



**HAL**  
open science

# Développement et mise en oeuvre de LiDAR embarqués sur bouées dérivantes pour l'étude des propriétés des aérosols et des nuages en Arctique et des forçages radiatifs induits

Vincent Mariage

► **To cite this version:**

Vincent Mariage. Développement et mise en oeuvre de LiDAR embarqués sur bouées dérivantes pour l'étude des propriétés des aérosols et des nuages en Arctique et des forçages radiatifs induits. Physique Atmosphérique et Océanique [physics.ao-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2015. Français. NNT : 2015PA066580 . tel-01334040

**HAL Id: tel-01334040**

**<https://theses.hal.science/tel-01334040>**

Submitted on 20 Jun 2016

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

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

UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

ÉCOLE DOCTORALE  
DES SCIENCES DE L'ENVIRONNEMENT D'ILE DE FRANCE

**T H È S E**

pour obtenir le grade de

**Docteur en Sciences**

de l'Université Pierre et Marie Curie

**Spécialité : Physique de l'atmosphère et télédétection**

Présentée et soutenue par

Vincent MARIAGE

**Développement et mise en œuvre de LiDAR embarqués  
sur bouées dérivantes pour l'étude des propriétés des  
aérosols et des nuages en Arctique et des forçages  
radiatifs induits**

Thèse dirigée par Jacques PELON

préparée au Laboratoire ATmosphère, Milieux, Observations Spatiales  
en collaboration avec Cimel Electronique

Soutenue le 10 décembre 2015

**Jury :**

*Rapporteurs :* Frédéric PAROL  
Patrick RAIROUX  
*Directeur :* Jacques PELON  
*Président :* François RAVETTA  
*Examineurs :* Alain DABAS  
Juergen FISCHER  
*Invité :* Stéphane VICTORI



## Remerciements

Après ces trois années d'intense travail de recherche, il est temps de remercier tout le monde! Tout d'abord je suis très reconnaissant à la direction du LATMOS de m'avoir accepté au sein des locaux de ce laboratoire. Étant donné le caractère CIFRE de cette thèse je remercie également la société française Cimel Électronique de m'avoir accueilli dans sa structure. Je suis particulièrement reconnaissant aux équipes administratives du LATMOS et de Cimel Electronique, notamment Evelyne, Irina, Kativa et Emmanuelle, pour m'avoir accompagné dans les diverses démarches administratives auxquelles j'ai été confronté au cours de ces trois années.

Je remercie vivement FRÉDÉRIC PAROL et ALAIN DABAS d'avoir accepté de faire parti de mon comité de thèse pendant ces trois années, me donnant ainsi une vision extérieure sur l'avancement des travaux. Je leur suis également reconnaissant d'avoir accepté de juger mon travail jusqu'au bout en faisant parti de mon jury de thèse, respectivement en tant que rapporteur et examinateur. De même je remercie PATRICK RAIROUX d'avoir accepté d'être rapporteur dans mon jury, ainsi que JUERGEN FISCHER, STÉPHANE VICTORI et FRANÇOIS RAVETTA pour en être examinateurs.

Je suis extrêmement reconnaissant envers JACQUES PELON qui a été un excellent directeur de thèse, en me laissant énormément d'autonomie dans mon travail. Il a toujours eu un regard positif et optimiste sur mon travail et l'avancée du projet, ce qui compensait efficacement mon point de vue "réaliste" (qui a dit pessimiste?). Merci également pour m'avoir permis de participer aux premiers déploiements, ce qui m'a donné l'opportunité de visiter de magnifiques contrées nordiques. Je n'oublierai pas de si tôt le pôle nord et le brise glace coréen! Je tiens également à remercier STÉPHANE VICTORI et RICHARD MATHIEU pour leur encadrement efficace et formateur (mais toujours dans la bonne humeur!) à Cimel Electronique. Ils m'ont permis de ne pas perdre de vue certains aspects importants d'un développement instrumental pour un industriel.

L'aboutissement de ce travail n'aurait pas non plus été possible sans les nombreuses personnes de la Division Technique de l'INSU à Meudon et à Brest, de l'IPEV et du LOCEAN. Je les remercie vivement pour le travail réalisé, pour l'aide qu'ils ont parfois pu m'apporter et pour les bons moments partagés lors des missions liées au déploiement, notamment Christine, Nathalie, Frédéric, Nicolas, Antoine et Zoé.

Je tiens également à remercier les personnes avec lesquelles j'ai pu particulièrement travailler chez Cimel Electronique, Joseph (merci pour le support électronique!), Virginie (merci pour l'accompagnement pendant les nuits blanches et les chips à 2h du matin!) et Sylvain (merci d'avoir récupéré la plupart de mes fichiers et photos lorsque mon disque dur m'a lâchement abandonné 6 mois avant la fin de thèse...).



Ce travail de thèse s'est déroulé dans une très bonne ambiance lorsque j'étais dans les locaux du LATMOS à Jussieu grâce à la bonne humeur des "jeunes" : Boris, Louis, Rémi, Ludivine (le nordiste au fond de moi se sentait un peu moins seul!), Aurélien, Thierno, Zakia, Tommaso, Jihane (merci pour l'électronique au début de la thèse!), Juliette, Matthieu, Maya, Delphy, Jaime, Oza, Amélie, Marco et Laura. Merci également à ceux qui se sont succédés dans mon bureau et qui ont égayé mon travail au cours de ces trois années : Lionel, Yoann et Leeko. Et bien sûr un grand merci à Jean-Christophe qui a supporté mes tapotements de doigts sur le bureau et m'a apporté ses connaissances sur l'atmosphère (et les champignons) pendant trois ans. Bien entendu je n'oublie pas les "permanents" (pour ne pas dire "moins jeunes") que j'ai côtoyés en bordure de thèse et qui ont contribué à cette bonne ambiance de travail : Jacques, Pascal, Gérard et François.

J'ai pu compter sur d'excellents amis en dehors de la thèse pour me changer les idées dans les moments difficiles (mais pas seulement!), que je tiens à remercier particulièrement. Tout d'abord les Inglos pour les nombreux verres et repas sur Paris : Jean, Simon et Céline (vive les mariés!), Geoffrey, Emmanuel, Meriem, Manfred, Julie, Alexis, Manu (qui a décidé de plutôt s'intéresser au pôle sud) et Marie. Je remercie également tous mes ex-coloc, qui ont pour la plupart vécu la même aventure, pour m'avoir supporté pendant un an : Valérian, Clémentine, Marie-Christine et Julien (et Noémie!).

Un grand merci également à ma famille qui m'a soutenu tout au long de cette thèse, et qui a pu s'apercevoir à l'occasion de la soutenance que je n'avais pas juste été un "étudiant" pendant ces trois dernières années (n'est ce pas Claire et Clément?), de même que ma belle-famille. Tout ce beau monde s'est déplacé pour ma soutenance et j'en suis très touché.

Enfin, je suis infiniment reconnaissant à celle qui partage ma vie, Tatiana, pour sa présence indéfectible dans chaque étape de cette thèse. Ton expérience simultanée de ta propre thèse nous a permis de nous soutenir mutuellement dans les périodes de doute. Merci pour tous ces bons moments passés, et pour ceux à venir.

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

*"La pression, il vaut mieux la boire que la subir."*  
P. Desproges



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
Objectifs généraux et plan de la thèse . . . . .	1
<b>I PARTIE I : Développement d'un LiDAR autonome en région arctique</b>	<b>3</b>
<b>1 Contexte scientifique en région arctique</b>	<b>5</b>
1.1 Aérosols et nébulosité . . . . .	8
1.1.1 Transport et sources des aérosols . . . . .	8
1.1.2 Caractéristiques de la couverture nuageuse . . . . .	9
1.2 Bilan radiatif . . . . .	10
1.2.1 Forçage radiatif des nuages . . . . .	11
1.2.2 Influence radiative des aérosols . . . . .	13
1.2.3 Bilan . . . . .	15
1.3 Mesures antérieures et réseaux existants . . . . .	15
1.3.1 Sites d'observations et instruments . . . . .	15
1.3.2 Campagnes aéroportées, maritimes et terrestres . . . . .	20
1.3.3 Mesures spatiales . . . . .	21
1.3.4 Bilan . . . . .	23
1.4 Conclusion . . . . .	23
<b>2 LiDAR : conception</b>	<b>27</b>
2.1 Intérêt du LIDAR à rétrodiffusion . . . . .	29
2.2 Théorie LiDAR . . . . .	29
2.2.1 Équation LiDAR à rétrodiffusion simple . . . . .	29
2.2.1.1 Diffusion par les molécules . . . . .	33
2.2.1.2 Diffusion par les particules . . . . .	35
2.2.2 Apport du LiDAR à rétrodiffusion polarisé . . . . .	38
2.3 Optimisation de la mesure LiDAR . . . . .	40
2.3.1 Contraintes et prérequis liés au projet . . . . .	43
2.3.1.1 Architecture bi-axiale et fibrée . . . . .	43
2.3.1.2 Encombrement limité . . . . .	43
2.3.1.3 Sécurité oculaire . . . . .	44
2.3.2 Importance relative des paramètres . . . . .	45
2.3.2.1 Lien entre les paramètres systèmes . . . . .	45
2.3.2.2 Paramètres atmosphériques . . . . .	47
2.4 Modélisation . . . . .	49
2.4.1 Choix des paramètres . . . . .	49
2.4.2 Résultats . . . . .	50
2.5 Conclusion et choix du type de source . . . . .	52

