i}}{S_0} \quad (3.14)$$

où $S_0 = \pi a^2$ correspond à la section surfacique de la particule de rayon a en interaction avec l'onde électromagnétique.

3.4.2.3 – Epaisseur optique

La transparence de l'atmosphère est altérée par plusieurs facteurs comme la présence de nuages, d'aérosols mais aussi par les molécules de l'atmosphère. L'épaisseur optique d'un milieu particulaire caractérise le degré de transparence ou l'opacité du milieu. Il est défini par :

$$\zeta = N\sigma_{ext} \cdot e \quad (3.15)$$

où e désigne l'épaisseur géométrique du milieu dispersif. N le nombre de particules par unité de volume du milieu diffusif

3.4.2.4 – L'albédo de diffusion

L'albédo de diffusion joue un rôle important parmi les caractéristiques radiatives des particules parce qu'il détermine comment une particule diffuse ou absorbe la lumière incidente. Il est défini par :

$$w_{diff} = \frac{\sigma_{diff}}{\sigma_{diff} + \sigma_{abs}} \quad (3.16)$$

Il permet d'évaluer l'importance de l'énergie diffusée par rapport à l'énergie totale perdue par l'onde incidente. Sa valeur est proche de l'unité pour une particule très diffusante, et tend vers zéro pour une forte absorption [22].

3.4.2.5 – Paramètres de Stokes

La représentation mathématique de la lumière la plus utilisée est celle des paramètres de Stokes, établies en 1852 par le mathématicien et physicien Sir George Gabriel Stokes. La polarisation de l'onde diffusée par une particule dépend de la polarisation de l'onde incidente par l'intermédiaire du vecteur de Stokes des ondes diffusée et incidente. Ce vecteur est définie sous la forme d'une matrice colonne [12, 17, 18] qui est composée de quatre nombres réels qui décrivent complètement l'état de polarisation de l'onde électromagnétique et qui se définissent en fonction des composantes $\vec{E}_{//}$ et \vec{E}_{\perp} du champ électrique de l'onde.

$$\begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \langle E_{\parallel}E_{\parallel}^* + E_{\perp}E_{\perp}^* \rangle \\ \langle E_{\parallel}E_{\parallel}^* - E_{\perp}E_{\perp}^* \rangle \\ \langle E_{\parallel}E_{\perp}^* + E_{\perp}E_{\parallel}^* \rangle \\ j\langle E_{\parallel}E_{\perp}^* - E_{\perp}E_{\parallel}^* \rangle \end{bmatrix} \quad (3.17)$$

où le symbole $\langle \rangle$ désigne la moyenne temporelle.

I désigne l'intensité totale du faisceau, Q et U la polarisation linéaire (Q pour la polarisation horizontale et verticale et U pour la polarisation à 45° et 135°), et V désigne la polarisation circulaire. L'ensemble de ces paramètres répond à la condition générale suivante :

$$I^2 \geq Q^2 + U^2 + V^2 \quad (3.18)$$

qui regroupe des états de polarisation de la lumière.

3.4.2.6 – Fonction de Phase

Pour une diffusion, il est nécessaire de savoir dans quelle direction la lumière est diffusée. Pour cela, on définit une fonction $P(\theta, \phi)$ qui dépend des angles θ et ϕ , qui exprime la densité de probabilité de diffusion dans une direction donnée par unité d'angle solide, c'est la fonction de diffusion ou fonction de phase. Elle s'exprime en stéradian $^{-1}$ (sr^{-1}).

On a donc par définition [12]:

$$\int_0^{4\pi} P(\theta, \phi) d\Omega = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi} P(\theta, \phi) \sin \theta d\theta = 4\pi \quad (3.19)$$

$\frac{P(\theta, \phi)}{4\pi}$ représente la densité de probabilité de diffusion normalisée à l'unité.

Enfin, lorsque l'on a des particules avec une symétrie sphérique, ou un ensemble de particules non sphériques, mais orientées de façon isotrope, la fonction de phase ne dépend plus de l'angle azimutal ϕ . On a $P(\theta, \phi) = P(\theta)$ qui désigne la fonction de phase normalisée.

3.4.2.7 – Paramètre d’asymétrie

Le paramètre d’asymétrie g représente le cosinus moyen des angles de diffusion par une particule [12, 17, 23], il caractérise la directivité de la lumière diffusée par la particule.

$$g = \langle \cos \theta \rangle = \frac{\iint_{0}^{2\pi} P(\theta) \cos \theta d\Omega}{\iint_{0}^{2\pi} P(\theta) d\Omega} = \frac{\int_0^\pi P(\theta) \cos \theta \sin \theta d\theta}{\int_0^\pi P(\theta) \sin \theta d\theta} \quad (3.20)$$

où :

$P(\theta) \sin \theta$ est la densité de probabilité de diffusion des photons sous l’angle θ .

Le paramètre d’asymétrie varie entre 0 et 1 pour une diffusion vers l’avant et entre -1 et 0 pour une rétrodiffusion. Une diffusion isotrope correspond à $g = 0$. Pour une diffusion fortement anisotrope le paramètre d’asymétrie sera proche de ± 1 .

Tous les paramètres que nous venons de définir ci-dessus caractérisent la diffusion de l’onde électromagnétique par une particule.

En fait, la résolution du problème de la diffusion posé à travers l’équation (3.8) est très complexe. Dans des cas particuliers que nous allons maintenant détailler, il est possible d’obtenir de correctes approximations que nous écrirons sous formes analytiques.

3.4.3 – Diffusion de Mie

Le calcul exact des paramètres de diffusion est extrêmement complexe, et n’a été résolu que pour des particules idéalisées de formes favorables. La théorie de Mie décrit la diffusion d’une onde électromagnétique par une sphère homogène dont le rayon est grand devant la longueur d’onde incidente [12]. La solution en a été donnée par son auteur G. Mie en 1908 [24]. Outre son analyticité, ce cas présente l’intérêt de décrire, tout particulièrement, les nuages d’eau constitués de gouttelettes en suspension dans l’air et peut être extrapolée à l’étude des aérosols et aux grosses particules atmosphériques.

Considérons une particule sphérique de rayon a caractérisée par son paramètre de taille

$$x = \frac{2\pi a}{\lambda} \quad (3.21)$$

et par son indice de réfraction complexe $n = n' + jn''$.

En supposant que cette particule est diffusée à une distance R , grande devant la dimension de la particule, la symétrie de révolution de la particule permet de réduire l'équation (3.8) à :

$$\begin{pmatrix} E_{//diff} \\ E_{\perp diff} \end{pmatrix} = \frac{e^{jk(R-z)}}{-jkR} \begin{pmatrix} S_2 & 0 \\ 0 & S_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{//i} \\ E_{\perp i} \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

Les fonctions S_1 et S_2 ont la forme de deux séries complexes qui convergent [12, 13, 17, 25]. Elles déterminent entièrement les caractéristiques du rayon diffusé et constitue l'essence même de la théorie de Mie.

$$S_1 = \sum_{p=1}^{+\infty} \frac{2p+1}{p(p+1)} (a_p \pi_p + b_p \tau_p) \quad (3.23)$$

$$S_2 = \sum_{p=1}^{+\infty} \frac{2p+1}{p(p+1)} (a_p \tau_p + b_p \pi_p) \quad (3.24)$$

τ_p et π_p dépendent de l'angle de diffusion θ et sont liés aux polynômes de Legendre de première espèce par :

$$\pi_p(\cos \theta) = \frac{P_p^1(\cos \theta)}{\sin \theta} \quad \text{et} \quad \tau_p(\cos \theta) = \frac{d}{d\theta} P_p^1(\cos \theta) \quad (3.25)$$

La résolution du problème de Mie se ramène alors à l'estimation des coefficients a_p et b_p dont les expressions sont données par Van De Hulst [12] à partir des fonctions de Riccati-Bessel et de Hankel.

Les intensités diffusées I_{diff} sont obtenues à l'aide du théorème de Poynting, et ont pour composantes [13].

$$\begin{aligned} I_{\parallel \text{diff}} &= \frac{\lambda^2}{4\pi^2 R^2} |S_2|^2 \cos^2 \phi \\ I_{\perp \text{diff}} &= \frac{\lambda^2}{4\pi^2 R^2} |S_1|^2 \sin^2 \phi \end{aligned} \quad (3.26)$$

Pour les particules, les facteurs d'efficacité sont déterminés à partir de la fonction d'amplitude pour $\theta = 0$ [12]. On a donc

$$S_1(0) = S_2(0) = \frac{1}{2} \sum_{p=1}^{\infty} (2p+1)(a_p + b_p) \quad (3.27)$$

Ce qui conduit à

$$\pi_p(1) = \tau_p(1) = \frac{1}{2} p(p+1) \quad (3.28)$$

Les sections efficaces de diffusion σ_{diff} , d'extinction σ_{ext} et de rétrodiffusion σ_{π} s'expriment alors en fonction des coefficients a_p et b_p [12, 13, 17, 25].

$$\sigma_{\text{diff}} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{p=1}^{+\infty} (2p+1) (|a_p|^2 + |b_p|^2) \quad (3.29)$$

$$\sigma_{\text{ext}} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{p=1}^{+\infty} (2p+1) \operatorname{Re}(a_p + b_p) \quad (3.30)$$

$$\sigma_{\pi} = \frac{\pi}{k^2} \left| \sum_{p=1}^{+\infty} (2p+1) (-1)^m (a_p + b_p) \right|^2 \quad (3.31)$$

D'une manière générale, la lumière incidente de l'émetteur est diffusée dans toutes les directions par la particule. On obtient une figure de diffusion très complexe dès que la taille de la particule augmente. La figure III.4 représente le diagramme polaire de la distribution d'intensité diffusée par une goutte d'eau sous une lumière incidente non polarisée à une longueur d'onde $\lambda = 0.633 \text{ nm}$ [17, 26, 27].

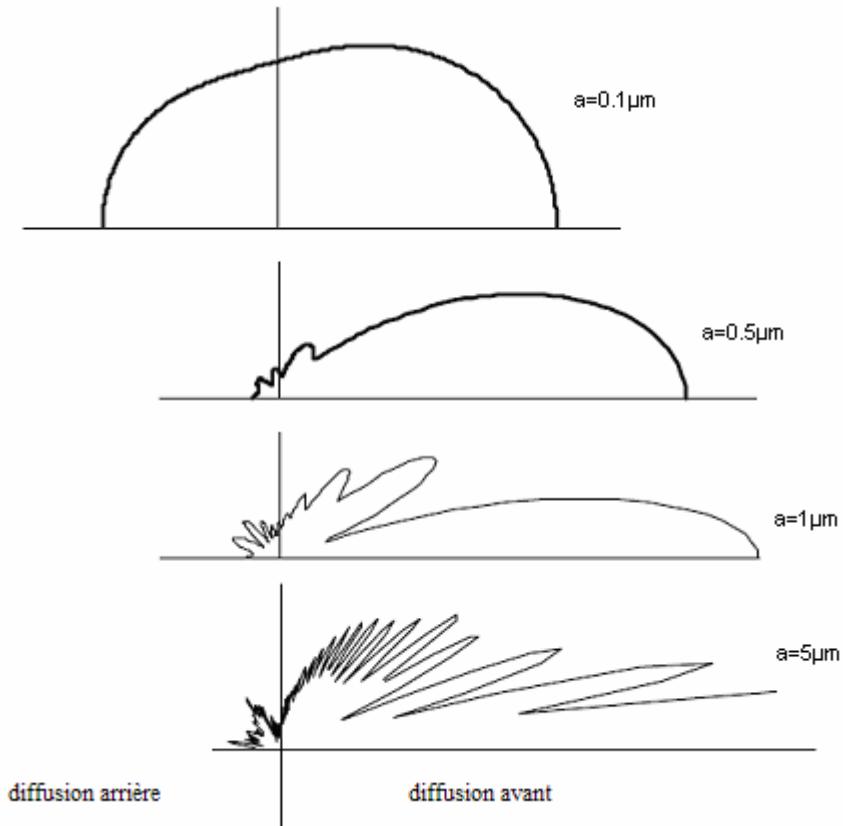


Figure III.4: Diagramme polaire de la distribution d'intensité normalisée diffusée par une goutte d'eau ($n = 1,34$) sous une lumière incidente non polarisée à une longueur d'onde $\lambda = 0,633 \text{ nm}$ (d'après l'algorithme de Toon et Ackerman, 1981).

Dans le cas de la diffusion des particules mono dispersées, l'efficacité d'extinction croît avec la taille des particules, atteint un maximum, puis tend, en oscillant, vers la valeur asymptotique $Q_{ext} = 2$ (figure III.5).

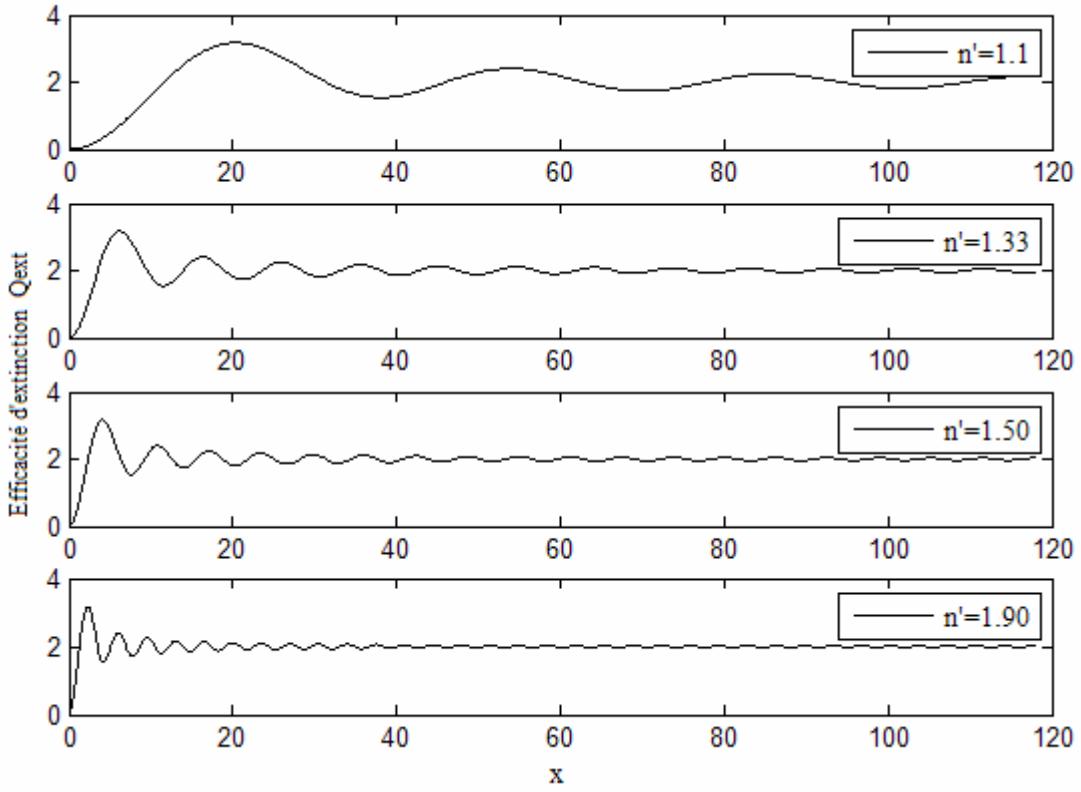


Figure III.5 : Variation de l'efficacité d'extinction en fonction du paramètre de taille $x = \frac{2\pi a}{\lambda}$ des particules, avec $\lambda = 532 \text{ nm}$, pour différentes valeurs de la partie réelle de l'indice de réfraction.

Dans le cas de sphères non homogènes ou de particules non sphériques, la définition à partir des règles empiriques d'un indice de réfraction équivalent qui prendra en compte les différents constituants de la particule est nécessaire [20]. Soit :

$$n_{equiv} = \sqrt{\frac{\sum_i n_i^2 V_i}{\sum_i V_i}} \quad (3.32)$$

où V_i et n_i sont respectivement la fraction volumique du constituant i et son indice de réfraction (réel ou complexe).

Considérons le cas particulier de la rétrodiffusion ($\theta = \pi$) des particules sphériques homogènes de grande dimension devant la longueur d'onde du système Lidar. Les sections efficaces de rétrodiffusion et d'extinction sont respectivement définies [4] par:

$$\sigma_\pi(a, \lambda, n) = \pi a^2 Q_\pi(x, n) \quad (3.33)$$

$$\sigma_{ext}(a, \lambda, n) = \pi a^2 Q_{ext}(x, n) \quad (3.34)$$

où Q_π et Q_{ext} représentent respectivement les facteurs d'efficacité de rétrodiffusion et d'extinction. Elles dépendent de l'indice de réfraction complexe n , du rayon a des particules et de la longueur d'onde λ de la lumière incidente à travers le paramètre de taille x défini plus haut (3.21).

Soit $N_p(a)$ la distribution dimensionnelle des particules (DDP) en suspension dans l'atmosphère. La distribution de taille des particules est un facteur important pour déterminer les caractéristiques optiques des nuages. La DDP désigne le nombre de particules par intervalle de rayon et par unité de volume, elle s'exprime en m^{-4} . Les coefficients de rétrodiffusion volumique $\beta_\pi(\lambda)$ et d'extinction $\alpha(\lambda)$ des particules homogènes sphériques, illuminées par une lumière de longueur d'onde λ , sont reliés aux sections efficaces correspondantes par [4, 28].

$$\beta_\pi(\lambda) = \int_0^\infty \sigma_\pi(a, \lambda, n) N_p(a) da \quad (3.35)$$

$$\alpha(\lambda) = \int_0^\infty \sigma_{ext}(a, \lambda, n) N_p(a) da \quad (3.36)$$

$N_p(a)da$ est le nombre de particules par unité de volume, dont le rayon est compris entre a et $a + da$.

Ce nombre $N_p(a)$ est souvent représentée par la fonction gamma [29, 30, 31].

$$N_p(a) = N_0 (2a)^\mu \exp(-2\Lambda a) \quad (3.37)$$

N_0 est le nombre totale de particule par unité de volume, Λ désigne la pente du logarithme de la distribution de taille, μ en est l'ordre, il permet de caractériser sa concavité ou sa convexité, suivant son signe. Dans le cas particulier où $\mu = 0$, on obtient une distribution exponentielle.

Une autre représentation du DDP est la distribution gamma modifiée. Initialement proposée par Khrgian et al. (1952)[32], par Deimendjian (1963, 1964 et 1969) [33, 34, 35], puis par Ulbrich (1983), Delrieu et al. (1991) et Russchenberg (1993) [36, 37, 38], elle est souvent utilisée pour décrire la distribution de taille des particules des nuages et brouillards. Qualifiée de distribution gamma modifiée de Deimendjian, elle s'exprime sous la forme:

$$N_p(a) = \nu_1 a^g \exp(-\nu_2 a^\gamma) \quad (3.38)$$

où ν_1 , ν_2 , g et γ sont des constantes positives obtenues par ajustement. Elle peut être aussi présentée sous la forme [4]:

$$N_p(a) = N_0 \frac{6^6}{5!} \frac{1}{a_m} \left(\frac{a}{a_m} \right)^6 e^{-6 \frac{a}{a_m}} \quad (3.39)$$

où a_m est le rayon moyen des particules.

La représentation graphique III.6 illustre ce résultat.

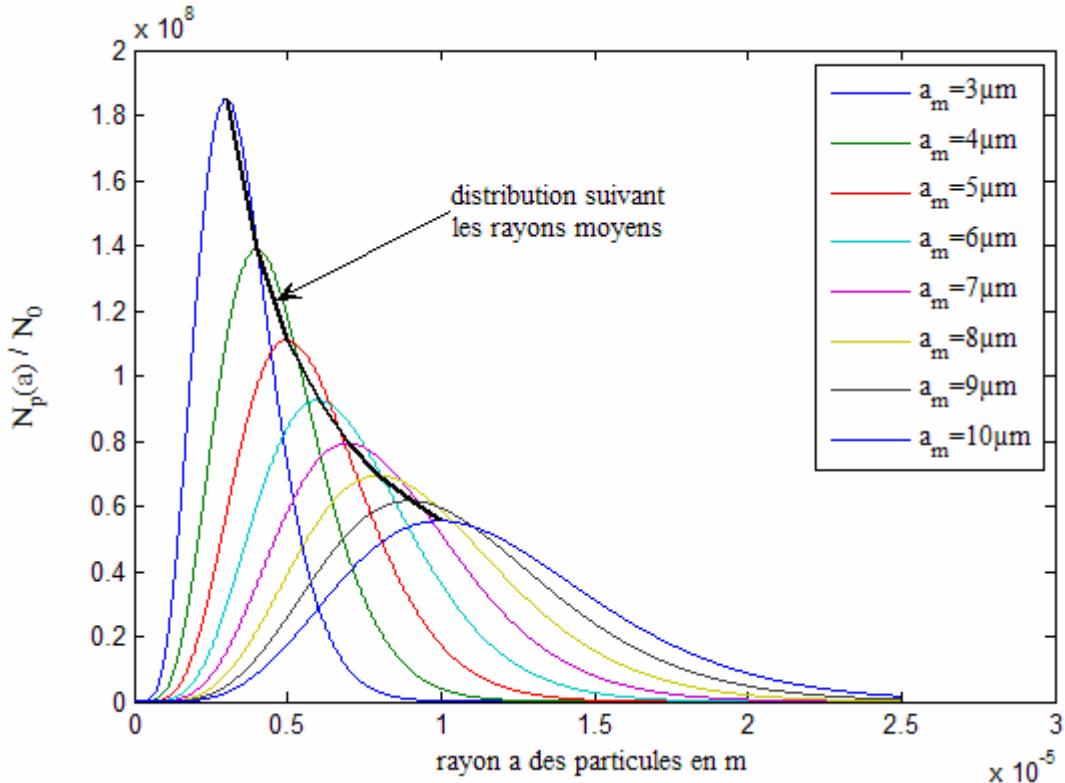


Figure III.6 : Représentation graphique de la distribution de taille des particules pour différents rayons moyens.

3.4.4– Diffusion Rayleigh

Dans le domaine visible, les molécules atmosphériques sont de très petits diffuseurs. La diffusion Rayleigh concerne ces particules qui ont un paramètre de taille $x = \frac{2\pi a}{\lambda}$ très petit devant l'unité. Le calcul de l'expression de l'intensité diffusée se simplifie alors notablement, comme l'a montré Lord Rayleigh en 1871 [39] pour une sphère homogène et isotrope [12]. En raison de leur polarisabilité électronique, elles se comportent comme des dipôles ponctuels en oscillations forcées, rayonnant à la fréquence de l'onde incidente. En effet, le champ électrique incident déforme le nuage électronique des molécules et provoque un moment dipolaire induit \vec{P} qui est proportionnel au champ électrique qui le produit [13]:

$$\vec{P} = \varsigma \cdot \vec{E}_i \quad (3.40)$$

On mesure cette capacité de déformation par la polarisabilité ς qui augmente avec le nombre d'électrons dans une molécule.

La condition de Rayleigh $\frac{2\pi a}{\lambda} \ll 1$ et l'isotropie de la polarisabilité permettent d'avoir [12]

$$\begin{pmatrix} S_2 & S_3 \\ S_4 & S_1 \end{pmatrix} = jk^3 \varsigma \begin{pmatrix} \cos \theta & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.41)$$

L'équation (3.8) prend alors la forme suivante [12, 25].

$$\begin{pmatrix} E_{\parallel diff} \\ E_{\perp diff} \end{pmatrix} = -\frac{e^{jk(R-z)}}{R} k^2 \varsigma \begin{pmatrix} \cos \theta & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\parallel i} \\ E_{\perp i} \end{pmatrix} \quad (3.42)$$

Le champ électrique de l'onde diffusée est alors donné par [12, 40] :

$$E_{diff} = \frac{k^2 P \cos \theta}{R} e^{-jkr} \quad (3.43)$$

avec $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ le nombre d'onde.

Les composantes $I_{\parallel diff}(\theta)$ et $I_{\perp diff}(\theta)$ de l'intensité diffusée par une particule à une distance $R >> \lambda$ se déduisent à partir des vecteurs de Poynting, comme l'indique la relation (3.9).

L'intensité diffusée I_{diff} sous un angle θ par rapport à la direction de propagation se met alors sous la forme [12, 41]:

$$I_{diff} = \sqrt{I_{\parallel diff}^2(\theta) + I_{\perp diff}^2(\theta)} = \frac{k^4 \zeta^2}{2R^2} (1 + \cos^2(\theta)) I_i \quad (3.44)$$

Pour une particule sphérique de volume V , on a [12]:

$$\zeta = \frac{3}{4\pi} \left| \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right| V = \left| \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right| a^3 \quad (3.45)$$

On a donc pour une lumière incidente non polarisée l'intensité diffusée qui s'exprime comme suit:

$$I_{diff} = \frac{8\pi^4 a^6}{R^2 \lambda^4} \left| \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right|^2 (1 + \cos^2 \theta) I_i \quad (3.46)$$

Pour une lumière incidente polarisée, on a :

$$\begin{cases} I_{\parallel diff} = \frac{16\pi^4 a^6}{\lambda^4 R^2} \left| \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right|^2 I_i \cos^2(\theta) \\ I_{\perp diff} = \frac{16\pi^4 a^6}{\lambda^4 R^2} \left| \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right|^2 I_i \end{cases} \quad (3.47)$$

Une distribution angulaire de l'intensité diffusée à une distance R est alors obtenue pour une lumière incidente polarisée ou non.

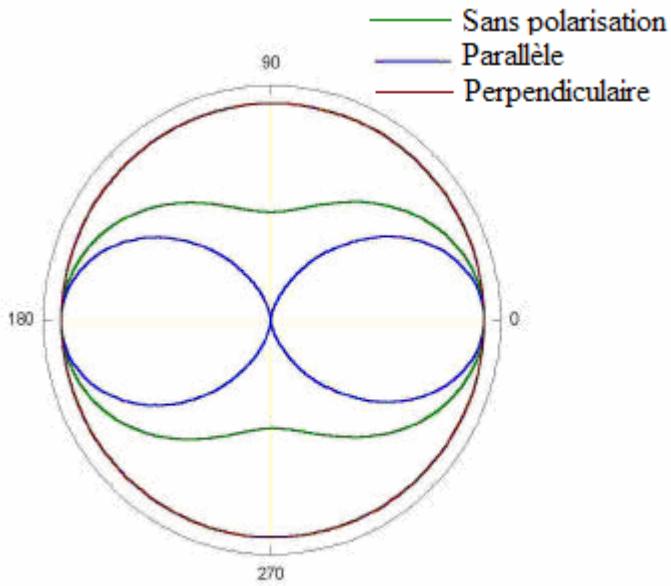


Figure III.7: Distribution angulaire normalisée de la diffusion Rayleigh pour des polarisations incidentes parallèle et perpendiculaire ainsi que pour une lumière incidente non polarisée.

Les sections efficaces de diffusion, d'absorption et de rétrodiffusion [12, 17, 25] sont obtenues par les relations :

$$\sigma_{\text{diff}} = \frac{128\pi^5 a^6}{3\lambda^4} \left| \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right|^2 \quad (3.48)$$

$$\sigma_{\text{abs}} = -\frac{8\pi^2 a^2}{\lambda} \text{Im} \left\{ \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right\} \quad (3.49)$$

$$\frac{d\sigma_\pi}{d\Omega} = \frac{16\pi^4 a^6}{\lambda^4} \left| \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right|^2 \quad (3.50)$$

Le flux diffusé ou rétrodiffusé diminue avec la longueur d'onde de l'émetteur. La caractéristique essentielle de la diffusion Rayleigh est sa dépendance en $\frac{1}{\lambda^4}$ qui favorise plus la transmission des courtes longueurs d'onde dans l'atmosphère. C'est ce comportement des molécules soumis à un rayonnement électromagnétique, qui explique le phénomène de la couleur bleue du ciel.
La fonction de phase moléculaire normalisée se réduit [4] à :

$$P_{\theta,m} = \frac{3}{16\pi} (1 + \cos^2 \theta) \quad (3.51)$$

Cette relation montre que la fonction de phase moléculaire est symétrique, sa valeur reste égale à $3/8\pi$ que ce soit une rétrodiffusion ($\theta = 180^\circ$), ou une diffusion vers l'avant ($\theta = 0^\circ$). Le coefficient de rétrodiffusion moléculaire pour une atmosphère contenant $N_0 = 2.55 * 10^{19}$ molécules par cm^{-3} au niveau de la mer, et pour une longueur d'onde λ est [4]:

$$\beta_{\pi,m} = 1.39 \left[\frac{550}{\lambda(\text{nm})} \right]^4 10^{-8} \text{ cm}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad (3.52)$$

Les deux processus de diffusion élastique que nous venons d'évoquer ne permettent cependant pas une étude complète des différents constituants de l'atmosphère. Des Lidars spécialisés se sont développés et exploitent en particulier la diffusion résonnante, la fluorescence, la diffusion Raman. D'autres types de Lidars basés sur le sondage par absorption différentielle, ou sur l'effet Doppler ont aussi été développés.

3.4.5 – Diffusion Raman

Mis en évidence en 1928 par le physicien indien Raman, la diffusion qui porte son nom résulte de l'excitation des transitions rotationnelles et vibratoires des molécules. Le principe est le même, il consiste à envoyer une lumière monochromatique sur un échantillon et à analyser la lumière diffusée. Les photons incidents sont détruits, leur énergie sert à créer (processus Stokes) ou détruire (processus anti-Stokes) des vibrations dans l'échantillon étudié. Le spectre d'émission Raman est caractéristique de la molécule étudiée. Beaucoup plus faible que la diffusion élastique, elle se manifeste par un décalage de la fréquence de l'onde incidente d'une quantité caractéristique de la molécule étudiée. En effet les photons sont diffusés selon deux fréquences:

$$\nu_d = \nu_0 \pm \nu_k \quad (3.53)$$

ν_d la fréquence diffusée, ν_0 la fréquence incidente et ν_k la fréquence propre de la particule.

Le signe (+) correspond au décalage vers les hautes fréquences, c'est le processus anti-Stokes. Le signe (-) correspond au décalage vers les basses fréquences, c'est le processus Stokes.

Un des avantages essentiels de ce processus est donc de pouvoir détecter simultanément plusieurs constituants à partir du même faisceau laser et d'obtenir ainsi une mesure précise des différents rapports de mélange par rapport à un constituant majoritaire comme l'azote dans l'air par exemple. D'autre part, le temps d'interaction court permet d'effectuer des mesures à toutes les altitudes. Cependant l'efficacité de ce processus reste faible puisque les sections efficaces de diffusion Raman sont inférieures de deux à trois ordres de grandeurs aux sections efficaces de diffusion de Rayleigh. La réponse en longueur d'onde est analogue à celle observée dans le cas de la diffusion Rayleigh qui est proportionnelle à λ^{-4} , ce qui justifie l'emploi de lasers émettant dans l'ultraviolet [42, 43].

3.4.6 – Absorption Différentielle : DIAL

La capacité de mesurer par absorption différentielle avec le Lidar, et de déterminer le profil des concentrations d'un certain nombre d'espèces moléculaires choisies dans l'air ambiant, est l'une des méthodes les plus utilisées pour mesurer la concentration des espèces en suspension dans l'atmosphère. Des systèmes de surveillance permanente des polluants basée sur DIfferential Absorption Lidar (DIAL), sont construits et utilisés dans plusieurs pays à travers le monde [44-50]. L'absorption différentielle, est basée sur un principe de mesure différentielle réalisée au moyen de deux Lasers avec deux longueurs d'onde différentes. Les longueurs d'ondes de ces Lasers sont choisies telles que, le premier Laser soit réglé sur une transition d'absorption élevée de l'espèce recherchée correspondant à λ_{on} , tandis que la longueur d'onde λ_{off} du second Laser est légèrement décalée vers le domaine des absorptions faibles et non spécifiques, c'est la longueur d'onde de référence. La détection de la lumière rétrodiffusée se fait simultanément aux deux longueurs d'ondes.

Dans le milieu, le coefficient d'extinction correspondant à chaque longueur d'onde, est la somme des coefficients de diffusion et d'absorption. Soit :

$$\alpha_{on}(z) = \beta_{on}(z) + \sigma_{on}(z).N(z) \quad (3.54)$$

$$\alpha_{off}(z) = \beta_{off}(z) + \sigma_{off}(z).N(z) \quad (3.55)$$

avec $\beta_{on}(z)$ et $\beta_{off}(z)$ les coefficients de diffusion, $\sigma_{on}(z)$ et $\sigma_{off}(z)$ les sections efficaces d'absorption correspondant à chaque longueur d'onde, $N(z)$ le nombre de molécules absorbées par unité de volume à une altitude z .

On obtient à partir de l'équation Lidar que nous explicitons dans la section 4.3.1,

$$\frac{P_{on}(z)}{P_{off}(z)} = \frac{A_{on}}{A_{off}} \frac{\beta_{\pi, on}(z)}{\beta_{\pi, off}(z)} \exp \left(-2 \int_{z_{ref}}^z [(\sigma_{on} - \sigma_{off}) N(z) + \beta_{on}(z) - \beta_{off}(z)] dz \right) \quad (3.56)$$

z_{ref} est une altitude de référence, A_{on} et A_{off} sont les constantes de l'équations Lidar, $\beta_{\pi, on}(z)$ et $\beta_{\pi, off}(z)$ sont les coefficients de rétrodiffusion totale (molécules et particules) à chaque longueur d'onde.

$N(z)$ peut être déterminée à partir de l'équation (3.56) comme:

$$N(z) = \frac{-1}{2\Delta\sigma} \frac{\partial}{\partial z} \left(\ln \left(\frac{P_{on}(z)}{P_{off}(z)} \right) \right) + \frac{1}{2\Delta\sigma} \frac{\partial}{\partial z} \left(\ln \left(\frac{\beta_{\pi, on}(z)}{\beta_{\pi, off}(z)} \right) \right) - \frac{1}{\Delta\sigma} [\beta_{on}(z) - \beta_{off}(z)] \quad (3.57)$$

où $\Delta\sigma = \sigma_{on} - \sigma_{off}$ est la section efficace différentielle d'absorption des gaz mesurés.

L'équation (3.57) peut être réécrite comme la somme de trois termes :

$$N(z) = N'(z) + \Delta N_\beta(z) + \Delta N_e(z) \quad (3.58)$$

Le premier terme $N'(z)$ est le terme principal. Il s'obtient directement à partir du rapport des signaux [4, 51] :

$$N'(z) = \frac{-1}{2\Delta\sigma} \frac{\partial}{\partial z} \left(\ln \left(\frac{P_{on}(z)}{P_{off}(z)} \right) \right) \quad (3.59)$$

$\Delta N_\beta(z)$ et $\Delta N_e(z)$ sont respectivement les termes de correction de rétrodiffusion et d'extinction.

Ils ne sont pas connus à priori et ont pour expression:

$$\Delta N_\beta(z) = \frac{1}{2\Delta\sigma} \frac{d}{dr} \left[\ln \left(\frac{\beta_{\pi,on}(z)}{\beta_{\pi,off}(z)} \right) \right] \quad (3.60)$$

$$\Delta N_e(z) = -\frac{1}{\Delta\sigma} [\beta_{on}(z) - \beta_{off}(z)] \quad (3.61)$$

La différentiation numérique à partir des données expérimentales dans l'utilisation de la méthode, a été abordée par plusieurs auteurs [52-55]. Les premières versions de la méthode DIAL supposaient que la différence entre la diffusion des aérosols et leur rétrodiffusion pour les deux longueurs d'onde considérées pouvait être négligée [56]. Plus tard, il a été établi que cette approximation pouvait entraîner d'énormes erreurs dans la mesure de leurs concentrations. Par conséquent, des méthodes pour corriger les erreurs systématiques qui proviennent de la diffusion des aérosols et des molécules ont été proposées par différents auteurs [57-64] qui se sont intéressés à ce problème.

En pratique, la méthode DIAL est le plus souvent utilisée pour la détection et le suivi de concentration du dioxyde de soufre (SO_2), du taux de la vapeur d'eau (H_2O) dans la troposphère, ou la teneur en ozone (O_3) dans la stratosphère. L'inconvénient principal de cette technique est la situation d'interférence ou de confusion possible avec les espèces qui absorbent dans la même région spectrale, par exemple le SO_2 avec O_3 dans l'ultraviolet, ou l'eau avec le CO_2 dans l'infrarouge.

3.4.7 – La Fluorescence

Elle correspond à une émission spontanée de photons à une longueur d'onde supérieure à la longueur d'onde incidente. La durée de vie des niveaux excités étant très longue devant le temps séparant deux collisions à basse altitude, l'utilisation de cette méthode d'observation est limitée à la haute stratosphère [65]. La nécessité de connaître avec précision les sections efficaces effectives rend l'interprétation des mesures très difficiles [66].

3.4.8 – Diffusion Résonnante

La diffusion résonnante, quant à elle, intervient lorsque la longueur d'onde d'émission de l'atome ou de la molécule est la même que la longueur d'onde excitatrice. Dès l'apparition des lasers à fréquence accordable, cette méthode a été utilisée pour détecter des atomes métalliques tels que le sodium, le potassium, le calcium qui existent à l'état d'atomes libres dans la haute atmosphère entre 80 et 100 km d'altitude [67-70], permettant ainsi de donner une modélisation de la physico-chimie de la haute atmosphère [71]. En effet, à travers des expériences à 610 nm sur le lithium, autre constituant métallique de la haute atmosphère, cette méthode a permis de détecter pour cet atome à 90 km, des concentrations de l'ordre de 1 par cm^3 [72]. Malheureusement les atomes libres n'existent en quantité importante dans l'atmosphère qu'aux altitudes supérieures à 50 km et, en ce qui concerne les principaux constituants comme l'oxygène ou l'hydrogène, les transitions de résonance sont situées dans l'ultraviolet lointain et donc inaccessible à partir du sol [73]. Ce type d'études semble être limité à l'étude de quelques constituants très particuliers et ne peut donner que des indications indirectes sur le comportement global de l'atmosphère. Cependant, c'est grâce à l'étude spectrale de la raie rétrodiffusée par le sodium qu'a pu être effectuée la première mesure directe à partir du sol, de la température de l'atmosphère neutre au niveau de la mésopause [74].

3.4.9 – Le Lidar Doppler

Le Lidar Doppler est le plus récent partenaire du Radar Doppler. Les dispositifs à effet Doppler exploitent le décalage en fréquence des photons rétrodiffusés par des particules en mouvement et renseigne sur leur vitesse moyenne [75]. La fréquence augmente si la cible se déplace vers l'émetteur, diminue si elle s'en éloigne, et reste inchangée si elle se déplace latéralement.

L'analyse permet de mesurer le décalage en fréquence $\Delta\nu$ entre l'onde émise et le rayonnement rétrodiffusé par les particules et permet de déduire leur vitesse moyenne V_m . Il est, en effet, bien connu que le décalage $\Delta\nu$ est proportionnel à V_m , suivant l'équation :

$$\Delta\nu = -\frac{2V_m}{\lambda} \quad (3.62)$$

Les premières applications ont été faites dans le domaine militaire pour identifier et localiser une cible. L'effet Doppler est utilisé dans plusieurs autres domaines, par exemple, en biométrie, pour caractériser un milieu dispersé par analyse d'une tâche de rétrodiffusion ou dans l'étude de l'atmosphère pour déterminer la vitesse des diffuseurs.

3.5 - Conclusion

La description et le but atteint par les différents types de Lidar montrent combien cet appareillage est devenu en quelques décennies un instrument quasi incontournable pour de multiples sondages. Il s'applique, en effet, autant en Physique de l'atmosphère, qu'en recherche de pollution et devient un auxiliaire précieux pour les géologues et les biologistes.

Les informations obtenues par sondage Lidar dépendent des processus microphysiques d'interaction de l'onde électromagnétique avec les particules et les molécules rencontrées.

Des caractéristiques associées à la diffusion de la lumière par ces éléments sont déterminées à partir des équations de Maxwell qui constituent les bases de la diffusion d'une onde électromagnétique.

L'interaction de la lumière Laser avec les particules implique deux processus de diffusion :

- Une diffusion élastique qui se produit sans échange d'énergie entre les photons incidents et la particule rencontrée, le photon étant alors diffusé sans changement de fréquence. C'est le cas de la diffusion Rayleigh et de celle de Mie qui concernent respectivement les particules de petites et grandes tailles devant la longueur d'onde d'émission.
- Une diffusion inélastique, plus difficilement détectable, qui se produit avec échange d'énergie avec les particules rencontrées. C'est le cas de la diffusion résonnante, de la fluorescence et de la diffusion Raman. La diffusion résonnante intervient lorsque l'atome ou la molécule a la même fréquence propre que celle du laser.

La dépendance de la diffusion avec la longueur d'onde telle qu'elle apparaît en diffusion résonnante nous a paru intéressante. Sans chercher particulièrement à détecter un type d'atome,

nous avons pensé que les réponses simultanées multi longueurs d'onde de l'atmosphère pouvaient donner des informations au moins, identiques et au mieux, complémentaires. C'est cette idée que nous développons au Chapitre VI en explicitant l'influence de la longueur d'onde sur la section efficace de diffusion quelle que soit la taille des particules.

Chapitre IV

Exploitation théorique du signal Lidar

4.1 – Introduction

L’analyse des signaux de rétrodiffusion nécessite qu’ils soient reliés à des grandeurs objectives du milieu atmosphérique. Pour ce faire, il faut adopter un modèle de transfert radiatif adapté au lidar. On peut, moyennant certaines hypothèses simplificatrices, réduire ce modèle à une équation unique appelée: équation lidar. Elle fait intervenir, outre les coefficients optiques propres à l’atmosphère, certaines caractéristiques de l’appareillage qu’il nous faut définir préalablement.

4.2 – Caractéristiques de l’appareillage

La géométrie des systèmes Lidar est définie par la disposition relative du faisceau laser et du champ de vue du détecteur (figure IV.1), qui caractérise les paramètres qui vont intervenir dans l’équation Lidar. Si l’axe du télescope est le même que celui du laser, on parle de Lidar mono-statique, sinon le Lidar est dit bi-statique.

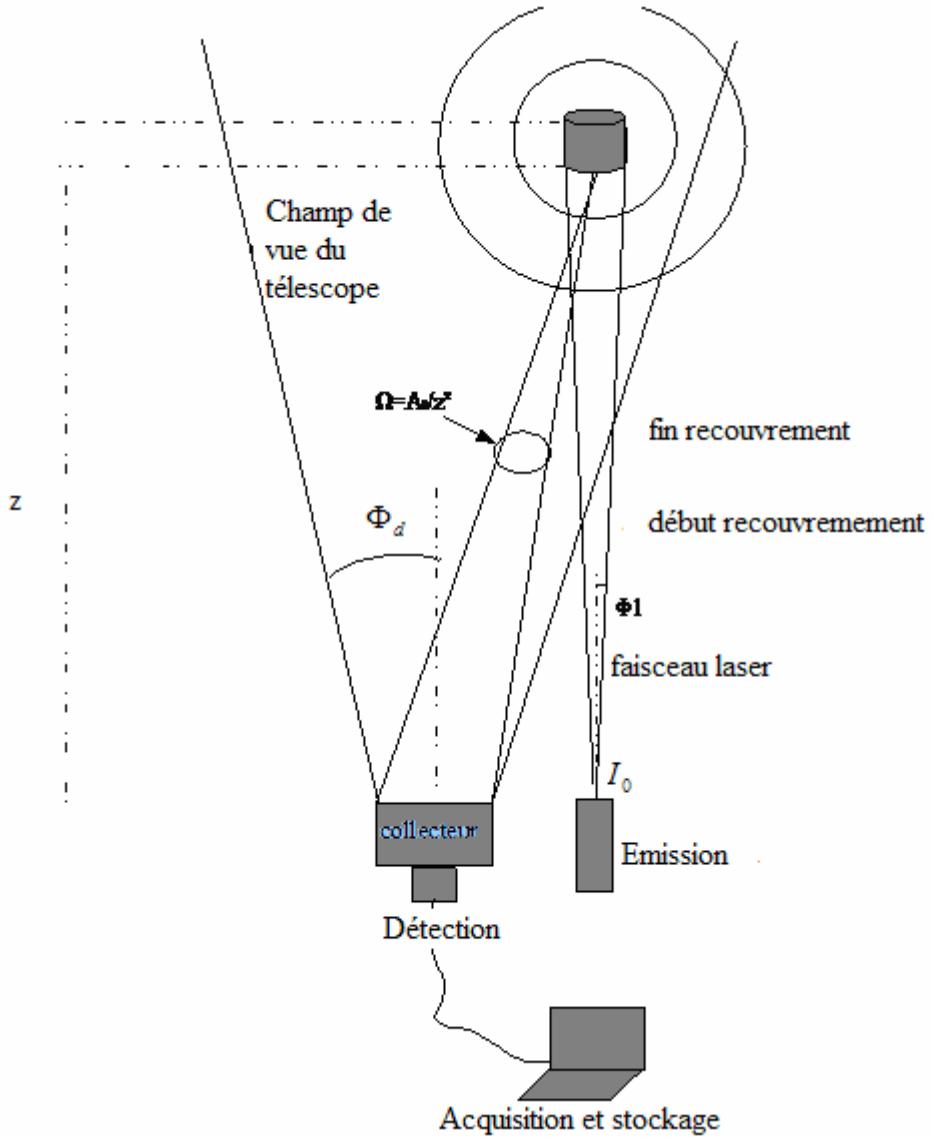


Figure IV.1 : Schéma d'un lidar bi-statique et illustration de la géométrie de rétrodiffusion

4.3 – Propriétés optiques des diffuseurs

Le milieu sondé constitue le milieu de propagation de l'onde électromagnétique. Ces propriétés optiques sont caractérisées par le coefficient d'extinction $\alpha(z)$ qui définit l'atténuation du faisceau laser au cours de sa propagation et par le coefficient de rétrodiffusion qui permet d'évaluer la capacité du milieu atmosphérique à diffuser vers l'arrière la lumière incidente du laser.

4.3.1 – Coefficient d’extinction

L’atténuation suivant la direction de propagation est due à la diffusion et à l’absorption. Elle est décrite par la loi de Beer Lambert.

Considérons une onde plane monochromatique, de longueur d’onde λ et d’intensité $I(z)$ traversant une épaisseur infinitésimale dz de milieu atmosphérique, comme l’illustre le schéma ci-dessous.

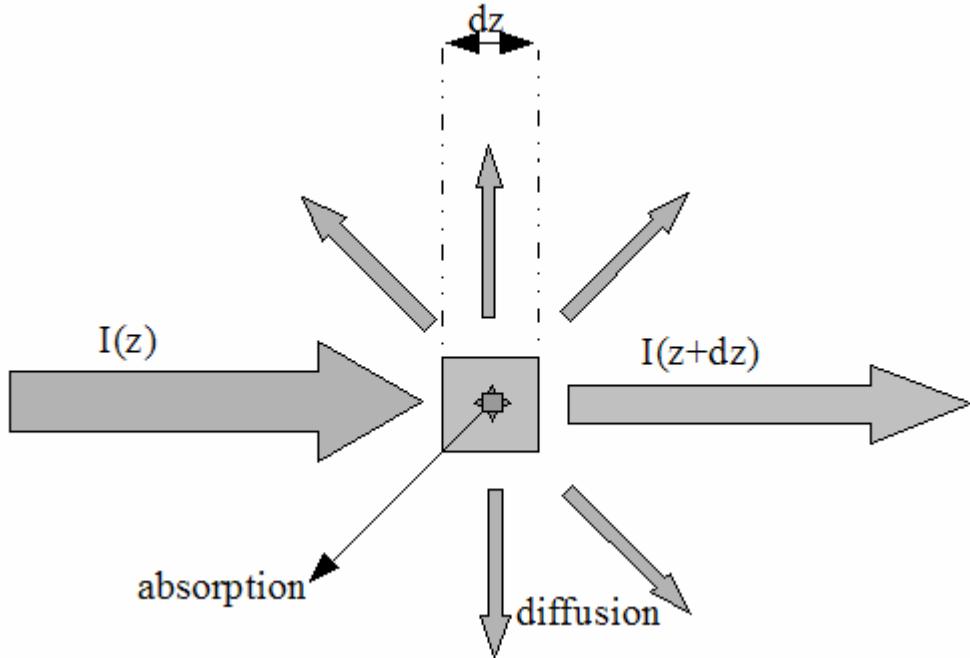


Figure IV.2 : Absorption et diffusion

L’intensité transmise $I(z + dz)$ est donnée par :

$$I(z + dz) = I(z) + dI(z) \quad (4.1)$$

avec

$$dI(z) = -\alpha(z)I(z)dz \quad (4.2)$$

On en déduit une atténuation exponentielle du faisceau incident :

$$I(z) = I_0 \exp \left(- \int_0^z \alpha(z) dz \right) \quad (4.3)$$

où I désigne l'intensité après traversée d'une tranche d'épaisseur z et I_0 , l'intensité incidente. Le facteur exponentiel décrit l'atténuation de l'intensité de la lumière. Le coefficient d'extinction (ou d'atténuation) $\alpha(z)$ est la probabilité par unité de longueur pour qu'un photon soit diffusé ou absorbé en un point donné de l'atmosphère. Le coefficient d'extinction est fondamentalement la somme de deux contributions, le coefficient de diffusion élastique $\beta(z)$ et le coefficient d'absorption $\gamma_A(z)$:

$$\alpha(z) = \beta(z) + \gamma_A(z) \quad (4.4)$$

Dans la pratique, on choisit les longueurs d'onde de telle manière que la contribution de l'absorption de la lumière soit négligeable.

4.3.2 – Coefficient de rétrodiffusion

Dans la géométrie de la plupart des Lidar, ce sont les photons diffusés dans la direction arrière par les particules qui représentent le signal recueilli. Les termes de la matrice de diffusion interviennent donc à priori essentiellement par leurs valeurs en $\theta = \pi$. On peut ainsi définir un coefficient de rétrodiffusion $\beta_\pi(z)$ tel que :

$$dI(z, \pi) = I(z) \beta_\pi(z) dz \quad (4.5)$$

$dI(z, \pi)$ est l'intensité élémentaire par unité d'angle solide, diffusée à 180° à la distance z par la couche d'épaisseur dz et $I(z)$ est l'intensité exprimée par la relation (4.3).

$\beta_\pi(z)$ s'exprime en $m^{-1} sr^{-1}$ et représente la fraction de l'énergie incidente rétrodiffusée par unité d'angle solide et de longueur, pour une longueur d'onde donnée et pour un état de polarisation déterminé du faisceau incident.

4.3.3 – Rapport d'extinction

Le rapport d'extinction ou rapport Lidar est une quantité caractéristique du milieu atmosphérique sondé, il est défini par :

$$\kappa = \frac{\beta_\pi(z)}{\alpha(z)} \quad (4.6)$$

Compte tenu de la grande variété de types de particules présentes dans l'atmosphère, la valeur de ce coefficient reste difficile à obtenir.

4.4 – Equation Lidar

L'équation classique Lidar rend compte de la diffusion des photons du faisceau laser par les particules atmosphériques à une altitude z donnée. Nous nous limitons d'abord à l'hypothèse d'une mono-diffusion c'est-à-dire qu'un photon diffusé dans une direction n'entrant pas dans le cône d'acceptance du collecteur ne sera pas détecté, comme l'illustre le schéma de la figure IV.3.

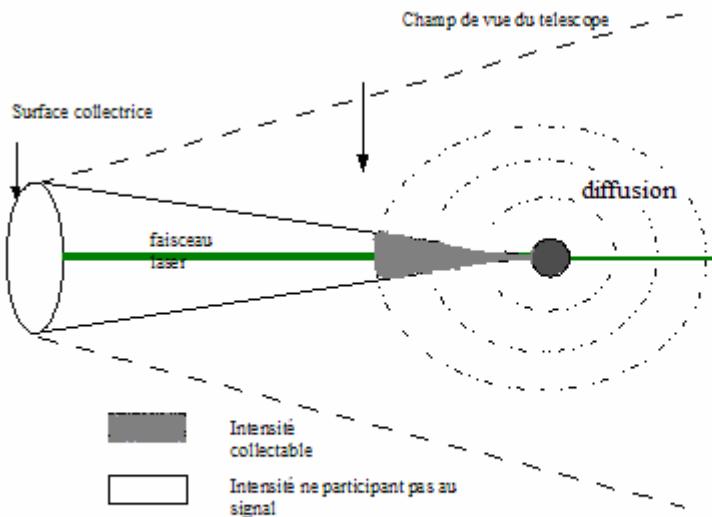


Figure IV.3 : hypothèse de la diffusion simple

Cette équation Lidar définit la puissance rétrodiffusée dans l'angle solide $\Omega = \frac{A_0}{z^2}$ en fonction des paramètres du système et des diffuseurs et traduit donc la distribution verticale du signal Lidar :

$$P(z, \lambda) = K I_0 q(z) \frac{A_0}{z^2} \beta_\pi(z, \lambda) \exp\left(-2 \int_0^z \alpha(z, \lambda) dz\right) \quad (4.7)$$

Dans laquelle :

- K est une constante instrumentale, prenant en compte les éléments optiques et

électroniques qui composent la chaîne de traitement de l'énergie lumineuse rétrodiffusée.

- I_0 représente la puissance initiale du faisceau en $J.s^{-1}$ ou W.
- A_0 est l'aire du récepteur en m^2
- $\alpha(z, \lambda)$ et $\beta_\pi(z, \lambda)$ ont été définis précédemment
- $q(z)$ est un facteur géométrique qui définit le recouvrement entre les champs de vue du laser et celui du télescope (voir figure IV.1). Il dépend de la colinéarité des axes du laser et du télescope, de la divergence du laser et du champ de vue du télescope. On a quelque soit l'altitude z,

$$0 < q(z) \leq 1. \quad (4.8)$$

Pour un alignement tel que les axes d'émission et de réception sont parallèles (montage bistatique), le paramètre $q(z)$ est nul au voisinage du lidar et égal à l'unité au-delà de quelques centaines de mètres (figure IV.4).

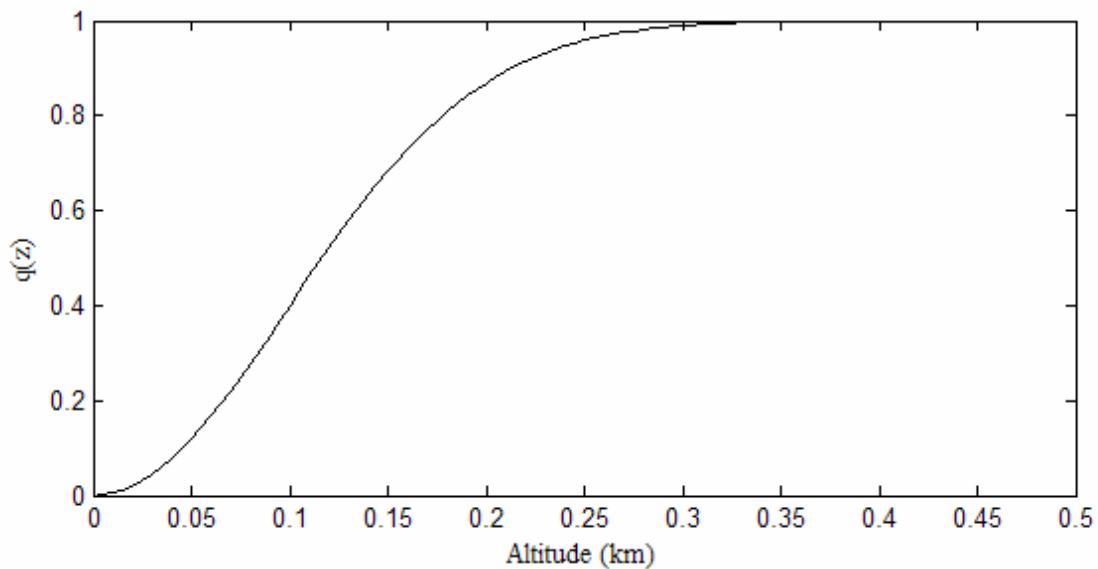


Figure IV.4: dépendance typique du facteur géométrique avec l'altitude

Dans la pratique, les données obtenues dans une région de recouvrement incomplet où $q(z) < 1$, sont généralement exclues. Quand le recouvrement est parfait, l'équation (4.7) prend la forme [76, 77] :

$$P(z, \lambda) = K I_0 \frac{A_0}{z^2} \beta_\pi(z, \lambda) \exp\left(-2 \int_0^z \alpha(z, \lambda) dz\right) \quad (4.9)$$

En regroupant toutes les constantes du système sous le terme $A_{sys} = K I_0 A_0$, l'équation (4.9) prend une forme plus simple:

$$P(z, \lambda) = A_{sys} \frac{\beta_\pi(z, \lambda)}{z^2} \exp\left(-2 \int_0^z \alpha(z, \lambda) dz\right) \quad (4.10)$$

Grâce à cette équation, on peut exploiter les signaux de rétrodiffusion et en extraire les profils verticaux des coefficients d'extinction $\alpha(z, \lambda)$ et de rétrodiffusion $\beta_\pi(z, \lambda)$ ainsi que d'autres propriétés microphysiques et optiques des particules. C'est l'inversion de l'équation Lidar.

4.5 –Inversion de l'équation Lidar en diffusion simple

L'inversion de l'équation Lidar exige des méthodes spécifiques et des algorithmes complexes pour déterminer ces coefficients. Mais c'est une tâche délicate pour des raisons de nature expérimentale et physique. En effet, les constantes d'étalonnage de l'appareillage regroupées dans A_{sys} sont généralement connues avec une précision insuffisante. En outre, les mesures obtenues ne sont souvent pas connues en valeur absolue mais seulement en valeur relative. Enfin, comme dans tous signaux, un filtrage s'avère souvent indispensable ainsi que des corrections de la ligne de base par suite d'éventuelles lumières parasites ou de dérive électronique, afin que le rapport signal sur bruit soit le plus élevé possible [78].

Mais la difficulté la plus importante vient du fait que les coefficients de rétrodiffusion $\beta_\pi(z, \lambda)$ et d'extinction $\alpha(z, \lambda)$ sont corrélés comme le montre l'équation (4.5). Pour les déterminer, il faut à priori faire une hypothèse sur la relation qui les relie.

De nombreux travaux traitent de l'inversion des signaux Lidar de rétrodiffusion et sont bien documentés dans les ouvrages [4, 79, 80, 81]. Nous nous proposons de présenter quelques méthodes utilisées pour inverser l'équation Lidar en diffusion simple.

4.5.1 - Méthode des pentes

Cette méthode fait partie des premières utilisées pour analyser les signaux Lidar [76, 82].

Dans un premier temps, on s'affranchit de la diminution, en fonction de l'altitude, de l'angle solide sous lequel on voit le télescope, en multipliant le signal $P(z, \lambda)$ par z^2 . La puissance obtenue en fonction de z est ainsi ramenée à une ouverture constante du télescope.

La forme logarithmique du signal Lidar, $\Psi(z, \lambda)$, est obtenue, en calculant le logarithme de $S(z, \lambda) = z^2 P(z, \lambda)$:

$$\Psi(z, \lambda) = \ln[S(z, \lambda)] = \ln(A_{sys}) + \ln(\beta_\pi(z, \lambda)) - 2 \int_0^z \alpha(z, \lambda) dz \quad (4.11)$$

Cette forme $S(z, \lambda)$ a pour avantage d'éliminer la décroissance en $1/z^2$ qui « écrasait » la réponse des perturbations, mais a l'inconvénient de favoriser le bruit c'est-à-dire de réduire le rapport signal/bruit. Nous détaillerons cette technique de traitement préalable du signal, avec des cas expérimentaux dans le chapitre suivant.

En dérivant, on obtient :

$$\left[\frac{\partial \Psi(z, \lambda)}{\partial z} \right]_\lambda = \frac{1}{\beta_\pi(z, \lambda)} \left[\frac{\partial \beta_\pi(z, \lambda)}{\partial z} \right]_\lambda - 2\alpha(z, \lambda) \quad (4.12)$$

Pour une atmosphère parfaitement homogène verticalement et une longueur d'onde déterminée, le coefficient de rétrodiffusion $\beta_\pi(z, \lambda)$ est supposé constant :

$$\frac{d\beta_\pi(z, \lambda)}{dz} = 0 \quad (4.13)$$

Donc, à $\lambda = cst$, le coefficient d'extinction se déduit de l'équation (4.12).

$$\alpha(z) = -\frac{1}{2} \frac{d\Psi(z)}{dz} \quad (4.14)$$

Si on considère des tranches successives d'atmosphère, d'épaisseur δz , il est alors possible de calculer ce coefficient, de pas en pas, pour tout le profil sondé :

$$\alpha(z) = -\frac{1}{2\delta z} [\Psi(z + \delta z) - \Psi(z)] \quad (4.15)$$

En pratique, on constate que le signal Lidar $\Psi(z)$ est assez bien représenté par une droite dans le cas d'une atmosphère non perturbée. Cela s'explique facilement par la décroissance exponentielle de la densité moléculaire qui intervient seule dans ce signal. On en déduit alors une estimation de $\alpha(z)$ qui est la pente du signal et qui se réduit à une constante.

Par contre, si l'atmosphère renferme des nuages, entre z_1 et z_2 , la réponse atmosphérique n'est linéaire qu'en dehors de ces nuages, c'est-à-dire lorsque les molécules d'air en sont seules responsables comme dans le cas précédent. On observe ainsi deux parties linéaires du signal, la première avant les nuages, la seconde, après ces derniers. Entre les deux, se situe la réponse spécifique aux particules de la perturbation dont la variation de la densité n'est plus une exponentielle décroissante. On note que les deux parties linéaires ne sont pas coaxiales mais présentent un décalage vertical qu'il est possible de mesurer expérimentalement. Ce décalage résulte de l'atténuation significative par les particules nuageuses du signal transmis. Cette atténuation étant liée au coefficient d'extinction, on voit que la méthode des pentes conduira, non seulement à $\alpha(z)$ moléculaire mais aussi à une détermination moyenne de $\alpha(z)$ dans le nuage, ces deux quantités étant sensiblement constantes.

La mise en œuvre de la méthode est très simple. L'écart mesuré entre les deux droites (en unité arbitraire) représente le double de l'épaisseur optique $\zeta = \alpha e$, e étant l'épaisseur géométrique moyenne de la perturbation. On en déduit le coefficient d'extinction moyen dans le nuage. La figure IV.5 en donne une illustration.

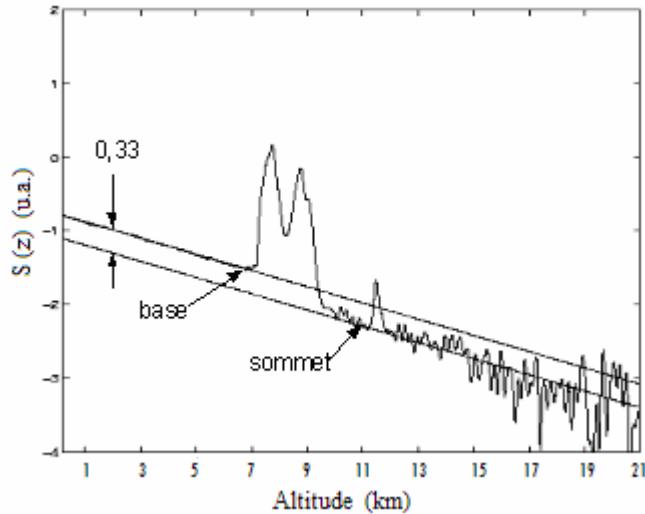


Figure IV.5 : Application de la méthode des pentes au signal Lidar enregistré le 10/01/2003 à 01h10mn à Thémis, pour $\lambda = 532\text{nm}$. L'épaisseur optique est 0.165 et le coefficient d'extinction moyen dans le nuage est 0.078 km^{-1} . La pente des parties linéaires est 0.104 km^{-1} et le coefficient d'extinction moléculaire est 0.052 km^{-1} .

La méthode des pentes est simple d'emploi mais, comme nous l'avons souligné, si le bruit est mal filtré, il est amplifié par le passage au logarithme et réduit le rapport signal/bruit et par conséquent la précision du résultat. En outre, l'hypothèse d'un coefficient de rétrodiffusion $\beta_\pi(z)$ constant est difficilement justifiable pour une atmosphère perturbée et la méthode ne donne aucune valeur de cette constante. C'est donc une technique qui ne permet qu'une approche des résultats [80, 83, 84, 85].

4.5.2 : Introduction d'une relation de puissance entre l'extinction et la rétrodiffusion

Si, comme il est prévisible, $\beta_\pi(z)$ n'est pas constant, c'est-à-dire : $\frac{d\beta_\pi(z)}{dz} \neq 0$, une relation liant $\alpha(z)$ et $\beta_\pi(z)$ s'avère nécessaire pour résoudre l'équation Lidar (4.12). Dès la fin des années 1950, Curcio et Knestric [86], Barteneva [87] se sont intéressés au lien entre l'extinction et la rétrodiffusion et une relation empirique entre ces coefficients a été proposée :

$$\beta_\pi(z) = B_1 [\alpha(z)]^{b_1} \quad (4.16)$$

dans laquelle le facteur B_1 et l'exposant b_1 sont des constantes.

Le paramètre le plus sensible est l'exposant b_1 . De nombreux auteurs ont montré, à partir de mesures expérimentales, qu'il dépend de la longueur d'onde du laser utilisé, des propriétés microphysiques du milieu et de la composition chimique des particules [88, 89, 90]. L'ordre de grandeur de sa valeur est $0.67 \leq b_1 \leq 1.0$ [86, 87, 88, 91].

En introduisant cette loi de puissance, l'équation (4.12) devient, à $\lambda = cst$:

$$\frac{d\Psi(z)}{dz} = \frac{b_1}{\alpha(z)} \frac{d\alpha(z)}{dz} - 2\alpha(z) \quad (4.17)$$

Diverses méthodes que nous allons rappeler ont tenté de résoudre cette dernière équation.

4.5.2.1 : Méthode d'inversion de Klett (solution instable)

L'équation (4.17) est connue sous le nom d'équation de Bernoulli.

En faisant le changement de variable $U(z) = \frac{1}{\alpha(z)}$, elle devient :

$$\frac{dU(z)}{dz} + \frac{U(z)}{b_1} \frac{d\Psi(z)}{dz} = -\frac{2}{b_1} \quad (4.18)$$

En considérant une altitude de référence z_{ref} (qui sera voisine de la source), la solution s'écrit :

$$U(z) = \left[U(z_{ref}) - \frac{2}{b_1} \int_{z_{ref}}^z \exp\left[\left(\frac{\Psi(z) - \Psi(z_{ref})}{b_1}\right)\right] dz \right] \exp\left(-\frac{\Psi(z) - \Psi(z_{ref})}{b_1}\right) \quad (4.19)$$

ce qui conduit à :

$$\alpha(z) = \frac{\exp\left(\frac{\Psi(z) - \Psi(z_{ref})}{b_1}\right)}{\alpha_{ref} - \frac{2}{b_1} \int_{z_{ref}}^z \exp\left(\frac{\Psi(z) - \Psi(z_{ref})}{b_1}\right) dz} \quad (4.20)$$

Cette solution dite de Klett est malheureusement instable [83, 92, 93, 94]. En effet, les deux termes du dénominateur ont le même ordre de grandeur et la fraction a une forte tendance à la divergence.

4.5.2.2 : Méthode d'inversion de Klett (solution stable)

Ce problème de divergence a pu être partiellement levé en choisissant d'intégrer l'équation (4.18) à partir d'une altitude de référence prise maintenant loin de la source. La solution est alors générée pour $z \leq z_{ref}$ à l'inverse du cas précédent.

La solution devient [83, 95] :

$$\alpha(z) = \frac{\exp\left(\frac{\Psi(z) - \Psi(z_{ref})}{b_1}\right)}{\frac{1}{\alpha_{ref}} + \frac{2}{b_1} \int_z^{z_{ref}} \exp\left(\frac{\Psi(z) - \Psi(z_{ref})}{b_1}\right) dz} \quad (4.21)$$

Ce changement apparemment simple a une incidence significative sur le comportement de la solution. Des simulations numériques montrent dans ce cas, en effet, que $\alpha(z)$ diverge peu même si α_{ref} évolue sur un intervalle important [83, 95]. Mais le problème de la connaissance de b_1 et B_1 dans la loi de puissance et surtout de l'atténuation de référence α_{ref} en haute altitude se pose crucialement.

4.5.3 : Méthode de Platt

A partir de l'équation (4.10), Platt définit le coefficient de rétrodiffusion mesurée $\beta'_\pi(z)$, suivant :

$$\beta'_\pi(z) = \frac{P(z)z^2}{A_{sys}} = \beta_\pi(z) \exp[-2 \int_0^z \alpha(z) dz] \quad (4.22)$$

La relation entre coefficients d'extinction et de rétrodiffusion est prise maintenant sous la forme simplifiée en prenant $b_1 = 1$, soit $\beta_\pi = B_1 \alpha$.

En intégrant les deux membres de l'équation (4.22) de 0 à z , on aboutit à l'expression du coefficient de rétrodiffusion:

$$\beta_\pi(z) = \beta'_\pi(z) \left[1 - \frac{2}{B_1} \int_0^z \beta'_\pi(z) dz \right]^{-1} \quad (4.23)$$

On en déduit le coefficient d'extinction :

$$\alpha(z) = \beta'_\pi(z) \left[B_1 - 2 \int_0^z \beta'_\pi(z) dz \right]^{-1} \quad (4.24)$$

On note que dans ces calculs, Platt n'a pas pris en compte le terme de diffusion multiple. Mais ces solutions dépendent de B_1 inconnue à priori et de la constante du système A_{sys} .

4.6 – Inversion de l'équation Lidar en diffusion multiple

L'équation Lidar (4.10) a été établie avec l'hypothèse d'une diffusion simple des photons. Mais leur comportement peut être plus complexe. Ces photons, en effet, peuvent aussi avoir subi plusieurs diffusions avant d'être recueilli par le télescope. On parle alors de diffusion multiple qui est plus favorisée par un milieu dont la densité est élevée.

On conçoit ainsi, dans ce cas, que le télescope reçoit un surplus de photons par rapport à la simple réception de photons monodiffusés.

La diffusion multiple est donc un élément qui altère les procédures d'inversion exposées précédemment.

4.6.1 – Mise en évidence expérimentale de la diffusion multiple

La présence d'une contribution de la diffusion multiple dans un signal Lidar obtenu après sondage des nuages a été démontrée expérimentalement par deux séries d'expériences.

D'abord, Pal et Carswell [96] ont effectué des mesures de dépolarisation dans les nuages d'eau. La théorie de diffusion simple prédit, pour les gouttelettes d'eau, un taux de dépolarisation nul. Or ces auteurs ont mesuré ces taux de dépolarisation et ont trouvé des valeurs non nulles, ce qui est une preuve de la diffusion multiple.

Allen et Platt [97], pour leur part, sont intervenus sur le miroir du télescope afin de restreindre la zone d'observation du détecteur aux champs de vue supérieurs à la divergence du laser. Par cette action, les photons simplement diffusés ne sont plus détectés, parce que bloqués par le cache et seuls les photons multidiffusés sont détectés. Cette méthode permet clairement une observation directe de la contribution de la diffusion multiple.

4.6.2 – Approches de solution de l'équation Lidar en diffusion multiple

La diffusion multiple devient particulièrement gênante dans le cas de sondages à partir de satellites [96-99]. Le volume spatial sondé est, en effet, nettement plus important que pour des mesures à partir du sol, comme nous l'avons vu dans le paragraphe 3.2 et la diffusion multiple a plus de probabilité de s'y produire.

Des efforts ont été menés pour mettre au point des modèles prenant en compte cet effet parasite. La méthode la plus utilisée s'appuie sur des techniques de simulations de Monte Carlo, qui se basent sur le trajet aléatoire du photon dans un milieu dense [100, 101]. Des simulations de Monte Carlo ont montré que le signal Lidar pouvait aussi être traité comme un signal de diffusion simple en supposant une réduction de l'épaisseur optique correspondante.

Platt, pour sa part, considère que, tant que l'épaisseur optique reste modérée ($\zeta \leq 2$), ce qui est la caractéristique d'un signal significatif, la contribution de la diffusion multiple peut être prise en compte sans modifier la forme globale de l'équation Lidar. Par contre il modifie le facteur de

transmission: $T(z, \lambda) = \exp\left[-\int_0^z \alpha(z, \lambda) dz\right]$ qui intervient dans cette équation en introduisant un

coefficient phénoménologique, $\eta < 1$, appelé coefficient de diffusion multiple.

Le facteur de transmission devient :

$$T'(z, \lambda) = \exp\left[-\eta \int_0^z \alpha(z, \lambda) dz\right] \quad (4.25)$$

Tout se passe ainsi comme si le coefficient d'extinction diminuait. Pour de grosses particules, le théorème de Babinet conduit à $0.5 < \eta < 1$ et η peut même atteindre 0.4 comme limite inférieure, ce qui correspond par exemple à des cristaux de glace.

L'équation (4.25) devient :

$$T'(z, \lambda) = \exp\left[-\int_0^z \alpha'(z, \lambda) dz\right] = \exp[-\zeta'(z)] \quad (4.26)$$

dans laquelle $T'(z, \lambda)$ est la transmission apparente qui remplace $T(z, \lambda)$, $\alpha'(z, \lambda)$ l'extinction apparente, $\zeta'(z)$ l'épaisseur optique apparente.

Cette démarche, cependant, reste empirique et une bonne pratique expérimentale est nécessaire pour une estimation raisonnable de η .

Reichardt S. et Reichardt J. [102], puis Mitrescu [103], présente un modèle qui décrit la contribution de la diffusion multiple au signal rétrodiffusé à partir des ordres de diffusion dans une fonction polynôme. Leur méthode s'applique dans les conditions d'un nuage homogène ce qui suppose un rapport lidar $\kappa = \frac{\beta_\pi(z)}{\alpha(z)}$ constant dans le nuage.

Une autre voie possible d'investigation est donnée par la technique de suivi de rayon (ray-tracing en anglais) développée par Kunkel et Weinman [104]. Cette technique est supposée prendre en compte automatiquement les effets de diffusion multiple. Le trajet du faisceau laser auquel on associe un vecteur de Stokes S , est suivi dans sa progression dans l'atmosphère, ses propriétés de polarisation étant modifiées par ses interactions successives avec les particules du milieu environnant. Lors de ces interactions, une certaine quantité d'énergie, dépendant des propriétés optiques de la particule rencontrée, est renvoyée vers le détecteur qui la comptabilise. Lorsqu'un nombre suffisant de faisceaux est envoyé, il devient possible de restituer la matrice de Mueller du milieu simulé [105].

Une fois que la distribution verticale de la matrice de rétrodiffusion F du milieu est connue, il est possible de restituer les propriétés d'un faisceau incident de vecteur de Stokes S_i rétrodiffusé à n'importe quelle altitude z . Le vecteur de Stokes S_d du faisceau rétrodiffusé sera donné par $S_d(z) = F(z).S_i$. Il devient alors possible de restituer le comportement de rétrodiffusion d'un milieu de composition voulue. L'impact de certains paramètres (forme des cristaux, concentrations, épaisseur optique de la couche nuageuse) sur les propriétés du faisceau diffusé peut alors être estimé, notamment sur son état de polarisation.

4.7 - Conclusion

Le rappel que venons d'exposer est un historique de l'évolution mathématique et physique de l'approche des Lidaristes.

Nous avons vu que le traitement de l'équation Lidar était souvent accompagné d'hypothèses simplificatrices et rendu plus difficile par l'intervention de la diffusion multiple. Celle-ci est d'autant plus importante que le télescope a un grand champ de vue et que le sondage atmosphérique concerne une région d'épaisseur optique importante.

En fait, de nombreuses études et simulations ont montré que pour un Lidar au sol, le pourcentage de photons multidiffusés était très inférieur à 7 % du total.

Dans le cas des sondages de nuit sur le site de Thémis, on peut envisager un détecteur de plus grande ouverture sans risque de rehausser les phénomènes de diffusion multiple [106].

Pour notre part, nous avons préféré une méthode de modélisation pour rendre compte du signal expérimental à partir de l'équation Lidar et n'avons pratiquement pas considéré la multidiffusion.

Chapitre V

Modélisation analytique du signal Lidar monochromatique, Application aux signaux expérimentaux

5.1 – Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté l'équation Lidar et les méthodes usuelles d'inversion de cette équation. Ces méthodes, plus ou moins précises, se basent sur des hypothèses simplificatrices pour la détermination des coefficients d'extinction et de rétrodiffusion.

Dans ce chapitre, nous présentons une voie un peu différente qui permet de retrouver l'équation Lidar en diffusion simple. La relation de départ se fonde sur la proportionnalité existant entre le coefficient d'extinction et la densité du milieu atmosphérique, ce qui entraîne la proportionnalité inverse avec le libre parcours moyen des photons. La considération, ensuite, du facteur de transmission et des hypothèses sur la géométrie du système et des particules conduisent à une expression de l'équation Lidar facilement utilisable. C'est cette méthode que Saka et Snabre [106, 107], ont utilisée et que nous reprenons.

Nous verrons qu'à l'aide de lois théoriques simples décrivant l'évolution du libre parcours moyen dans les perturbations, la loi d'évolution dans l'atmosphère pure étant déjà connue, nous pouvons obtenir un signal théorique qui modélise la réponse Lidar globale d'une atmosphère perturbée. Des calculs successifs avec ces lois théoriques nous ont permis d'affiner la modélisation Lidar jusqu'à atteindre une très bonne représentation, très proches des signaux expérimentaux.

Ce modèle a ainsi pu être mis à profit pour interpréter des signaux expérimentaux par ajustage des paramètres qui conduisent à la détermination d'importantes propriétés du milieu sondé telles que l'altitude des nuages, leur épaisseur géométrique, la taille des particules dans les nuages et le profil de leur densité.

5.2 - Taux de transmission et expression du signal lidar pour une atmosphère standard

Considérons une source ponctuelle de lumière qui émet des photons monochromatiques de longueur d'onde λ , sous une incidence θ . Ces photons peuvent être diffusés par différentes espèces i de l'atmosphère, que sont les molécules pour une atmosphère claire ou les particules contenues dans les nuages. Supposons que la diffusion s'effectue au point N situé à une distance r de son point d'émission. Si h est la position en altitude du Lidar, on a : $z = h + r \cos \theta$ (figure V.1).

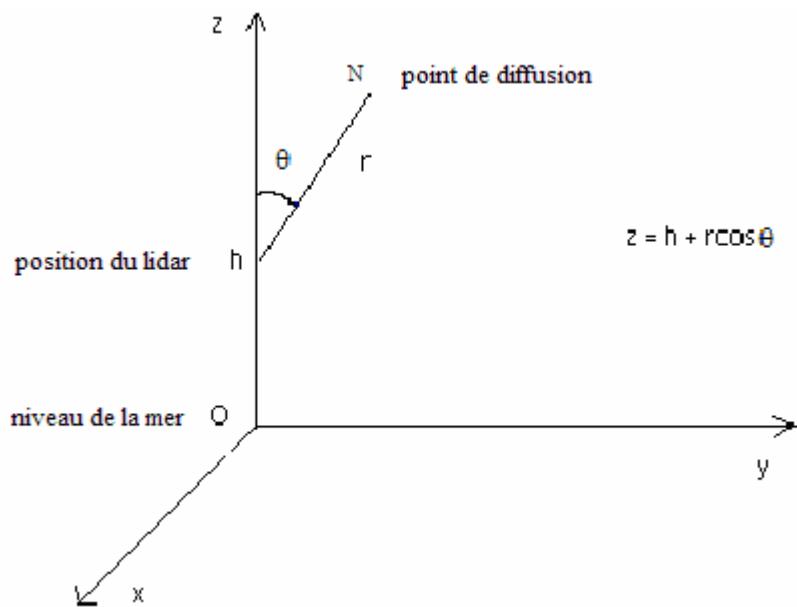


Figure V.1 : Grandeur caractéristiques de l'expérience Lidar (h, r, z, θ)

5.2.1 - Taux de transmission

Rappelons que la variation $dI(\lambda, h, r)$ de l'intensité incidente $I(\lambda, h, r)$ par diffusion à la traversée d'une couche élémentaire sur une longueur dr par les photons est :

$$\frac{dI(\lambda, h, r)}{I(\lambda, h, r)} = -\alpha(\lambda, h, r)dr \quad (5.1)$$

$\alpha(\lambda, h, r)$ est le coefficient d'atténuation ou d'extinction (défini dans la section 4.3.1) que certains auteurs appellent aussi surface efficace de diffusion par unité de volume au point de diffusion [106].