<b>3</b>	<b>LiDAR : traitement et exploitation des données</b>	<b>55</b>
3.1	Corrections du signal . . . . .	57
3.1.1	Saturation du détecteur . . . . .	57
3.1.2	Bruit . . . . .	57
3.1.3	Fonction de recouvrement . . . . .	58
3.2	Méthode d'étalonnage . . . . .	60
3.2.1	Version non polarisée . . . . .	60
3.2.1.1	Estimation en laboratoire . . . . .	60
3.2.1.2	Zone claire moléculaire . . . . .	61
3.2.1.3	Intégration du signal sur un nuage opaque d'eau li- quide . . . . .	64
3.2.2	Version polarisée . . . . .	65
3.3	Détermination des propriétés optiques . . . . .	66
3.3.1	Information qualitative : le rapport de diffusion . . . . .	66
3.3.2	Inversion backward et forward . . . . .	67
3.4	Conclusion . . . . .	69
<b>4</b>	<b>Développement instrumental</b>	<b>71</b>
4.1	Objectifs . . . . .	73
4.2	Choix spectral . . . . .	73
4.2.1	Source et émissions spectrales . . . . .	73
4.2.2	Adaptation spectrale des deux voies : comparaison de deux approches . . . . .	74
4.2.3	Bilan . . . . .	75
4.3	Développement et optimisation opto-mécanique . . . . .	76
4.3.1	Maquette initiale . . . . .	76
4.3.1.1	Architecture opto-mécanique . . . . .	76
4.3.1.2	Électronique . . . . .	77
4.3.2	Définition de l'encombrement sur la bouée et conséquence sur les performances . . . . .	78
4.3.3	Évolutions majeures . . . . .	80
4.3.3.1	Diminution de la longueur d'onde . . . . .	80
4.3.3.2	Réduction du bruit : diminution des champs de vue et affinement spectral . . . . .	83
4.3.4	Développement d'une version polarisée . . . . .	86
4.3.4.1	Adaptations opto-mécaniques . . . . .	86
4.3.4.2	Performances, étalonnage et résultats . . . . .	88
4.4	Prise en compte de l'environnement arctique . . . . .	90
4.4.1	Conception et optimisation d'une régulation thermique de la source . . . . .	90
4.4.2	Conception d'un système de chauffage du hublot du tube LiDAR 4.4.2.1 Première version . . . . .	94
4.4.2.2	Évolution . . . . .	95
4.4.3	Consommation et énergie disponible . . . . .	97
4.5	Détection de problèmes avant déploiement et évolutions opto- mécaniques associées . . . . .	98
4.6	Conclusion et perspectives d'évolution . . . . .	99

<b>II</b>	<b>PARTIE II : Déploiements et exploitations des résultats</b>	<b>101</b>
<b>5</b>	<b>Premiers déploiements : analyses instrumentales</b>	<b>103</b>
5.1	Contexte et type de données . . . . .	105
5.1.1	Lieux de déploiement et description des systèmes . . . . .	105
5.1.1.1	Premier déploiement : camp russe Barneo (avril 2014)	105
5.1.1.2	Second déploiement : campagne N-ICE (janvier 2015 - juin 2015) . . . . .	105
5.1.2	Données concernant le système et conséquence sur les straté- gies d'analyse . . . . .	107
5.1.2.1	Données système . . . . .	107
5.1.2.2	Identification des périodes d'intérêt . . . . .	111
5.1.3	Données liées au LiDAR . . . . .	112
5.1.3.1	Format des données . . . . .	112
5.1.3.2	Mesures et corrections . . . . .	113
5.2	Adaptation des méthodes d'étalonnage . . . . .	116
5.2.1	Existence d'une zone de référence . . . . .	116
5.2.2	Problème de givrage du hublot . . . . .	117
5.2.3	Bilan . . . . .	124
5.3	Données exploitables . . . . .	125
5.3.1	Définition d'un profil exploitable . . . . .	125
5.3.2	Bilan . . . . .	125
5.4	Conclusion . . . . .	126
<b>6</b>	<b>Analyses atmosphériques</b>	<b>129</b>
6.1	Classification . . . . .	132
6.1.1	Méthode . . . . .	132
6.1.2	Résultats . . . . .	134
6.1.3	Aérosols . . . . .	136
6.1.3.1	Méthode de sélection des profils . . . . .	136
6.1.3.2	Occurrence . . . . .	136
6.1.3.3	Bilan . . . . .	139
6.1.4	Nuages . . . . .	140
6.1.4.1	Méthode de détection . . . . .	140
6.1.4.2	Résultats . . . . .	140
6.1.4.3	Bilan . . . . .	142
6.2	Propriétés optiques . . . . .	143
6.2.1	Aérosols/précipitations glacées/poussières cristallines . . . . .	143
6.2.1.1	Hypothèse sur le rapport LiDAR . . . . .	143
6.2.1.2	Barneo 2014 . . . . .	145
6.2.1.3	N-ICE 2015 . . . . .	150
6.2.1.4	Bilan . . . . .	153
6.2.2	Nuages . . . . .	154
6.2.2.1	Rappel des techniques d'analyses . . . . .	154
6.2.2.2	Détermination et confirmation de $\eta$ d'après Platt et MOMO . . . . .	155
6.2.2.3	Détermination des épaisseurs optiques des nuages . . . . .	156

6.2.2.4	Détermination des épaisseurs optiques des précipitations . . . . .	163
6.2.2.5	Bilan . . . . .	164
6.2.3	Analyses connexes et couplage avec les observations spatiales	166
6.2.3.1	Origine des aérosols . . . . .	166
6.2.3.2	Observations spatiales . . . . .	167
6.3	Bilan radiatif à la surface . . . . .	170
6.3.1	Flux IR . . . . .	170
6.3.1.1	Méthodes de calcul . . . . .	170
6.3.1.2	Résultats et comparaisons . . . . .	174
6.3.1.3	Bilan . . . . .	177
6.3.2	Flux solaire . . . . .	178
6.3.2.1	Méthodes de calcul . . . . .	178
6.3.2.2	Résultats . . . . .	178
6.3.3	Comparaisons modèles - mesures . . . . .	179
6.3.4	Bilan . . . . .	183
6.4	Conclusion . . . . .	184
	<b>Conclusion générale</b>	<b>187</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>191</b>
	<b>A Structure et composition de l'atmosphère</b>	<b>217</b>
	<b>B Types de LiDAR</b>	<b>223</b>
	<b>C Quelques systèmes LiDAR dans le monde</b>	<b>227</b>
	<b>D Présentation des différentes sources laser existantes</b>	<b>231</b>
	<b>E Détection utilisée dans les LiDAR</b>	<b>235</b>
	<b>F Norme de sécurité oculaire NF EN 60825-1</b>	<b>245</b>
	<b>G Profil d'écart type des fichiers LiDAR IAOOS</b>	<b>247</b>
	<b>H Modèle de transfert radiatif MOMO</b>	<b>253</b>
	<b>I Données des campagnes</b>	<b>257</b>
	<b>J Article en préparation</b>	<b>267</b>

# Introduction

## Contexte, objectifs généraux et plan de la thèse

La région arctique possède de nombreuses spécificités (superficie élevée de glace de mer (albedo important), angles solaires zénithaux importants, nuit polaire, fréquentes inversions de température proche de la surface, nébulosité importante) et une faible modification des conditions moyennes peut y entraîner des modifications plus importantes [Screen 2010] qu'à des latitudes plus basses. Il a par exemple été montré [IPC 2007] que l'élévation de température de surface y est deux fois plus importante (ce phénomène est appelé "amplification arctique"), et des projections futures envisage pour l'hiver une augmentation trois fois supérieures à l'augmentation moyenne mondiale [Sanderson 2011]. Ceci a pour conséquence une diminution progressive de la glace de mer depuis plusieurs dizaine d'années [Parkinson 1999] [Stroeve 2012], ainsi qu'une augmentation de l'humidité et des écoulements de rivières [Wu 2005]. L'ensemble de ces phénomènes, tout en étant une conséquence du réchauffement climatique de la région arctique, contribue également à celui-ci. Ainsi, la glace de mer ayant un albedo bien plus important que l'eau [Brandt 2005], sa diminution va entraîner une chute du flux solaire réfléchi, ce qui favorisera un réchauffement atmosphérique [Winton 2008]. L'amplification arctique est également renforcée par la présence fréquente d'inversions de température en hiver qui semblent limiter le refroidissement radiatif de la surface vers l'espace dans les cas de ciel clair [Bintanja 2011].

De telles modifications n'ont pas été envisagées pendant de nombreuses années puisque la région arctique était alors considérée comme une région "propre", loin de toute pollution anthropique. Néanmoins depuis la première observation du phénomène de brouillard arctique par des aviateurs [Greenaway 1950] [Mitchell 1957] qui indiquaient une très nette diminution de la portée visuelle, le transport d'aérosols anthropiques ou non (ex : aérosols dus aux feux de forêts) vers ces latitudes élevées a été démontré et est observé chaque hiver et printemps. En région arctique ces aérosols ont un impact radiatif, direct ou indirect, différent des autres latitudes du fait de l'albedo élevé de surface et de l'angle zénithal important [MacCracken 1986] [Pueschel 1995]. La complexité des rétroactions entre les différents milieux, glace, océan et atmosphère [Serreze 2011] ne permet pas en effet de définir clairement l'impact de ces aérosols, et des effets directs ou indirects de refroidissement peuvent également se produire [Quinn 2008].