D'autre part, la relation entre ce coefficient d'atténuation et le libre parcours moyen est :

$$\alpha(\lambda, h, r) = \frac{1}{\Gamma(\lambda, h, r)} \quad (5.2)$$

En généralisant à i espèces de particules, on obtient :

$$\alpha(\lambda, h, r) = \sum_i \alpha_i(\lambda, h, r) = \sum_i \frac{1}{\Gamma_i(\lambda, h, r)} \quad (5.3)$$

où $\Gamma_i(\lambda, h, r)$ est le libre parcours moyen des photons pour une espèce i .

A partir du coefficient d'extinction, nous définissons le taux de transmission $T(\lambda, h, r)$ à travers une couche d'épaisseur $r \cos \theta$, il représente la probabilité pour un photon de parcourir une distance r sans être diffusé. Il dépend de la nature du milieu, de l'incidence du photon et de la longueur d'onde λ de la radiation incidente. On a:

$$T(\lambda, h, r) = \frac{I(\lambda, h, r)}{I(\lambda, h, r=0)} = \exp\left(-\int_0^r \sum_i \frac{1}{\Gamma_i(\lambda, h, r)} dr\right) \quad (5.4)$$

Nous considérons d'abord le cas d'une atmosphère standard. Nous avons donné dans la section 2.1 l'évolution de la pression selon le modèle standard (figure II.3.b). On peut représenter la pression en fonction de l'altitude par une fonction unique, décrivant une exponentielle décroissante

$$P = P_0 e^{-\chi} \quad (5.5)$$

P_0 étant la pression atmosphérique au niveau de la mer et χ une constante de décroissance de la pression. Soit la figure ci-dessous qui justifie cette approximation:

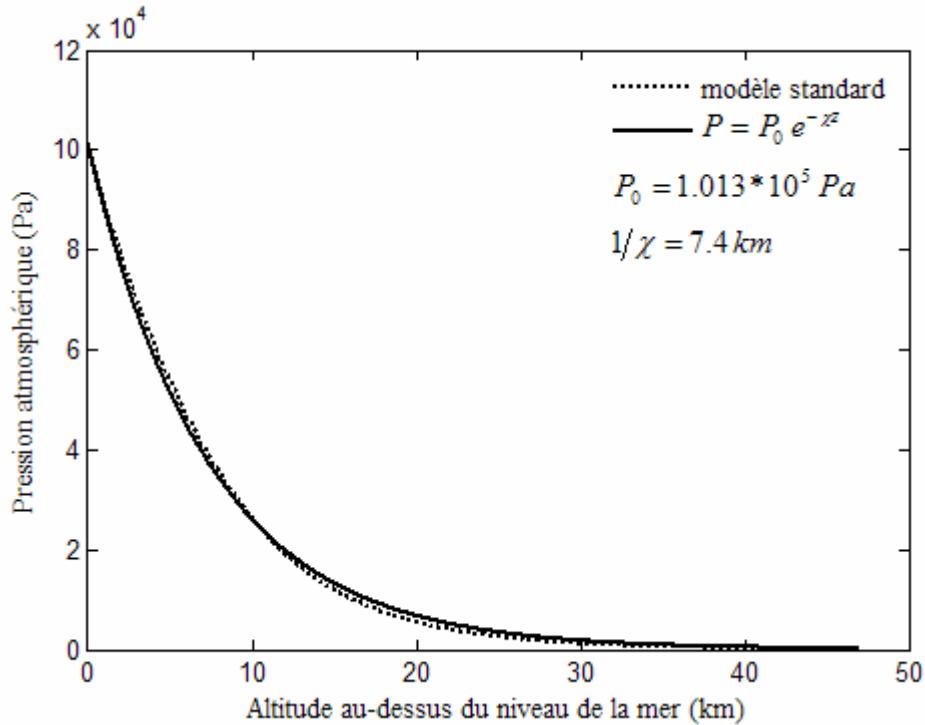


Figure V.2 : Evolution de la pression atmosphérique avec l'altitude

La densité moléculaire, c'est à dire l'encombrement moléculaire de l'espace, suit une évolution similaire, soit

$$d = d_{0a} e^{-\chi z} \quad (5.6)$$

d_{0a} désignant la densité au niveau de référence $z = h$ et $\frac{1}{\chi}$, une longueur caractéristique de la

décroissance de la densité moléculaire de l'air.

Notons que cette densité est proportionnelle au coefficient d'extinction. Elle est donc inversement proportionnelle au libre parcours moyen des photons dans ce milieu et on peut donc écrire :

$$\Gamma(\lambda, h, z) = \Gamma_{0a}(\lambda, h) e^{\chi z} \quad (5.7)$$

$\Gamma_{0a}(\lambda, h)$ désignant le libre parcours moyen des photons au niveau de référence.

On en déduit pour le coefficient d'extinction :

$$\alpha(\lambda, h, r) = \frac{1}{\Gamma_{0a} e^{\chi(h+r \cos \theta)}} \quad (5.8)$$

A partir de la relation (5.4) nous obtenons alors le taux de transmission à travers une atmosphère standard, c'est-à-dire non perturbée :

$$T(\lambda, h, r) = \exp\left(\frac{e^{-\chi r \cos \theta} - 1}{\Gamma_{0a} \chi e^{\chi h} \cos \theta}\right) \quad (5.9)$$

En posant, $L = \chi r \cos \theta$ et $M = \Gamma_{0a} \chi e^{\chi h} \cos \theta$, cette expression prend la forme :

$$T(\lambda, h, r) = \exp\left(\frac{e^{-L} - 1}{M}\right) \quad (5.10)$$

5.2.2 - Expression du signal lidar

La puissance $P(r)$ reçue par le télescope du Lidar, correspond aux photons ayant subi une rétrodiffusion au point N, à la distance r de la source (figure V.1), en direction du télescope. Dans l'approche de Saka-Snabre, cette puissance $P(r)$ fait intervenir l'intensité émise par la source, la probabilité $\alpha(\lambda, h, r) = -\frac{1}{I_{r=0}} \left(\frac{\partial I}{\partial r} \right)_\lambda$ pour un photon de subir une diffusion à la distance r , la probabilité P_π de diffusion dans la direction arrière, la probabilité K d'absorption des photons par une particule, le taux de transmission $T(r)$ dans la couche d'épaisseur $r \cos \theta$, le facteur correctif $c(r, R_t)$ associé aux corrections d'angle solide et fonction de l'anisotropie des centres diffuseurs, où R_t est le rayon du télescope. Remarquons que ce facteur correctif est pris en compte dans l'équation Lidar (4.10), à travers les constantes du systèmes que nous avons désignées par A_{sys} .

On a :

$$\begin{aligned} P(\lambda, h, r) &= -c(r, R_t)(1-K)P_\pi \frac{1}{I(\lambda, h, r=0)} \frac{\partial I(\lambda, h, r)}{\partial r} T^2(\lambda, h, r) \\ &= c(r, R_t)(1-K)P_\pi \alpha(\lambda, h, r) \exp\left(-2 \int_0^r \alpha(\lambda, h, r') dr'\right) \end{aligned} \quad (5.11)$$

En exprimant $S(\lambda, h, r) = P(\lambda, h, r) \frac{r^2}{R_t^2}$ et en prenant le logarithme, nous obtenons :

$$\ln S(\lambda, h, r) = \ln \left[c(r, R_t) (1 - K) P_\pi \frac{r^2}{R_t^2} \right] + \ln [\alpha(\lambda, h, r)] - 2 \int_0^r \alpha(\lambda, h, r) dr \quad (5.12)$$

Le milieu diffusant étant constitué de plusieurs espèces i , caractérisées chacune par une fraction volumique v_i , une probabilité de diffusion arrière $P_{\pi i}$ et une probabilité d'absorption K_i , nous avons :

$$K = \frac{\sum_i v_i K_i}{\sum_i v_i} \quad (5.13)$$

$$P_\pi = \frac{\sum_i v_i P_{\pi i}}{\sum_i v_i} \quad (5.14)$$

L'expression (5.10) peut ainsi se généraliser à i espèces :

$$\ln S(\lambda, h, r) = \ln \left[c(r, R_t) (1 - K) P_\pi \frac{r^2}{R_t^2} \right] + \ln \left[\sum_i \alpha_i(\lambda, h, r) \right] - 2 \int_0^r \sum_i \alpha_i(\lambda, h, r) dr \quad (5.15)$$

En notant θ_m l'angle minimum entre le cône d'ouverture θ_b , l'angle d'ouverture du récepteur et l'angle sous lequel le photon ‘voit’ le récepteur et dans le cas particulier d'une ouverture du récepteur de l'ordre de 90° , le facteur de correction s'écrit :

$$c(r, R_t) = \frac{1 - \cos \theta_m}{2(1 - g_b)} = \frac{R_t^2}{4(1 - g_b)r^2} \quad (5.16)$$

g_b , étant un facteur d'asymétrie.

Dans les conditions d'une diffusion isotrope conservatrice, on peut prendre :

$$g_b = 0.5, \quad P_\pi = 0.5, \quad K = 0.$$

L'équation (5.15) devient alors :

$$\ln S(\lambda, h, r) = \ln \left[\frac{1}{4} \right] + \ln \left[\sum_i \alpha_i(\lambda, h, r) \right] - 2 \int_0^r \sum_i \alpha_i(\lambda, h, r) dr \quad (5.17)$$

Remarquons que dans le cas de grosses particules, la diffusion étant plus dirigée vers l'avant, le facteur d'asymétrie g_b peut prendre une valeur supérieure à 0.5, mais la seule incidence sur l'équation (5.17) concerne le terme constant $\ln\left[\frac{1}{4}\right]$, et dans cette éventualité, cela se traduirait graphiquement par un faible décalage en amplitude du signal.

Cette forme de l'équation Lidar, (5.17), est celle que nous utilisons dans la suite de notre travail et nous admettons que les hypothèses précédentes sont valables pour toute situation atmosphérique.

En particulier, pour une atmosphère standard, en tenant compte de la relation (5.7), l'équation (5.17) conduit à :

$$\ln S(z, h, \lambda) = \ln\left(\frac{1}{4}\right) + \ln\left(\frac{1}{\Gamma_{0a}}\right) - \chi z + \frac{2}{M} (e^{-\chi L} - 1) \quad (5.18)$$

Pour une atmosphère perturbée nous considérons qu'elle résulte de la superposition de l'atmosphère standard et de particules dont la densité dans le (ou les) nuage(s) peut être variable avec l'altitude [108].

Cette hypothèse est nouvelle parce que dans d'autres travaux [106, 107, 109, 110] la densité des particules à l'intérieur des nuages est supposée constante. Plus précisément, ils considèrent que le nuage est homogène, d'épaisseur E , situé entre les altitudes A et $A+E$ et constitué de particules sphériques identiques de diamètre plus grand que la longueur d'onde ($\lambda = 0.5\mu m$) incidente. Cette approche conduit au signal Lidar dont la forme analytique est la suivante [106], $\Gamma_N = Cste$ représentant le libre parcours moyen dans le nuage :

$$\ln S(z, h, \lambda) = \begin{cases} \ln\left(\frac{1}{4\Gamma_{0a}}\right) - \chi r \cos \theta - \chi h + \frac{2}{M} (e^{-\chi r \cos \theta} - 1) & h \leq h + r \cos \theta \leq A \\ \ln\left(\frac{1}{4}\right) + \ln\left[\frac{e^{-\chi(h+r \cos \theta)}}{\Gamma_{0a}} + \frac{1}{\Gamma_N}\right] + \frac{2}{M} (e^{-\chi r \cos \theta} - 1) - \frac{2(h+r \cos \theta - A)}{\Gamma_N \cos \theta} & A \leq h + r \cos \theta \leq A + E \\ \ln\left(\frac{1}{4\Gamma_{0a}}\right) - \chi r \cos \theta - \chi h + \frac{2}{M} (e^{-\chi r \cos \theta} - 1) - \frac{2E}{\Gamma_N \cos \theta} & h + r \cos \theta \geq A + E \end{cases} \quad (5.19)$$

La figure V.3 illustre ce résultat :

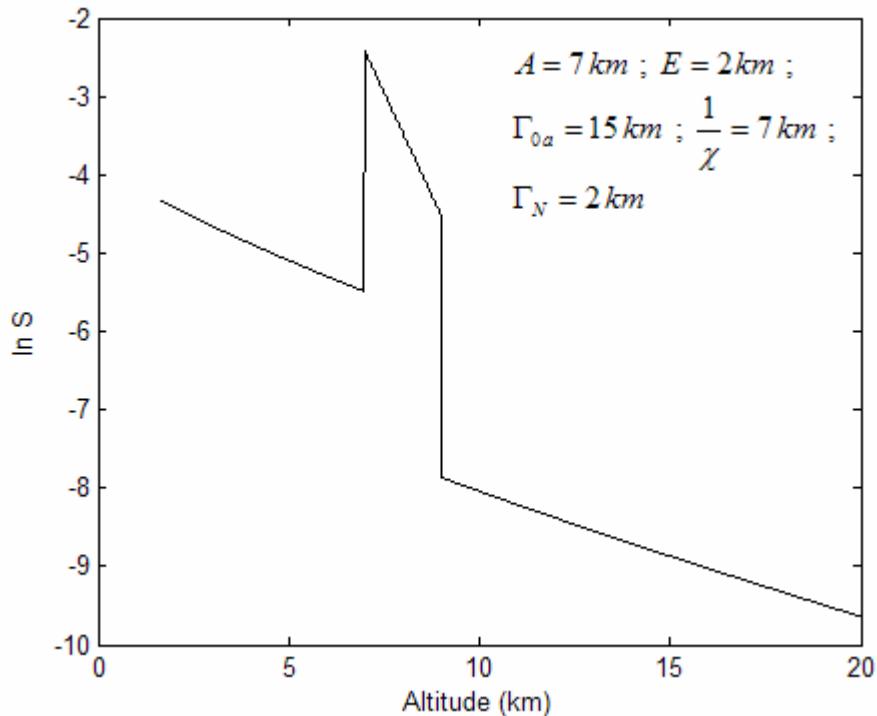


Figure V.3 : Evolution du signal Lidar $\ln S(z, h, \lambda)$ dans une atmosphère standard renfermant un nuage homogène entre 7 et 9 km. Simulation numérique et modèle analytique selon Saka.

En comparant avec les signaux Lidar expérimentaux, nous avons pensé que cette réponse analytique pouvait être grandement améliorée.

Abandonnant l'hypothèse d'une densité constante, nous avons donc procédé à des essais successifs de différentes lois susceptibles de décrire le libre parcours moyen des photons ou la densité en fonction de l'altitude, dans le nuage.

5.3 – Considération de différentes lois représentatives du libre parcours moyen des photons dans un nuage pour l'équation Lidar

Dans les calculs successifs qui vont suivre, nous déterminons d'abord le taux de transmission des photons et en déduisons l'expression du signal analytique Lidar correspondant que nous représentons.

5.3.1 - Loi linéaire croissante

Nous supposons d'abord que par suite de la gravité, la densité des particules pourrait être maximale au bas du nuage et décroissante avec l'altitude. Nous conservons alors l'identification du nuage à une couche positionnée entre les altitudes A et $A + E$, et nous prenons arbitrairement une loi d'évolution linéaire croissante pour son libre parcours moyen Γ_N , telle que :

$$\Gamma_N = \Gamma_A + \xi(z - A) \quad (5.20)$$

pour $A \leq z \leq A + E$

Γ_A est le libre parcours moyen à la base du nuage et ξ est une constante.

5.3.1.1 - Taux de transmission

En dehors du nuage le libre parcours moyen est donné par l'équation (5.7) et dans le nuage par l'équation (5.20). On a :

$$T(\lambda, h, r) = \exp\left(-\int_0^r \sum_i \frac{1}{\Gamma_i(\lambda, h, r)} dr\right) = \exp\left(-\int_0^r \left(\frac{1}{\Gamma_a} + \frac{1}{\Gamma_N}\right) dr\right) \quad (5.21)$$

Le taux de transmission avant, dans, et après le nuage est récapitulé comme suit :

$$T(z, h, \lambda) = \begin{cases} \exp\left(\frac{e^{-L} - 1}{M}\right) & h \leq z \leq A \\ \left(\frac{\Gamma_A + \xi(z - A)}{\Gamma_A}\right)^{\frac{1}{\xi \cos \theta}} \exp\left(\frac{e^{-L} - 1}{M}\right) & A \leq z \leq A + E \\ \left(\frac{\Gamma_A + \xi E}{\Gamma_A}\right)^{\frac{1}{\xi \cos \theta}} \exp\left(\frac{e^{-L} - 1}{M}\right) & z \geq A + E \end{cases} \quad (5.22)$$

5.3.1.2 - Expression du signal lidar

L'expression du signal Lidar $\ln S(z, h, \lambda)$ pour une atmosphère perturbée par un nuage situé à une altitude A et d'épaisseur E sera définie comme suit :

* pour $h \leq z \leq A$

$$\ln S(z, h, \lambda) = \ln\left(\frac{1}{4}\right) + \ln\left(\frac{1}{\Gamma_{0a}}\right) - \chi z + \frac{2}{M}(e^{-L} - 1) \quad (5.23)$$

* pour $A \leq z \leq A + E$

$$\ln S(z, h, \lambda) = \ln\left(\frac{1}{4}\right) + \ln\left(\frac{e^{-\chi z}}{\Gamma_{0a}} + \frac{1}{\Gamma_A + \xi(z - A)}\right) + \frac{2(e^{-L} - 1)}{M} + \frac{2}{\xi \cos \theta} \ln\left(\frac{\Gamma_A + \xi(z - A)}{\Gamma_A}\right) \quad (5.24)$$

* pour $z \geq A + E$

$$\ln S(z, h, \lambda) = \ln\left(\frac{1}{4}\right) + \ln\left(\frac{1}{\Gamma_{0a}}\right) - \chi z + \frac{2(e^{-L} - 1)}{M} - \frac{2}{\xi \cos \theta} \ln\left(\frac{\Gamma_A + \xi E}{\Gamma_A}\right) \quad (5.25)$$

La figure V.4 illustre ce résultat.

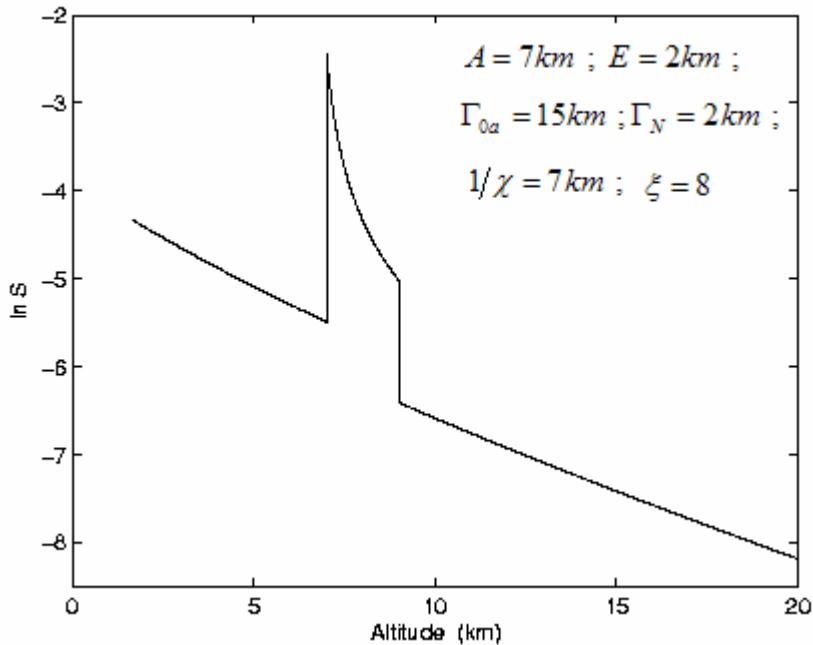


Figure V.4 : Signal Lidar $\ln S(z, h, \lambda)$ pour une atmosphère renfermant un nuage. Loi linéaire croissante : $\Gamma_N = \Gamma_A + \xi(z - A)$. Modèle analytique en diffusion simple

5.3.2 - Loi linéaire décroissante

Dans un second cas, nous prenons l'hypothèse inverse. La densité est croissante avec z , ce qui correspond à un libre parcours moyen décroissant linéairement.

$$\Gamma_N = \Gamma_A - \xi(z - A) \quad (5.26)$$

pour $A \leq z \leq A + E$.

5.3.2. 1 - Taux de transmission

Le taux de transmission correspondant à cette définition du libre parcours moyen est :

$$T(z, h, \lambda) = \begin{cases} \exp\left(\frac{e^{-L} - 1}{M}\right) & h \leq z \leq A \\ \left(\frac{\Gamma_A - \xi(z - A)}{\Gamma_A}\right)^{\frac{1}{\xi \cos \theta}} \exp\left(\frac{e^{-L} - 1}{M}\right) & A \leq z \leq A + E \\ \left(\frac{\Gamma_A - \xi E}{\Gamma_A}\right)^{\frac{1}{\xi \cos \theta}} \exp\left(\frac{e^{-L} - 1}{M}\right) & z \geq A + E \end{cases} \quad (5.27)$$

5.3.2.2 - Expression du signal lidar

Les expressions du signal Lidar correspondant sont :

* pour $h \leq z \leq A$

$$\ln S(z, h, \lambda) = \ln\left(\frac{1}{4}\right) + \ln\left(\frac{1}{\Gamma_{0a}}\right) - \chi z + \frac{2}{M}(e^{-L} - 1) \quad (5.28)$$

* pour $A \leq z \leq A + E$

$$\ln S(z, h, \lambda) = \ln\left(\frac{1}{4}\right) + \ln\left(\frac{e^{-\chi z}}{\Gamma_{0a}} + \frac{1}{\Gamma_A - \xi(z - A)}\right) + \frac{2(e^{-L} - 1)}{M} + \frac{2}{\xi \cos \theta} \ln\left(\frac{\Gamma_A - \xi(z - A)}{\Gamma_A}\right) \quad (5.29)$$

* pour $z \geq A + E$

$$\ln S(z, h, \lambda) = \ln\left(\frac{1}{4}\right) + \ln\left(\frac{1}{\Gamma_{0a}}\right) - \chi z + \frac{2(e^{-L} - 1)}{M} + \frac{2}{\xi \cos \theta} \ln\left(\frac{\Gamma_A - \xi E}{\Gamma_A}\right) \quad (5.30)$$

La figure V.5 illustre ces résultats.

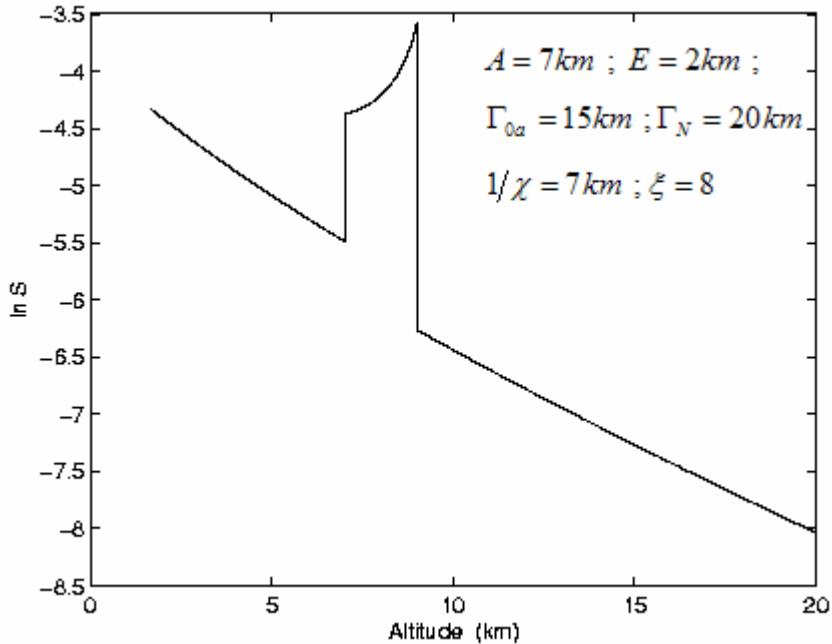


Figure V.5 : Signal Lidar $\ln S(z, h, \lambda)$ pour une atmosphère renfermant un nuage. Loi linéaire décroissante : $\Gamma_N = \Gamma_A - \xi(z - A)$. Modèle analytique en diffusion simple

5.3.3 – Combinaison des deux lois précédentes : ‘dent de scie’

La relative symétrie de la réponse expérimentale n’étant pas obtenue avec les deux lois précédentes, nous essayons maintenant une combinaison de ces deux lois, c’est-à-dire en imposant arbitrairement une densité maximale au centre du nuage et une décroissance de part et d’autre. Le libre parcours moyen se traduit par :

$$\begin{aligned}\Gamma_{1N} &= \Gamma_A - \xi_1(z - A) && \text{pour } A \leq z \leq A + E/2 \\ \Gamma_{2N} &= \Gamma_{A'} + \xi_2(z - A') && \text{pour } A' \leq z \leq A + E\end{aligned}\quad (5.31)$$

Avec $A' = A + E/2$ et $\Gamma_{A'} = \Gamma_A - \xi_1 E/2$.

5.3.3.1 - Taux de transmission

Les résultats qui suivent concernent le cas $\xi_1 = \xi_2 = \xi$.

Nous distinguons quatre régions:

$$T(z, h, \lambda) = \begin{cases} \exp\left(\frac{e^{-L} - 1}{M}\right) & h \leq z \leq A \\ \left(\frac{\Gamma_A - \xi(z - A)}{\Gamma_A}\right)^{\frac{1}{\xi \cos \theta}} \exp\left(\frac{e^{-L} - 1}{M}\right) & A \leq z \leq A' \\ \left(\frac{\Gamma_{A'} + \xi(z - A')}{\Gamma_{A'}}\right)^{-\frac{1}{\xi \cos \theta}} \exp\left(\frac{e^{-L} - 1}{M}\right) & A' \leq z \leq A + E \\ \left(\frac{\Gamma_{A'} + \xi \frac{E}{2}}{\Gamma_{A'}}\right)^{-\frac{1}{\xi \cos \theta}} \exp\left(\frac{e^{-L} - 1}{M}\right) & z \geq A + E \end{cases} \quad (5.32)$$

5.3.3.2 - Expression du signal lidar

Les expressions du signal $\ln S(z)$ correspondant sont :

* pour $h \leq z \leq A$

$$\ln S(z, h, \lambda) = \ln\left(\frac{1}{4}\right) + \ln\left(\frac{1}{\Gamma_{0a}}\right) - \chi z + \frac{2}{M}(e^{-L} - 1) \quad (5.33)$$

* pour $A \leq z \leq A'$

$$\ln S(z, h, \lambda) = \ln\left(\frac{1}{4}\right) + \ln\left(\frac{e^{-\chi z}}{\Gamma_{0a}} + \frac{1}{\Gamma_A - \xi(z - A)}\right) + \frac{2(e^{-L} - 1)}{M} + \frac{2}{\xi \cos \theta} \ln\left(\frac{\Gamma_A - \xi(z - A)}{\Gamma_A}\right) \quad (5.34)$$

* pour $A' \leq z \leq A + E$

$$\ln S(z, h, \lambda) = \ln\left(\frac{1}{4}\right) + \ln\left(\frac{e^{-\chi z}}{\Gamma_{0a}} + \frac{1}{\Gamma_{A'} - \xi(z - A')}\right) + \frac{2(e^{-L} - 1)}{M} + \frac{2}{\xi \cos \theta} \ln\left(\frac{\Gamma_A - \xi \frac{E}{2}}{\Gamma_{A'} + \xi(z - A')} \frac{\Gamma_{A'}}{\Gamma_A}\right) \quad (5.35)$$

* pour $z \geq A + E$

$$\ln S(z, h, \lambda) = \ln\left(\frac{1}{4}\right) + \ln\left(\frac{1}{\Gamma_{0a}}\right) - \chi z + \frac{2(e^{-L} - 1)}{M} + \frac{2}{\xi \cos \theta} \ln\left(\frac{\Gamma_{A'} - \xi \frac{E}{2}}{\Gamma_{A'}}\right) \quad (5.36)$$

Ces résultats sont illustrés par la figure V.6

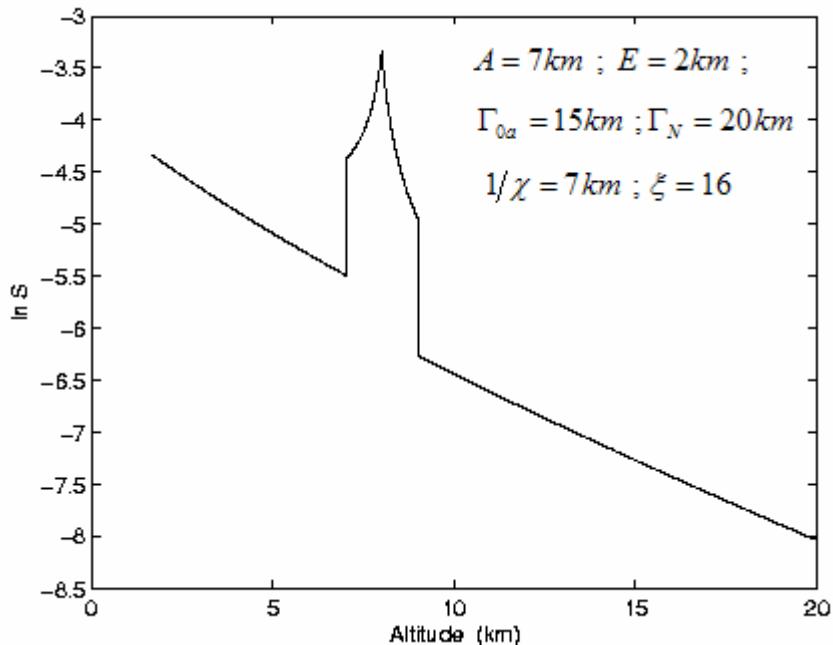


Figure V.6 : Signal Lidar $\ln S(z, h, \lambda)$ pour une atmosphère renfermant un nuage. Loi ‘dent de scie’ $\Gamma_{1N} = \Gamma_A - \xi_1(z - A)$, $\Gamma_{2N} = \Gamma_{A'} + \xi_2(z - A')$. Modèle analytique en diffusion simple.

Remarquons que nous pouvons facilement modifier la position du maximum de densité et la variation de la densité de part et d'autre. La figure V.6 montre une symétrie de la réponse qui est cependant très (ou trop) accentuée. En outre les bords du nuage sont encore assez abrupts, cela résulte de l'intégration qui est limitée au domaine $[A, A + E]$. Même si on modifie ce domaine en considérant un nuage plus épais ou plus mince, la réponse s'assimile encore mal au pic de rétrodiffusion d'un signal Lidar expérimental.

Une nouvelle loi s'avère nécessaire pour mieux décrire un signal Lidar.

5.3.4 – Loi lorentzienne

Les résultats et remarques précédents nous ont alors orientés vers une description lorentzienne. Dans cette approche, nous prenons une évolution de la densité des particules proportionnelle à une fonction lorentzienne soit, pour le libre parcours moyen :

$$\Gamma_N = \Gamma_{0N} \left(1 + (z - z_0)^2 \tau_0^2 \right) \quad (5.37)$$

Γ_{0N} représente le libre parcours moyen à l'altitude z_0 du centre du nuage et τ_0 une constante de décroissance de la densité autour de z_0 .

En outre, au risque d'observer des discontinuités sur les bords comme dans les cas précédents, nous intégrons la lorentzienne sur tout le domaine concerné par le tir Lidar, c'est-à-dire de h à z_{\max} .

En effet, une forte densité des particules dénote la présence de perturbation nuageuse. Ce procédé permet une totale fusion entre le nuage et l'atmosphère. La notion de couche nuageuse parfaitement délimitée à priori est abandonnée. Physiquement, on obtient ainsi un nuage dont les bords sont évanescents et se mêlent plus ou moins rapidement à l'air ambiant, suivant les valeurs de τ_0 , c'est-à-dire suivant la nature de la perturbation. Cependant, en pratique, les bords du nuage correspondent à une densité des particules devenue négligeable et peuvent être repérés, par exemple, par l'évolution de la pente du signal et son passage par une valeur nulle. En effet, quand on aborde la perturbation, la pente négative du signal évolue vers une valeur positive et on observe l'inverse à la sortie du nuage. Cette inversion de pente nous permettra dans la suite de repérer la base et le sommet du nuage. On pourra déduire l'épaisseur géométrique du nuage.

5.3.4.1 – Taux de transmission

Pour un nuage centré autour de z_0 , on a :

$$T(z, h, \lambda) = \exp\left(\frac{e^{-L} - 1}{M}\right) \exp\left(-\frac{1}{\Gamma_{0N} \tau_0 \cos \theta} [\tan^{-1}(z - z_0) \tau_0 - \tan^{-1}(h - z_0) \tau_0]\right) \quad (5.38)$$

5.3.4.2 – Expression du signal lidar

Nous obtenons une expression unique qui décrit le signal Lidar :

$$\begin{aligned} \ln S(z, h, \lambda) = & \ln\left(\frac{1}{4}\right) + \ln\left(\frac{e^{-\chi z}}{\Gamma_{0a}} + \frac{1}{\Gamma_0(1+(z-z_0)^2\tau_0^2)}\right) + \frac{2(e^{-L}-1)}{M} \\ & - \frac{2}{\Gamma_{0N}\tau_0 \cos\theta} [\tan^{-1}(z-z_0)\tau_0 - \tan^{-1}(h-z_0)\tau_0] \end{aligned} \quad (5.39)$$

La forme que nous obtenons alors (figure V.7) nous paraît cette fois satisfaisante et très semblable aux réalités expérimentales en ce qui concerne la forme du pic de rétrodiffusion du nuage et la fusion entre le nuage et l'air ambiant.

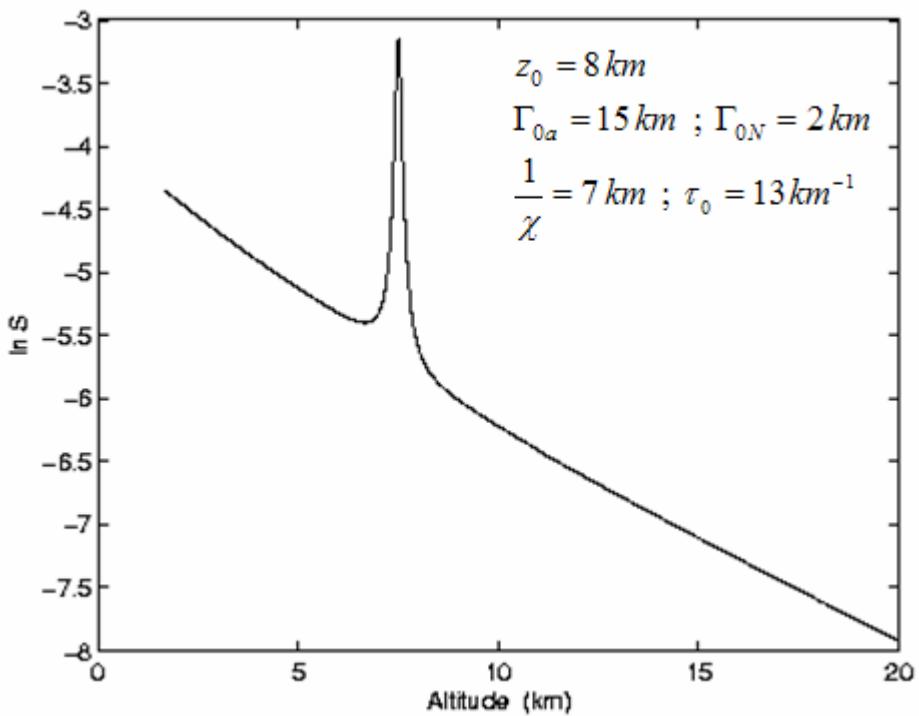


Figure V.7 : Signal Lidar $\ln S(z, h, \lambda)$ pour une atmosphère renfermant un nuage. Loi lorentzienne $\Gamma_N = \Gamma_{0N}(1+(z-z_0)^2\tau_0^2)$. Modèle analytique en diffusion simple.

La relation (5.39) peut être facilement étendue à n perturbations, chacune étant caractérisée par les paramètres z_i , τ_i et Γ_{iN} . On a donc :

$$\begin{aligned} \ln S(z, h, \lambda) = & \ln\left(\frac{1}{4}\right) + \ln\left(\frac{e^{-\chi z}}{\Gamma_{0a}} + \sum_{i=0}^n \frac{1}{\Gamma_{iN}(1 + (z - z_i)^2 \tau_i^2)}\right) + \frac{2(e^{-L} - 1)}{M} \\ & - \sum_{i=0}^n \frac{2}{\Gamma_{iN} \tau_i \cos \theta} [\tan^{-1}(z - z_i) \tau_i - \tan^{-1}(h - z_i) \tau_i] \end{aligned} \quad (5.40)$$

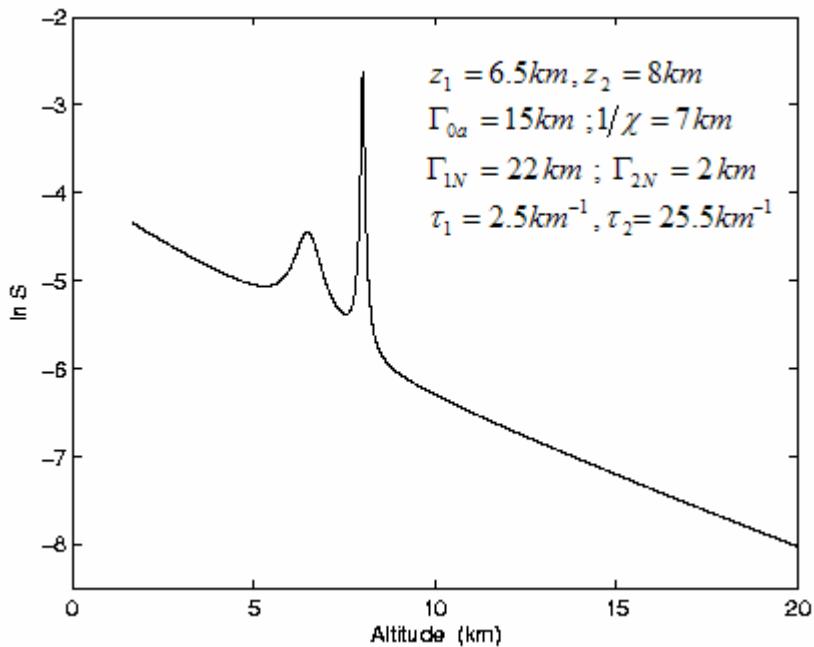


Figure V.8 : Signal Lidar $\ln S(z, h, \lambda)$ pour une atmosphère renfermant deux couches de nuage. Loi lorentzienne $\Gamma_N = \Gamma_{iN}(1 + (z - z_i)^2 \tau_i^2)$, avec $i=1,2$. Modèle analytique en diffusion simple.

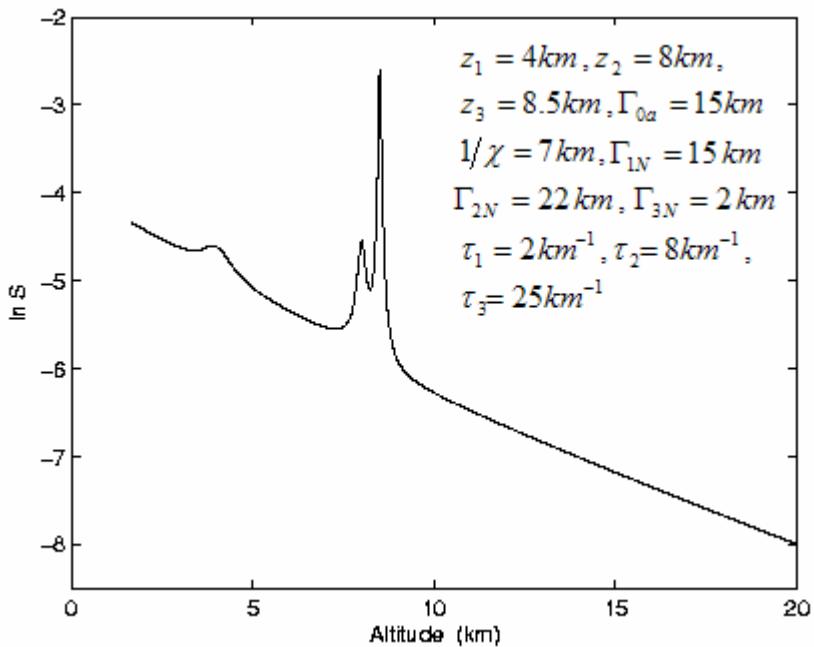


Figure V.9 : Signal Lidar $\ln S(z, h, \lambda)$ pour une atmosphère renfermant trois couches de nuage. **Loi lorentzienne** $\Gamma_N = \Gamma_{iN} \left(1 + (z - z_i)^2 \tau_i^2\right)$, avec $i=1,2,3$. **Modèle analytique en diffusion simple**. Nous voyons ainsi que par simple modification des paramètres de la fonction lorentzienne, nous pouvons faire évoluer la forme du pic de rétrodiffusion et décrire aussi facilement un nuage glacé (cirrus) de haute altitude qu'une petite zone perturbée ou encore un brouillard.

Nous obtenons en outre une relation unique particulièrement intéressante parce qu'elle décrit bien la réponse Lidar à toutes les altitudes.

5.4 – Applications aux signaux expérimentaux

A partir des signaux Lidar expérimentaux, nous montrons dans cette section comment la décroissance exponentielle de la densité moléculaire et l'évolution lorentzienne de la densité des particules dans le nuage que nous avons considérées, nous ont permis de bien ajuster des signaux Lidar expérimentaux quelque soit la situation atmosphérique.

Mais avant de procéder à l'application de nos modèles, il est nécessaire de procéder à un traitement préalable des signaux expérimentaux. En effet, comme tous signaux expérimentaux bruts, ceux que nous disposons sont très bruités. Nous expliquons dans la suite, notre démarche et commentons les techniques que nous avons utilisées pour corriger et filtrer ces signaux.

5.4.1 – Correction et filtrage du signal Lidar expérimental

5.4.1.1 – Correction du signal Lidar

Notons d'abord que le signal expérimental est exprimé en unité arbitraire car le Lidar n'a pas de dispositif de calibrage. Pour le rendre compatible avec le signal analytique, nous devrons le multiplier, dans son ensemble, par un facteur constant qui permet de ramener au même niveau l'expérimental et le théorique.

Le signal brut acquis est proportionnel à la tension détectée à la sortie du photomultiplicateur qui collecte les photons rétrodiffusés (Figure V.10a). Comme dans tout signal, un bruit d'origine électronique ou du à des photons extérieurs parasites y est résident et doit être réduit.

En outre, l'angle solide sous lequel est vu le télescope collecteur diminue avec la distance. Pour compenser cet effet, le signal Lidar $P(z, h, \lambda)$ est corrigé par rapport à la distance. C'est la correction en z^2 . Cette correction permet de révéler clairement la présence des perturbations, mais malheureusement amplifie les bruits surtout vers les plus hautes altitudes (Figure V.10b). Un filtrage du signal est alors nécessaire.

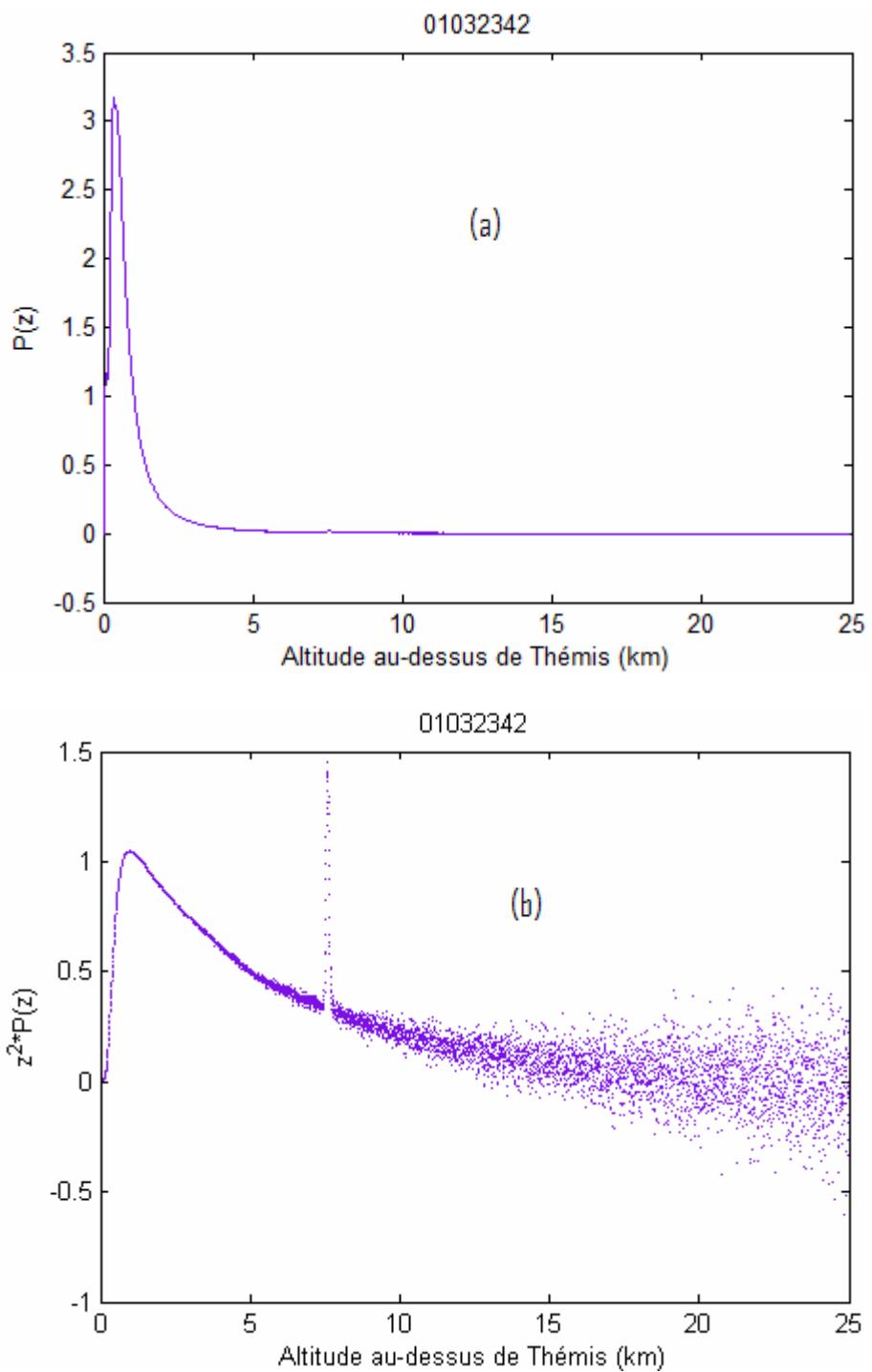


Figure V.10 : Signal expérimental 01032342 brut (a), signal expérimental 01032342 brut corrigé à la distance (b). La longueur d'onde du laser $\lambda = 355\text{ nm}$

5.4.1.2) – Filtrage du signal Lidar expérimental

Le bruit devient notable dans un signal Lidar dès les 8km. Nous avons choisi de procéder à un filtrage du signal en utilisant les Transformés de Fourier (TF).

Rappelons le développement en cosinus et en sinus d'une fonction f_n en séries de Fourier.

On a :

$$f_n(x) = a_0 + \sum_{k=1}^{k=n} (a_k \cos(kx) + b_k \sin(kx)) \quad (5.40)$$

Les constantes a_0 , a_k et b_k sont les coefficients de Fourier de la fonction f_n .

L'excitation laser du Lidar atteignant une altitude de 20 ou 25 km avec une résolution spatiale de 5m, nous obtenons 4000 ou 5000 termes harmoniques.

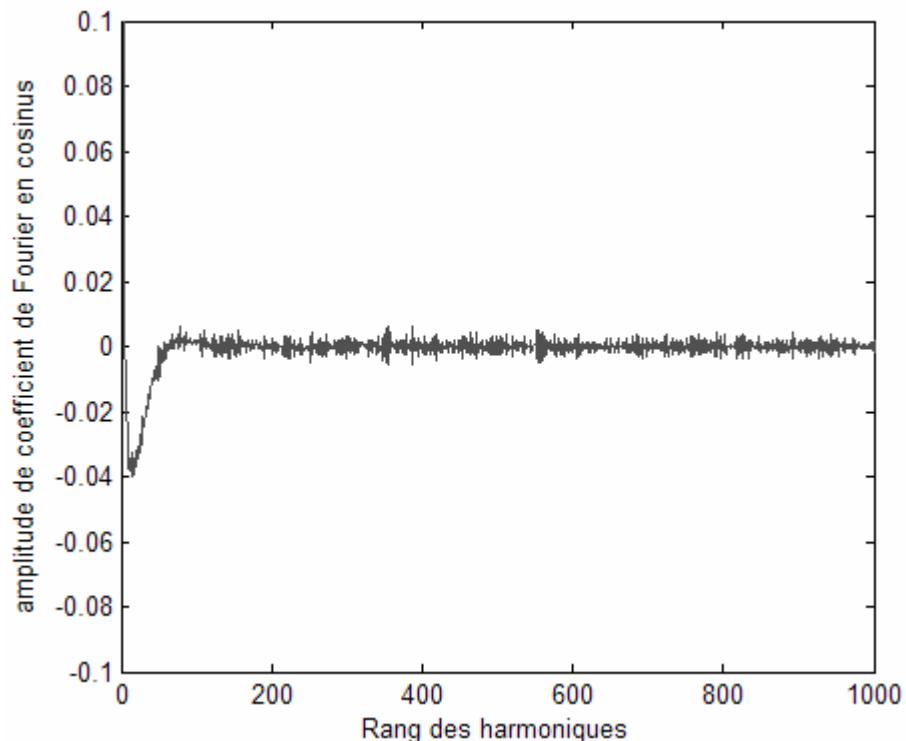


Figure V.11 : Amplitude des harmoniques correspondant au filtrage du signal Lidar 01032147

En pratique, nous ne conservons que les premiers 400 ou 500 harmoniques, puisque ce sont les harmoniques de hautes fréquences qui correspondent au bruit et nous reconstituons, par Transformées de Fourier Inverse (TFI), le signal. On obtient ainsi un signal filtré. Remarquons que pour des signaux très bruités, il serait préférable de filtrer uniquement le signal en dehors de la

perturbation, parce que cette dernière est relativement exempte de bruit et un filtrage la déformerait. En effet, si nous cherchons à éliminer presque totalement le bruit du signal, cela nous amène à ne considérer dans la pratique, qu'un nombre très faible d'harmoniques, mais ceci dérange sérieusement le pic de rétrodiffusion du nuage. C'est pourquoi dans les filtrages que nous avons effectués, nous avons choisi ce nombre d'harmoniques qui constitue un compromis raisonnable. Les figures suivantes sont des exemples de signaux expérimentaux Lidar que nous avons filtrés.

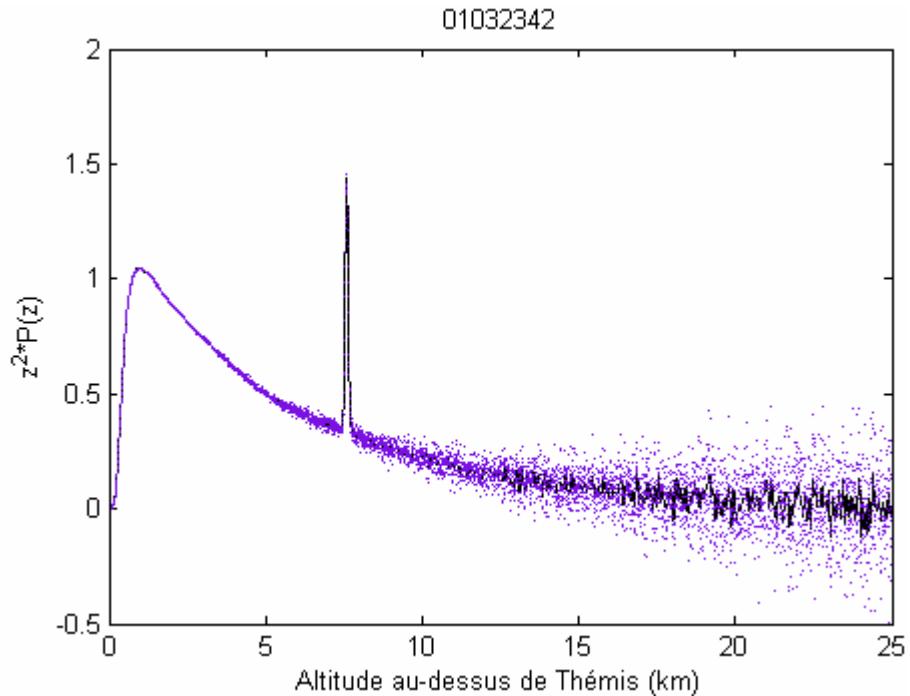


Figure V.12: Signal expérimental Lidar 01032342, corrigé à la distance (en points) et filtré (en trait), représentant une atmosphère perturbée par un nuage.

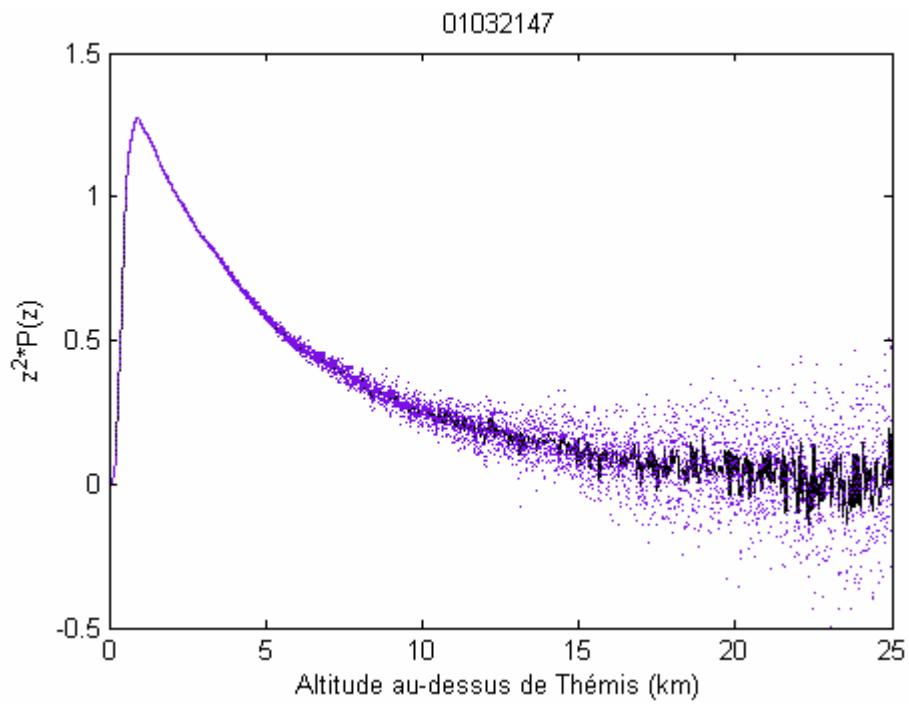


Figure V.13 : Signal expérimental Lidar 01032147, corrigé à la distance (en points) et filtré (en traits), représentant une atmosphère claire

Nous présentons maintenant les ajustements que nous avons faits avec ces signaux, en appliquant nos modèles de la section (5.3.4). Nos relations analytiques peuvent décrire toute situation atmosphérique comme le montre bien les cas expérimentaux suivants :

5.4.2) – Cas du signal expérimental du 03/01/2003 à 21h47mn.

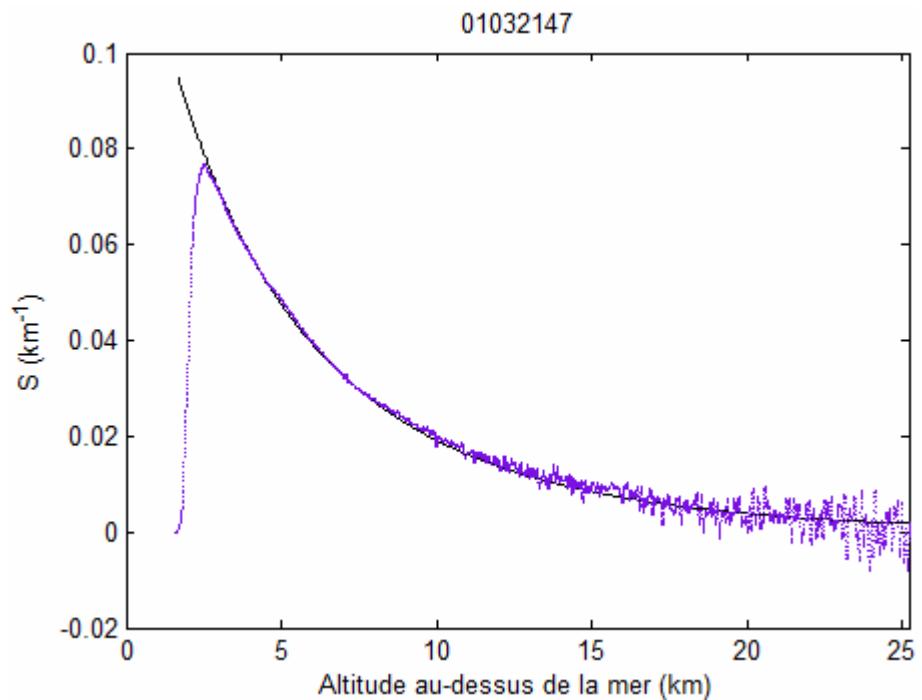


Figure V.14 : Signal Lidar expérimental ($\lambda = 355 \text{ nm}$) acquis le 03/01/2003 à 21h47mn à Thémis, montre une atmosphère sans perturbation. Les caractéristiques d'ajustement sont : $\Gamma_{0a} = 18.0 \text{ km}$, $1/\chi = 6.75 \text{ km}$

5.4.3) – Cas du signal expérimental du 27/02/2003 à 21h06mn.

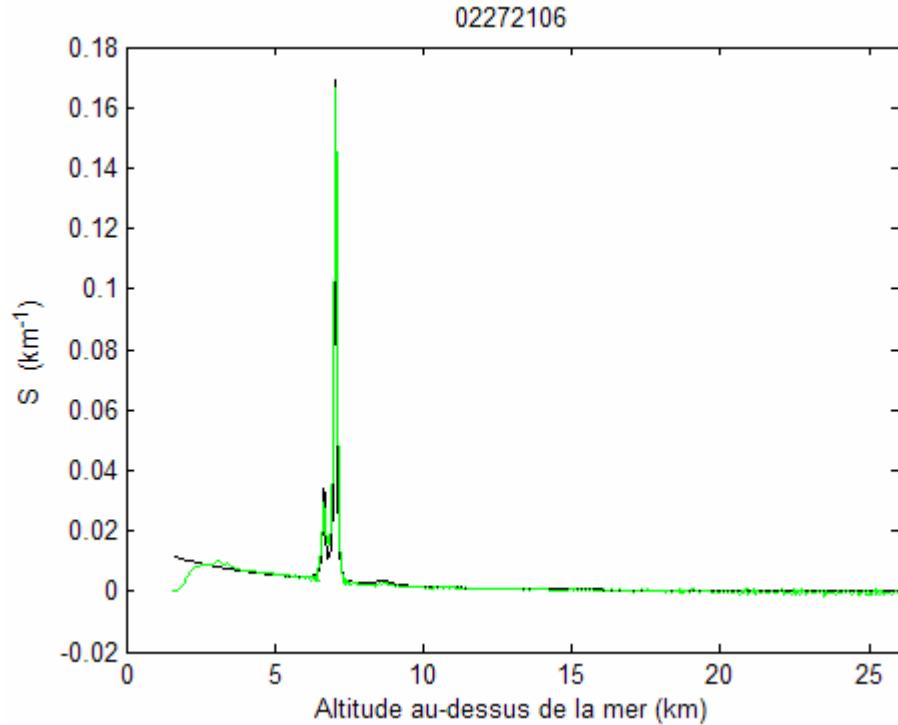


Figure V.15 : Signal Lidar expérimental ($\lambda = 532 \text{ nm}$) acquis le 27/02/2003 à 21h06mn à Thémis. On note un nuage épais constitué de deux couches

$$\Gamma_{0a} = 57.0 \text{ km}, \quad \Gamma_{N_1} = 7.0 \text{ km}, \quad \Gamma_{N_2} = 5.0 \text{ km}, \quad 1/\chi = 6.75 \text{ km}, \quad \tau_1 = 19.0 \text{ km}^{-1}, \quad \tau_2 = 27.0 \text{ km}^{-1},$$

Altitude de la base $z_b = 6.35 \text{ km}$, des centres $z_1 = 6.66 \text{ km}$ et $z_2 = 7.05 \text{ km}$, du sommet $z_s = 7.53 \text{ km}$ du nuage, épaisseur géométrique du nuage $z_s - z_b = 1.18 \text{ km}$

5.4.4) – Cas du signal expérimental du 28/02/2003 à 21h07mn.

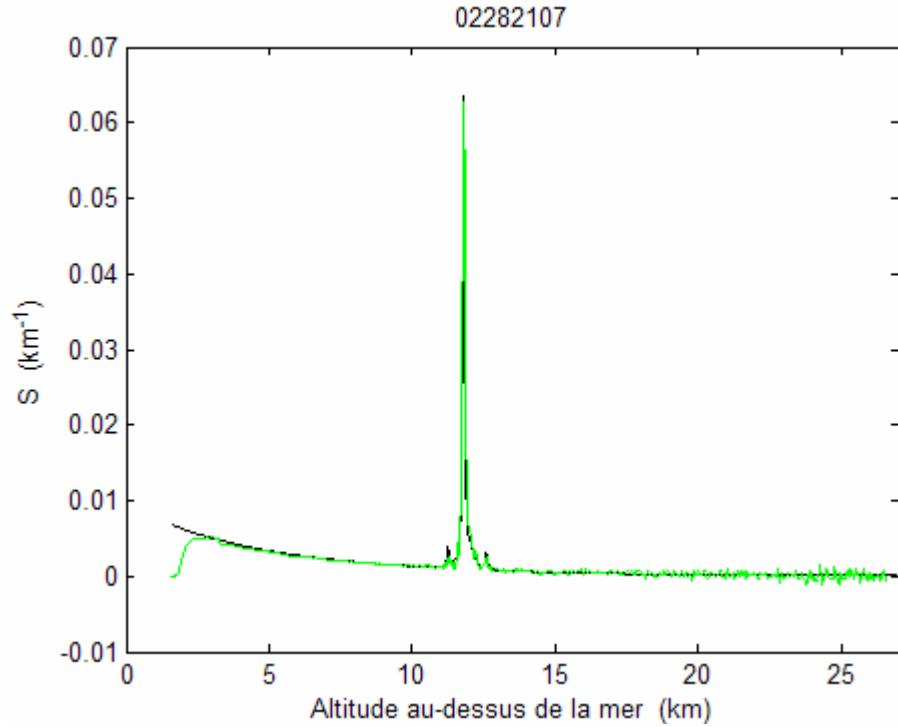


Figure V.16 : Signal Lidar expérimental ($\lambda = 532 \text{ nm}$) acquis le 28/02/2003 à 21h07mn à Thémis. Ce signal présente trois perturbations dont deux faibles et une intense.

$$\Gamma_{0a} = 60.0 \text{ km}, \quad \Gamma_{1N} = 78.0 \text{ km}, \quad \Gamma_{2N} = 3.0 \text{ km}, \quad \Gamma_{3N} = 23.0 \text{ km}, \quad 1/\chi = 6.75 \text{ km}, \quad \tau_1 = 25.0 \text{ km}^{-1}, \\ \tau_2 = 27.0 \text{ km}^{-1}, \quad \tau_3 = 23.0 \text{ km}^{-1},$$

Au niveau du premier nuage, on a : $z_{b1} = 11.12 \text{ km}$, $z_1 = 11.25 \text{ km}$, $z_{s1} = 11.35 \text{ km}$, épaisseur géométrique $z_{s1} - z_{b1} = 0.23 \text{ km}$; quand au second nuage, on a: $z_{b2} = 11.51 \text{ km}$, $z_2 = 11.82 \text{ km}$, $z_{s2} = 12.24 \text{ km}$, épaisseur géométrique $z_{s2} - z_{b2} = 0.73 \text{ km}$ et enfin pour le troisième on a : $z_{b3} = 12.45 \text{ km}$, $z_3 = 12.57 \text{ km}$, $z_{s3} = 12.81 \text{ km}$, épaisseur géométrique $z_{s3} - z_{b3} = 0.36 \text{ km}$.

5.5 – Conclusion

La distance moyenne parcourue par le photon entre deux diffusions, est caractéristique de la réponse Lidar. Nous avons montré dans ce chapitre à partir de différentes expressions du libre parcours moyen, que l'état de l'atmosphère peut être décrit fidèlement par les équations Lidar théoriques que nous avons établies.

Ces relations analytiques représentant un signal Lidar, ont été appliqués à des signaux expérimentaux. Nous en avons déduit quelques propriétés du milieu sondé. Ainsi, à partir de nos modèles descriptifs, nous avons des informations quantitatives, comme le libre parcours moyen et le paramètre de décroissance caractéristique des molécules dans l'atmosphère claire, l'altitude de la base et du sommet du nuage à partir de l'inversion des pentes, l'épaisseur géométrique du nuage, le libre parcours moyen et le paramètre de décroissance caractéristique des particules dans le nuage.

Ces grandeurs sont très importantes, mais nous aurions souhaité obtenir encore plus d'informations sur les particules contenues dans les perturbations. Leur libre parcours moyen est défini par :

$$\frac{1}{\Gamma_N} = \frac{8\pi a^2 n_0}{3}, \quad a \text{ étant le rayon moyen et } n_0 \text{ la densité maximale. Avec cette seule équation, il}$$

n'est malheureusement pas possible d'obtenir, à la fois, a et n_0 . Nous nous sommes donc résolus à approfondir cette étude pour obtenir une équation supplémentaire afin de discriminer ces deux quantités.

Chapitre VI

Modélisation du sondage atmosphérique par un Lidar multi longueurs d'onde. Application à des signaux réels

6.1 – Introduction

A partir de la relation de proportionnalité inverse entre le coefficient d’extinction et le libre parcours moyen des photons dans l’atmosphère, que nous avons exploitée dans le chapitre précédent, nous élargissons nos modèles au cas multi longueurs d’onde en considérant la réponse simultanée de l’atmosphère à différentes fréquences du visible. Nous exprimons le libre parcours moyen, en fonction de la densité et de la section efficace des particules, ce qui nous a permis d’établir des équations Lidar généralisées fonction de l’altitude et de la longueur d’onde d’émission du laser. Nous proposons que l’encombrement des particules dans le nuage qui conditionne la diffusion du photon, suit des lois de probabilités et tous les cas possibles de répartition des particules dans un nuage ont été envisagés. L’intervention explicite de la longueur d’onde d’émission dans nos modèles théoriques, explique bien les disparités observées au niveau des signaux Lidar expérimentaux obtenus avec au moins deux longueurs d’onde simultanément. Le cas de signaux Lidar théoriques, prenant en compte toutes les fréquences du visible, a été envisagé pour chaque loi que nous avons proposée.

Des applications ont été faites sur des signaux Lidar expérimentaux obtenus sur le site de Thémis avec deux longueurs d’onde ($\lambda = 355\text{ nm}$ et $\lambda = 532\text{ nm}$), ce qui a conduit à des informations complémentaires sur les propriétés microphysiques et macrophysiques du milieu atmosphérique sondé.

6.2 - Intervention explicite de la longueur d'onde excitatrice

6.2.1 - Théorie Classique

La diffusion par les molécules et les particules atmosphériques peut être traduite par la théorie classique de l'émission dipolaire atomique. Le champ électrique $\vec{E} = \vec{E}_o e^{-j\omega t}$ de l'onde électromagnétique excitatrice du laser peut s'exercer sur un électron, de masse m et de charge $-e$, supposé lié élastiquement au noyau de l'atome. Suivant ce modèle, l'électron, en régime stationnaire, oscille autour de sa position d'équilibre à la même fréquence angulaire ω que le champ électrique et se comporte comme un dipôle oscillant dont le moment est : $\vec{p}(t) = -e \vec{r}(t)$, $\vec{r}(t)$ étant le vecteur déplacement.

La théorie électromagnétique donne la puissance moyenne rayonnée par un dipôle :

$$\langle P \rangle = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\omega^4 p_o^2(\omega)}{3c^3}, \quad p_o(\omega) \text{ étant la valeur maximale du moment à la fréquence } \omega.$$

L'équation différentielle du mouvement de l'électron pour ce modèle, dans la direction z du champ \vec{E} , s'écrit, en notation complexe :

$$m \frac{d^2 z^*}{dt^2} = -\alpha \frac{dz^*}{dt} - kz^* - eE_o e^{-j\omega t} \quad (6.1)$$

$-\alpha \frac{dz^*}{dt}$ est la force résistante de frottement visqueux et $-kz^*$ la force élastique de rappel.

En posant $\frac{k}{m} = \omega_o^2$ (ω_o étant la fréquence propre électronique) et $\frac{\alpha}{m} = \frac{1}{\gamma}$, on obtient:

$$\frac{d^2 z^*}{dt^2} + \frac{1}{\gamma} \frac{dz^*}{dt} + \omega_o^2 z^* = -\frac{e}{m} E_o e^{-j\omega t} \text{ dont la solution en régime stationnaire s'écrit:}$$

$$z^* = \frac{-e E_o e^{-j\omega t}}{m \left[(\omega_o^2 - \omega^2) - j \frac{\omega}{\gamma} \right]} \quad (6.2)$$

On en déduit que :

$$p_o^*(\omega) = \frac{-e^2 E_o}{m \left[(\omega_o^2 - \omega^2) - j \frac{\omega}{\gamma} \right]} \quad (6.3)$$

et, par suite,

$$\langle P \rangle = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\omega^4}{3c^3} \frac{e^4 E_o^2}{m^2 \left[(\omega_o^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma^2} \right]} \quad (6.4)$$

En introduisant l'expression classique du rayon de l'électron : $R_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m c^2}$, on obtient :

$$\langle P \rangle = \frac{c \epsilon_o E_o^2}{2} \sigma(\omega) \quad (6.5)$$

avec $\sigma(\omega) = \frac{8\pi R_e^2}{3} \frac{\omega^4}{\left[(\omega_o^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma^2} \right]}$ (6.6)

Le terme $\frac{c \epsilon_o E^2}{2}$ correspond à la puissance empruntée par unité de surface au champ électrique incident et $\sigma(\omega)$ est la section efficace de diffusion de rayonnement, homogène à une surface et analogue à un coefficient de réflexion en fréquence.

La théorie classique, malgré ses limites connues, est suffisante pour rendre compte de la dépendance de la puissance moyenne diffusée avec la fréquence angulaire du champ électromagnétique. Telle que nous l'avons rappelée, elle est relative à la vibration électronique, mais elle peut être étendue aux vibrations atomiques ou ioniques, comme c'est le cas en Spectroscopie.

Ainsi, suivant la valeur du rayon atomique a ou de la masse m , on pourra observer une diffusion de type Rayleigh ou une diffusion Rayleigh résonnante ou une diffusion de type Mie dont nous avons données les paramètres dans le chapitre III.

6.2.2 - Divers types de diffusion observable

La fréquence angulaire propre $\omega_o = \sqrt{\frac{k}{m}}$ est dépendante de la masse du centre diffuseur.

Ainsi, la fréquence électronique est de l'ordre de $6.10^{17} \text{ rad.s}^{-1}$ et de l'ordre de $10^{14} \text{ rad.s}^{-1}$ pour une particule ou un aérosol atmosphérique. Ces valeurs peuvent se comparer avec la fréquence angulaire moyenne de la lumière excitatrice du laser :

$$\omega = 3.10^{15} \text{ rad.s}^{-1}, \text{ correspondant à } \lambda = 0,5 \mu\text{m en longueur d'onde} \left(\omega = \frac{2\pi c}{\lambda} \right).$$

Lorsque $\omega \ll \omega_o$ on est dans le cas de la diffusion Rayleigh. La section efficace de diffusion prend une forme simplifiée et s'écrit :

$$\sigma(\omega) = \frac{8\pi a^2}{3} \left(\frac{\omega}{\omega_o} \right)^4 \quad (6.7)$$

Ce cas concerne la diffusion par vibration électronique et permet d'expliquer la couleur bleue du ciel. La lumière se propage suivant ce mécanisme dans l'atmosphère pure ou standard.

La diffusion Rayleigh est résonnante si $\omega \approx \omega_o$. Il vient alors :

$$\sigma(\omega) = \frac{8\pi a^2}{3} \frac{\omega^2}{\left[4(\omega - \omega_o)^2 + \frac{1}{\gamma^2} \right]} \approx \frac{8\pi a^2 \omega_o^2 \gamma^2}{3} L(\omega) \quad (6.8)$$

avec $L(\omega) = \frac{1}{1 + 4\gamma^2(\omega - \omega_o)^2}$

$L(\omega)$ est une fonction de Lorentz en fréquence, typique d'une résonance. On peut expliquer ainsi que la couleur rouge du soleil couchant résulte d'une plus grande diffusion de la couleur bleue de la lumière solaire ce qui entraîne l'observation des longueurs d'onde restantes, le rouge et l'orangé.

Si $\omega > \omega_o$ la diffusion est de type Mie. La masse m diffusante devenant grande, $\frac{1}{\gamma}$ est négligeable et la section efficace se réduit approximativement à :

$$\sigma(\omega) \approx \frac{8\pi a^2}{3} \quad (6.9)$$

Dans ces conditions, on note son indépendance avec la fréquence. Mais en toute rigueur la théorie de Mie qui étudie le problème par des séries sphériques, c'est-à-dire des sommes infinies d'harmoniques sphériques, conduit, pour une particule sphérique de rayon a et pour une onde incidente plane, à :

$$\sigma(\omega) \cong \frac{10\pi a^6}{3} \frac{\omega^4}{c^4} = \frac{160\pi^5 a^6}{3} \frac{1}{\lambda^4} \quad (6.10)$$

Si $a \gg \lambda$ (ce qui est une autre forme de la condition précédente de la diffusion de Mie), la longueur d'onde a très peu d'effet, ce qui rejoint la conclusion donnée par la relation précédente (6.9).

On interprète ainsi la couleur blanche ou claire des nuages dans le ciel. En effet, les gouttelettes du nuage étant très larges par rapport à la lumière visible, la dispersion est celle de Mie : uniforme sur toutes les couleurs du spectre, mais anisotrope, surtout vers l'avant. L'observateur voit donc surtout les bordures du nuage en blanc prononcé, puis un dégradé.

6.2.3 - Equation Lidar généralisée

L'équation Lidar devient de manière explicite dépendante de la fréquence angulaire de la lumière laser, si on fait intervenir l'expression générale (6.6) de la section efficace $\sigma(\omega)$. En effet, le libre parcours moyen Γ des photons entre deux diffusions est inversement proportionnel à $n(z)$ le nombre de particules atmosphériques par unité de volume à l'altitude z et à la section efficace de diffusion $\sigma(\omega)$. On peut, en effet, l'exprimer sous la forme: $\Gamma(z, \omega) = \frac{1}{n(z) \sigma(\omega)}$. Pour l'espèce i particulière, on en déduit,

$$\alpha_i(z, \omega) = \frac{1}{\Gamma_i(z, \omega)} = \frac{8\pi a_i^2 n_i(z)}{3} \frac{\omega^4}{\left[(\omega_i^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma_i^2} \right]} \quad (6.11)$$

Considérons alors le cas où le rayon incident laser du Lidar rencontre dans son trajet autant les molécules d'air que les particules d'une perturbation quelconque comme, par exemple, un nuage.

En ce qui concerne les molécules d'air, nous savons que leur nombre $n_a(z)$ par unité de volume est bien rendu, comme précisé dans le chapitre précédent, par une loi exponentielle décroissante : $n_a(z) = n_{oa} e^{-\chi z}$, n_{oa} étant la densité au sol.

En outre, nous sommes dans le cas Rayleigh:

$$\alpha_1(z, \omega) = \alpha_a(z, \omega) = \frac{8\pi R_e^2 n_{oa}}{3} e^{-\chi z} \frac{\omega^4}{\omega_a^4} = \frac{e^{-\chi z}}{\Gamma_{oa}} \frac{\omega^4}{\omega_a^4} = \frac{e^{-\chi z}}{\Gamma_{atm}(\omega)} \quad (6.12)$$

avec $\frac{1}{\Gamma_{oa}} = \frac{8\pi R_e^2 n_{oa}}{3}$ et $\Gamma_{atm}(\omega) = \Gamma_{oa} \frac{\omega_a^4}{\omega^4}$

Par contre, pour la perturbation, en supposant que les particules qui y sont contenues sont identiques, leur distribution $n_p(z)$ n'est pas connue a priori. Nous cherchons cette loi sous la forme : $n_p(z) = n_o f(z)$, n_o étant la densité maximale, pour que le signal analytique résultant soit au mieux en accord avec le signal Lidar expérimental. Ici, les particules étant plus grosses, l'approximation Rayleigh ne sera plus valable et il convient de prendre $\alpha_2 = \alpha_p$ sous la forme générale suivante :

$$\alpha_p(z, \omega) = \frac{f(z)}{\Gamma_p} \frac{\omega^4}{\left[(\omega_p^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma_p^2} \right]} \quad (6.13)$$

avec $\frac{1}{\Gamma_p} = \frac{8\pi a^2 n_o}{3}$

En intégrant et en tenant compte de $z = h + r \cos \theta$, l'équation (5.15) du chapitre précédent devient :

$$\ln[S(z, \omega)] = \ln\left(\frac{1}{4}\right) + \ln\left[\frac{e^{-\chi z}}{\Gamma_{atm}(\omega)} + \frac{f(z)}{\Gamma_p} \frac{\omega^4}{\left[(\omega_p^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma_p^2}\right]}\right] + \frac{2}{\Gamma_{atm}(\omega)\chi \cos\theta} [e^{-\chi z} - e^{-\chi h}]$$

$$- \frac{2}{\cos\theta} \frac{\omega^4}{\left[(\omega_p^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma_p^2}\right]} \frac{1}{\Gamma_p} \int_h^z f(u) du$$
(6.14)

Et dans le cas de perturbations multiples :

$$\ln[S(z, \omega)] = \ln\left(\frac{1}{4}\right) + \ln\left[\frac{e^{-\chi z}}{\Gamma_{atm}(\omega)} + \sum_i \frac{f_i(z)}{\Gamma_{pi}} \frac{\omega^4}{\left[(\omega_{pi}^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma_{pi}^2}\right]}\right] + \frac{2}{\Gamma_{atm}(\omega)\chi \cos\theta} [e^{-\chi z} - e^{-\chi h}]$$

$$- \frac{2}{\cos\theta} \sum_i \left[\frac{\omega^4}{\left[(\omega_{pi}^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma_{pi}^2}\right]} \frac{1}{\Gamma_{pi}} \int_h^z f_i(u) du \right]$$
(6.15)

Ces nouvelles relations qui incluent la fréquence angulaire de l'onde excitatrice permettent la description de la réponse atmosphérique à toute fréquence.