La compréhension de ces rétroactions passe par la multiplication des mesures, associée à l'utilisation de modèles. Ainsi de plus en plus d'instruments sont spatialisés afin de permettre un quadrillage régulier de l'ensemble de la surface du globe, et notamment des régions polaires. Ces mesures spatiales fournissent notamment des informations essentielles sur la couverture nuageuse, le transport de certains événements intenses d'aérosols (ex : poussières désertiques [Barkan 2010]) et l'épaisseur de la glace de mer. Cependant ces mesures sont souvent biaisées au dessus de la région arctique à cause de la similarité entre la glace de mer ou la couverture neigeuse et les nuages, et des fréquentes inversions de température [Rossow 1989] [Gao 1998].



Les cas de mesures sans nuage sont ainsi plus complexes à être détectés, rendant difficile une évaluation précise du bilan radiatif dans cette région. Cette détection nuageuse est d'autant plus complexe que le seul instrument spatial pouvant fournir une information sur la distribution verticale des aérosols et des nuages, le LiDAR CALIOP, ne possède pas une orbite allant au dessus de 82°N.

C'est dans cette optique de multiplication des mesures en région arctique que le projet français IAOOS (Ice-Atmosphere-arctic Ocean Observing System) a été planifié et financé. Ce projet est un EQUIPEX (EQUIPement d'EXcellence) dont l'objectif est le financement d'instruments innovants conçus par des institutions publiques afin d'augmenter leur compétitivité au niveau international, tout en ayant une répercussion économique importante sur des industriels français et européens. C'est donc dans ce cadre d'innovation technologique qu'a été planifié le développement d'une bouée dérivante multi-instrumentée déployée en réseau en région arctique. L'intérêt d'un tel développement est d'une part d'obtenir des mesures sur une longue période, et d'autre part d'obtenir des mesures quasi-simultanées concernant l'océan arctique, l'atmosphère et la glace de mer. Cette thèse CIFRE, effectuée en collaboration avec l'entreprise française Cimel Electronique, a eu pour objectif de développer, d'implanter et tester l'un des instruments de mesures atmosphériques présents sur la bouée : un LiDAR. C'est en premier lieu l'aspect optique du système qui a été au cœur du développement instrumental de cette thèse. Une dynamique importante d'échanges tout au long du développement a été maintenue avec la Division Technique de l'INSU et l'entreprise Cimel Electronique.

Dans une première partie le contexte des mesures atmosphériques en région arctique est abordé, afin de préciser le besoin scientifique compte tenu des données actuellement disponibles et l'apport d'un LiDAR à rétrodiffusion moléculaire et aérosols. Les différentes étapes du développement instrumental seront également présentées en explicitant notamment les voies d'optimisation de ce type de LiDAR et les conséquences des nombreuses contraintes inhérentes à un tel déploiement sur les choix d'évolution instrumentale. Les principales étapes franchies tout au long de cette phase de développement seront décrites et les performances obtenues analysées et comparées à ce qui est théoriquement attendu. Ce long processus d'optimisation instrumentale a finalement abouti à un LiDAR de nouvelle génération présentant un bon compromis en terme de coût, consommation et performances par rapport aux systèmes commerciaux (LiDAR ou ceilomètre) existants.

Dans une seconde partie les retours techniques concernant le fonctionnement du système et les résultats obtenus lors des déploiements en arctique sont présentés. Le premier déploiement d'une bouée instrumentée IAOOS a eu lieu en 2014 au camp russe de Barneo près du pôle nord. Le second déploiement qui est également présenté s'est déroulé dans le cadre de la campagne N-ICE2015, lors de laquelle deux bouées ont été déployées dont une équipée d'un LiDAR doté d'une émission polarisée. Un suivi de l'instrument lors de ces premiers déploiements est réalisé grâce à l'enregistrement de paramètres système tels que la température interne et l'inclinaison de la bouée. Les observations LiDAR d'aérosols et de nuage sont analysées et les résultats comparés à ceux obtenus lors de campagnes ponctuelles précédentes. Enfin les flux solaires et infrarouge à la surface sont estimés par différentes méthodes et comparés aux sorties du modèle WRF (Weather Research and Forecasting Model).

Première partie

**PARTIE I : Développement  
d'un LiDAR autonome en  
région arctique**



# Contexte scientifique en région arctique

---

## Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Aérosols et nébulosité</b> . . . . .	<b>8</b>
1.1.1	Transport et sources des aérosols . . . . .	8
1.1.2	Caractéristiques de la couverture nuageuse . . . . .	9
<b>1.2</b>	<b>Bilan radiatif</b> . . . . .	<b>10</b>
1.2.1	Forçage radiatif des nuages . . . . .	11
1.2.2	Influence radiative des aérosols . . . . .	13
1.2.3	Bilan . . . . .	15
<b>1.3</b>	<b>Mesures antérieures et réseaux existants</b> . . . . .	<b>15</b>
1.3.1	Sites d’observations et instruments . . . . .	15
1.3.2	Campagnes aéroportées, maritimes et terrestres . . . . .	20
1.3.3	Mesures spatiales . . . . .	21
1.3.4	Bilan . . . . .	23
<b>1.4</b>	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>23</b>

---

La région arctique est la région située le plus au nord de la Terre et son étendue dépend de la définition retenue. Ainsi il est parfois considéré que sa limite septentrionale est définie astronomiquement et correspond à ce qu'on appelle le cercle Arctique ( $66^{\circ} 33'N$ ). Certains considèrent néanmoins une approche plus climatique en considérant que la frontière correspond à l'isotherme de  $+10^{\circ}C$  en juillet. Auquel cas cette frontière est légèrement plus septentrionale que le cercle arctique du côté eurasien, mais s'étend plus au sud du côté américain (cf Figure 1.1). Quelle que soit la définition considérée cette région possède très peu de surfaces terrestres, dont le Svalbard appartenant à la Norvège ou encore une partie de l'Alaska, et celles-ci se situent en périphérie de la région arctique. Ceci implique un manque sur le long terme de bases de mesures atmosphériques sur l'océan arctique et aux latitudes les plus élevées, et empêche donc une surveillance et une caractérisation efficace des aérosols et des nuages dans cette région. Bien que les observations spatiales comblent une partie de ce manque, les observations depuis la surface restent indispensables car elles permettent une comparaison avec ces mesures spatiales et elles seules permettent un suivi temporel annuel et une analyse des couplages entre les trois milieux (océan/glace/atmosphère) interagissant à la surface.



FIGURE 1.1 – Carte de la région arctique et des terres voisines. Le cercle polaire y est représenté en pointillé et l'isotherme 10°C en trait plein rouge (d'après <http://www.lib.utexas.edu>)

## 1.1 Aérosols et nébulosité

Ce paragraphe présente dans un premier temps diverses sources et mécanismes de transport des aérosols pouvant être observés en région arctique, puis les caractéristiques de la nébulosité dans cette région, notamment en termes de fréquence, d'altitude et de phase.

### 1.1.1 Transport et sources des aérosols

En général la présence des aérosols en Arctique est principalement liée à leur advection des moyennes latitudes (peu de sources locales) et dépend de leur temps de résidence dans l'atmosphère. Celui-ci va être déterminé par les sources, les mécanismes de transport, de dépôt sec et de dépôt humide, dépendant en particuliers de la taille et de l'hygroscopicité de l'aérosol. Ceci concerne les aérosols troposphériques puisque ceux qui ont été injectés dans la stratosphère (par exemple après une éruption) se retrouvent dans des couches très stables grâce à l'inversion du gradient thermique (cf Annexe A).

Les études s'accordent sur le fait que les principales sources de pollution en arctique sont eurasienne et nord-américaine [Xie 1999] [Sharma 2006], mais la contribution relative de ces différentes régions est toujours assez incertaine d'une année sur l'autre. Une précédente étude multi-modèles dans le cadre de l'étude HTAP (Hemispheric Transport of Air Pollution) a cependant permis d'évaluer un peu plus quantitativement les différentes contributions [Shindell 2008]. D'après la figure 1.2 provenant de cette étude, l'Europe semble être le contributeur principal en surface concernant le carbone suie ou "black carbon" (BC), les sulfates et le monoxyde de carbone (CO). En revanche dans les plus hautes couches de la troposphère les contributeurs principaux sont l'Asie du sud-est pour le BC et les sulfates. A cette même altitude cette région présente également une contribution non négligeable et équivalente à celle d'Amérique du nord concernant le CO.

Ce transport sur de longues distances est concordant avec d'autres études [Stohl 2006] [Law 2014] qui indiquent également un transport préférentiel de la pollution en altitude depuis l'Amérique du nord et l'Asie. Ces études proposent divers mécanismes pour expliquer la contribution de l'Europe : soit par un transport en altitude depuis la source puis une descente en Arctique, soit depuis une altitude plus basse puis une ascension en Arctique, soit enfin depuis une altitude basse qui le reste jusqu'en Arctique. Cette dernière possibilité est notamment prépondérante en hiver à cause du front arctique. Celui-ci est en effet caractérisé par une faible température potentielle dans la basse troposphère, empêchant les aérosols produits plus au sud de migrer vers les hautes latitudes et laissant ainsi le nord de l'Eurasie la principale région contributrice à la pollution arctique hivernale [Barrie 1986] [Stone 2014]. Enfin les inversions de température fréquentes en hiver [Bradley 1992] favorisent la stagnation des polluants dans les couches proches de la surface et participent ainsi à la formation des brouillards arctiques. Inversement, ce phénomène d'inversion de température empêche les polluants à des altitudes plus élevées de pénétrer dans les couches proches de la surface [Brock 2011].