Il suffit ensuite de se donner une loi de répartition en altitude, $n(z)$ des particules dans la perturbation ou le nuage, et d'intégrer comme nous l'avons fait précédemment. Nous avions alors montré que la loi de Lorentz était très satisfaisante dans la majorité des cas. Cependant quelques signaux expérimentaux, révèlent de légères divergences avec cette loi et certains présentent un pic dissymétrique de rétrodiffusion ou de « réflexion », relatif à un nuage.

Il nous a donc paru nécessaire de poursuivre et d'affiner cette étude, en considérant de nouvelles lois de probabilité de présence et de position des particules dans le nuage. Nous en avons considéré deux symétriques, la loi de Gauss et la loi de Student qui s'ajoutent à la loi de Lorentz et trois asymétriques, la loi de Rayleigh, la loi de Weibull et la loi de la valeur extrême [111].

Les résultats théoriques qui suivent concernent le cas d'une atmosphère standard renfermant une seule perturbation (ou nuage) dans laquelle toutes les particules sont supposées identiques .

Toutes les figures qui illustrent nos résultats théoriques sont obtenues pour une altitude du 'centre' du nuage, $z_o = 8 \text{ km}$ au dessus du niveau de la mer, qui correspond à un maximum de densité des particules $n_o = 15 \text{ particules.cm}^{-3}$ et un coefficient $\tau = 2 \text{ km}^{-1}$ de décroissance de cette densité autour de z_0 . En outre, le Lidar est à l'altitude $h = 1.65 \text{ km}$ et le tir est supposé vertical.

Les autres valeurs numériques utilisées sont les suivantes :

- atmosphère pure

$1/\chi = 6.75 \text{ km}$, $\Gamma_{atm}(\omega) = 20 \text{ km}$ pour $\omega = 5.10^{15} \text{ rad.s}^{-1}$ ou $\lambda = 350 \text{ nm}$ (violet), avec

$$\frac{\Gamma_{atm(\lambda_1)}}{\Gamma_{atm(\lambda_2)}} = \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^4 = \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \right)^4$$

- particules dans le nuage

$$a = 1 \mu\text{m} , \omega_p = 2.10^{15} \text{ rad.s}^{-1} , \gamma_p = 10^{-14} \text{ s} , \Gamma_p = 8 \text{ km} \text{ à } z = z_o$$

6.3 - Loi de Lorentz (ou loi de Cauchy) pour la répartition n(z)

La densité des particules s'écrit :

$$n(z) = n_o \frac{1}{1 + (z - z_o)^2 \tau^2} \quad (6.16)$$

n_0 est la densité maximale des particules dans le nuage, z_0 est l'altitude correspondant à ce maximum de densité, τ est une constante de décroissance de la densité au dessus et au dessous de z_0 .

La figure VI.1 donne le profil de la densité des particules dans un nuage.

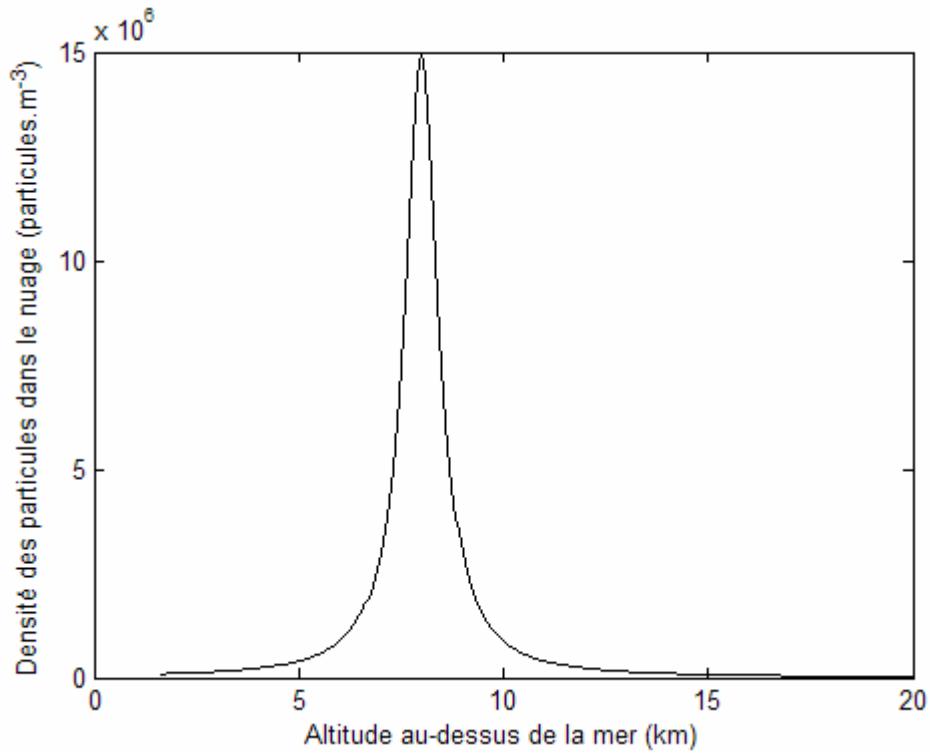


Figure VI.1 – Répartition de la densité des particules dans un nuage, suivant la loi de Lorentz, en fonction de l'altitude.

On obtient l'expression du signal Lidar suivante à partir de la relation (6.14).

$$\begin{aligned} \ln[S(z, \omega)] = & \ln\left(\frac{1}{4}\right) + \ln\left[\frac{e^{-\chi z}}{\Gamma_{atm}(w)} + \frac{8\pi a^2}{3} \frac{n_0}{1+(z-z_0)^2\tau^2} \frac{\omega^4}{\left[(\omega_p^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma_p^2}\right]}\right] \\ & + \frac{2}{\Gamma_{atm}(w)\chi \cos \theta} [e^{-\chi z} - e^{-\chi h}] - \frac{16\pi n_0 a^2}{3\tau \cos \theta} \frac{\omega^4}{\left[(\omega_p^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma_p^2}\right]} [\tan^{-1}(\tau(z-z_0)) - \tan^{-1}(\tau(h-z_0))] \end{aligned} \quad (6.17)$$

Soient les figures VI.2 et VI.3 représentant respectivement le Signal Lidar $S(z)$ pour une longueur d'onde constante, et $S(z, \lambda)$ pour une longueur d'onde variable.

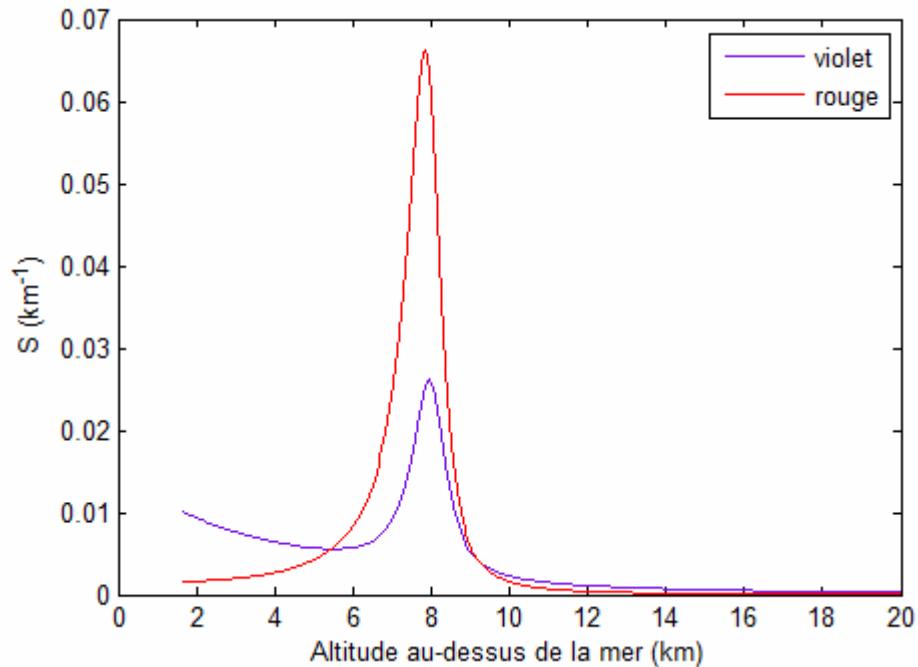


Figure. VI.2 – Réponse analytique Lidar $S(z)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de Lorentz, pour deux longueurs d'onde 350 et 700 nm.

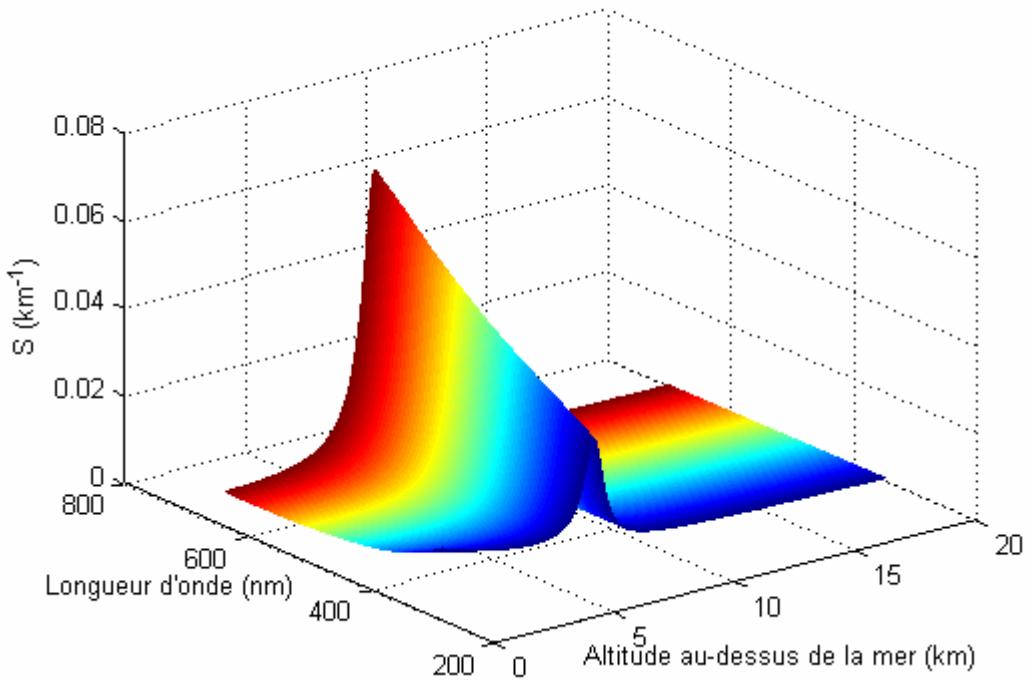


Figure. VI.3 – Réponse analytique Lidar $S(z, \lambda)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de Lorentz, pour tout le spectre visible.

6.4 - Loi de Gauss pour la répartition $n(z)$

Pour cette loi, nous écrivons la densité sous la forme :

$$n(z) = n_o e^{-(z-z_o)^2 / \tau^2} \quad (6.18)$$

dans laquelle les notations ont la même signification que pour la loi de Lorentz.

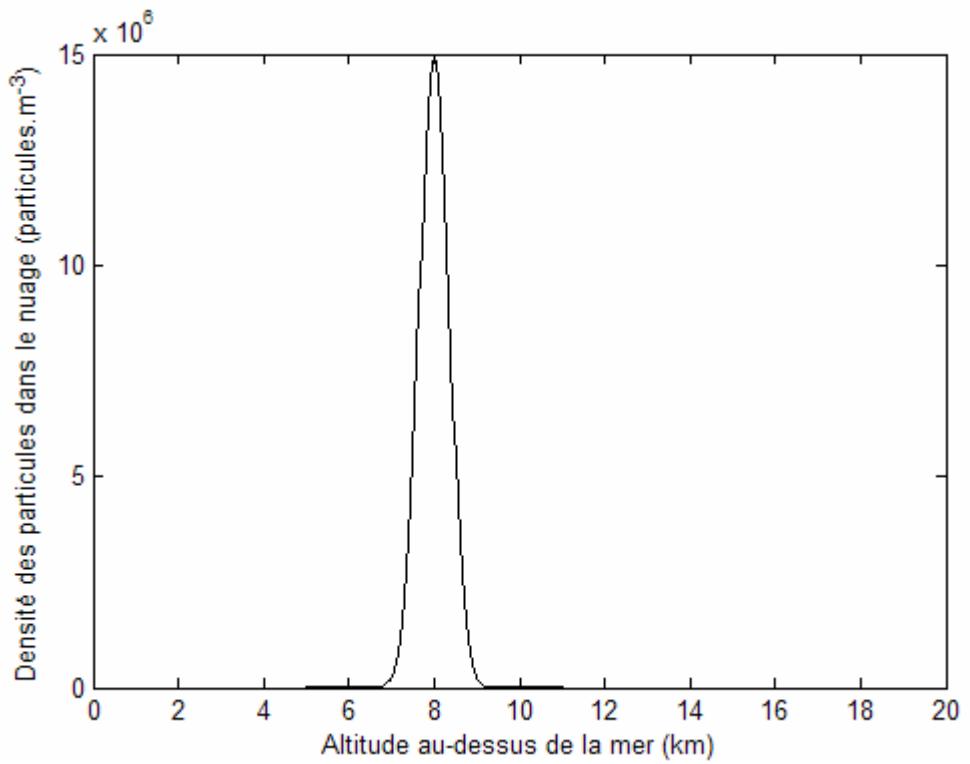


Figure VI.4 – Répartition de la densité des particules dans un nuage, suivant la loi de Gauss, en fonction de l'altitude.

On obtient l'expression analytique du signal Lidar,

$$\begin{aligned} \ln[S(z, \omega)] = & \ln\left(\frac{1}{4}\right) + \ln\left[\frac{e^{-\chi z}}{\Gamma_{atm}(w)} + \frac{8\pi a^2}{3} n_0 e^{-(z-z_0)^2 \tau^2} \left[\frac{\omega^4}{(\omega_p^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma_p^2}} \right] + \right. \\ & \left. \frac{2}{\Gamma_{atm}(w)\chi \cos \theta} [e^{-\chi z} - e^{-\chi h}] - \frac{8\pi n_0 a^2 \sqrt{\pi}}{3\tau \cos \theta} \left[\frac{\omega^4}{(\omega_p^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma_p^2}} \right] [\operatorname{erf}(\tau(z - z_0)) - \operatorname{erf}(\tau(h - z_0))] \right] \end{aligned} \quad (6.19)$$

erf étant la fonction erreur.

On a:

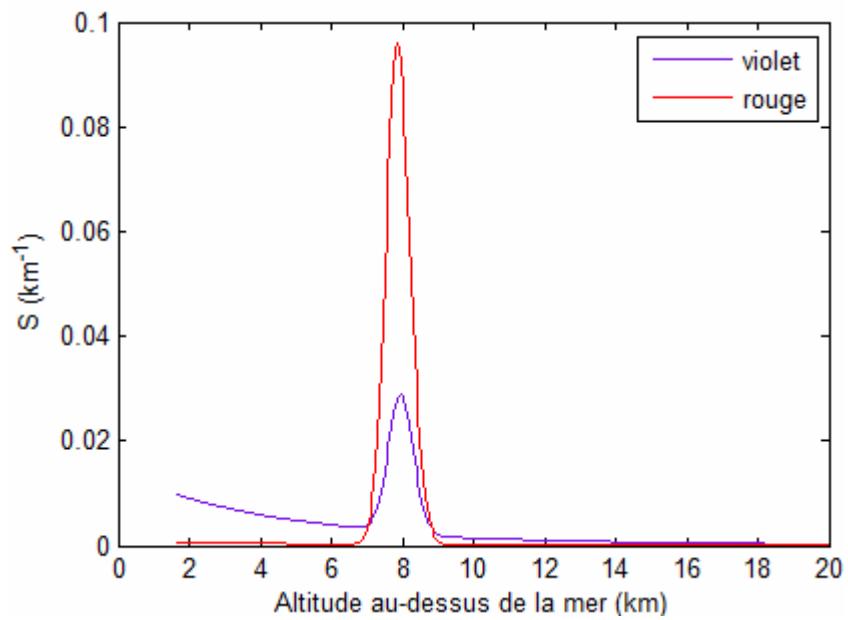


Figure VI.5 – Réponse analytique Lidar $S(z)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de Gauss, pour deux longueurs d'onde 350 et 700 nm.

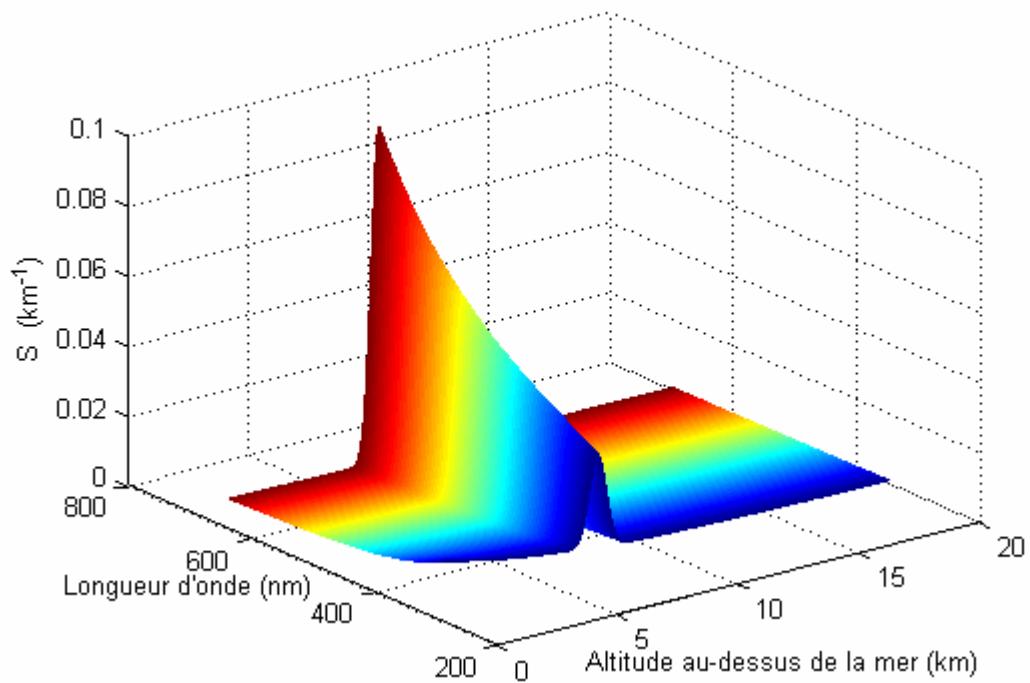


Figure VI.6 – Réponse analytique Lidar $S(z, \lambda)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de Gauss, pour tout le spectre visible.

6.5 - Loi de Student pour la répartition $n(z)$

Enfin, nous prenons

$$n(z) = n_o \frac{1}{\left[1 + \frac{(z - z_o)^2 \tau^2}{\nu} \right]^{\frac{\nu+1}{2}}} \quad (6.20)$$

comme dernier exemple de lois symétriques. Avec ν le nombre de degré de liberté de la loi de Student ($\nu \in \mathfrak{R}_+^*$)

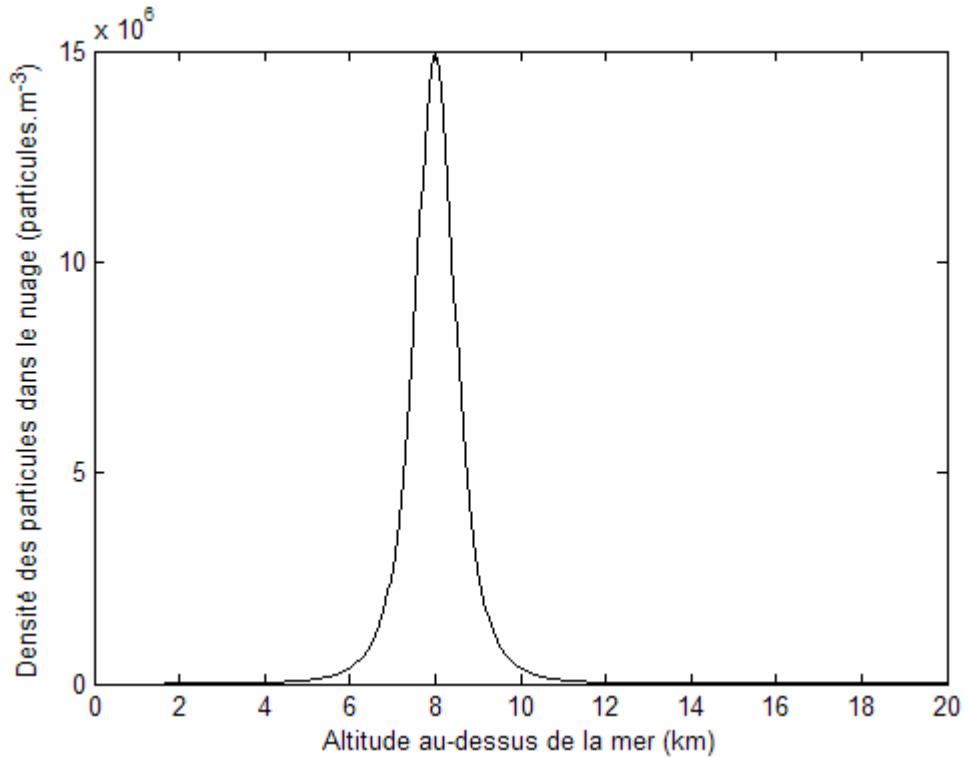


Figure VI.7 – Répartition de la densité des particules dans un nuage, suivant la loi de Student (avec $\nu = 3$), en fonction de l'altitude.

On obtient :

$$\ln[S(z, \omega)] = \ln\left(\frac{1}{4}\right) + \ln\left[\frac{e^{-\chi z}}{\Gamma_{atm}(\omega)} + \frac{8\pi a^2}{3} \frac{n_0}{\left[1 + \frac{(z - z_o)^2 \tau^2}{\nu}\right]^{\frac{\nu+1}{2}}} \frac{\omega^4}{\left[(\omega_p^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma_p^2}\right]}\right] + \frac{2}{\Gamma_{atm}(\omega)\chi \cos \theta} [e^{-\chi z} - e^{-\chi h}] \\ - \frac{16\pi n_0 a^2}{3\tau \cos \theta} \frac{\omega^4}{\left[(\omega_p^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma_p^2}\right]} \left[(z - z_o)\tau F\left(\frac{1}{2}, \frac{\nu+1}{2}, \frac{3}{2}; -\frac{(z - z_o)^2 \tau^2}{\nu}\right) - (h - z_o)\tau F\left(\frac{1}{2}, \frac{\nu+1}{2}, \frac{3}{2}; -\frac{(h - z_o)^2 \tau^2}{\nu}\right) \right] \quad (6.21)$$

F est la fonction hypergéométrique gaussienne définie par:

$$F(a, b, c; x) = \frac{\Gamma(c)}{\Gamma(a)\Gamma(b)} \sum_{k=0}^{+\infty} \frac{\Gamma(a+k)\Gamma(b+k)}{\Gamma(c+k)} \frac{x^k}{k!} \quad \Gamma \text{ représentant la fonction Gamma.}$$

On a :

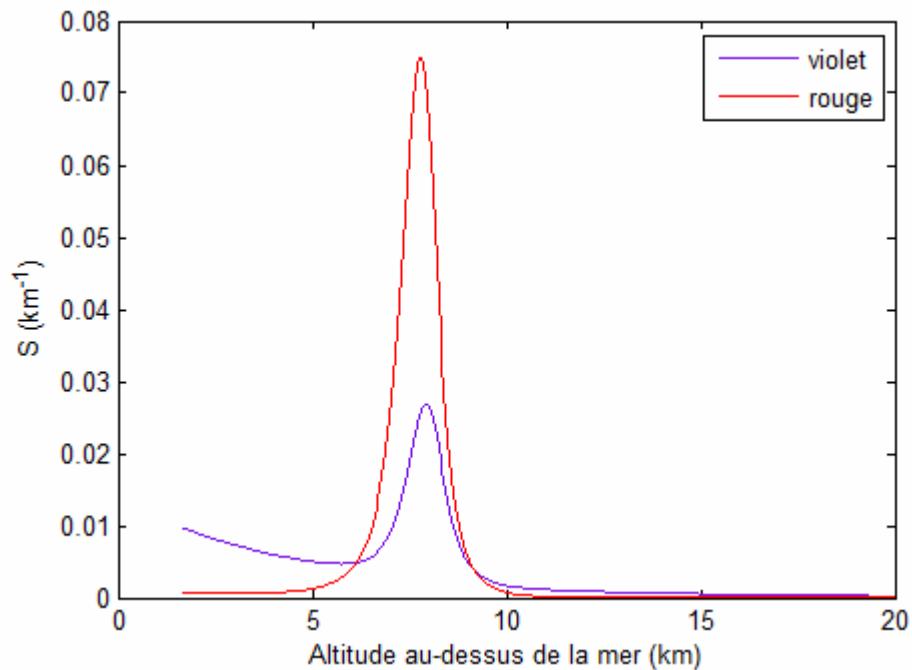


Figure VI.8 – Réponse analytique Lidar $S(z)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de Student, pour deux longueurs d'onde 350 et 700 nm.

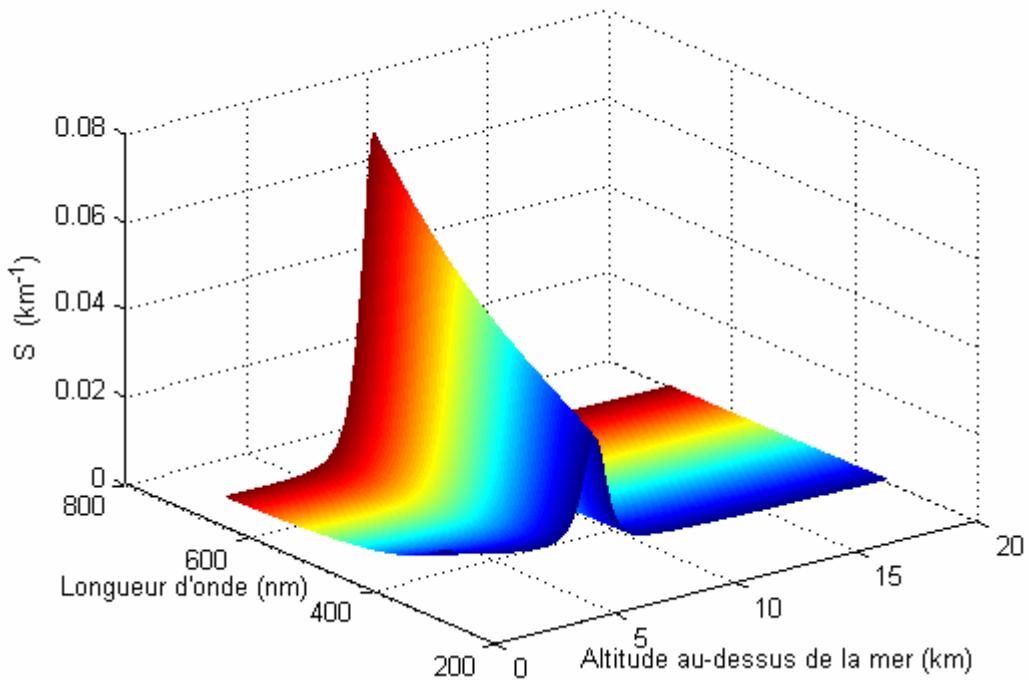


Figure VI.9 – Réponse analytique Lidar $S(z, \lambda)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de Student, pour tout le spectre visible.

6.6 - Loi de Rayleigh asymétrique

6.6.1 - Cas où la densité est plus grande en dessous du centre du nuage qu'au-dessus

Deux situations se présentent:

$$n(z) = n_o (1 - (z - z_o) \tau) e^{-\frac{1}{2} (z - z_o)^2 / \tau^2} \quad \text{si } z \leq z_o + \frac{1}{\tau} \quad (6.22)$$

$$n(z) = 0 \quad \text{si } z \geq z_o + \frac{1}{\tau} \quad (6.23)$$

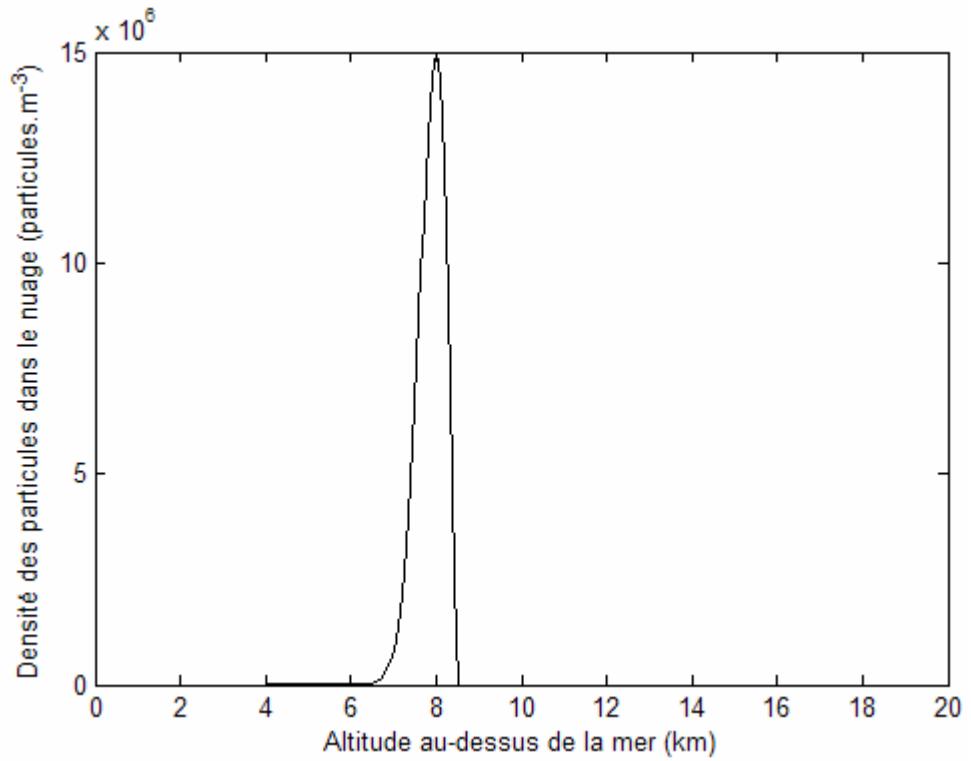


Figure VI.10 – Répartition de la densité des particules dans un nuage, dissymétrique vers le bas, suivant la loi de Rayleigh, en fonction de l'altitude.

On obtient :

$$\begin{aligned} \ln[S(z, \omega)] = & \ln\left(\frac{1}{4}\right) + \ln\left[\frac{e^{-\chi z}}{\Gamma_{atm}(w)} + \frac{8\pi a^2}{3} n_0 (1 - (z - z_o) \tau) e^{-\frac{1}{2}(z-z_o)^2 \tau^2 + (z-z_o)\tau} \frac{\omega^4}{((\omega_p^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma_p^2})}\right] + \\ & \frac{2}{\Gamma_{atm}(w)\chi \cos \theta} [e^{-\chi z} - e^{-\chi h}] - \frac{16\pi n_0 a^2}{3\tau \cos \theta} \frac{\omega^4}{((\omega_p^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma_p^2})} \left[e^{-\frac{1}{2}(z-z_o)^2 \tau^2 + (z-z_o)\tau} - e^{-\frac{1}{2}(h-z_o)^2 \tau^2 + (h-z_o)\tau} \right] \quad \text{si } z \leq z_0 + \frac{1}{\tau} \end{aligned} \quad (6.24)$$

$$\ln[S(z, \omega)] = \ln\left(\frac{1}{4}\right) + \ln\left[\frac{e^{-\chi z}}{\Gamma_{atm}(w)}\right] + \frac{2}{\Gamma_{atm}(w)\chi \cos \theta} \left[e^{\frac{1}{2}} - e^{-\frac{1}{2}(h-z_o)^2 \tau^2 + (h-z_o)\tau} \right] \quad \text{si } z \geq z_0 - \frac{1}{\tau} \quad (6.25)$$

Les figures V.11 et V.12 illustrent ce résultat:

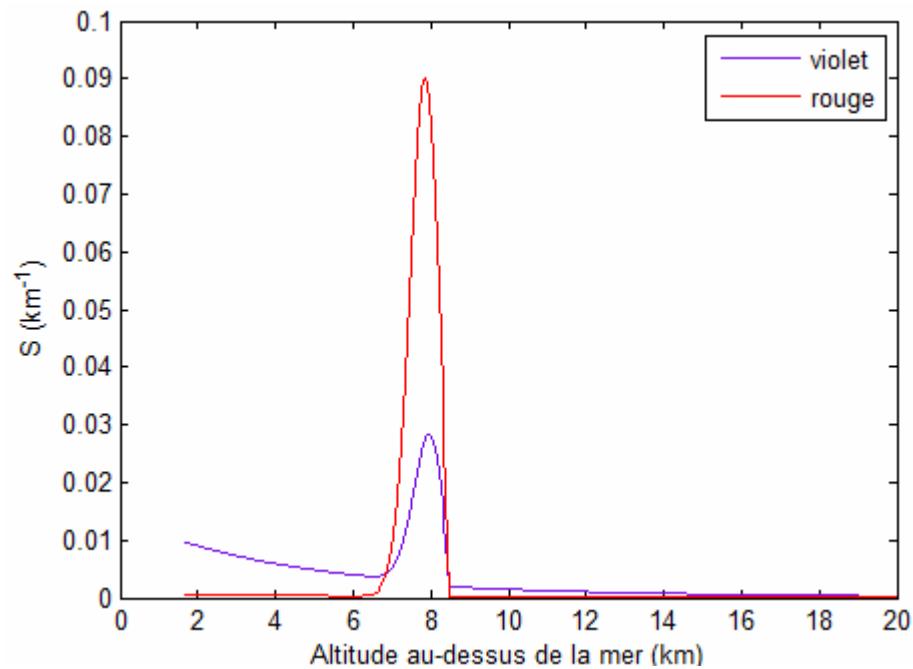


Figure VI.11 – Réponse analytique Lidar $S(z)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de Rayleigh, dissymétrique vers le bas, pour deux longueurs d'onde 350 et 700 nm.

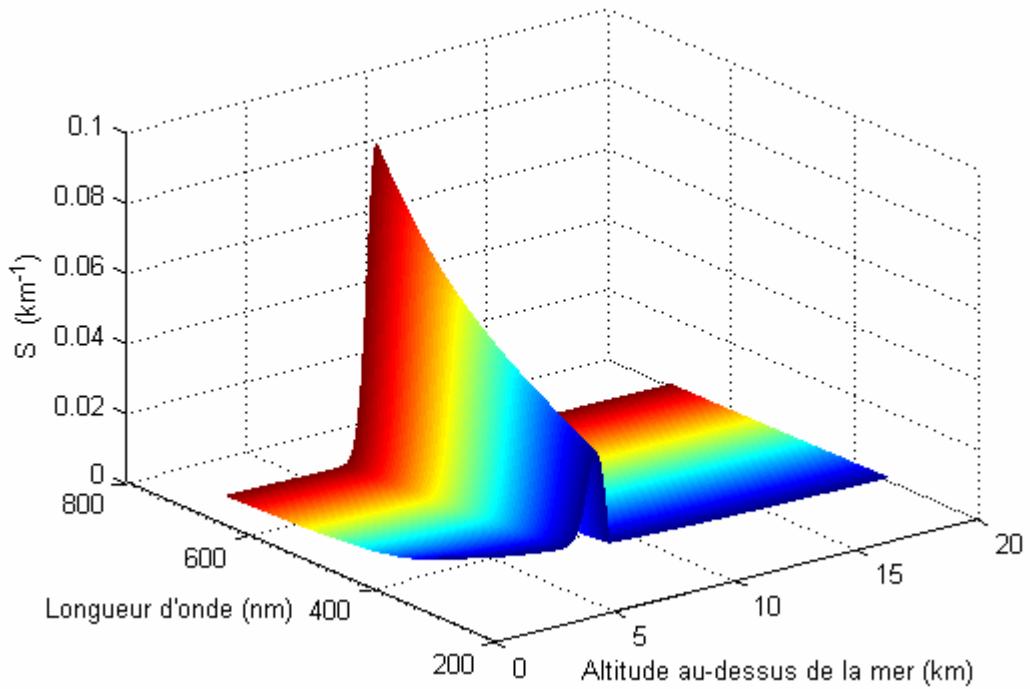


Figure VI.12 – Réponse analytique Lidar $S(z)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de Rayleigh, dissymétrique vers le bas, pour tout le spectre visible.

6.6.2 - Cas où la densité est plus grande au-dessus du centre du nuage qu'en dessous

$$n(z) = n_o (1 + (z - z_o) \tau) e^{-\frac{1}{2} (z - z_o)^2 \tau^2 - (z - z_o) \tau} \quad \text{si } z \geq z_o - \frac{1}{\tau} \quad (6.26)$$

$$n(z) = 0 \quad \text{si } z \leq z_o - \frac{1}{\tau} \quad (6.27)$$

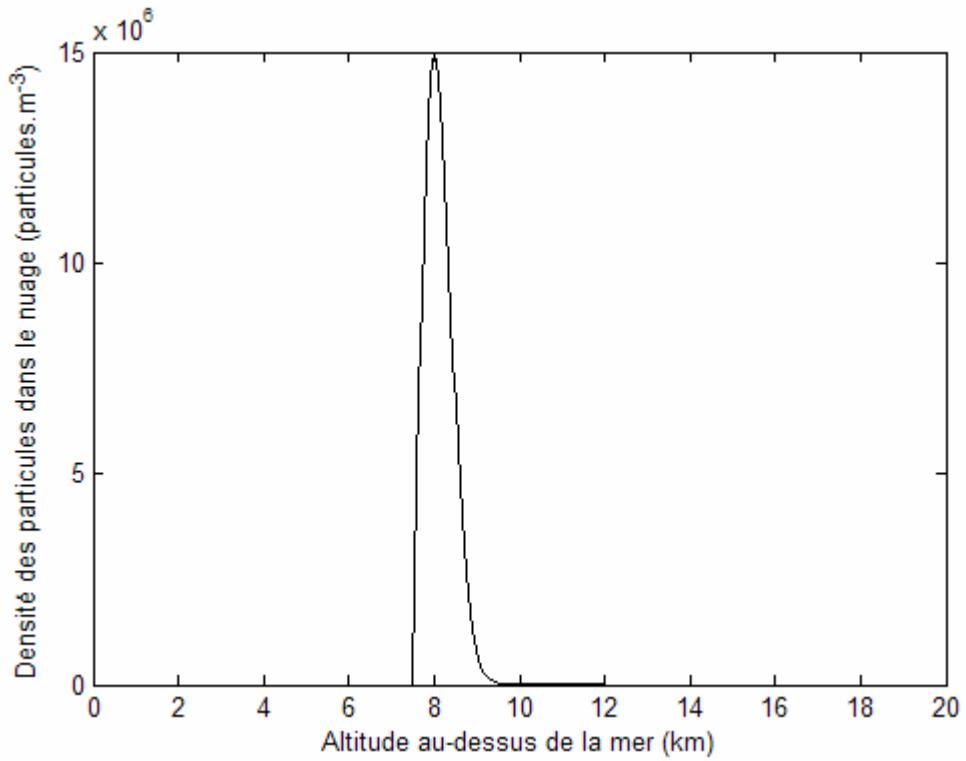


Figure VI.13 – Répartition de la densité des particules dans un nuage, dissymétrique vers le haut, suivant la loi de Rayleigh, en fonction de l'altitude.

D'où :

$$\begin{aligned} \ln[S(z, \omega)] &= \ln\left(\frac{1}{4}\right) + \ln \left[\frac{e^{-\chi z}}{\Gamma_{atm}(w)} + \frac{8\pi a^2}{3} n_0 (1 + (z - z_o) \tau) e^{-\frac{1}{2}(z-z_o)^2 \tau^2 - (z-z_o)\tau} \frac{\omega^4}{\left[(\omega_p^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma_p^2}\right]} \right] \\ &+ \frac{2}{\Gamma_{atm}(w) \chi \cos \theta} [e^{-\chi z} - e^{-\chi h}] - \frac{16\pi n_0 a^2}{3\tau \cos \theta} \frac{\omega^4}{\left[(\omega_p^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma_p^2}\right]} \left[e^{\frac{1}{2}} - e^{-\frac{1}{2}(z-z_0)^2 \tau^2 - (z-z_0)\tau} \right] \quad \text{si } z \geq z_0 - \frac{1}{\tau} \end{aligned} \tag{6.28}$$

$$\ln[S(z, \omega)] = \ln\left(\frac{1}{4}\right) + \ln \left[\frac{e^{-\chi z}}{\Gamma_{atm}(w)} \right] + \frac{2}{\Gamma_{atm}(w) \chi \cos \theta} [e^{-\chi z} - e^{-\chi h}] \quad \text{si } z \leq z_0 - \frac{1}{\tau} \tag{6.29}$$

et, pour le signal on a:

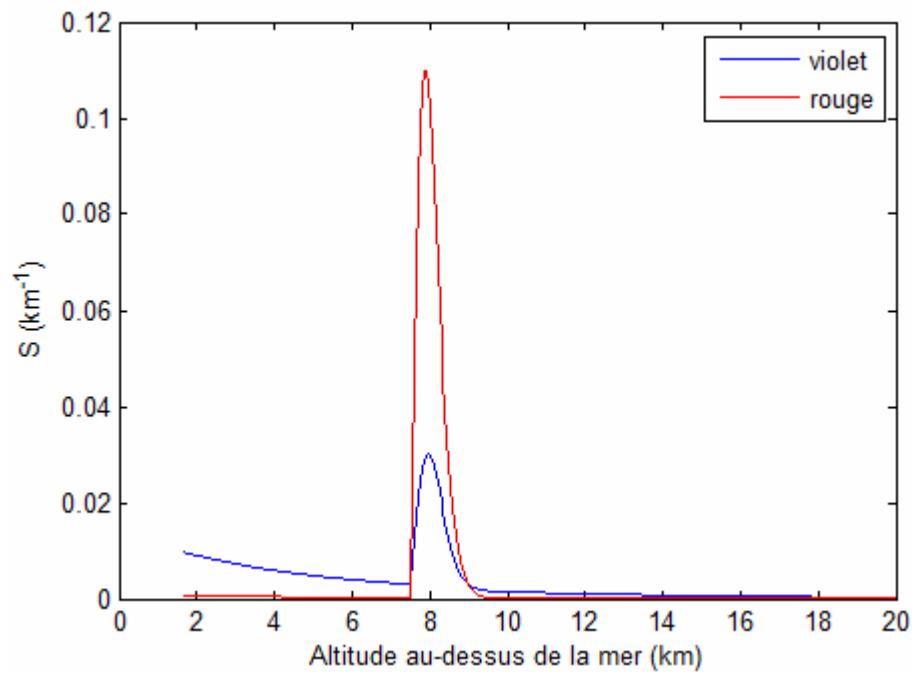


Figure VI.14 – Réponse analytique Lidar $S(z)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de Rayleigh, dissymétrique vers le haut, pour deux longueurs d'onde 350 et 700 nm.

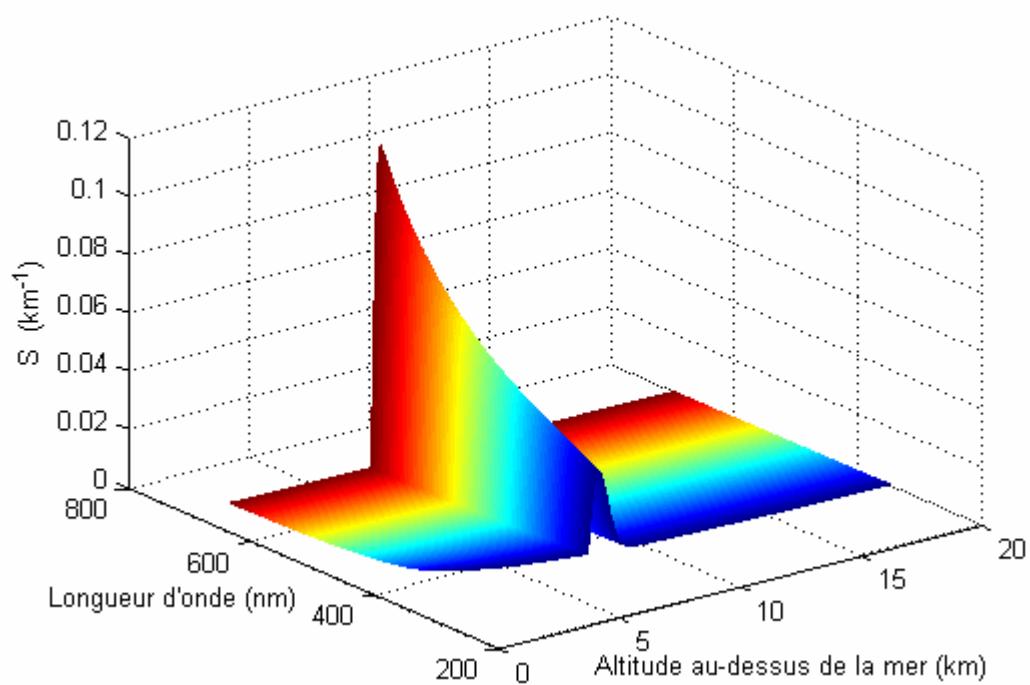


Figure VI.15 – Réponse analytique Lidar $S(z)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de Rayleigh, dissymétrique vers le haut, pour tout le spectre visible.

6.7 - Loi de Weibull

6.7.1 - Cas où la densité est plus grande en-dessous du centre du nuage qu'au-dessus

B est un coefficient intervenant sur la forme et la dissymétrie de la réponse.

* cas où $1 \leq B \leq 3$

$$n(z) = n_o \frac{e^{1-\frac{1}{B}}}{\left(1-\frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}}} \left[\left(1-\frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}} - (z-z_o)\tau \right]^{(B-1)} e^{-\left[\left(1-\frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}} - (z-z_o)\tau\right]^B} \quad \text{si } z \leq z_o + \frac{\left(1-\frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}}}{\tau} \quad (6.30)$$

$$n(z) = 0 \quad \text{si } z \geq z_o + \frac{\left(1-\frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}}}{\tau} \quad (6.31)$$

Il vient :

$$\begin{aligned} \ln[S(z, \omega)] &= \ln\left(\frac{1}{4}\right) + \ln \left[\frac{e^{-\chi z}}{\Gamma_{atm}(w)} + \frac{8\pi a^2}{3} \frac{\omega^4}{\left[(\omega_p^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma_p^2}\right]} n_0 \frac{e^{1-\frac{1}{B}}}{\left(1-\frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}}} \left[\left(1-\frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}} - (z-z_o)\tau \right]^{(B-1)} e^{-\left[\left(1-\frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}} - (z-z_o)\tau\right]^B} \right] + \\ &\quad \frac{2}{\Gamma_{atm}(w) \chi \cos \theta} [e^{-\chi z} - e^{-\chi h}] - \frac{16\pi n_0 a^2}{3\tau \cos \theta} \frac{\omega^4}{\left[(\omega_p^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma_p^2}\right]} \frac{e^{1-\frac{1}{B}}}{B \left(1-\frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}}} \left[e^{-\left[\left(1-\frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}} - (z-z_o)\tau\right]^B} - e^{-\left[\left(1-\frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}} - (h-z_o)\tau\right]^B} \right] \\ &\quad \text{si } z \leq z_o + \frac{\left(1-\frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}}}{\tau} \end{aligned} \quad (6.32)$$

$$\begin{aligned}
\ln [S(z, \omega)] = & \ln \left(\frac{1}{4} \right) + \ln \left[\frac{e^{-\chi z}}{\Gamma_{atm}(w)} \right] + \frac{2}{\Gamma_{atm}(w) \chi \cos \theta} \left[e^{-\chi z} - e^{-\chi h} \right] \\
& - \frac{16 \pi n_0 a^2}{3 \tau \cos \theta} \frac{\omega^4}{\left[(\omega_p^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma_p^2} \right]} \frac{e^{1-\frac{1}{B}}}{B \left(1 - \frac{1}{B} \right)^{1-\frac{1}{B}}} \left[1 - e^{-\left[\left(1 - \frac{1}{B} \right)^{\frac{1}{B}} - (h - z_o) \tau \right]^B} \right] \\
& \text{si } z \geq z_0 + \frac{\left(1 - \frac{1}{B} \right)^{\frac{1}{B}}}{\tau} \quad (6.33)
\end{aligned}$$

* cas où $B \geq 4$

$$n(z) = n_o \frac{e^{1-\frac{1}{B}}}{\left(1 - \frac{1}{B} \right)^{1-\frac{1}{B}}} \left[\left(1 - \frac{1}{B} \right)^{\frac{1}{B}} + (z - z_o) \tau \right]^{(B-1)} e^{-\left[\left(1 - \frac{1}{B} \right)^{\frac{1}{B}} + (z - z_o) \tau \right]^B} \quad \text{si } z \geq z_o - \frac{\left(1 - \frac{1}{B} \right)^{\frac{1}{B}}}{\tau} \quad (6.34)$$

$$n(z) = 0 \quad \text{si } z \leq z_o - \frac{\left(1 - \frac{1}{B} \right)^{\frac{1}{B}}}{\tau} \quad (6.35)$$

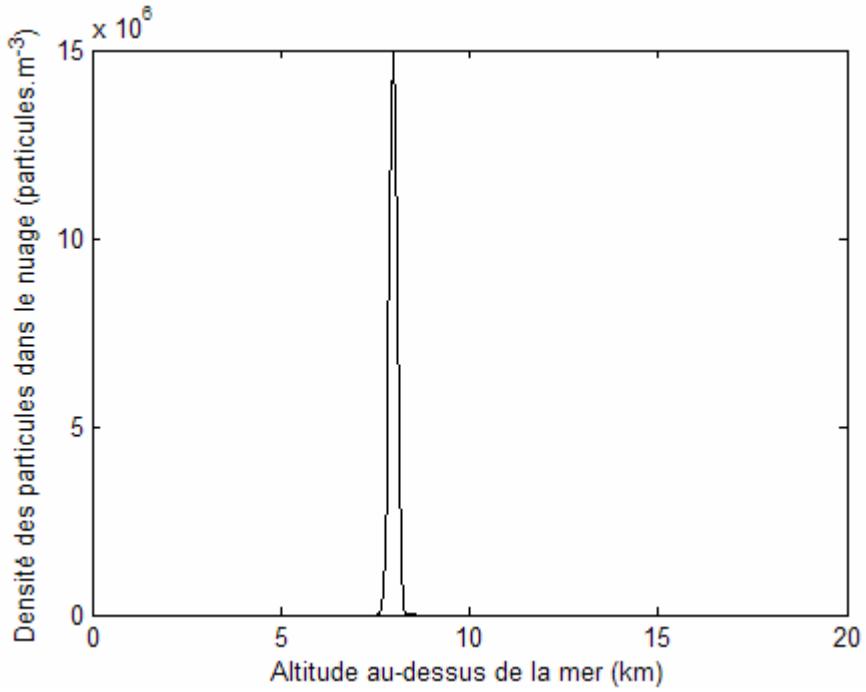


Figure VI.16 – Répartition de la densité des particules dans un nuage, dissymétrique vers le bas, suivant la loi de Weibull ($B = 5$), en fonction de l'altitude.

On a alors pour le signal :

$$\begin{aligned}
 \ln[S(z, \omega)] &= \ln\left(\frac{1}{4}\right) + \ln \left[\frac{e^{-\chi z}}{\Gamma_{atm}(\omega)} + \frac{8\pi a^2}{3} \frac{\omega^4}{\left[(\omega_p^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma_p^2}\right]} n_0 \frac{e^{1-\frac{1}{B}}}{\left(1-\frac{1}{B}\right)^{1-\frac{1}{B}}} \left[\left(1-\frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}} + (z-z_o)\tau \right]^{(B-1)} e^{-\left[\left(1-\frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}} + (z-z_o)\tau\right]^B} \right] \\
 &+ \frac{2}{\Gamma_{atm}(\omega) \chi \cos \theta} [e^{-\chi z} - e^{-\chi h}] - \frac{16\pi n_0 a^2}{3\tau \cos \theta} \frac{\omega^4}{\left[(\omega_p^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma_p^2}\right]} \frac{e^{1-\frac{1}{B}}}{B \left(1-\frac{1}{B}\right)^{1-\frac{1}{B}}} \left[1 - e^{-\left[\left(1-\frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}} + (z-z_o)\tau\right]^B} \right] \\
 &\text{si } z \geq z_0 - \frac{\left(1-\frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}}}{\tau}
 \end{aligned}
 \tag{6.36}$$

(6.36)

$$\ln[S(z, \omega)] = \ln\left(\frac{1}{4}\right) + \ln\left[\frac{e^{-\chi z}}{\Gamma_{atm}(\omega)}\right] + \frac{2}{\Gamma_{atm}(\omega) \chi \cos \theta} [e^{-\chi z} - e^{-\chi h}] \quad si \quad z \leq z_0 - \frac{\left(1 - \frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}}}{\tau} \quad (6.37)$$

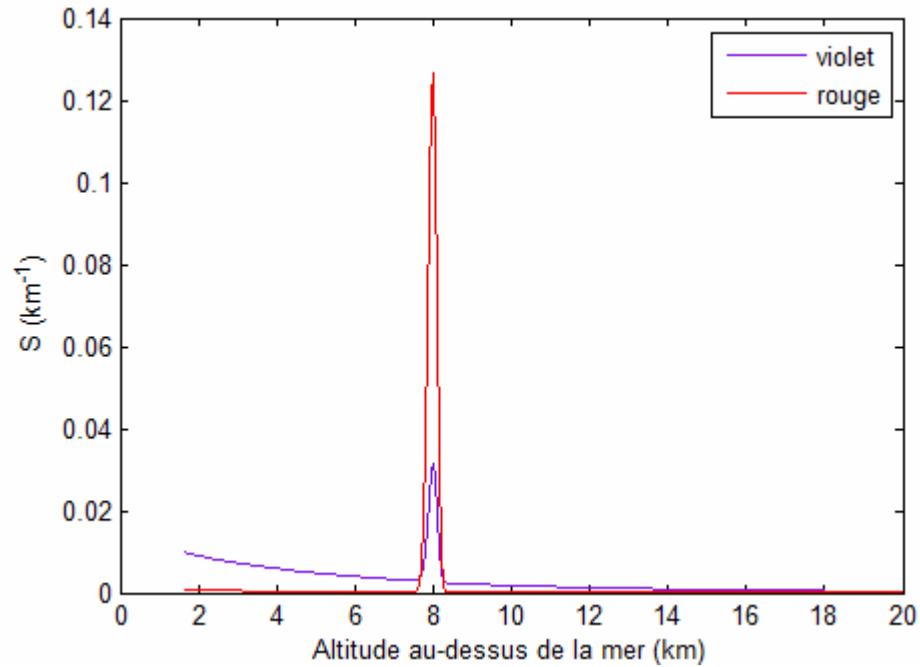


Figure VI.17 – Réponse analytique Lidar $S(z)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de Weibull ($B = 5$), dissymétrique vers le bas, pour deux longueurs d'onde 350 et 700 nm.

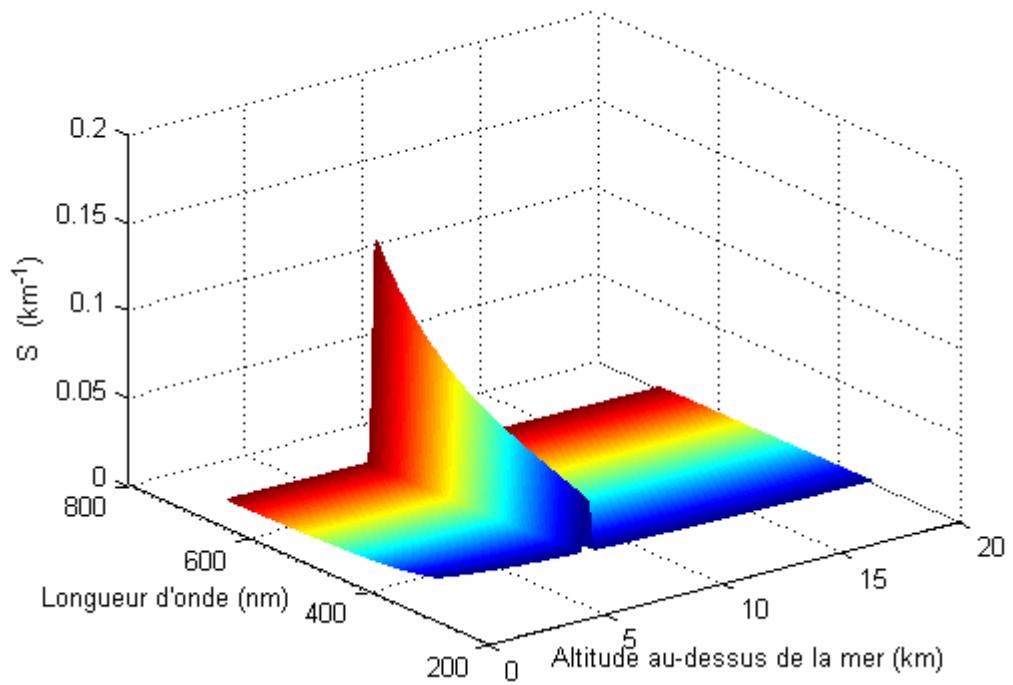


Figure VI.18 – Réponse analytique Lidar $S(z)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de Weibull ($B = 5$), dissymétrique vers le bas, pour tout le spectre visible.

6.7.2 - Cas où la densité est plus grande au-dessus du centre du nuage qu'en-dessous

* cas où $1 \leq B \leq 3$

$$n(z) = n_o \frac{e^{1-\frac{1}{B}}}{\left(1-\frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}}} \left[\left(1-\frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}} + (z-z_o)\tau \right]^{(B-1)} e^{-\left[\left(1-\frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}} + (z-z_o)\tau\right]^B} \quad \text{si } z \geq z_o - \frac{\left(1-\frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}}}{\tau} \quad (6.38)$$

$$n(z) = 0 \quad \text{si } z \leq z_o - \frac{\left(1-\frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}}}{\tau} \quad (6.39)$$

D'où :

$$\begin{aligned}
\ln[S(z, \omega)] = & \ln\left(\frac{1}{4}\right) + \ln \left[\frac{e^{-\chi z}}{\Gamma_{atm}(w)} + \frac{8\pi a^2}{3} \frac{\omega^4}{\left[(\omega_p^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma_p^2}\right]} n_0 \frac{e^{1-\frac{1}{B}}}{\left(1 - \frac{1}{B}\right)^{1-\frac{1}{B}}} \left[\left(1 - \frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}} + (z - z_o)\tau \right]^{(B-1)} e^{-\left[\left(1 - \frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}} + (z - z_o)\tau\right]^B} \right] \\
& + \frac{2}{\Gamma_{atm}(w) \chi \cos \theta} [e^{-\chi z} - e^{-\chi h}] - \frac{16\pi n_0 a^2}{3\tau \cos \theta} \frac{\omega^4}{\left[(\omega_p^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma_p^2}\right]} \frac{e^{1-\frac{1}{B}}}{B \left(1 - \frac{1}{B}\right)^{1-\frac{1}{B}}} \left[1 - e^{-\left[\left(1 - \frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}} + (z - z_o)\tau\right]^B} \right] \\
& \text{si } z \geq z_0 - \frac{\left(1 - \frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}}}{\tau} \tag{6.40}
\end{aligned}$$

$$\ln[S(z, \omega)] = \ln\left(\frac{1}{4}\right) + \ln \left[\frac{e^{-\chi z}}{\Gamma_{atm}(w)} \right] + \frac{2}{\Gamma_{atm}(w) \chi \cos \theta} [e^{-\chi z} - e^{-\chi h}] \quad \text{si } z \leq z_0 - \frac{\left(1 - \frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}}}{\tau} \tag{6.41}$$

* cas où $B \geq 4$

$$n(z) = n_o \frac{e^{1-\frac{1}{B}}}{\left(1 - \frac{1}{B}\right)^{1-\frac{1}{B}}} \left[\left(1 - \frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}} - (z - z_o)\tau \right]^{(B-1)} e^{-\left[\left(1 - \frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}} - (z - z_o)\tau\right]^B} \quad \text{si } z \leq z_o + \frac{\left(1 - \frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}}}{\tau} \tag{6.42}$$

$$n(z) = 0 \quad \text{si } z \geq z_o + \frac{\left(1 - \frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}}}{\tau} \tag{6.43}$$

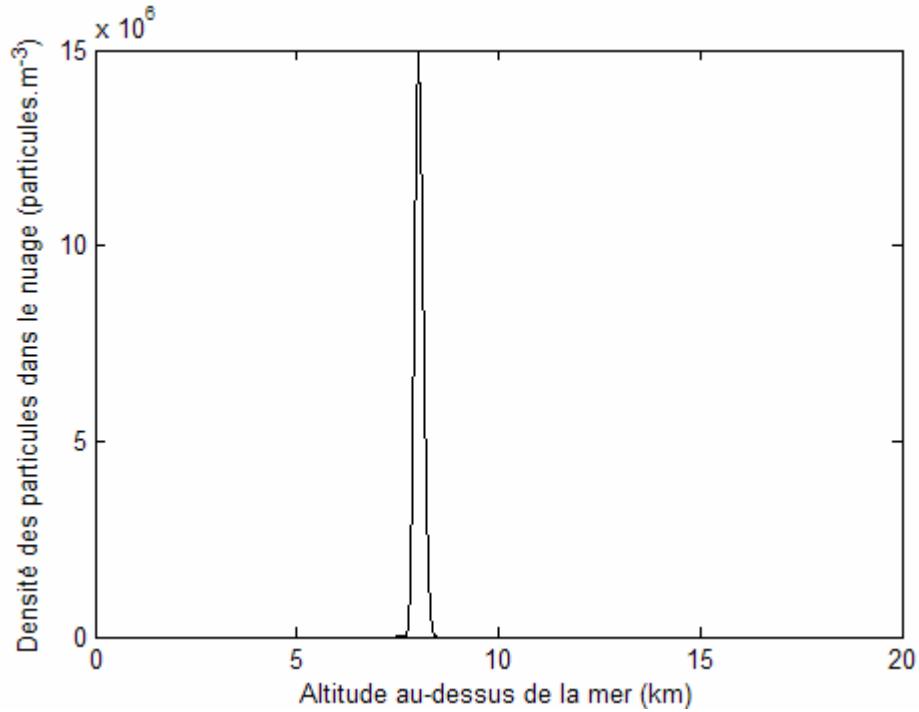


Figure VI.19 – Répartition de la densité des particules dans un nuage, dissymétrique vers le haut, suivant la loi de Weibull ($B = 5$), en fonction de l'altitude.

D'où :

$$\begin{aligned}
 \ln[S(z, \omega)] &= \ln\left(\frac{1}{4}\right) + \ln\left[\frac{e^{-\chi z}}{\Gamma_{atm}(\omega)} + \frac{8\pi a^2}{3} \frac{\omega^4}{\left[(\omega_p^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma_p^2}\right]} n_0 e^{\frac{1-\frac{1}{B}}{1-\frac{1}{B}}} \left[\left(1 - \frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}} - (z - z_o)\tau \right]^{(B-1)} e^{-\left[\left(1 - \frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}} - (z - z_o)\tau\right]^B} \right] \\
 &+ \frac{2}{\Gamma_{atm}(\omega) \chi \cos \theta} [e^{-\chi z} - e^{-\chi h}] - \frac{16\pi n_0 a^2}{3\tau \cos \theta} \frac{\omega^4}{\left[(\omega_p^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma_p^2}\right]} \frac{e^{\frac{1-\frac{1}{B}}{1-\frac{1}{B}}}}{B \left(1 - \frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}}} \left[e^{-\left[\left(1 - \frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}} - (z - z_o)\tau\right]^B} - e^{-\left[\left(1 - \frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}} - (h - z_o)\tau\right]^B} \right] \\
 &\text{si } z \leq z_0 + \frac{\left(1 - \frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}}}{\tau}
 \end{aligned}
 \tag{6.44}$$

(6.44)

$$\begin{aligned}
\ln[S(z, \omega)] = & \ln\left(\frac{1}{4}\right) + \ln\left[\frac{e^{-\chi z}}{\Gamma_{atm}(w)}\right] + \frac{2}{\Gamma_{atm}(w) \chi \cos \theta} [e^{-\chi z} - e^{-\chi h}] \\
& - \frac{16\pi n_0 a^2}{3\tau \cos \theta} \frac{\omega^4}{\left[(\omega_p^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma_p^2}\right]} \frac{e^{1-\frac{1}{B}}}{B\left(1-\frac{1}{B}\right)^{1-\frac{1}{B}}} \left[1 - e^{-\left[\left(1-\frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}} - (h-z_o)\tau\right]^B}\right] \quad (6.45) \\
& \text{si } z \geq z_0 - \frac{\left(1-\frac{1}{B}\right)^{\frac{1}{B}}}{\tau}
\end{aligned}$$

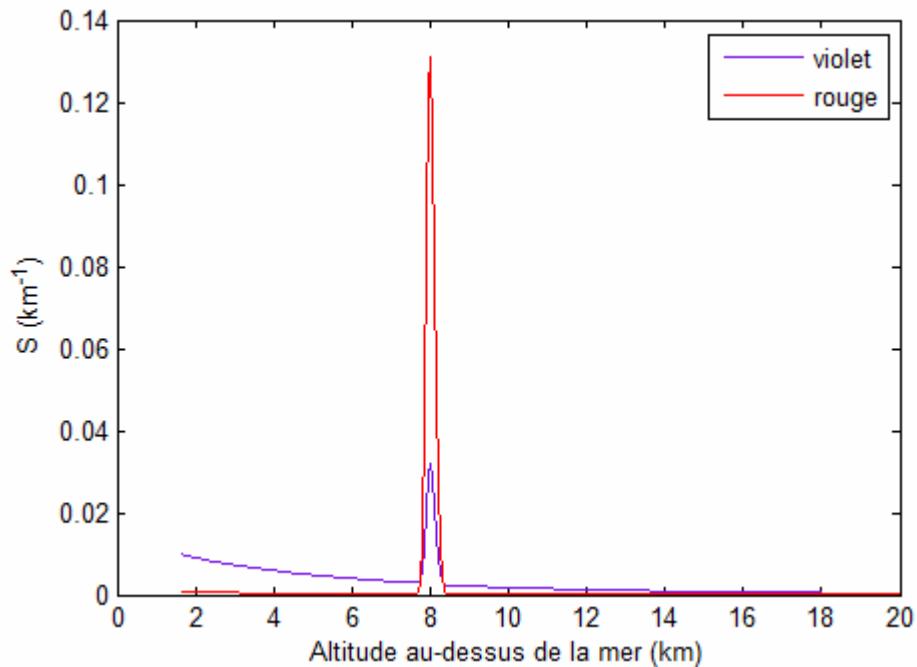


Figure VI.20 – Réponse analytique Lidar $S(z)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de Weibull ($B = 5$), dissymétrique vers le haut, pour deux longueurs d'onde 350 et 700 nm.

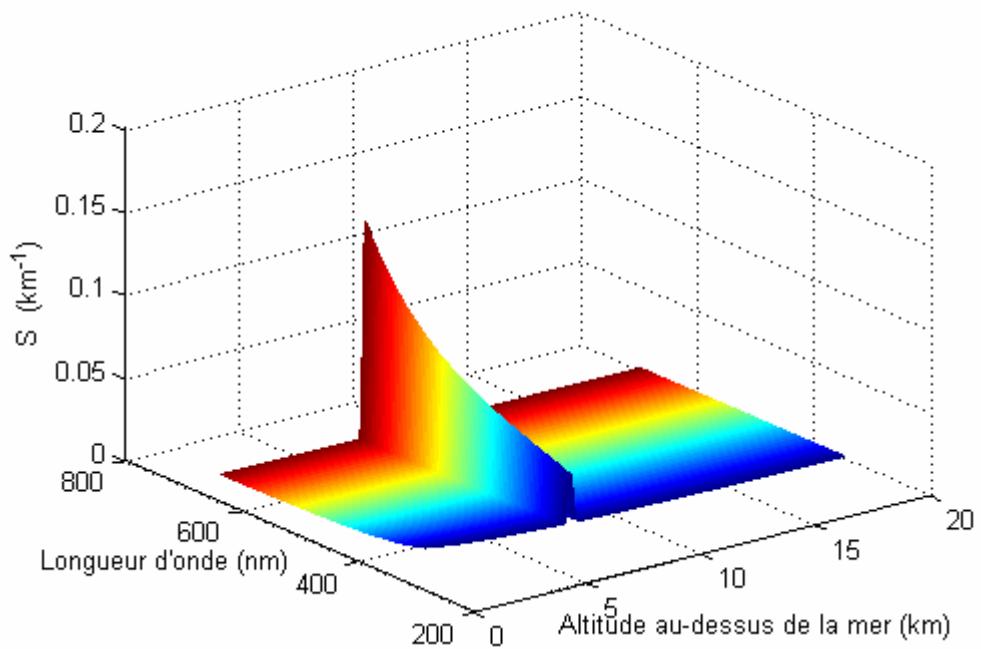


Figure VI.21 – Réponse analytique Lidar $S(z)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de Weibull ($B = 5$), dissymétrique vers le haut, pour tout le spectre visible.

6.8 - Loi de la valeur extrême

6.8.1 - Cas où la densité est plus grande en-dessous du centre du nuage qu'au-dessus

$$n(z) = n_o e^1 e^{(z-z_o)\tau} e^{-e^{(z-z_o)\tau}} \quad (6.46)$$

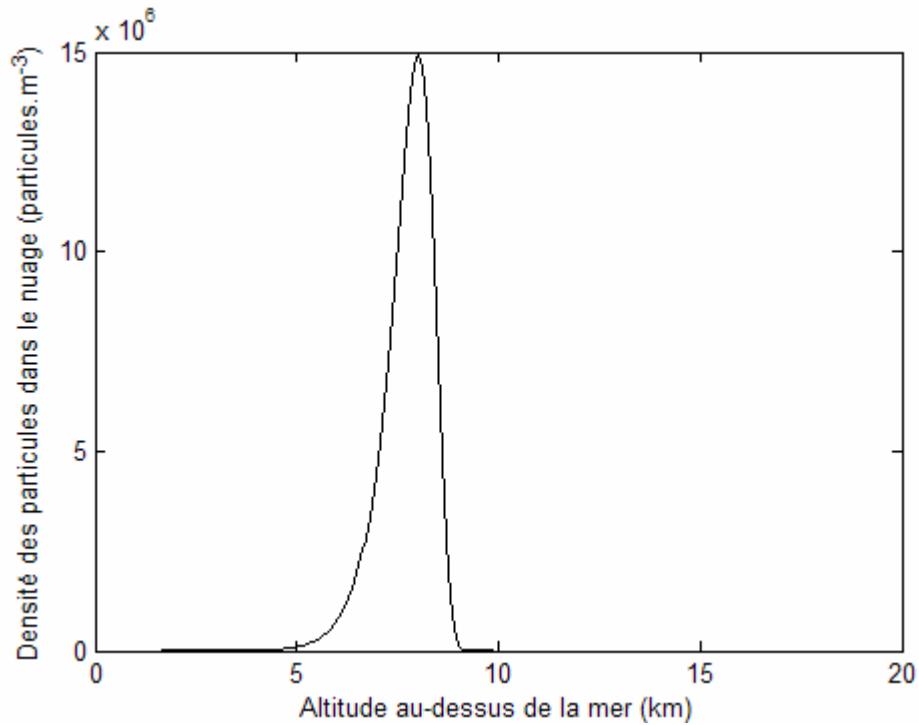


Figure VI.22 – Répartition de la densité des particules dans un nuage, dissymétrique vers le bas, suivant la loi de la valeur extrême, en fonction de l'altitude.

On obtient :

$$\begin{aligned}
 \ln [S(z, \omega)] &= \ln \left(\frac{1}{4} \right) + \ln \left[\frac{e^{-\chi z}}{\Gamma_{atm}(w)} + \frac{8\pi a^2}{3} n_0 e^1 e^{(z-z_o)\tau} e^{-e^{(z-z_o)\tau}} \frac{\omega^4}{[(\omega_p^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma_p^2}]} \right] \\
 &+ \frac{2}{\Gamma_{atm}(w) \chi \cos \theta} [e^{-\chi z} - e^{-\chi h}] - \frac{8\pi n_0 a^2}{3\tau \cos \theta} \frac{\omega^4}{[(\omega_p^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma_p^2}]} e^1 [e^{-e^{(h-z_o)\tau}} - e^{-e^{(z-z_o)\tau}}]
 \end{aligned} \tag{6.47}$$

Il en résulte :

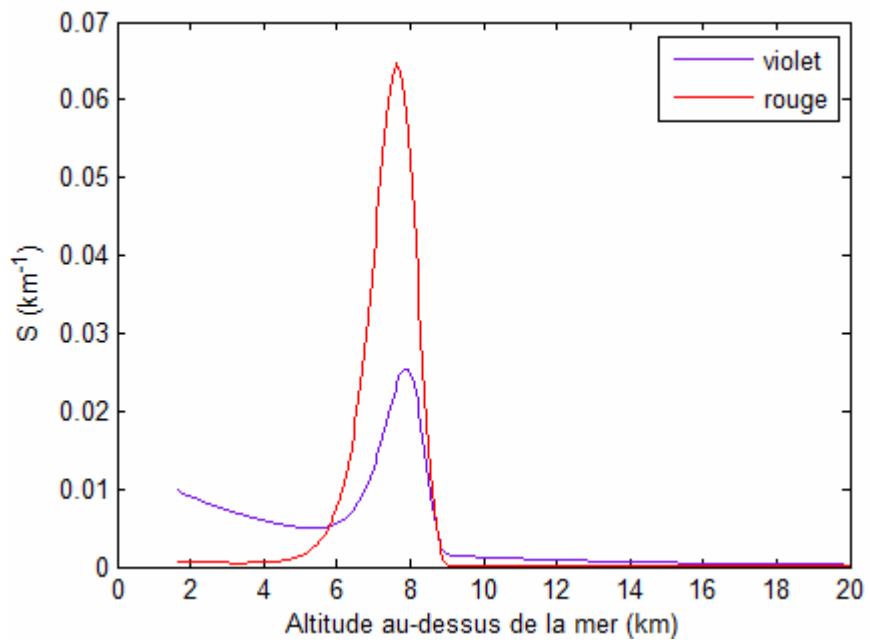


Figure VI.23 – Réponse analytique Lidar $S(z)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de la valeur extrême, dissymétrique vers le bas, pour deux longueurs d'onde 350 et 700 nm.

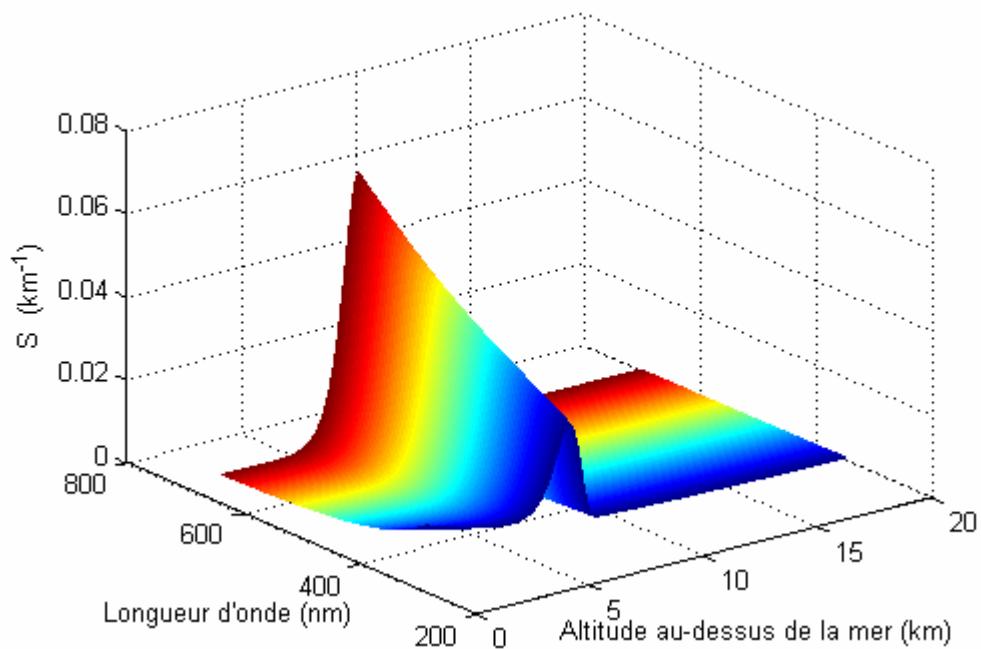


Figure VI.24 – Réponse analytique Lidar $S(z)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de la valeur extrême, dissymétrique vers le bas, pour tout le spectre visible.

6.8.2 - Cas où la densité est plus grande au-dessus du centre du nuage qu'en-dessous

$$n(z) = n_0 e^1 e^{-(z-z_0)\tau} e^{-e^{-(z-z_0)\tau}} \quad (6.48)$$

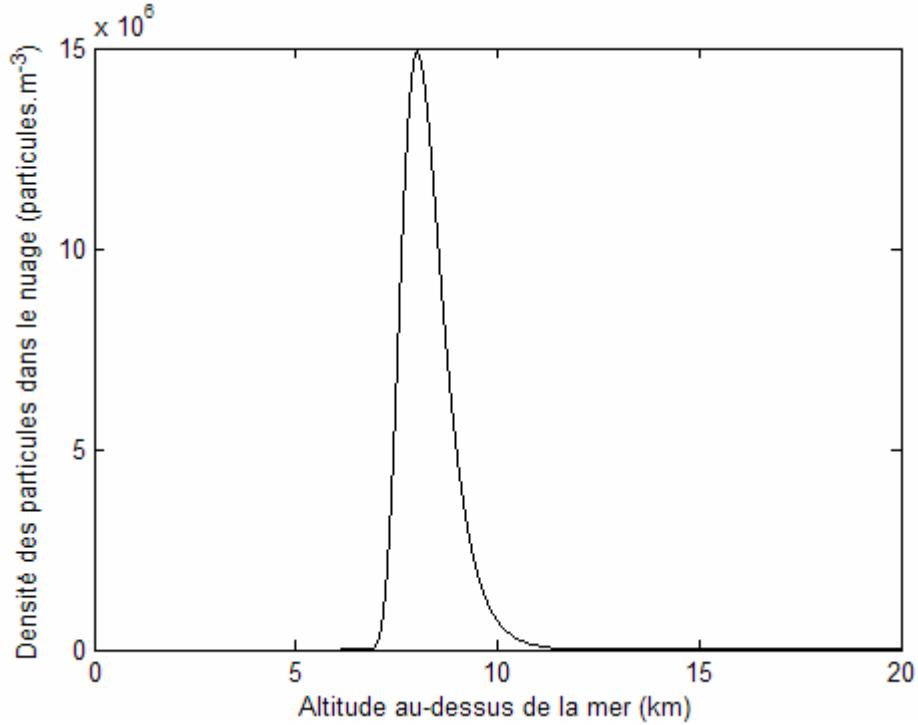


Figure VI.25 – Répartition de la densité des particules dans un nuage, dissymétrique vers le haut, suivant la loi de la valeur extrême, en fonction de l'altitude.