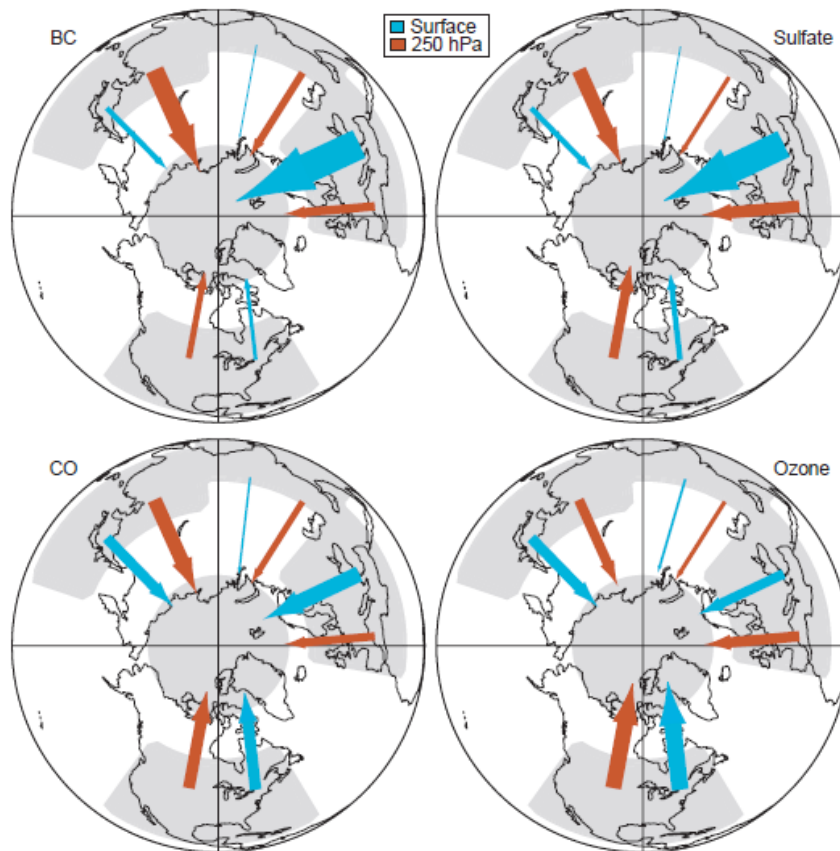


FIGURE 1.2 – Contribution de différentes régions à la pollution en Arctique par différentes espèces (carbone suie (BC), sulfates, CO et ozone) dans 4 régions de l'hémisphère nord. L'épaisseur des flèches reflète l'importance relative de la contribution par rapport à la contribution totale (d'après [Shindell 2008]), en surface (flèches bleues) et à une altitude correspondant à l'isobare 250 hPa (flèches rouges).

### 1.1.2 Caractéristiques de la couverture nuageuse

La nébulosité arctique présente des caractéristiques très différentes en fonction de la période considérée. Des nuages très bas sont en général observés tout au long de l'année comme ce fut le cas lors de la campagne américaine SHEBA (Surface HEat Budget of the Arctic ocean) avec des altitudes de bases en général localisées dans le premier kilomètre et des sommets détectés jusque 9km [Intrieri 2002a]. Cette nébulosité est plus importante en été (jusque 90%) qu'en hiver (jusque 70%), bien que des différences peuvent être observées en fonction de l'environnement où sont réalisées les observations [Shupe 2011] [Mioche 2015] (cf Figure 1.3). Cette fréquence importante aboutit à une situation où deux types de conditions atmosphériques dominent : les cas de ciel clair/dégagé et les cas de nuages opaques stratiformes [Morrison 2012].



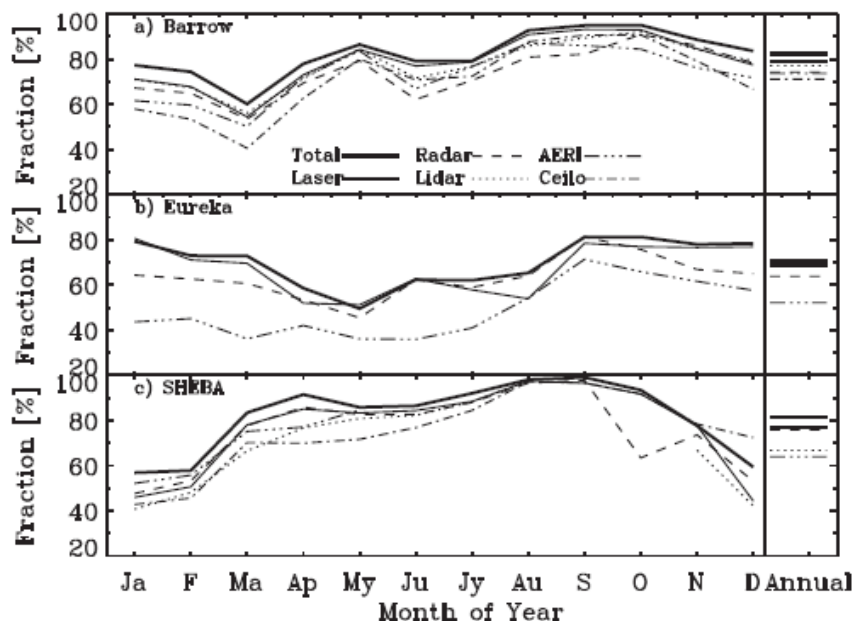


FIGURE 1.3 – Moyennes mensuelles de la fraction nuageuse observée par plusieurs instruments aux sites d’observation de Barrow (mars 1998 - septembre 2009) et Eureka (août 2005 - septembre 2009) ainsi que lors de la campagne SHEBA (octobre 1997-octobre 1998) (d’après [Shupe 2011]).

La couche limite arctique est ainsi souvent surmontée par une importante couverture nuageuse comme l’a souligné Curry [Curry 1988], celle-ci étant d’ailleurs particulièrement complexe, caractérisée par de fréquentes structures de multiples couches [Verlinde 2007] à diverses altitudes. La présence de nuages en phase mixte n’est pas négligeable, même en été [Lampert 2010b], car de l’eau liquide nuageuse a été observée à très basse température [Turner 2005] notamment localisée vers leurs sommets. L’étude de ces nuages est particulièrement importante pour améliorer les estimations du bilan radiatif en région arctique, car il a été démontré qu’une variation de leur contenu en glace a une répercussion directe sur le refroidissement de la surface consécutif à la réflexion du rayonnement solaire [Ehrlich 2009a].

Concernant leur microphysique, le diamètre des gouttes d’eau liquide est en général compris entre 5 et  $15\mu\text{m}$ . La nébulosité arctique est particulièrement influencée par la présence d’aérosols, et une augmentation de leur concentration peut par exemple significativement augmenter leur épaisseur, répartition, épaisseur optique [Werner 2014] et par conséquent modifier les flux radiatifs [Mauritsen 2011].

## 1.2 Bilan radiatif

La Terre est chauffée par les rayonnements solaires principalement localisés dans la partie visible du spectre. Ce rayonnement fournit en moyenne sur toute la surface terrestre  $340\text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ , dont environ 30% (correspondant à l’albédo moyen de

l'atmosphère et de la surface [Ramanathan 1987] [Ramanathan 1989]) est réfléchi. La fraction de ce rayonnement solaire qui n'est pas directement réfléchi est en partie absorbée par les différents constituants atmosphériques, notamment par l'ozone pour l'UV et par la vapeur d'eau et le dioxyde de carbone pour l'IR, et en partie absorbée par la surface terrestre. L'absorption de ces radiations solaires conduit à une ré-émissions dans l'infrarouge de la part de la surface ainsi que de l'atmosphère vers l'espace et vers la surface terrestre (cf Figure 1.4). Le bilan entre le rayonnement solaire incident et l'ensemble de ces émissions secondaires dans l'infrarouge s'équilibrent sur le long terme permettant à la Terre d'être globalement en équilibre thermique. Néanmoins les estimations montrent que la Terre émet dans l'infrarouge environ  $390 \text{ W.m}^{-2}$ , mais que le rayonnement infrarouge rejeté dans l'espace est d'environ  $235 \text{ W.m}^{-2}$ . En assimilant la Terre au corps noir on obtient, d'après la loi de Stefan Boltzmann, une différence positive d'environ  $30 \text{ }^\circ\text{C}$  qui permet à la surface de la Terre d'être à une température moyenne d'une quinzaine de degrés. Cette élévation de température est due à un forçage radiatif positif qui est connu sous le terme *effet de serre*. Ce phénomène est principalement d'origine naturelle puisqu'une importante fraction du rayonnement infrarouge émis par la surface est absorbée par la vapeur d'eau [Held 2000], les gaz tel que le  $\text{CO}_2$  ou le  $\text{CH}_4$  et par les nuages, dont la couverture terrestre moyenne est de 68% [Stubenrauch 2013].