On obtient :

$$\begin{aligned} \ln[S(z, \omega)] &= \ln\left(\frac{1}{4}\right) + \ln\left[\frac{e^{-\chi z}}{\Gamma_{atm}(w)} + \frac{8\pi a^2}{3} n_0 e^1 e^{-(z-z_0)\tau} e^{-e^{-(z-z_0)\tau}} \frac{\omega^4}{((\omega_p^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma_p^2})}\right] \\ &+ \frac{2}{\Gamma_{atm}(w) \chi \cos \theta} [e^{-\chi z} - e^{-\chi h}] - \frac{8\pi n_0 a^2}{3\tau \cos \theta} \frac{\omega^4}{((\omega_p^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\gamma_p^2})} e^1 \left[e^{-e^{-(z-z_0)\tau}} - e^{-e^{-(h-z_0)\tau}} \right] \end{aligned} \quad (6.49)$$

dont la représentation est :

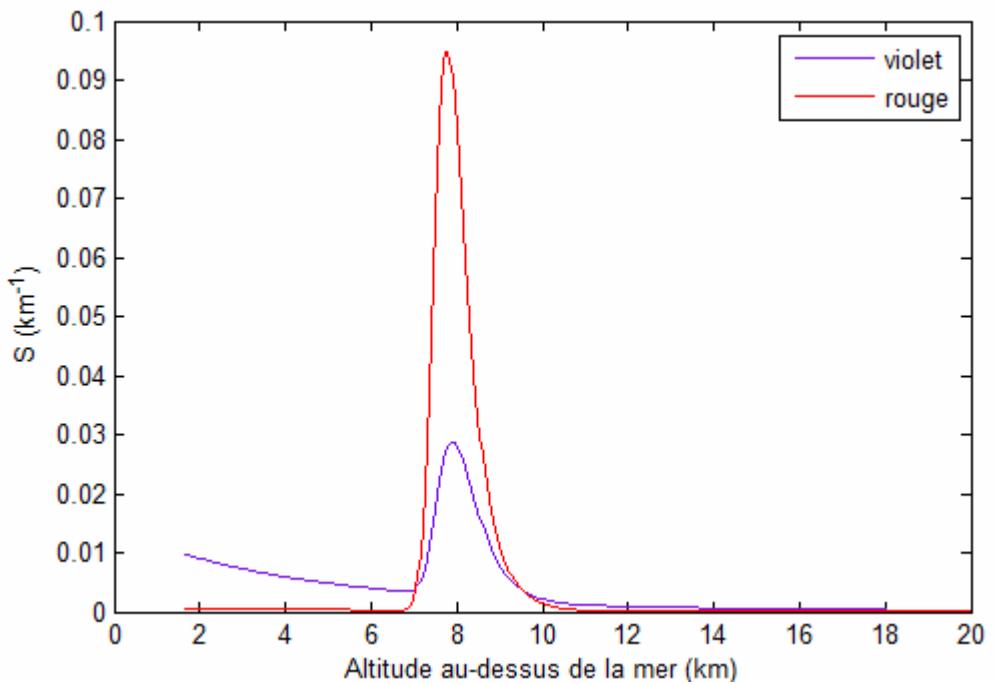


Figure VI.26 – Réponse analytique Lidar $S(z)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de la valeur extrême, dissymétrique vers le haut, pour deux longueurs d'onde 350 et 700 nm.

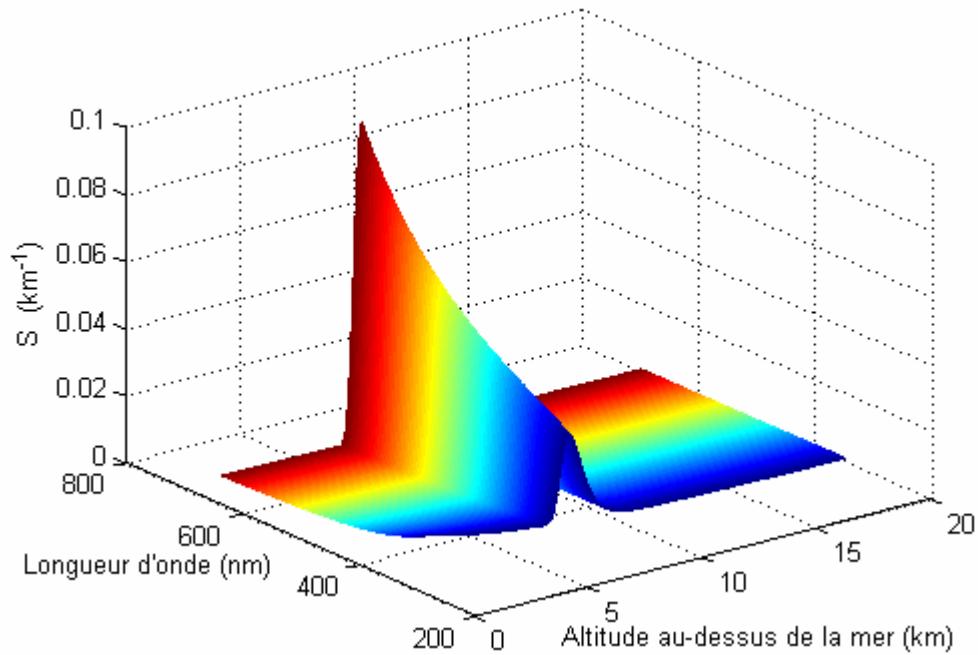


Figure VI.27 – Réponse analytique Lidar $S(z)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de la valeur extrême, dissymétrique vers le haut, pour tout le spectre visible.

Nous notons à travers ses différents cas que, pour tous les signaux simulés, la réponse d'un nuage, correspondante au rouge, a une plus grande amplitude que la réponse correspondante au violet. L'explication réside dans le fait que la fréquence du rouge est plus proche de la fréquence propre de la particule que la fréquence du violet. Il en résulte que le rouge entraîne une plus grande réaction de la particule. Par contre, la réponse purement moléculaire, hors ou sans nuage, est mieux mise en évidence par le violet parce que la fréquence propre moléculaire est très au-dessus du violet et donc plus proche du violet que du rouge.

Ces mêmes constatations s'observent sur les signaux expérimentaux.

6.9 – Application à des signaux Lidar expérimentaux

L'exploitation des constantes liées à la perturbation nuageuse, dépendantes de l'altitude z ou dépendantes du temps que l'équation (6.1) introduit, est très intéressante. Nous savons, en effet, à partir de la théorie classique de l'émission dipolaire particulière que : $\frac{1}{\gamma} = \frac{\alpha}{m} = \frac{2a\omega_o^2}{3c}$ et la connaissance de γ et ω_o permet de déduire le rayon a de la particule. Ensuite, en utilisant la relation $\frac{1}{\Gamma_p} = \frac{8\pi a^2 n_o}{3}$ il est facile de déduire la densité maximale des particules, puis leur répartition suivant la loi de probabilité sélectionnée.

La considération successive du signal violet puis du signal vert est importante parce qu'elle permet d'accroître la précision sur la détermination des paramètres d'ajustement. Suivant notre précédente remarque, le signal vert est plus réactif aux particules nuageuses ou d'aérosol et son étude permet d'affiner les premiers résultats obtenus avec le signal violet.

Nous donnons, ci-après, les paramètres d'ajustement relatifs à plusieurs signaux expérimentaux montrant des pics de rétrodiffusion nuageuses, symétriques et dissymétriques, chacun d'eux étant obtenu avec les deux longueurs d'onde du laser.

6.9.1 - Cas du signal expérimental du 03/01/2003 à 23h42mn

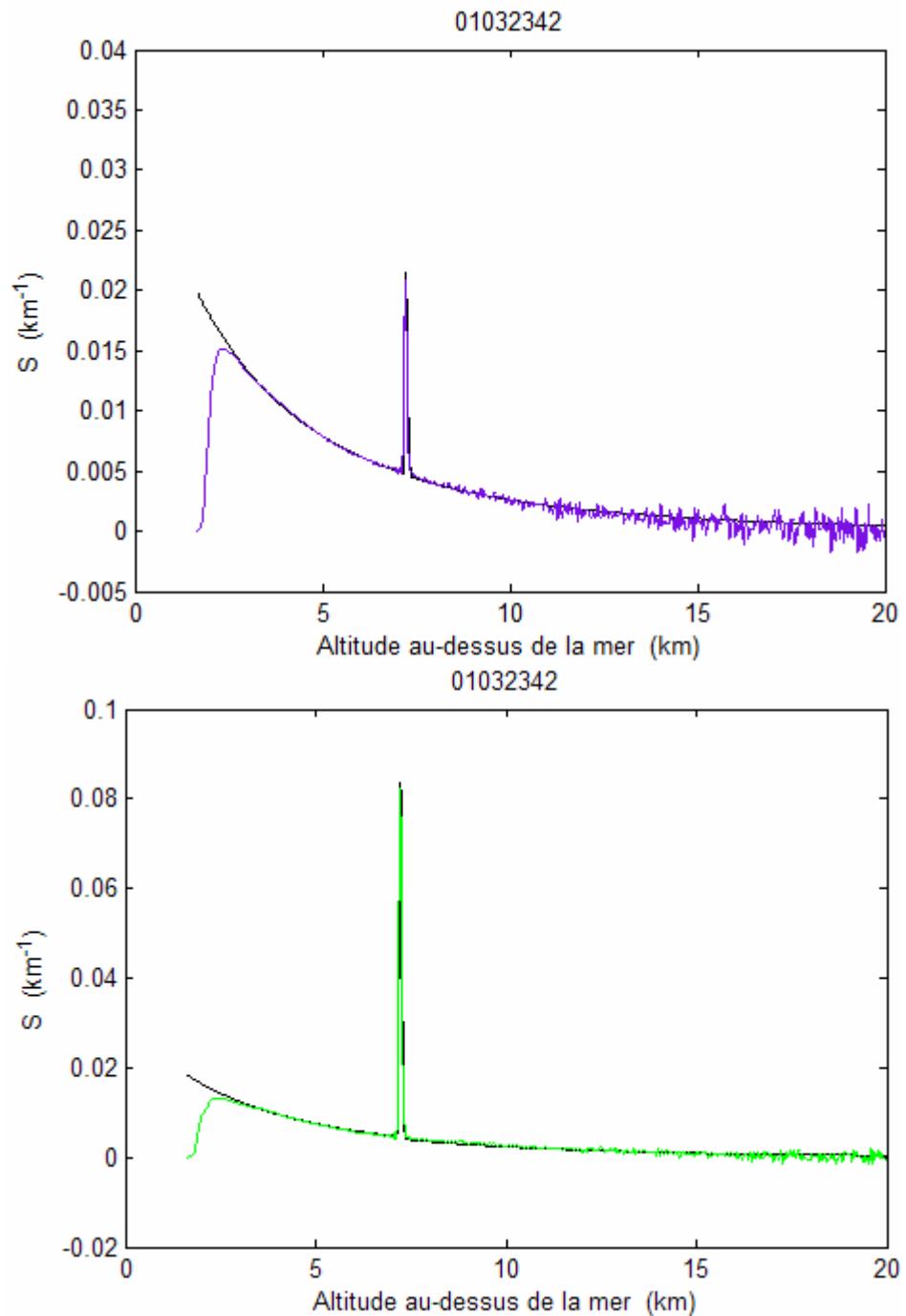


Figure VI.28 : Signaux expérimentaux et modèles analytiques à partir de la loi de Weibull.

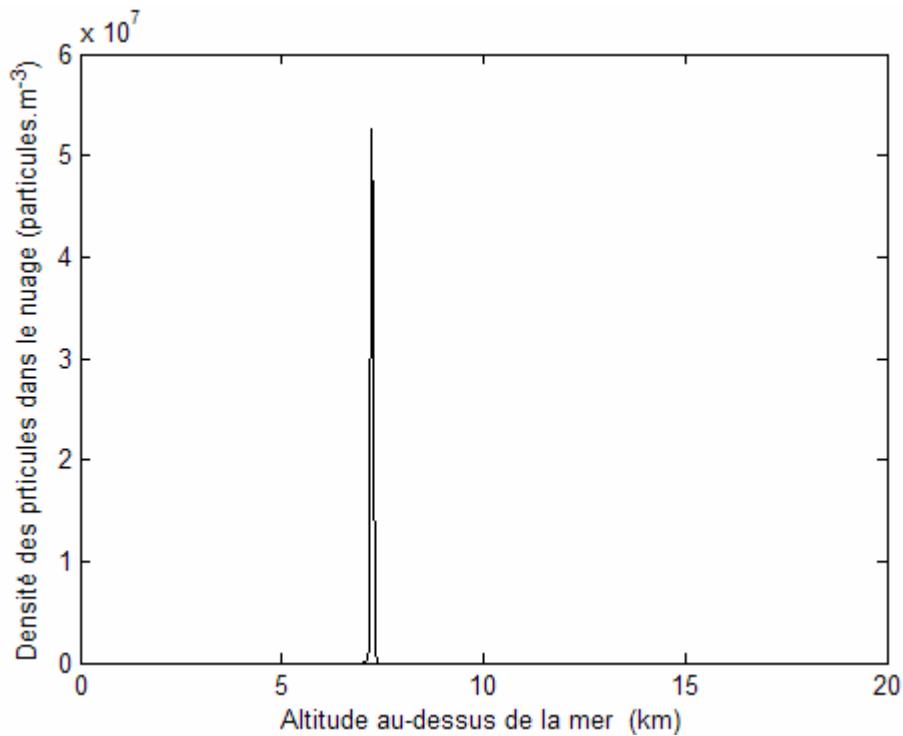


Figure VI.29 : Profil de la densité des particules dans le nuage du signal 01032342.

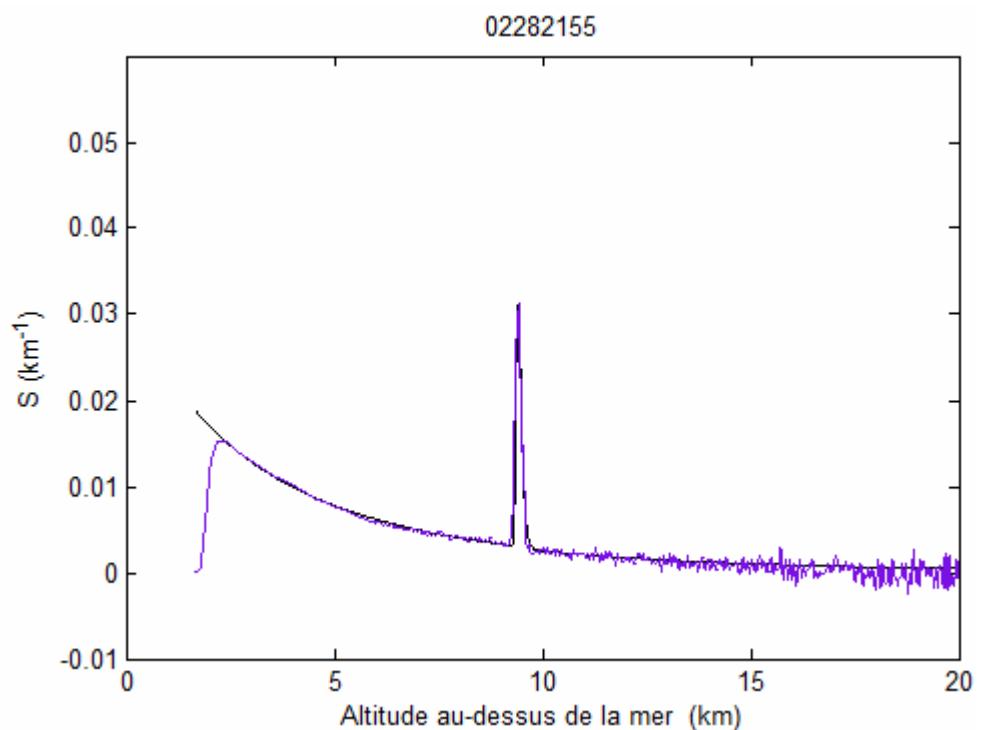
Soit le tableau ci-dessous qui résume les différents résultats :

Caractéristiques	Valeurs numériques
Base du nuage	$z_b = 7.12 \text{ km}$
Sommet du nuage	$z_s = 7.51 \text{ km}$
Epaisseur géométrique du nuage	$e = 0.39 \text{ km}$
Libre parcours moyen des photons au sol	$\Gamma_a = 10.42 \text{ km pour } \lambda = 355\text{nm}$ $\Gamma_a = 52.57 \text{ km pour } \lambda = 532\text{nm}$
Libre parcours moyen des photons au centre du nuage	$\Gamma_p = 1.79 \text{ km}$
Fréquence propre des particules	$\omega_p = 2.0 * 10^{14} \text{ rad.s}^{-1}$
Constante caractéristique de décroissance des molécules dans l'atmosphère	$1/\chi = 6.75 \text{ km}$

Constante de décroissance de la densité des particules autour du centre du nuage	$\tau = 6.0 \text{ km}^{-1}$
Coefficient d'amortissement des particules du nuage	$\gamma_p = 1.0 * 10^{-14} \text{ s}$
Rayon des particules	$a = 1.12 \mu\text{m}$
Densité des particules au centre du nuage	$n_p = 53 \text{ particles. cm}^{-3}$

Tableau VI.1 : Récapitulatif des résultats correspondant au signal expérimental 01032342 en utilisant la loi de Weibull.

6.9.2 - Cas du signal expérimental du 28/02/2003 à 21h55mn



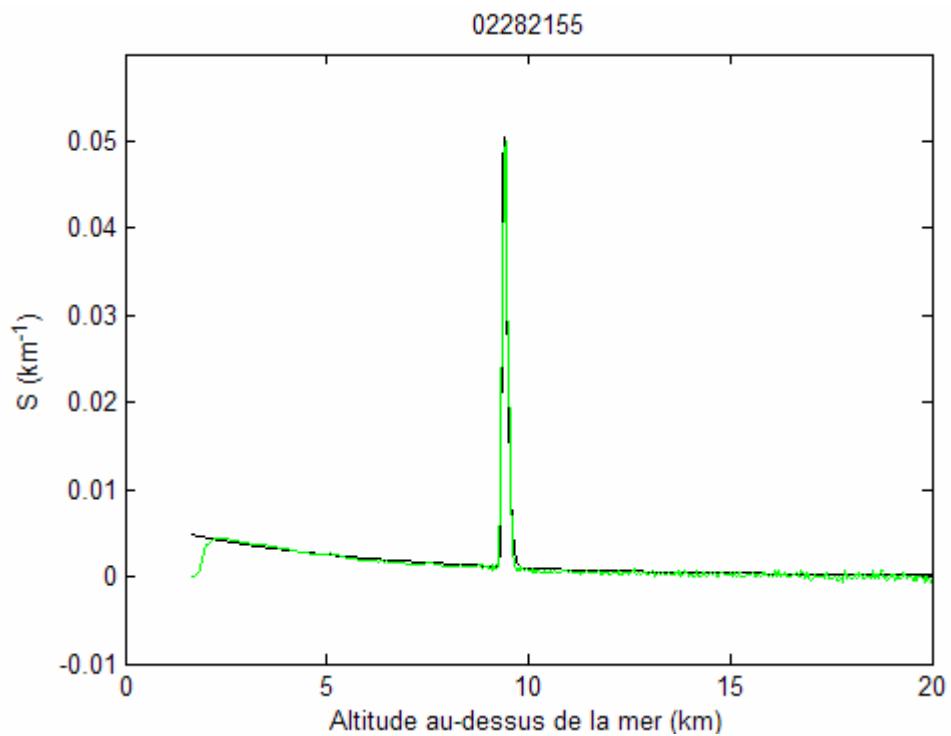


Figure VI.30 : Signaux expérimentaux et modèles analytiques à partir de la loi de la valeur extrême.

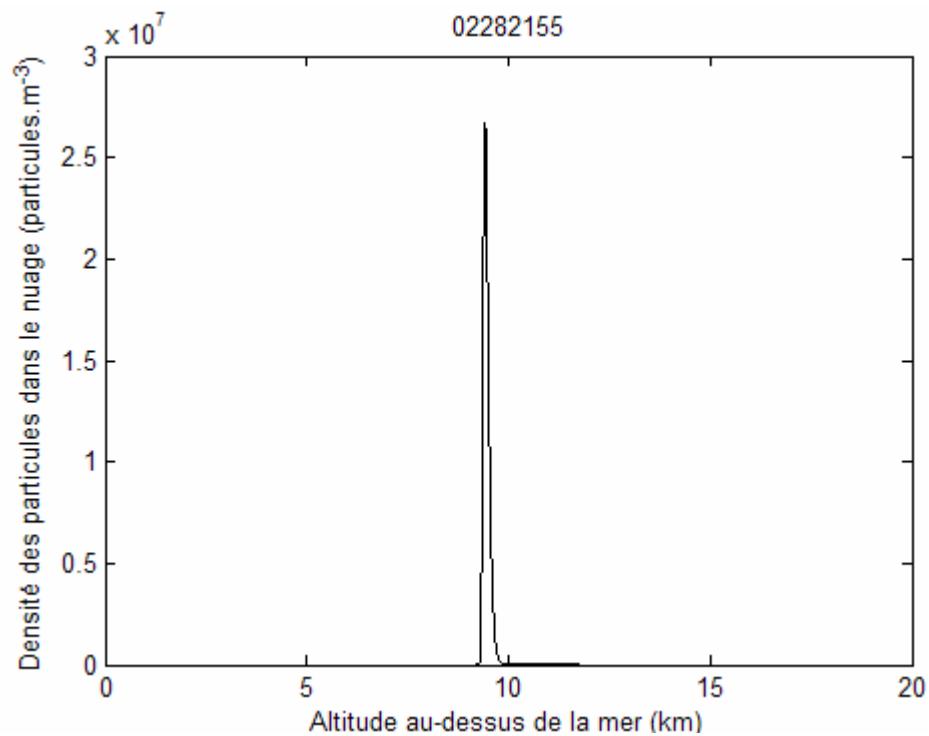


Figure VI.31 : Profil de la densité des particules dans le nuage du signal 02282155.

Caractéristiques	Valeurs numériques
Base du nuage	$z_b = 9.09 \text{ km}$
Sommet du nuage	$z_s = 9.75 \text{ km}$
Epaisseur géométrique du nuage	$e = 0.66 \text{ km}$
Libre parcours moyen des photons au sol	$\Gamma_a = 10.42 \text{ km pour } \lambda = 355 \text{ nm}$ $\Gamma_a = 52.57 \text{ km pour } \lambda = 532 \text{ nm}$
Libre parcours moyen des photons au centre du nuage	$\Gamma_p = 3.05 \text{ km}$
Fréquence propre des particules	$\omega_p = 2.1 \cdot 10^{14} \text{ rad.s}^{-1}$
Constante caractéristique de décroissance des molécules dans l'atmosphère	$1/\chi = 6.5 \text{ km}$
Constante de décroissance de la densité des particules autour du centre du nuage	$\tau = 16.0 \text{ km}^{-1}$
Coefficient d'amortissement des particules du nuage	$\gamma_p = 1.0 \cdot 10^{-14} \text{ s}$
Rayon des particules	$a = 1.02 \mu\text{m}$
Densité des particules au centre du nuage	$n_p = 38 \text{ particules.cm}^{-3}$

Tableau VI.2 : Récapitulatif des résultats correspondant au signal expérimental 02282155 en utilisant la loi de la valeur extrême.

6.9.3 - Cas du signal expérimental du 05/05/2003 à 01h54mn.

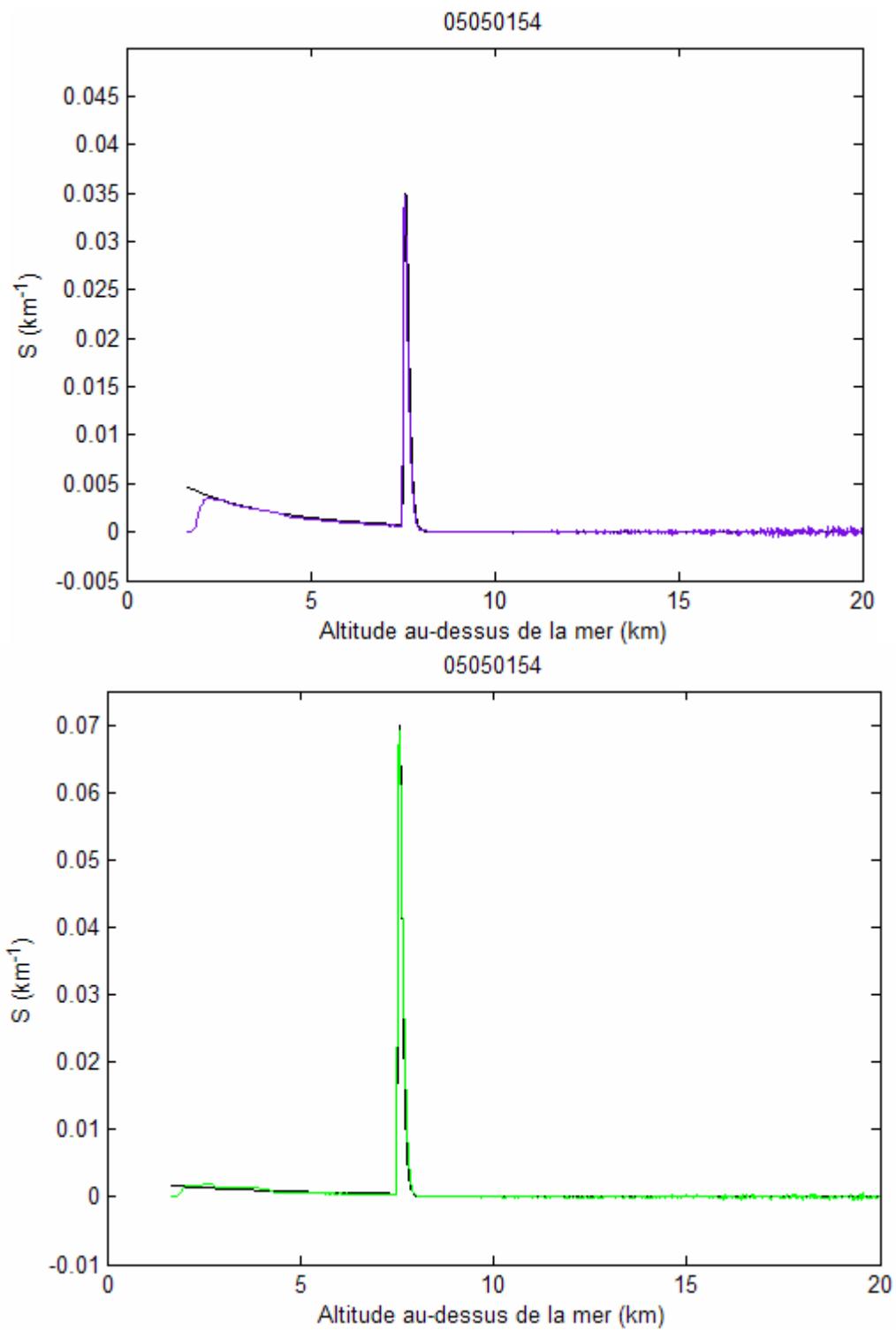


Figure VI.32 : Signaux expérimentaux et modèles analytiques à partir de la loi de Rayleigh.

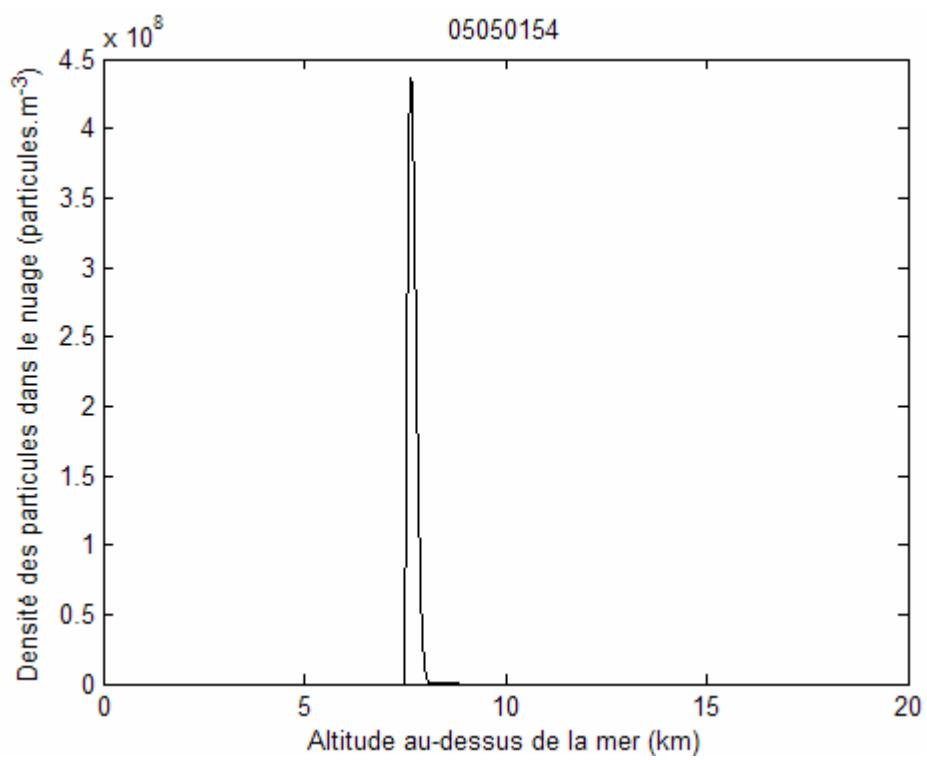


Figure VI.33 : Profil de la densité des particules dans le nuage du signal 05050154.

Caractéristiques	Valeurs numériques
Base du nuage	$z_b = 7.48 \text{ km}$
Sommet du nuage	$z_s = 8.13 \text{ km}$
Epaisseur géométrique du nuage	$e = 0.65 \text{ km}$
Libre parcours moyen des photons au sol	$\Gamma_{atm} = 11.6 \text{ km pour } \lambda = 355\text{nm}$ $\Gamma_{atm} = 58.7 \text{ km pour } \lambda = 532\text{nm}$
Constante caractéristique de décroissance des molécules dans l'atmosphère	$\frac{1}{\chi} = 7.0 \text{ km}^{-1}$
Fréquence propre des particules	$\omega_p = 1.0 * 10^{13} \text{ rad.s}^{-1}$
Libre parcours moyen des photons au centre du nuage	$\Gamma_p = 0.01 \text{ km}$
Constante de décroissance de la densité des particules autour du centre du nuage	$\tau = 8.4 \text{ km}^{-1}$
Coefficient d'amortissement des particules du nuage	$\gamma_p = 3.0 * 10^{-13} \text{ s}$
Rayon moyen des particules	$R = 15.0 \mu\text{m}$
Densité des particules au centre du nuage	$n_p = 53 \text{ particules. cm}^{-3}$

Tableau VI.3 : Récapitulatif des résultats correspondant au signal expérimental 05050154 en utilisant la loi de Rayleigh.

6.9.4 - Cas du signal expérimental du 10/01/2003 à 01h10mn

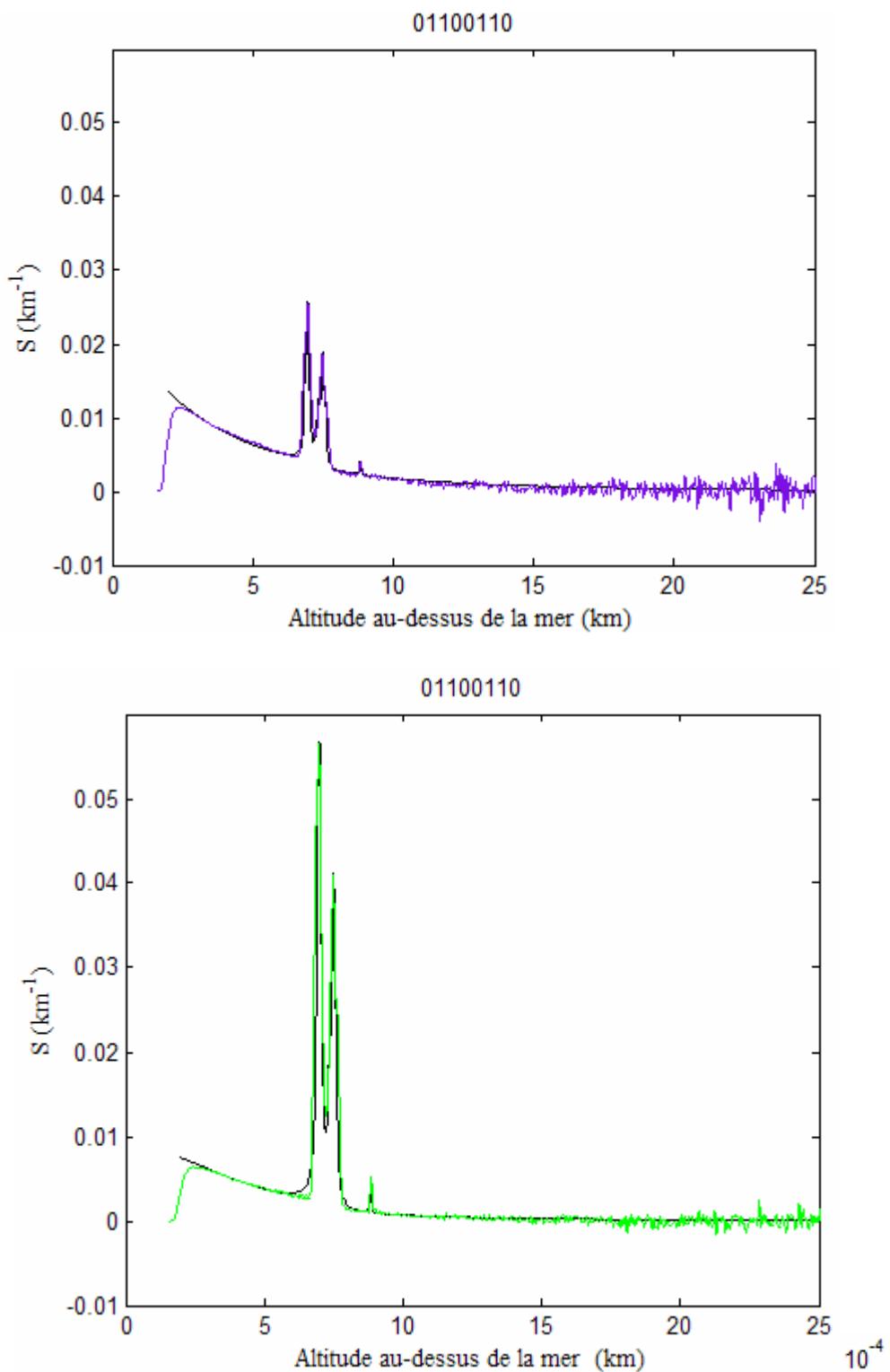


Figure VI.34: Signaux expérimentaux et modèles analytiques à partir de la loi de Lorentz.

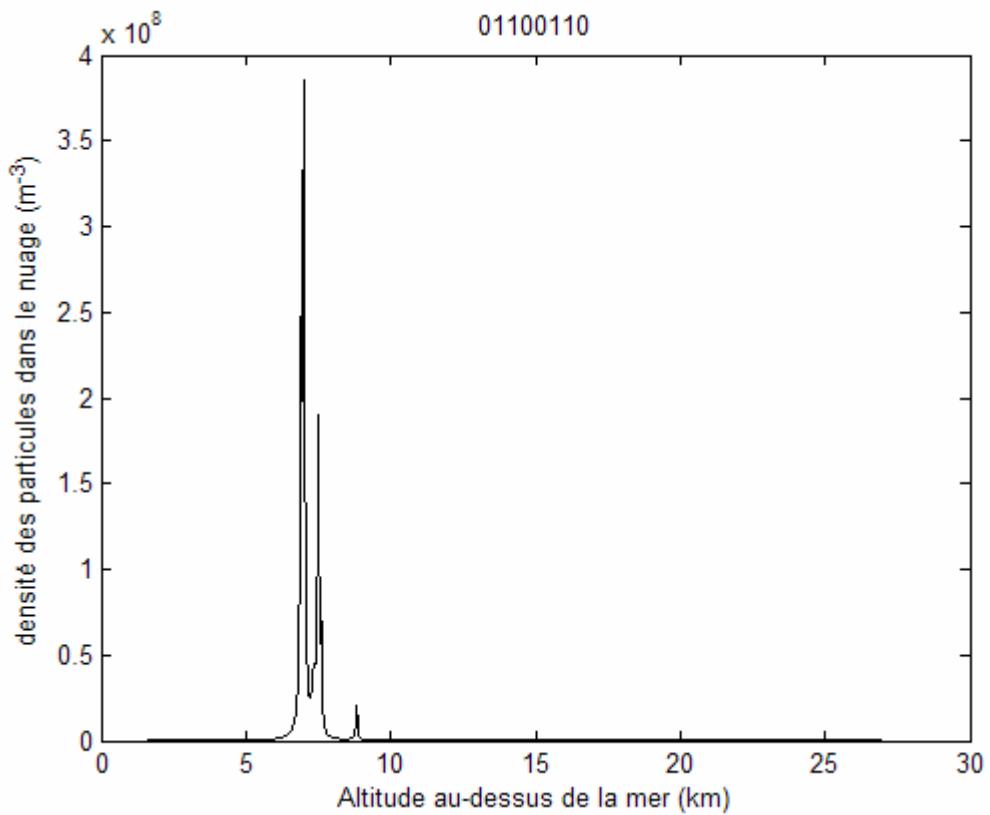


Figure VI.35: Profil de la densité des particules correspondant au signal 01100110.

Caractéristiques	Valeurs numériques
Base des nuages	$z_{b1} = 6.55 \text{ km}$; $z_{b2} = 7.31 \text{ km}$; $z_{b3} = 8.75 \text{ km}$
Sommet des nuages	$z_{s1} = 7.25 \text{ km}$; $z_{s2} = 8.25 \text{ km}$; $z_{s3} = 9.195 \text{ km}$
Epaisseur géométrique des nuages	$e_1 = 0.70 \text{ km}$; $e_2 = 0.94 \text{ km}$; $e_3 = 0.45 \text{ km}$
Libre parcours moyen des photons au sol	$\Gamma_{atm} = 11.8 \text{ km pour } \lambda = 355 \text{ nm}$ $\Gamma_{atm} = 59.5 \text{ km pour } \lambda = 532 \text{ nm}$
Constante caractéristique de décroissance des molécules dans l'atmosphère	$\frac{1}{\chi} = 7.2 \text{ km}^{-1}$
Fréquence propre des particules	$\omega_{p1} = 5.0 * 10^{13} \text{ rad.s}^{-1}$; $\omega_{p2} = 4.9 * 10^{13} \text{ rad.s}^{-1}$; $\omega_{p3} = 4.85 * 10^{13} \text{ rad.s}^{-1}$

Libre parcours moyen des photons au centre des nuages	$\Gamma_{p1} = 0.51 \text{ km} ; \Gamma_{p2} = 0.89 \text{ km} ; \Gamma_{p3} = 3.80 \text{ km}$
Constante de décroissance de la densité des particules autour du centre des nuages	$\tau_1 = 16.0 \text{ km}^{-1} ; \tau_2 = 17.0 \text{ km}^{-1} ; \tau_3 = 22.0 \text{ km}^{-1}$
Coefficient d'amortissement des particules des nuages	$\gamma_{p1} = 1.6 * 10^{-13} \text{ s} ; \gamma_{p2} = 1.58 * 10^{-13} \text{ s} ; \gamma_{p3} = 1.57 * 10^{-13} \text{ s}$
Rayon moyen des particules	$R_1 = 1.12 \mu\text{m} ; R_2 = 1.18 \mu\text{m} ; R_3 = 1.21 \mu\text{m}$
Densité des particules au centre des nuages	$n_{01} = 186 \text{ particles. cm}^{-3} ; n_{02} = 96 \text{ particles. cm}^{-3} ; n_{03} = 21 \text{ particles. cm}^{-3}$

Tableau VI.4 : Récapitulatif des résultats correspondant au signal expérimental 01100110 en utilisant la loi de Lorentz.