L'arctique est une région qui renvoie une quantité importante du flux solaire grâce à l'albedo élevé des surfaces importantes de glace et de neige. Une disparition de ces surfaces signifierait une diminution significative de l'albedo moyen puisqu'elles seraient remplacées par l'océan. Ceci entraînerait une absorption beaucoup plus importante du flux solaire et par conséquent un réchauffement global de l'atmosphère terrestre. Ainsi le réchauffement de l'arctique observé actuellement et confirmé par les modèles depuis plusieurs décennies mène à une diminution progressive des surfaces possédant un albedo élevé et introduit donc un déséquilibre dans l'équilibre radiatif mondial.

### 1.2.1 Forçage radiatif des nuages

Les nuages ont un rôle particulièrement complexe au niveau du budget radiatif, puisqu'ils ont tendance à refroidir la surface en bloquant le rayonnement solaire visible, mais ils ont également un effet réchauffant en émettant un rayonnement infrarouge vers la surface. Lorsque l'effet réchauffant est prédominant on parle de CRF (Cloud Radiative Forcing) positif, et de CRF négatif dans le cas contraire, par rapport au cas d'une atmosphère sans nuage. La conséquence des nuages sur le bilan radiatif dépend de nombreux paramètres [Curry 1992], notamment leurs altitudes, mais en moyenne à la surface terrestre la nébulosité a plutôt un effet refroidissant [Ramanathan 2006] [Harrison 1990]. Les mesures et études ont montré que les nuages aux altitudes plus élevées avaient tendance à réchauffer la surface, contrairement aux nuages plus bas [Manabe 1967], car ils possèdent en général une faible épaisseur donc laissent passer plus facilement le rayonnement solaire visible mais émettent le rayonnement infrarouge à une température inférieure. Cette incertitude entre l'aspect réchauffant ou refroidissant ne concerne que la journée où il y a effectivement un rayonnement solaire localement. La nuit, pour les régions où la température diminue effectivement avec l'altitude dans la troposphère, les

nuages présenteront un effet réchauffant.

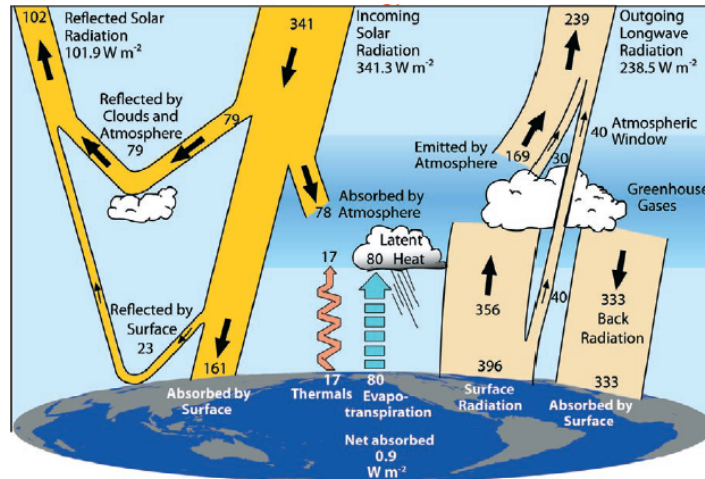


FIGURE 1.4 – Schéma des différents échanges radiatifs entre la surface terrestre, l'atmosphère terrestre et l'espace (d'après [Trenberth 2009])

Les conséquences de la présence de nuages en région arctique est beaucoup plus complexe, notamment concernant le rayonnement dans le visible. En effet les surfaces enneigées ou recouvertes de glace possèdent un albedo très élevé (0.6 à 0.8) [Tsay 1989], ce qui entraîne de nombreuses réflexions entre la surface et la base du nuage. Ces réflexions favorisent l'absorption, et donc l'effet de serre, par la vapeur d'eau ainsi que l'absorption par les couches d'aérosols présents entre la surface et le nuage. Néanmoins ce processus est limité pour les nuages optiquement épais car l'angle zénithal élevé au printemps et en été entraîne une augmentation de leur épaisseur optique effective, d'où une diminution des diffusions multiples en leur sein, et donc une diminution du rayonnement vers la surface. Concernant le cas de l'hiver arctique, les nuages bas peuvent être à l'origine d'un refroidissement des basses couches de l'atmosphère à cause des fréquentes inversions de température proche de la surface dues à l'absence prolongée de rayonnement solaire incident. Ils émettent ainsi un rayonnement infrarouge à une température plus élevée que la surface ce qui augmente les pertes radiatives vers l'espace. Le rôle des nuages sur le climat arctique est d'autant plus important que la couverture nuageuse y est plus importante que la moyenne terrestre (environ 85% mesuré lors de la campagne américaine SHEBA en 1997-1988), et notablement plus basse [Intrieri 2002b]. Des nuages d'eau liquide pure ou en phase mixte avec des cristaux de glace peuvent être trouvés jusque 6.5 km d'altitude à des températures allant jusqu'à  $-34^{\circ}C$  [Intrieri 2002b]. Les nuages d'eau en phases mixtes sont régulièrement observés et étudiés [Cober 2001] [Korolev 2003] [Boudala 2004] et sont d'une importance particulière puisqu'il a été montré qu'ils sont les contributeurs principaux au bilan radiatif de la surface arctique [Shupe 2004]. Leur modélisation reste cependant complexe, notamment concernant leur contenu en cristaux de glace qui lorsqu'ils

sont en grande quantité au sommet du nuage, augmentent la réflectivité de celui-ci face au rayonnement solaire [Ehrlich 2009a]. La taille et la forme de ces cristaux de glace sont également des paramètres déterminants pour déterminer la contribution au forçage radiatif de ces nuages d'eau en phases mixtes [Ehrlich 2009b].

Les résultats de Curry et Ebert [Curry 1992] ont montré que les nuages en arctique favorisent un refroidissement de la température de l'atmosphère, mais un réchauffement de la température de la surface. Un bilan similaire a été obtenu quelques années plus tard en utilisant un modèle de transfert radiatif unidimensionnel [Zhang 1996]. Suivant les études l'estimation de ce réchauffement va de 30  $\text{W.m}^{-2}$  [Intrieri 2002a] à 40-50  $\text{W.m}^{-2}$  [Curry 1996].

### 1.2.2 Influence radiative des aérosols

Bien que leur contribution soit moins évidente et moins significative, les aérosols interviennent également dans le bilan radiatif terrestre à travers divers processus (cf Figure 1.5) :

- effet direct : les aérosols diffusent et absorbent les rayonnements visible et infrarouge, qu'ils soient émis par le soleil ou la surface terrestre. L'importance de cet effet dépend des caractéristiques microphysiques des aérosols, en particulier de leur albedo de simple diffusion et de leur coefficient d'extinction. Étant donné la grande variabilité temporelle et spatiale des aérosols, cette contribution directe au bilan radiatif est difficilement quantifiable. Des études ont néanmoins montré qu'un effet plutôt refroidissant se produit au dessus des surfaces terrestres très sombres tels que les océans, et qu'un réchauffement est plutôt attendu au dessus de surfaces présentant un albedo plus élevé comme c'est le cas en arctique (neige, glace) [Chylek 1995] [Haywood 1995]. Un effet similaire a été également observé lorsqu'une couche d'aérosol se situe au dessus d'un nuage présentant un albedo élevé [Haywood 1997]. Les aérosols ont un effet direct plus marqué en région arctique puisque l'angle zénithal y est plus élevé qu'aux plus faibles latitudes, en particulier au printemps et en automne. En effet il a été montré que la fonction de phase des aérosols favorise en général le forçage radiatif dû à la diffusion pour des angles zénithaux compris entre 60 et 80° [Nemesure 1995] [Pilinis 1995] [Boucher 1998]. La contribution significative des aérosols au réchauffement de la région arctique par absorption des courtes longueurs d'onde et émission dans l'infrarouge a ainsi été de nombreuses fois mise en évidence [Ritter 2005] [Treffeisen 2007], notamment pour les aérosols hygroscopiques subissant un accroissement de taille suite aux éjections marines [Jacobson 2001].
- effet semi-direct (cf Figure 1.5) : cet effet décrit par Hansen [Hansen 1997]. Il s'agit d'une des conséquences de la modification locale de la température par les aérosols. Or la formation des nuages dépend de l'humidité relative, donc de la température, au niveau de la couche atmosphérique considérée. Les aérosols peuvent ainsi favoriser ou empêcher la formation de nuages. Une réduction de 5 à 10% des cumulus dans la couche limite suite à la réduction de l'humidité relative, conséquence de l'absorption des rayonnements par les aérosols, a ainsi été observée lors de la campagne INDOEX [Ackerman 2000]

. L'absorption du rayonnement solaire par des suies au sein d'un nuage peut également amorcer ou accélérer l'évaporation des gouttes d'eau du nuage [Lohmann 2005]. Des simulations menées avec le modèle de chimie météorologique à méso-échelle WRF/Chem sur une observation d'un épisode de pollution durant la campagne ISDAC au niveau du site d'observation de Barrow ont ainsi mis en évidence l'influence importante du carbone suie sur la température atmosphérique locale et le lien avec une diminution du flux IR à la surface [Lindeman 2011].

- effet indirect (cf Figure 1.5) : les aérosols vont également avoir un rôle de noyau de condensation pour la formation des gouttes d'eau. L'augmentation des aérosols, donc du nombre de noyaux de condensation disponibles, va avoir pour conséquence un accroissement du nombre de gouttes d'eau au sein des nuages [Martin 1994] ce qui favorise la réflexion du rayonnement solaire visible (augmentation de l'albedo), connu comme étant l'effet Twomey [Twomey 1977], ainsi que l'augmentation du flux IR vers la surface [Garrett 2006]. Ce seul effet indirect peut doubler voir tripler le forçage radiatif des nuages pour chaque type de flux (cf Figure 17 de [Tjernström 2014]).