6.10 - Conclusion

L'ensemble des résultats présentés paraît cohérent et les valeurs trouvées sont compatibles entre elles et avec la littérature [112].

Les paramètres dépendant des distances sont donnés avec une précision satisfaisante que nous estimons de l'ordre de 6 %.

Dans la prise en compte des fréquences, nous avons eu des difficultés parce que les particules nuageuses sont relativement grosses et qu'ainsi la diffusion est proche de la diffusion Mie. Nous avons, en effet, constaté que la section efficace ne variait pas beaucoup avec la fréquence et l'ajustement des paramètres correspondants a été plus délicat, mais le signal vert a permis les meilleures déterminations. Nous estimons à 15 %, la précision sur ces paramètres et il en découle une précision de l'ordre de 20 % pour le rayon des particules et pour les densités.

Malgré une précision moyenne, ces résultats constituent une bonne approche de la réalité et s'appuient sur l'utilisation d'une technique nouvelle et originale.

Ainsi, dans cette étude, nous avons déterminé de nouvelles relations analytiques qui tiennent, non seulement compte de la densité des particules dans les nuages, mais aussi de la fréquence excitatrice du laser. Nous avons montré que l'intensité de la réponse de l'atmosphère, suite à une excitation par un faisceau laser, dépend donc de la longueur d'onde de l'onde incidente. Ces différentes relations expliquent alors la disparité que l'on observe au niveau des signaux Lidar expérimentaux pour différentes longueurs d'onde et en particulier pour le vert ($\lambda = 532nm$) et le violet ($\lambda = 355nm$) qui ont été utilisés dans cette étude. Nous avons présenté pour chaque cas de distribution des particules, la réponse Lidar qu'on aurait obtenue pour toute longueur d'onde du visible en donnant des représentations en trois dimensions d'un signal Lidar. Quelques propriétés des nuages telles que le rayon des particules, l'altimétrie et l'épaisseur géométrique des nuages, la densité des particules dans le nuage, ont été déduites après application à des signaux expérimentaux.

Chapitre VII

Conclusion Générale

L'importance des nuages dans le système climatique n'est plus à démontrer. Les nuages influencent fortement le passage des radiations à travers l'atmosphère terrestre. Leur présence a été observée sur l'intégralité du globe, et les moyens techniques offrent de nos jours, l'opportunité de pouvoir les étudier. Mais malgré ces moyens, la variabilité des propriétés microphysiques (taille, orientation, forme, densité) des particules et des propriétés macrophysiques (altitudes, épaisseur optique) est encore mal évaluée. Pour mieux les maîtriser, de nouvelles techniques d'études sont élaborées, en favorisant les mesures par télédétection qui offrent les avantages de la mesure à distance. La présente thèse s'inscrit dans l'ensemble des études qui tentent à apporter des informations sur les nuages à partir des sondages atmosphériques par télédétection active Lidar. Plusieurs modèles analytiques permettant d'obtenir des informations pertinentes sur les propriétés des nuages y sont développés.

L'objectif de cette thèse est de proposer de nouvelles relations analytiques décrivant des signaux Lidar et en les appliquant à des signaux Lidar expérimentaux, en déduire les propriétés du milieu sondé. Cet objectif a été atteint.

Tout d'abord, en faisant intervenir le libre parcours moyen des photons, qui est la distance moyenne parcourue par un photon dans un milieu, nous avons obtenu une nouvelle formulation de l'équation Lidar. Pour différentes expressions du libre parcours moyen, nous obtenons différentes expressions analytiques du signal Lidar. Nous avons abouti, après plusieurs essais, à une représentation plus réaliste du signal par rapport aux modèles existants. Les propriétés macrophysiques caractérisant la décroissance des molécules dans l'atmosphère et des particules dans le nuage, l'altitude de la base et du sommet des nuages ont été déduites, après ajustements à des signaux expérimentaux.

Ensuite, nous avons affiné ces premiers résultats, en faisant intervenir explicitement la longueur d'onde excitatrice à partir de la section efficace de diffusion. La réponse Lidar, variant le

plus souvent d'un signal à l'autre, nous avons en plus de la loi symétrique de répartition des particules dans le nuage, trouvé plusieurs autres lois statistiques symétriques et dissymétriques qui rendent compte de la présence et de l'encombrement des particules dans un nuage. Les différents modèles que nous avons obtenus peuvent décrire toute situation atmosphérique standard ou perturbée, et ceci quelque soit la forme de la perturbation. Nous expliquons alors facilement la différence de réponse observée dans les signaux Lidar expérimentaux obtenus avec deux ou plusieurs longueurs d'onde simultanément. Une modélisation du signal Lidar multi longueur d'ondes couvrant tout le spectre visible a été donnée. Un Lidar multi longueur d'ondes (UV-IR) pourrait permettre alors d'atteindre les différentes classes de particules. En effet, l'infrarouge, bien moins diffusé par les particules de petite taille comme les molécules, est alors sensible principalement aux particules de taille micrométrique. De même l'ultraviolet proche est efficacement diffusé par les petites particules, d'où une sensibilité accrue pour cette classe de particules.

Enfin, les applications faites dans ce travail sont restreintes aux signaux Lidar expérimentaux recueillis sur le site de Thémis, au sud de la France, qui sont obtenus exclusivement pour deux longueurs d'onde $\lambda = 355\text{ nm}$ et $\lambda = 532\text{ nm}$. L'application de nos modèles à ces signaux expérimentaux nous a permis de déterminer d'autres propriétés supplémentaires telles que la taille, la densité des particules dans le nuage. Les applications concernant nos modèles de signaux Lidar à trois dimensions, fonction de l'altitude et des fréquences du spectre visible, ne seront effectives qu'après l'obtention de ce type de signal expérimental.

Références bibliographiques

- [1] - Wayne, R.P., *Chemistry of Atmospheres*, 775 pp., Oxford University Press, New York, 2000.
- [2] - CAT Collaboration, *Astronomy and Astrophysics*, 374 (2001) 895-906
- [3] - CELESTE Collaboration, *Astroparticle Physics*, vol. 566 (2002)
- [4] - Vladimir A. Kovalev, W. E. EICHINGER: *Elastic Lidar: Theory, Practice, and Analysis Methods*, Wiley, New York, (2004).
- [5] – Stephens G. L., S. C. Tsay, P. W; Stackhouse Jr, P. J. Flateau , *The relevance of the microphysical and radiative properties of clouds to the climate and climatic feedback*, J. Atmos. Sci, 47, 1742-1753, (1990).
- [6] – Le Treut H., B. McAvaney, *A model intercomparison of equilibrium climate change in response to CO₂ doubling*, Notes du pôle Modélisation, N°18, Institut Pierre Simon Laplace, Paris, (2000).
- [7] - Camy-peyret C., Payan S., Jeseck P., Té Y., *Mesures spectroscopiques des constituants et polluants atmosphériques par techniques in situ et à distance, au sol ou embarquées*, C.R. Acad. Sci. Paris, série IV, t.2, pp. 905-922, (2001).
- [8] - Liou, K. N., Y. Takano, S. C, Ou, A Heymsfield and W. Kreiss, *Infrared transmission through cirrus clouds: a radiative model for target detection*. Appl; Opt, **29**, 1886-1896 (1990).
- [9]- W. E. K. Middleton, A. F. Spilhaus, *Meteorological Instruments* (Univ. Toronto Press, Toronto 1953) p. 208 (1953).
- [10] - G. Fiocco G., and L. D. Smullins., *Detection of Scattering Layers in the Upper Atmospheric (60-140 km) by Optical Radar.*, Nature, **199**, 1275-1276., (1963).
- [11] - Measures R. M., *Laser remote sensing : fundamentals and applications*, Krieger, Malabar Florida, (1992).
- [12] - Van de Hulst, H.C., *Light scattering by small particles*. John Wiley and Sons, New York, (1957).
- [13] - Milton Kerker, *The scattering of Light and other electromagnetic radiation.*, Academic press, New York and London, (1969).

- [14] - Bullrick K., *Scattered radiation in the atmosphere and the natural aerosol*, *Advan. Geophys.*, **10**, (1964).
- [15] - Cabannes. J, *La diffusion moléculaire de la lumière*, Paris, Les Presses universitaires de France, (1929).
- [16] – Van de Hulst, *Multiple light scattering tables, formulas and applications. Vol 1 and 2.*, Academic press, New York, (1980).
- [17] – Bohren, C. F. et D. R. Huffmann 1983 : *Absorption and scattering of light by small particles*. Wiley-Interscience, New York., (1983)
- [18] - Stratton J.A., *Electromagnetic theory*. Mc Graw-Hill Book company, Inc, New York and London, (1941).
- [19] - Davis L.W., *Theory of electromagnetic beams*. Physical Review A. 19, **3**, 1177-1179, (1979).
- [20] - Jackson J. D., « Classical electrodynamics », (Wiley, New York, 1975).
- [21] - Frank H.S., *The physics of astrophysics*. Vol **1**. Radiation, University science Books Mill Valley, California. (1991).
- [22] - Dubovik, O., B. Holben, T. F. Eck, A. Smirnov, Y. J. Kaufman, M. D. King, D. Tanré, and I. Slutsker, *Variability of Absorption and Optical Properties of Key Aerosol Types in Worldwide Locations*, *Journal of Atmospheric Sciences*, **59**, 590-608, (2002).
- [23] - Gandjbakhche A. H., Mills P. and Snabre P., *Light-scattering technique for study of orientation and deformation of red blood cells in a concentrated suspension*. *Appl. Opt.* **33**, **6**, 1070-1078, (1994).
- [24] - Mie, G., *A Contribution to the optics of turbid Media, Especially Colloidal Metallic Suspensions*, *Ann. Phys.*, **25**, 377- 445, (1908).
- [25] - Hansen J.E., and Travis L. D., *Light scattering in planetary atmospheres*. *Space Science Reviews*, **16**, 527-610, (1974). Reidel publishing company Dordrecht-Holland.
- [26] - Toon, O. B. et T. P. Ackerman, *Algorithms for the calculation of scattering by stratified spherese*, *Applied Optics* **20**, 3657-3660 (1981).
- [27] - Wiscombe, W. J., *Improved Mie Scattering Algorithms*, *Applied Optics* **19**, 1505-1509 (1980).

- [28] - S. Chudzynski, A. Czyzewski, K. Ernst, *Multiwavelength lidar for measurements of atmospheric aerosol*, Optic and Lasers in Engineering, **37**, (2002).
- [29] - Best, A.C., *Drop-size distribution in cloud and fog*. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., **77**, 418-426, (1951).
- [30] - Shettle, E.P., *Models of aerosols, clouds and precipitation for atmospheric propagation studies*. Proc. 454 AGARD Conf., **15**. (1990).
- [31] - Yangang, L., Y. Laiguang, Y. Weinong, L. Feng, *On the size distribution of cloud droplets*, Atm. Res., **35**, 201-216, (1995).
- [32] - Khrgian, A.K.A., I.P. Mazin and V. Cao, *Distribution of drops according to size in clouds*, Tr. Tsent. Aerol. Observ., **7** (en russe), **56**, (1952).
- [33] - Deimendjian, D., "Tables of Mie Scattering Cross Sections and Amplitudes", Rep. R-407-PR, Rand Corporations, Santa Monica, CA, (1963)
- [34] - Deimendjian, D., "Scattering And Polarization Properties of Water Clouds and Hazes in the Visible and Near Infrared", Appl. Opt., **3**, 187-196, (1964).
- [35] - Deirmendjian, D., "Electromagnetic scattering on spherical polydispersions", American Elsevier, New York, (1969).
- [36] - Ulbrich, C.W., *Natural variations in the analytical form of the raindrop size distribution*. J. Climate Appl. Meteor., **22**, 1764-1775, (1983).
- [37] - Delrieu G., A. Bellon and I. Saint André, *Mean K-R relationships: practical results for typical weather radar wavelengths*, J. Atmos. Sci., **8**, 683-697, (1991).
- [38] - Russchenberg, H.W.J., *Doppler polarimetric measurements of the gamma drop size distribution of rain*. J. Appl. Meteor., **32**, 1815-1825, (1993).
- [39] - Rayleigh L., Phil. Mag, **41**, (1871). Proc. Roy. Soc A84, 25 (1911).
- [40] - Born M. and Wolf E., *Principles of optics*, Pergamon press, New York (1959).
- [41] - Arhaliass A., *Diffusion multiple de la lumière par les suspensions. Analyse par imagerie de tâche de rétrodiffusion*. Thèse de l'Institut National Polytechnique de Toulouse, (1994).
- [42] - Cooney, J. A., Appl. Phys. Lett. 12, **40**, (1968).
- [43] - Koybayasi, T. , T., Ibana, M., Proc. IEEE 58, 1568, (1970).

- [44] – Ancellet, G., A. Papayannis, Pelon, and G. Megie., *DIAL Tropospheric Measurement Using a ND :YAG Laser and the Raman Shifting Technique*, J. Atmos. And Ocean. Tech., **6**, 832- 839, (1989).
- [45] - Stefanutti, L., F. Castagnoli, M. Del Guasta, M. Morandi, V. M. Sacco, L. Zuccagnoli, S. Godin, G. Megie, and J. Porteneuve., *The Antarctic Ozone LIDAR System*, Appl. Phys., B **55**, 3-12. (1992).
- [46] - Kempfer, U., W. Carnuth, R. Lotz, and T. Trickl., *A Wide-Range Ultraviolet Lidar System for Tropospheric Ozone Measurements: Development and Applications*, Rev. Sci. Instrum., **65**, 3145-3164., (1994).
- [47] - Sunesson, J. A., A. Aplituley, and D. P. J. Swart., *Differential Absorption Lidar System for Routine Monitoring of Tropospheric Ozone*, Appl. Opt., **33**, 7045-7058, (1994).
- [48] - Reichardt, J., U. Wandinger, M. Serwazi, and C. Weitkamp., *Combined Raman Lidar for Aerosol, Ozone, and moisture Measurements*, Opt. Eng., **35**, 1457-1465, (1996).
- [49] – Fiorani, L., B. Calpini, L. Jaquet, H. Van Den Bergh, and E. Durieux., *A Combined Determination of Wind Velocities and Ozone Concentrations for a First Measurement of Ozone Fluxes with a DIAL Instrument During the Medcaphottrace Campaign*, Atmos. Environ, **32**, 2151-2159, (1998).
- [50] - Carnuth, W., U. Kempfer, and T. Trickl., *Highlights of the Tropospheric Lidar Studies at IFU within the TOR Project*, Tellus, **54B**, 163-185, (2002).
- [51] - Gary G. Gimmemstad, *Comment on two wavelength Lidar Inversion Techniques*, Appl. Opt., **40**, 2004-2009, (2001).
- [52] - Wylie, C. R., and L. Barret, *Advanced Engineering Mathematics*, **5th** ed., McGraw-Hill, Inc., p36, (1982).
- [53] – Zuev , V. E., Yu. S. Makushkin, V. N. Marichev, A. A. Mitsel, and V. V. Zuev, *Lidar Differential Absorbing and Scattering Technique: Theory*, Appl. Opt., **22**, 3733-3741, (1983).
- [54] – Godin, S., A.I. Carswell, D. P. Donovan, H. Claude, W. Steinbrecht, I. S. McDermid, T. I. McGee, M. R. Gross, N. Nakane, D. P. J. Swart, H. B. Bergwerff, O. Uchino, P. Gathen, and R. Neuber, *Ozone Differential Absorption Lidar Algorithm Intercomparison*, Appl. Opt., **38**, 6225-6236, (1999).

- [55] – Beyerle, G., and S. McDermid, *Altitude Range Resolution of Differential Absorption Lidar Ozone Profiles*, Appl. Opt., **38**, 924-927, (1999).
- [56] – Hinkley, E. D., *Laser Monitoring of the Atmosphere*, Springer-Verlag, New York, 378 pp, (1976).
- [57] – Schotland. R. M., *Error in the Lidar Measurements of Atmospheric Gases by Differential Absorption*, J. Appl. Meteorol., **13**, 71-77, (1974).
- [58] – Megie, G. J., and R. T. Menzies, *Complementarity of UV and IR Differential Absorption Lidar for Global Measurements of Atmospheric Species*, Appl. Opt., **19**, 1173-1183, (1980).
- [59] – Pelon, J., and G. Megie, *Ozone Monitoring in the Troposphere and Lower Stratosphere: Evaluation and Operation of a Ground-Based Lidar Station*, J. Geoph. Res., **87**, 4947-4955, (1982).
- [60] – Menyuk, N., D. K. Killinger, *Assessment of Relative Error Sources in IR DIAL Measurement Accuracy*, Appl. Opt., **22**, 2690-2698, (1983).
- [61] – Megie, G. J., G. Ancellet, and J. Pelon, *Lidar Measurements of Ozone Vertical Profiles*, Appl. Opt., **24**, 3454-3463, (1985).
- [62] – Browell, E. V, S. Ismail, and S. T. Shipley, *Ultraviolet Dial Measurements of O_3 Profiles in Regions of Spatially Inhomogeneous Aerosols*, Appl. Opt., **24**, 2827-2836, (1985).
- [63] – Papayannis, A., G. Ancellet, J. Pelon, and G. Megie, *Multiwavelength Lidar for Ozone Measurements in the Troposphere and the Lower Stratosphere*, Appl. Opt. **29**, 467-476, (1990).
- [64] – Kovalev, V. A., M. P. Bristow, and J. M. McElroy, *Nonlinear-Approximation Technique for Determining Vertical Ozone-Concentration Profiles with a Differential-Absorption Lidar*, Appl. Opt. **35**, 4803-4811, (1996).
- [65] – Heaps. W.S., McGee. T.J., Hudson. R.D., Caudill., L.O. *Stratopheric ozone and hydroxyl radical measurements by balloon-borne Lidar.*, Appl. Opt., **21**, 2265 (1982).
- [66] - Tucker, A. W., Petersen, A. B. Birnbaum, M., Appl. Opt., **12**, 2036, (1973).
- [67] - Bowman, M. R., Gibson, A. J., Sandford, M. C. W., *Nature*, 221, 456, (1969).
- [68] - Schuler, C. J., Pike, C. T., Miranda, H. A., Appl. Opt., **10**, 1689, (1971).

- [69] - Blamont. J.E., Chanin M.L., Megie.G., *Vertical distribution and temperature profile of the nighttime atmospheric sodium layer obtained by Laser backscatter.*, Ann. Geophys., **28**, 833, (1972).
- [70] - Granier. C., Jegou, J.P., Megie .G., *Atomic and ionic calcium in the earth's upper atmosphere* , J. Geophys. Res., **94**, 9917, (1989).
- [71] – Jegou. J. P., Granier. C., Chanin. M.L., Megie. G., *General theory of the alkali metals present in the earth atmosphere.*, Ann. Geophys., **3**, 163, (1985).
- [72] - J. P. Jegou , Blamont. J. E., Chanin, M. L., Megie, G., Communication Privée, (1978).
- [73] – G. Megie, *Applications des lasers à l'étude de l'atmosphère*, Revue de Physique Appliquée, **14** ; 369-378, (1978).
- [74] - Megie, G., Blamont, J. E., *Planet. Space Sci.*, **25**, 1093, (1977).
- [75] - Chanin M. L., *Etudes par Lidar de la dynamique et de la structure de l'atmosphère moyenne* , soutien au programme UARS, Programme PAMOY contrat SRETIE/MERE/90059, Rapport d'activité Lidar Rayleigh et Doppler 1990-1992.
- [76] - Collis, R. T., *Lidar: a New Atmospheric Probe*, Q. J. R. Meteorol. Soc., **92**, 220-230 (1966).
- [77] - Collis,R.T.H., Lidar., *in Atmospheric Exploration by Remote Probes*, in Proceedings of the Scientific Meetings of the Panel on Remote Atmospheric Probing (Panel of remote Atmospheric Probing, April 18-20 and 16-17,1968), **2** ,147-171 (1969).
- [78] - Goulven MONNIER : *Etude des propriétés optiques et microscopiques des nuages élevés par télédétection lidar et satellitaire*. Thèse de l'université de Rennes I, (2000).
- [79] - Elouragini S.: *Etudes des propriétés optiques des cirrus par télédétection optique active (LIDAR) et passive (RADIOMETRIE)*. Thèse de l'université Paris VI (1991).
- [80] - Kunz, G. J., and G. Leeuw ., *Inversion of Lidar Signals with the Slope Method.*, Appl. Opt., **32**, 3249-3256., (1993).
- [81] - Michaël Sicard, *Développement d'un Lidar rétrodiffusion compact, opérationnel en visée oblique pour l'étude des propriétés optiques et dynamiques des aérosols de la base atmosphère*, Thèse de l'Université Paris 7 – Denis Diderot, (2000).
- [82] - Viezee, W., E. E. Uthe, and R.T.H. Collis., *Lidar observations of airfield approach conditions: an exploratory study*, J. Appl. Meteorol., **8**, 274-283 (1969).

- [83] - Klett, J. D., *Stable analytical inversion solution for processing lidar returns*. Appl. Opt., **20**, 211-220 (1981).
- [84] - Browell, E. V, S. Ismail, and S. T. Shipley, *Ultraviolet Dial Measurements of O₃ Profiles in Regions of Spatially Inhomogeneous Aerosols*, Appl. Opt., **24**, 2827-2836, (1985).
- [85] - Young, S. A., *Analysis of Lidar backscatter profiles in optically thin clouds*, Appl. Opt., **34**, 7019-7031 (1995).
- [86] - Curcio, J. A., and C. L. Knestric, *Correlation for the atmospheric transmission and backscattering*, J. Opt. Soc. Amer., **48**, 686-689 (1958).
- [87] - Barteneva, O. D., *Scattering functions of light in the boundary layer of the atmosphere*, Bull. Acad. Sci. USSR., Geoph. Ser., N°.12, 1852-1865 in Russian (1960).
- [88] - Fenn, R.W., *Correlation between atmospheric backscattering and meteorological visual range*, Appl. Opt. **4**, 293-295. (1966)
- [89] - Fitzgerald, J.W., *Effet of relative humidity on the aerosol backscattering coefficient at 0.694- and 10.6- μm wavelengths*, Appl.Opt.,**23**,411-422 (1984).
- [90] - Mulders J.M., *Algorithm for inverting Lidar Signals: Comment*, Appl.Opt., **23**, 2855-2857 (1984).
- [91] - Twomey and H. B. Howell, Appl. Opt. **4**, 501 (1965)
- [92] - Fernald, F. G., B. M. Herman, and J. A. Reagan, *Determination of Aerosol Height Distribution by Lidar*, J.Appl.Meteorol.,**11**,482-489 (1972).
- [93] - Davis, P. A., *The analysis of Lidar Signatures of Cirrus Clouds*, App. Opt., **8**, 2044-2102, (1969).
- [94] - Hitschfeld, W. and J. Bordan., J. Meteorol. 11, 58, (1954).
- [95] - Klett, J. D., *Lidar inversion with variable backscatter/extinction ratios*, Appl. Opt. **24**, 1638-1643 (1985).
- [96] - Pal, S. R. et A. I. Carswell, *Polarization Properties of Lidar Backscattering from Clouds*, Appl. Opt., **12**, 1530-1535, (1973).
- [97] - Allen, R. J., and C. M. R. Platt, *Lidar for Multiple Backscattering and Depolarization Observations*, Appl. Opt., **16**, 3193-3199, (1977).

- [98] - Spinhirne, J. D, *Micro Pulse Lidar, IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, **31**, 48-55, (1993).
- [99] - Wiegner, M., U.Oppel, H. Krasting, W. Renger, C. Kiemle et M. Wirth, *Cirrus measurements from a spaceborne lidar : influence of multiple scattering*, Advances in atmospheric remote sensing with lidar, Springer-Verlag, Berlin, pp. 189–192, (1996).
- [100] - Bruscaglioni R. P., A. Ismaelli and G. Zaccanti, *Monte Carlo Calculations of LIDAR Returns: Procedure and Results*, Appl. Phys.,B **60**, 325-330, (1995).
- [101] – Nicolas F., F. R. Bisonnette and P. H. Flamant, *Lidar Effective Multiple-Scattering Coefficients in Cirrus Clouds*, Appl. Opt., **36**, 3458-3468, (1997).
- [102] - S. Reichardt and J. Reichardt, *Effect of Multiple Scattering on Depolarization Measurements with Spaceborne Lidars*, Appl. Opt. **42**, 3620-3633 (2003).
- [103] - C. Mitrescu., *Lidar model with parameterized multiple scattering for retrieving cloud optical properties.*, Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, **94**,201-224, (2005).
- [104] - Kunkel, K. E. et J. A. Weinman, *Monte Carlo analysis of multiply scattered lidar returns*. J. of Atmos. Sci., **33**, 1772–1781, (1976).
- [105] - Noël Vincent, *Etude des propriétés optiques et radiatives des cirrus par télédétection active : Apport des observations polarisées*, Thèse de l’Université Paris 7 – Denis Diderot, (2002).
- [106] – A. Saka, *Modèle de diffusion atmosphérique Théorie du Lidar Atténuation atmosphérique des gerbes Cerenkov*, Thèse de l’Université de Perpignan, (1995).
- [107] – P. Snabre, A. Saka, B. Fabre, P. Espigat, *Atmospheric attenuation in gamma ray astronomy*, Astroparticle Physics, **8**, 159-171, (1998).
- [108] – Debiais G., Guedje F. K., Hounkonnou M.N., *A new analytical approach to atmosphere characterization by a backscattered lidar signal*, in Proceeding of the fourth International Workshop on Contemporary Problems in Mathematical Physics, pp. 212-229, World Scientific, Singapore, (2006).
- [109] – Eric P. Shettle, *Models of Aerosols, Clouds and Precipitation for Atmospheric Propagation Studies*, Proc. 454 AGARD Conf., **15**. (1990).

- [110] – Xiuhong Chen, *Analysis of clouds effects on light propagation*, Optical Technologies for atmospheric, Ocean, and Environmental Studies, Proceeding of SPIE, Vol. **5832**, (2005).
- [111] - Debiais G., Guglielmi V., Guedje F. K., Hounkonnou M.N., *Modelling of the atmospheric remote sensing by multi-wavelength Lidar. Application to real signals*, (submit) in Proceeding of the 5th International Workshop on Contemporary Problems in Mathematical Physics, World Scientific, Singapore, (2008).
- [112] – L.W. Carrier, G.A. Cato, K.J. Von Essen, *The Backscattering and Extinction of Visible and Infrared Radiation by Selected Major Cloud Models*, Applied Optics, vol.6, N°7 (July 1967) p.1209-1216

Table des figures

I.1 Evolution de la couverture neigeuse au sommet du Kilimandjaro, en haut : février 1993, en bas : février 2000	8
II.1 Spectre électromagnétique d'émission du Soleil et modes de détection	13
II.2 Structure verticale de l'atmosphère en fonction de l'altitude, de la température et de la pression. Principaux moyens d'investigation.....	16
II.3.a Evolution de la température en fonction de l'altitude pour une atmosphère standard.....	19
II.3.b Evolution de la pression en fonction de l'altitude pour une atmosphère standard	19
II.4 Evolution de la composition de l'atmosphère depuis sa formation jusqu'à l'époque actuelle..	20
II.5 Résumé des transformations de l'énergie solaire incidente et rappel des différents processus du bilan radiatif terrestre.....	23
II.6 Effets spécifiques des nuages : effet parasol, effet de serre	24
II.7 Illustration de L'A-train	29
III.1 Schéma du principe Lidar	34
III.2 Définition des champs électromagnétiques dans un problème de diffusion par une Particule	36
III.3 Schéma angulaire d'un processus de diffusion par une particule sphérique	38
III.4 Diagramme polaire de la distribution d'intensité (normalisée) diffusée par une goutte d'eau ($n = 1,34$) sous une lumière incidente non polarisée à une longueur d'onde $\lambda = 0,633 \text{ nm}$	46
III.5 Variation de l'efficacité d'extinction en fonction du paramètre de taille $x = \frac{2\pi a}{\lambda}$ des articules avec $\lambda = 532 \text{ nm}$ et pour différentes valeurs de la partie réelle de l'indice de réfraction	47
III.6 Représentation graphique de la distribution de taille des particules pour différents rayons moyens	49
III.7 Distribution angulaire normalisée de la diffusion Rayleigh pour des polarisations incidentes parallèle ou perpendiculaire ainsi que pour une lumière incidente non polarisée	52
IV.1 Schéma d'un lidar bi-statique et illustration de la géométrie de rétrodiffusion	61

IV.2 Absorption et diffusion	62
IV.3 hypothèse de la diffusion simple	64
IV.4 dépendance typique du facteur géométrique avec l'altitude	65
IV.5 Application de la méthode des pentes au signal Lidar enregistré le 10/01/2003 à 01h10mn à Thémis, pour $\lambda = 532\text{nm}$	69
V.1 Grandeurs caractéristiques de l'expérience Lidar (h, r, z, θ)	77
V.2 Evolution de la pression atmosphérique avec l'altitude	79
V.3 Evolution du signal Lidar $\ln S(z, h, \lambda)$ dans une atmosphère standard renfermant un nuage homogène entre 7 et 9 km. Simulation numérique et modèle analytique d'après Saka	83
V.4 Signal Lidar $\ln S(z, h, \lambda)$ pour une atmosphère renfermant un nuage. Loi linéaire décroissante : $\Gamma_N = \Gamma_A + \xi(z - A)$. Modèle analytique en diffusion simple	85
V.5 Signal Lidar $\ln S(z, h, \lambda)$ pour une atmosphère renfermant un nuage. Loi linéaire décroissante : $\Gamma_N = \Gamma_A - \xi(z - A)$. Modèle analytique en diffusion simple	87
V.6 Signal Lidar $\ln S(z, h, \lambda)$ pour une atmosphère renfermant un nuage. Loi 'dent de scie' $\Gamma_{1N} = \Gamma_A - \xi_1(z - A), \Gamma_{2N} = \Gamma_{A'} + \xi_2(z - A')$. Modèle analytique en diffusion simple	89
V.7 Signal Lidar $\ln S(z, h, \lambda)$ pour une atmosphère renfermant un nuage. Loi lorentzienne $\Gamma_N = \Gamma_{0N}(1 + (z - z_0)^2 \tau_0^2)$. Modèle analytique en diffusion simple	91
V.8 Signal Lidar $\ln S(z, h, \lambda)$ pour une atmosphère renfermant deux couches de nuages. Loi lorentzienne $\Gamma_N = \Gamma_{iN}(1 + (z - z_i)^2 \tau_i^2)$, avec $i=1,2$. Modèle analytique en diffusion simple	92
V.9 Signal Lidar $\ln S(z, h, \lambda)$ pour une atmosphère renfermant trois couches de nuages ou perturbations. Loi lorentzienne $\Gamma_N = \Gamma_{iN}(1 + (z - z_i)^2 \tau_i^2)$, avec $i=1,2,3$. Modèle analytique en diffusion simple	93
V.10 Signal expérimental brut (a), signal expérimental brut corrigé à la distance (b) 01032342 La longueur d'onde du laser $\lambda = 355\text{nm}$	95
V.11 Amplitude des harmoniques correspondant au filtrage du signal Lidar 01032147	96
V.12 Signal expérimental Lidar 01032342, corrigé à la distance (en points) et filtré (en trait), représentant une atmosphère perturbée par un nuage	97
V.13 Signal expérimental Lidar 01032147, corrigé à la distance (en points) et filtré (en traits), représentant une atmosphère claire	98

V.14 Signal Lidar expérimental acquis le 03/01/2003 à 21h47mn à Thémis	99
V.15 Signal Lidar expérimental acquis le 27/02/2003 à 21h06mn à Thémis	100
V.16 Signal Lidar expérimental acquis le 28/02/2003 à 21h07mn à Thémis	101
VI.1 Répartition de la densité des particules dans un nuage, suivant la loi de Lorentz, en fonction de l'altitude	111
VI.2 Réponse analytique Lidar $S(z)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de Lorentz, pour deux longueurs d'onde 350 et 700 nm	112
VI.3 Réponse analytique Lidar $S(z, \lambda)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de Lorentz, pour tout le spectre visible	113
VI.4 Répartition de la densité des particules dans un nuage, suivant la loi de Gauss, en fonction de l'altitude	114
VI.5 Réponse analytique Lidar $S(z)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de Gauss, pour deux longueurs d'onde 350 et 700 nm	115
VI.6 Réponse analytique Lidar $S(z, \lambda)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de Gauss, pour tout le spectre visible	115
VI.7 Répartition de la densité des particules dans un nuage, suivant la loi de Student (avec $\nu = 3$), en fonction de l'altitude	116
VI.8 Réponse analytique Lidar $S(z)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de Student, pour deux longueurs d'onde 350 et 700 nm	117
VI.9 Réponse analytique Lidar $S(z, \lambda)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de Student, pour tout le spectre visible	118
VI.10 – Répartition de la densité des particules dans un nuage, dissymétrique vers le bas, suivant la loi de Rayleigh, en fonction de l'altitude	119
VI.11 Réponse analytique Lidar $S(z)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de Rayleigh, dissymétrique vers le bas, pour deux longueurs d'onde 350 et 700 nm	120
VI.12 Réponse analytique Lidar $S(z)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de Rayleigh, dissymétrique vers le bas, pour tout le spectre visible	121
VI.13 Répartition de la densité des particules dans un nuage, dissymétrique vers le haut, suivant la loi de Rayleigh, en fonction de l'altitude	122
VI.14 – Réponse analytique Lidar $S(z)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de Rayleigh, dissymétrique vers le haut, pour deux longueurs d'onde 350 et 700 nm	123

VI.15 Réponse analytique Lidar $S(z)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de Rayleigh, dissymétrique vers le haut, pour tout le spectre visible	123
VI.16 Répartition de la densité des particules dans un nuage, dissymétrique vers le bas, suivant la loi de Weibull ($B = 5$), en fonction de l'altitude	126
VI.17 Réponse analytique Lidar $S(z)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de Weibull ($B = 5$), dissymétrique vers le bas, pour deux longueurs d'onde 350 et 700 nm ...	127
VI.18 Réponse analytique Lidar $S(z)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de Weibull ($B = 5$), dissymétrique vers le bas, pour tout le spectre visible	128
VI.19 Répartition de la densité des particules dans un nuage, dissymétrique vers le haut, suivant la loi de Weibull ($B = 5$), en fonction de l'altitude	130
VI.20 Réponse analytique Lidar $S(z)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de Weibull ($B = 5$), dissymétrique vers le haut, pour deux longueurs d'onde 350 et 700 nm.....	131
VI.21 Réponse analytique Lidar $S(z)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de Weibull ($B = 5$), dissymétrique vers le haut, pour tout le spectre visible	132
VI.22 Répartition de la densité des particules dans un nuage, dissymétrique vers le bas, suivant la loi de la valeur extrême, en fonction de l'altitude	133
VI.23 Réponse analytique Lidar $S(z)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de la valeur extrême, dissymétrique vers le bas, pour deux longueurs d'onde 350 et 700 nm	134
VI.24 Réponse analytique Lidar $S(z)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de la valeur extrême, dissymétrique vers le bas, pour tout le spectre visible	134
VI.25 Répartition de la densité des particules dans un nuage, dissymétrique vers le haut, suivant la loi de la valeur extrême, en fonction de l'altitude	135
VI.26 Réponse analytique Lidar $S(z)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de la valeur extrême, dissymétrique vers le haut, pour deux longueurs d'onde 350 et 700 nm.....	136
VI.27 Réponse analytique Lidar $S(z)$, pour une répartition de la densité des particules suivant la loi de la valeur extrême, dissymétrique vers le haut, pour tout le spectre visible.....	137
VI.28 Signaux expérimentaux et modèles analytiques à partir de la loi de Weibull..	139
VI.29 Profil de la densité des particules dans le nuage du signal 01032342	140

VI.30	Signaux expérimentaux et modèles analytiques à partir de la loi de la valeur extrême.....	142
VI.31	Profil de la densité des particules dans le nuage du signal 02282155	142
VI.32	Signaux expérimentaux et modèles analytiques à partir de la loi de Rayleigh.....	144
VI.33	Profil de la densité des particules dans le nuage du signal 05050154	145
VI.34	Signaux expérimentaux et modèles analytiques à partir de la loi de Lorentz.....	147
VI.35	Profil de la densité des particules correspondant au signal du 01100110.....	148

Liste des tableaux

II.1	Méthodes, Techniques et Plates-formes de mesure des constituants atmosphériques.....	26
VI.1	Récapitulatif des résultats correspondant au signal expérimental 01032342.....	141
VI.2	Récapitulatif des résultats correspondant au signal expérimental 02282155.....	144
VI.3	Récapitulatif des résultats correspondant au signal expérimental 05050154.....	147
VI.4	Récapitulatif des résultats correspondant au signal expérimental 01100110.....	149

Résumé

Les nuages constituent l'une des composantes essentielles du système climatologique de la Terre. De nouvelles techniques et des instruments performants existent qui permettent de mieux comprendre les propriétés des nuages et leurs effets. Nous avons, dans cette thèse, mené une étude des propriétés physiques macroscopiques et microscopiques de l'atmosphère en utilisant sa réponse à une excitation laser générée par un LIDAR (Light Detection And Ranging). Le Lidar est basé sur l'émission d'un puissant rayon laser. La réception des photons diffusés par les molécules d'air et par les particules atmosphériques conduit à un signal qui renseigne sur le profil de l'atmosphère traversée.

Nous avons proposé, dans cette thèse, l'expression de la réponse de l'atmosphère à une excitation électromagnétique monochromatique, en fonction de l'altitude, en modélisant plus particulièrement la réponse des nuages et des perturbations. Il en résulte que la densité de probabilité Lorentzienne représente correctement la densité des particules dans le nuage. Les signaux théoriques peuvent alors, par ajustement des paramètres, décrire analytiquement les signaux expérimentaux, ce qui permet d'en déduire des renseignements sur l'état instantané de l'atmosphère et de caractériser celle-ci en déterminant d'importantes constantes physiques macroscopiques et microscopiques.

Nous avons étendu cette étude en considérant d'autres lois de probabilités susceptibles de mieux représenter la densité particulaire et de modéliser la réponse Lidar.

Par exemple, nous avons pu modéliser, avec précision, la dissymétrie observée quelquefois dans la réponse d'un nuage. Enfin, nous proposons une nouvelle formulation du signal Lidar qui tient compte désormais de l'influence de la longueur d'onde de l'onde excitatrice sur le libre parcours moyen des photons dans toutes les composantes de l'atmosphère.

Abstract

Clouds constitute one of the main variables in the climatological system of the earth. New techniques and tools are available to well-understood the clouds properties and their effects. In our work, we have conducted a study of the microscopic and macroscopic physical properties of the atmosphere by using its response to a laser excitation generated by a Lidar (Light Detection And Ranging). Lidar is based on the emission of a powerful laser ray. The reception of photons scattered by the air molecules and the atmosphere particles at all altitudes leads to a signal informing on the profile of the atmosphere crossed.

We propose in this thesis, the expression of the theoretical response of the atmosphere to an electromagnetic monochromatic excitation according to the altitude, by modelling particularly the response of the clouds and perturbations. We, therefore, conclude that the Lorentzian density of probability represents correctly the density of particles in the cloud. By adjustments of parameters, the theoretical signals can describe the experimental signals. Thus, we deduce the information on the instantaneous state of the atmosphere and its characterization by determining relevant macroscopic and microscopic physical constants.

We extend this study by considering other probability laws that can better represent the density of particles and model the Lidar signal. For instance, we have modelled with good precision the dissymmetry observed sometimes in cloud's response. Moreover, we propose a new formulation of the Lidar signal that takes into account, in explicitly way, the influence of the exciting wavelength on the free mean path of the photons in all the components of the atmosphere.