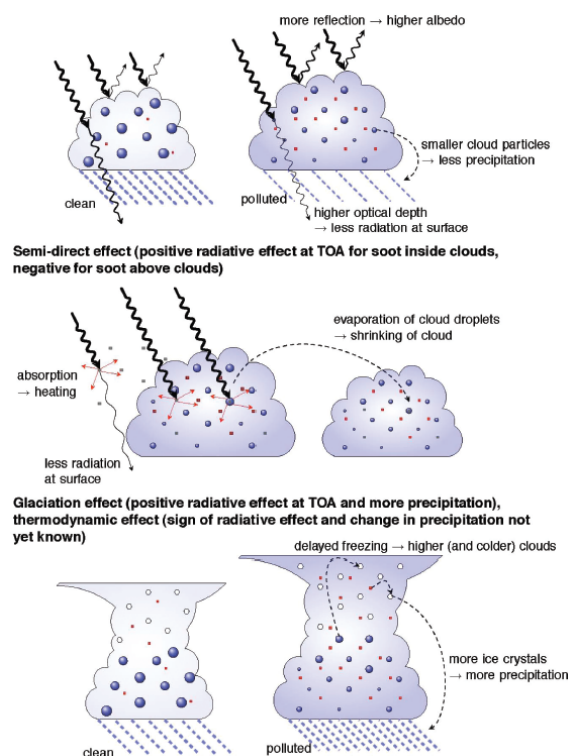


FIGURE 1.5 – Représentation schématique des effets radiatifs semi-direct (au milieu) et indirect (en haut et en bas) dus aux aérosols (d'après [Soloman 2007])

Enfin les aérosols, et en particulier le carbone suie, peuvent diminuer l'albedo des surfaces sur lesquelles ils se déposent et ainsi réduire la réflexion du flux solaire ce qui participe à une augmentation de la température en surface [Hansen 2004].

### 1.2.3 Bilan

L'estimation du bilan radiatif est particulièrement importante de part le rôle important que présente cette région au niveau du climat mondial. Ce bilan est dépendant de la présence des aérosols et des nuages. Par conséquent son évaluation passe par l'observation et l'étude des propriétés microphysiques et macrophysiques de ceux-ci, ainsi que des rétroactions pouvant apparaître en fonction de leur répartition verticale.

## 1.3 Mesures antérieures et réseaux existants

### 1.3.1 Sites d'observations et instruments

Il existe de nombreux sites d'observation permanents en région arctique pouvant fournir différents type de mesures (in-situ, télédétection passives, télédétection active). Une liste non exhaustive (cf Tableau 1.1) résume les types de mesures qui sont généralement réalisées dans ces stations. Les principales stations de mesures détenues par les pays voisins de la région arctique ont été rassemblées au sein d'un seul organisme (cf Figure 1.6), l'IASOA (International Arctic Systems for Observing the Atmosphere).



FIGURE 1.6 – Répartition géographique des stations d'observation regroupées dans le cadre collaboratif de IASOA (d'après <http://www.esrl.noaa.gov/psd/iasoa/observatories>)



Cet organisme a pour objectifs d'améliorer nos connaissances concernant les différents phénomènes météorologiques et les processus se produisant en région arctique, notamment l'influence des différents constituants atmosphériques sur le bilan radiatif (*black carbone*(BC) [Sharma 2007], ozone, méthane,...) ou encore la formation et la durée de vie des nuages. Les différents processus étudiés pouvant être observés en Arctique sont indiqués sur la figure 1.7.

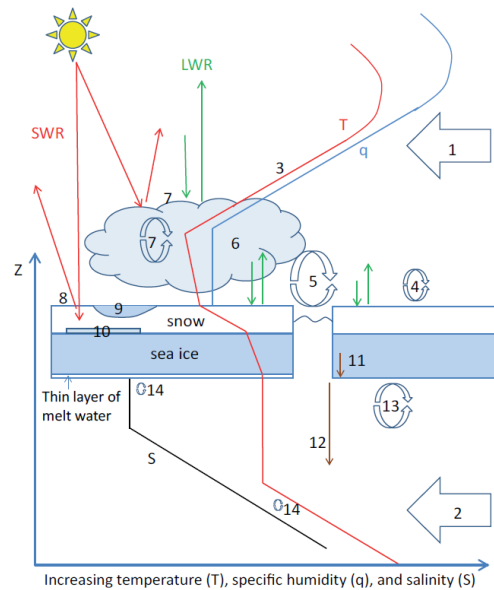


FIGURE 1.7 – Représentation simplifiée des processus physiques et des profils de température (trait plein rouge :  $T$ ), de salinité (trait plein noir :  $S$ ) et d'humidité spécifique (trait plein bleu :  $q$ ). 1 : Advection atmosphérique de chaleur et d'humidité en arctique. 2 : Advection océanique de chaleur et d'humidité en arctique. 3 : Inversion de température et d'humidité. 4 : Turbulence dans la couche limite stable. 5 : Convection au dessus des zones d'eau libre. 6 : Microphysique des nuages. 7 : Turbulence au sein du nuage. 8 : Réflexion et pénétration du flux solaire dans la neige/glace. 9 : Formation de "melt pond" (lac de fonte). 10 : Superposition de neige et de neige "glacée". 11 : Drainage du sel dans la glace de mer par gravité. 12 : Formation de saumure. 13 : Échanges de chaleur et de sel lors de la croissance de la glace. 14 : Double convection diffusante. (d'après [Vihma 2014])

Les mesures réalisées au sein de ces stations peuvent être de trois types :

- mesures in-situ : ce sont des mesures réalisées localement, par exemple l'analyse selon divers procédés des aérosols d'un échantillon d'air ou la mesure de température,
- mesures passive : elles correspondent à l'analyse d'un flux reçu, par exemple le flux solaire ou terrestre, et fournissent donc une information intégrée sur la colonne d'air contenu dans l'angle solide défini par l'instrument ou sur la surface visée,

- mesures active : pour ce type de mesure, l'instrument émet son propre rayonnement et en analyse sa modification le long du trajet de propagation. Ce type de mesure fournit ainsi des informations spatialement résolues sur les constituants atmosphériques.

Différents instruments, dont une liste non exhaustive est indiquée ci-dessous, sont disponibles pour effectuer ces mesures :

- mesures in-situ : spectromètre, ballon sonde, hygromètre, thermomètre, néphélomètre
- mesures passive : photomètre solaire et lunaire, pyranomètre
- mesures active : RADAR, LiDAR

Beaucoup de mesures in-situ se font en un point local unique, au sol ou en altitude, mais l'utilisation de ballon sonde permet de multiplier ces points de mesure et d'obtenir une information spatialement résolue en altitude (température, propriétés microphysiques des aérosols,...). L'utilisation de ces ballons est en revanche limitée et il n'y a en général que deux sondages par jour, à 12h et 00h. La majorité des mesures réalisées sur chaque site correspond à des observations in-situ ou à de la détection passive. Mis à part les sites de St. Nord et Abisko qui sont peu fournis en instruments, chaque station réalise en général la plupart des observations suivantes :

- mesures de différents gaz carbonés ( $\text{CO}_2, \text{CO}, \text{CH}_4, \dots$ ) (site de Barrow [Tans 1989])
- mesures de différents gaz halogénés et fluorés
- mesures des propriétés microphysiques des aérosols (coefficients d'extinction et de diffusion, distribution en taille, épaisseur optique intégrée sur la colonne (site de Barrow [Dutton 1984])
- mesures radiométriques (flux direct, flux diffus,...) (site de Sodankyla [Lakkala 2003])
- mesures d'ozone (site de Barrow [Oltmans 2012]; site de Eureka [Donovan 1997])
- mesures de données météorologiques (température, pression, humidité relative, vitesse et direction du vent)

Des mesures radiatives ont été par exemple réalisées depuis une vingtaine d'année sur le site de Ny-Alesund [Maturilli 2014]. Ces observations ont permis de quantifier des tendances décennales d'évolution des flux solaire et IR à la surface, et notamment l'augmentation de ces derniers (montant et descendant) en hiver (cf Figure 1.8).



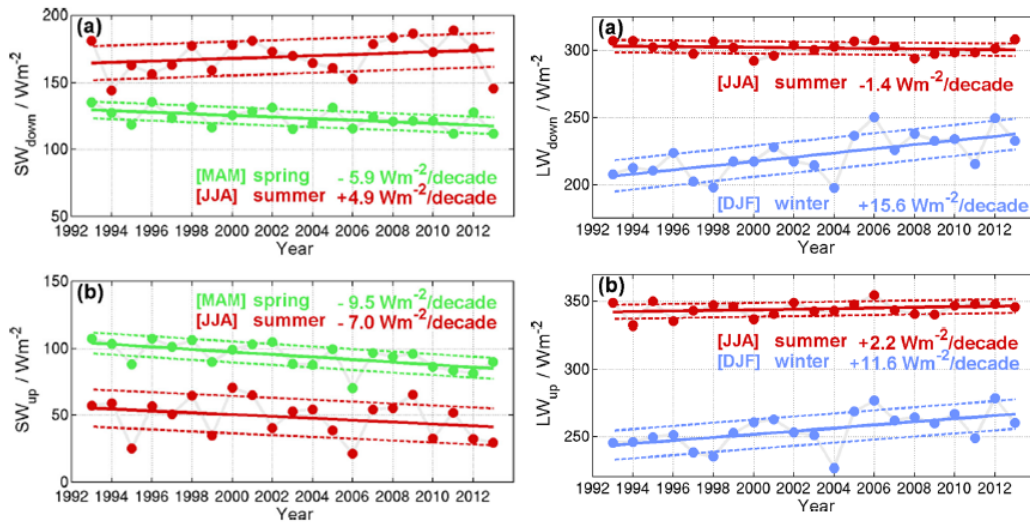


FIGURE 1.8 – Évolution de la moyenne annuelle des flux solaires (gauche) et IR (droite) descendant (haut) et montant (bas) à la surface, sur le site d'observation basé à Ny-Alesund sur la période 1992-2013 (d'après [Maturilli 2014]). Les tendances décennales sont indiquées pour chaque période et flux.

Près de la moitié des stations regroupées dans IASOA possèdent des instruments capable de faire de la télédétection active permanente, et ainsi fournir une information sur la distribution verticale des composants atmosphériques. Les différents types de LiDAR qui seront énoncés par la suite sont décrits dans l'annexe B. Par exemple le site de mesure atmosphérique américain le plus septentrional, Barrow, possède un RADAR pour des mesures de vent et un autre pour l'étude des nuages, ainsi qu'un LiDAR HSRL. Plus à l'est le site finlandais à Sodankyla possède un LiDAR stratosphérique [Stein 1994] combinant des mesures DIAL pour la mesure d'ozone, et Raman et à rétrodiffusion élastique pour des mesures de températures et d'aérosols. Sodankyla possède également un RADAR pour étudier les nuages, ainsi qu'un LiDAR Doppler. La station canadienne Eureka possède un LiDAR stratosphérique situé au PEARL (Polar Environment Atmospheric Research Laboratory) fournissant des profils d'ozone et de vapeur d'eau [Moss 2012], un LiDAR HSRL [Eloranta 2006] ainsi qu'un RADAR pour l'étude des nuages. Sur l'archipel norvégien du Svalbard la station basée à Ny-Alesund bénéficie également de la présence d'un LiDAR stratosphérique pour la mesure d'ozone et d'aérosols, ainsi qu'un LiDAR Raman troposphérique. Au Groenland, la station Summit possède un LiDAR troposphérique polarisé à rétrodiffusion simple fournissant des informations sur les aérosols et les nuages dans les plus basses couches de l'atmosphère [Neely III 2013], ainsi qu'un ceilomètre pour la mesure de la base des nuages. Ces instruments sont complétés par un RADAR fournissant différentes informations concernant les nuages. Enfin un ceilomètre est localisé sur le site de TIKSI pour mesurer l'altitude de la base des nuages.

Site	Type de mesure	Instrument	Paramètre mesuré ou déduit
<b>Barrow</b>	in-situ	flacon, thermomètre, baromètre, ballon sonde	concentration de divers gaz carbonés et halogénés température/pression/humidité en surface et en altitude
	passive	radiomètre	flux radiométriques (directs, diffus, solaire, IR) épaisseur optique sur la colonne atmosphérique
	active	RADAR, LiDAR HSRL	structure verticale de l'atmosphère mesure de vent, étude des nuages et des aérosols
<b>Eureka</b>	in-situ	flacon, thermomètre, baromètre, ballon sonde	concentration de divers gaz carbonés et halogénés température/pression/humidité en surface et en altitude
	passive	radiomètre	flux radiométriques épaisseur optique sur la colonne atmosphérique
	active	LiDAR troposphérique et stratosphérique, RADAR	profils d'ozone et de vapeur d'eau étude des nuages
<b>Alert</b>	in-situ	flacon, thermomètre, baromètre, ballon sonde	concentration de divers gaz carbonés et halogénés température/pression/humidité en surface et en altitude
	passive	radiomètre	flux radiométriques épaisseur optique sur la colonne atmosphérique
	active		
<b>Summit</b>	in-situ	flacon, thermomètre, baromètre, ballon sonde	concentration de divers gaz carbonés et halogénés température/pression/humidité en surface et en altitude
	passive	radiomètre	flux radiométriques épaisseur optique sur la colonne atmosphérique
	active	LiDAR troposphérique polarisé ceilomètre, RADAR	étude des nuages et des aérosols
<b>Ny-Alesund</b>	in-situ	flacon, thermomètre, baromètre, ballon sonde	concentration de divers gaz carbonés et halogénés température/pression/humidité en surface et en altitude
	passive	radiomètre	flux radiométriques épaisseur optique sur la colonne atmosphérique
	active	LiDAR stratosphérique, LiDAR Raman troposphérique microLiDAR	étude de l'ozone et des aérosols

TABLEAU 1.1 – Tableau non exhaustif de sites d'observation en région arctique et du type de mesures qui y sont réalisées.

Il existe d'autres stations de mesures importantes en dehors du projet collaboratif IASOA, tel que le site Poker Flat près de Fairbanks en Alaska qui possède, outre les habituelles mesures in-situ et passives et les lâchers de ballons sonde, trois LiDAR dont un multi-longueur d'onde et un Doppler permettant des mesures d'aérosols, de nuages, de température et de vapeur d'eau dans les couches troposphériques et stratosphériques [Mizutani 2007]. Le site de l'observatoire d'ALOMAR possède également des LiDAR stratosphériques fournissant des profils d'ozone et de température, ainsi que des aérosols dans la troposphère. Cette station a en plus quatre RADAR dont trois alloués à l'étude de la mésosphère et le dernier utilisé pour des observations troposphériques.

Cependant tous ces sites sont basés sur la terre ferme donc leur répartition est principalement périphérique (cf Figure 1.1), ce qui limite considérablement le nombre de mesures aux plus hautes latitudes et ne permet pas un quadrillage efficace de la région arctique.

### 1.3.2 Campagnes aéroportées, maritimes et terrestres

Pour palier le manque de mesures dans l'ensemble de la région arctique, et notamment concernant la structure verticale de l'atmosphère au dessus de  $82^{\circ}\text{N}$ , des campagnes sont régulièrement organisées pour tenter d'améliorer la connaissance concernant les complexes échanges se produisant dans cette région. Le tableau 1.2 résume les périodes et objectifs de certaines d'entre elles.

Une des première campagnes sur une longue période est la campagne américaine SHEBA (Surface HEat Budget of the Arctic ocean) qui s'est déroulée de septembre 1997 à octobre 1998, dans le cadre d'une prise en glace du brise glace canadien DesGroseilliers. Cette campagne avait pour objectifs d'accroître les mesures concernant les nuages, pour obtenir des informations microphysiques et macrophysiques, en parallèle de mesures de la glace de mer et de l'océan arctique. Les mesures atmosphériques ont été réalisées grâce à un ceilomètre et à divers radiomètres orientés vers le ciel ou vers la surface pour une étude des échanges radiatifs. A partir d'avril 1998 la campagne FIRE-ACE (FIRE-Arctic Cloud Experiment) a débuté afin de collecter des données in-situ de divers types de nuages, et d'effectuer des mesures radiométriques. Ces différentes observations ont été réalisées de multiple fois au dessus du brise glace canadien de SHEBA, afin de comparer et compléter les données [Curry 1998] [Lin 2001].

D'autre campagne avait un objectif d'étude beaucoup plus précis comme ce fut le cas en octobre 2004 avec la campagne M-PACE (Mixed-Phase Arctic Cloud Experiment) dont le but était de multiplier les mesures de cas de nuages présentant de l'eau en phase mixte afin d'améliorer les connaissances concernant leur dynamique de formation et d'évolution et leur microphysique, et leur modélisation pour notamment avoir une meilleure estimation de leur contribution au forçage radiatif [Verlinde 2007] [McFarquhar 2007] [Fridlind 2007].

La campagne ACCESS qui s'est déroulée en 2012 au nord de la Norvège [Roiger 2015] a quant à elle eu pour objectifs d'étudier les émissions liées aux navires et aux plateformes d'extraction de pétrole et de gaz, ainsi que d'améliorer la compréhension du transport des aérosols des moyennes latitudes vers la région arctique notamment en hiver et au printemps lorsque le front polaire s'étend jusqu'à des latitudes assez basses [Stohl 2006]. Il est par exemple possible de constater sur des images satellites que les navires favorisent l'effet indirect des aérosols car sur leur passage l'albedo des stratus marins est clairement augmenté [King 1993] [Radke 1989].

Afin de combler en partie ce manque récurrent de données le déploiement spatial de systèmes d'observation de la Terre a été réalisé permettant d'obtenir sur de longue période et de façon régulière des données concernant l'atmosphère et la surface arctique.

Campagne	Période	Région	Objectifs
<b>ARCTAS</b> (Arctic Research of the Composition of the Troposphere from Aircraft and Satellites)	avril 2008	Alaska	étude des modifications de la composition atmosphérique
<b>ISDAC</b> (Indirect and Semi-Direct Aerosol Campaign)	avril 2008	Alaska	étude des processus liés aux aérosols dans la couche limite et les nuages
<b>ASTAR</b> (Arctic Study of Tropospheric Aerosols, clouds and Radiation)	avril 2000 avril 2004 avril 2007	Svalbard	étude des propriétés optiques et microphysiques des aérosols
<b>M-PACE</b> (Mixed-Phase Arctic Cloud Experiment)	octobre 2004	Alaska	étude de la structure microphysique des nuages en phase mixte
<b>SHEBA</b> (Surface Heat and Energy Budget of the Arctic)	octobre 1997 - octobre 1998	mer de Beaufort	étude des transferts radiatifs entre la glace de mer et l'atmosphère
<b>FIRE - ACE</b> (First International satellite cloud climatology project Regional Experiment - Arctic Cloud Experiment)	avril - juillet 1998	mer de Beaufort	améliorer la détection des nuages par les observations satellite améliorer la représentation

TABLEAU 1.2 – Tableau présentant certaines campagnes menées en région arctique.

### 1.3.3 Mesures spatiales

L'intérêt des mesures par satellite est évident, au vu du manque de stations de mesure en région arctique. En fonction de leurs orbites les satellites permettent en effet de multiplier les mesures à peu près partout sur le globe de façon régulière et plus ou moins quotidiennement. La plupart des satellites lancés jusqu'à présent embarquent en majorité des instruments de télédétection passive, comme le satellite européen ENVISAT, lancé en 2002, possédant de nombreux instruments tel que le spectromètre imageur MERIS (MEdium Resolution Imaging Spectrometer) dont l'objectif était de mesurer le rayonnement solaire réfléchi par la surface de la Terre et les nuages à travers 15 canaux allant de  $0.39\mu\text{m}$  à  $1.04\mu\text{m}$ . Ce satellite embarquait également l'altimètre RADAR RA-2 (télédétection active) dont les données ont permis un suivi de l'épaisseur de glace de mer en région arctique [Connor 2009]. Après le lancement des satellites TERRA et AQUA le projet franco-américain A-TRAIN a consisté à déployer une constellation de satellites couplés embarquant différents instruments d'observations de la Terre par télédétection passive ou active. Parmi les instruments de télédétection passive on pourra noter MODIS, embarqué sur AQUA et sur TERRA, qui effectuent des observations sur 36 canaux allant de  $0.405\mu\text{m}$  à  $14.385\mu\text{m}$ , afin d'étudier les gaz, aérosols, nuages et surface terrestre. Il est par exemple utilisé pour la détection des nuages en arctique [Liu 2004]. L'instrument POLDER, qui a fonctionné à bord de ADEOS-1 de novembre 1996 à juin 1997, était également un instrument passif permettant l'observation de la polarisation et de la réflectance de la Terre sous plusieurs angles et dans différentes bandes spectrales [Parol 2004]. Il a ainsi permis d'obtenir de nombreuses données concernant les nuages [Parol 2007].

CALIPSO, lancé en 2006 avec CloudSat, est au cœur de l'A-Train. Ils embarquent chacun un système de télédétection active, un LiDAR(Caliop) et un RADAR, et fournissent des données sur les nuages et les précipitations, notamment leur type (solide ou liquide) et leur microphysique [Stephens 2002]. Les observa-

tions réalisées par ces LiDAR et RADAR sont par exemple utilisées pour étudier la nébulosité en région arctique [de Boer 2008], ce qui est particulièrement intéressant pour l'ensemble des régions éloignées d'une station d'observation. Bien que ces systèmes puissent avoir des difficultés à distinguer certaines structures proches de la surface [Blanchard 2014], leurs mesures ont été validées à de nombreuses reprises par des mesures simultanées au sol permettant d'avoir des mesures régulières et valides dans la majorité de la région arctique (cf Figure 1.9). Enfin les données de ces deux systèmes de télédétection actives sont combinées dans les produits du projet DARDAR (raDAR/liDAR) dont l'objectif est de retrouver les propriétés des nuages [Delanoë 2008].

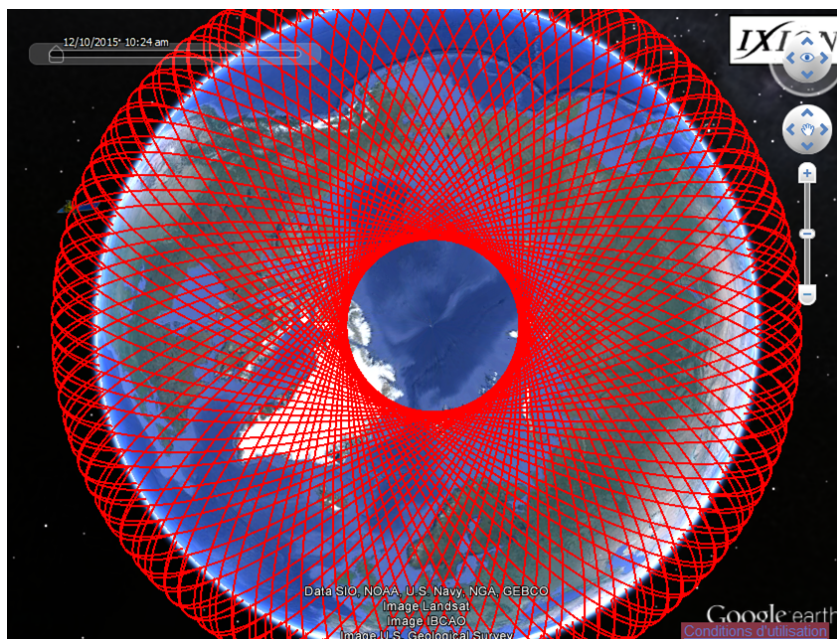


FIGURE 1.9 – Passages de CALIPSO en 7 jours (d'après <http://clim-serv.ipsl.polytechnique.fr/ixion.html>).

Outre l'atmosphère, les systèmes spatiaux permettent également d'étudier la surface. C'est ainsi le cas des mesures passives de MODIS sur AQUA qui fait suite à plusieurs décennies d'observations spatiales de la glace de mer.

Les mesures de télédétection passive peuvent présenter certaines limitations pour les études atmosphériques, notamment concernant la détection des nuages au dessus de la région arctique. En effet lorsque la surface en glace de mer est importante au niveau de la fauchée de l'instrument, il peut y avoir une confusion au niveau de la détection nuageuse ce qui biaise les études tel que le forçage radiatif dû aux nuages [Liu 2010]. Une telle erreur est moins présente dans le cas d'instruments de télédétection active comme le RADAR sur CloudSAT ou le LIDAR sur CALIPSO. Ce dernier instrument fournit des informations spatialement résolues concernant les aérosols et les nuages, mais étant donné l'orbite de CALIPSO et de



CloudSat ces informations ne sont pas disponibles en région arctique au dessus de  $82^{\circ}\text{N}$  (cf Figure 1.9).

Enfin le lancement de satellite et l'utilisation des données des instruments de télédétection active qu'ils embarquent requièrent une validation de celles-ci par des mesures simultanées au sol. Ce fut donc le cas pour le satellite CryoSat dont les mesures furent de nombreuses fois comparées et validées par des observations réalisées lors des campagnes Cryovex.

### 1.3.4 Bilan

De fortes disparités existent concernant la fréquence et le type d'observation en fonction de la zone considérée en région arctique. En général les zones continentales sont bien entendu beaucoup mieux documentées que la zone centrale grâce à la possibilité d'installer des stations pérennes. Malgré cela les stations possédant de multiples instruments pouvant réaliser des mesures in-situ, passives et/ou active sont peu nombreuses et en général à des latitudes suffisamment faibles pour que la région où elles se situent soit déjà quadrillée par les satellites d'observation de la Terre comme CALIPSO. En dépit de certaines initiatives de mesures tel que ISAOA les observations sur l'océan arctique restent extrêmement peu nombreuses et généralement limitées à des données in-situ ou passives. Des campagnes sont régulièrement menées à l'aide des brises glace de différents pays pour déployer des instruments ou réaliser des séries de mesures, mais celles-ci ne permettent pas toujours l'obtention de données sur la structure de l'atmosphère. Celle-ci est donc assez mal connue au-dessus de l'océan arctique, notamment concernant les tendances d'évolution de la nébulosité ou le transport des aérosols. L'amélioration de la compréhension des différents processus et rétroactions qui se produisent en région arctique nécessite au niveau atmosphérique une acquisition plus importante et régulière de données concernant les aérosols et les nuages, notamment leur structure (base, sommet) et occurrence.

## 1.4 Conclusion

En dépit des importants changement climatiques que subit actuellement la région arctique trop peu d'observations y sont réalisées afin d'améliorer nos connaissances concernant les complexes rétroactions entre l'atmosphère, l'océan et la glace de mer. Les conséquences du réchauffement climatique en Arctique, en particuliers la fonte des glaciers, a donné naissance depuis une vingtaine d'années à une dynamique scientifique et gouvernementale visant à en déterminer les causes et les contributions de chacune d'elles. Ceci a mené d'une part à la satellisation de multiples instruments de télédétection passive et active afin d'observer la Terre, et notamment la région arctique, et d'autre part au développement de stations de mesures permanentes. Cependant étant donné la répartition non homogène des terres (celles-ci sont essentiellement périphériques), en particuliers l'absence d'île au centre de l'océan arctique, il y a un manque important de données aux plus hautes latitudes concernant les aérosols et les nuages.

Une importante pollution d'origine anthropique en Arctique a malgré tout été mise en évidence suite à la multiplication des observations et modélisations. Cette pollution est transportée depuis des sources lointaines, donc correspond plutôt à des particules fines, localisées en Amérique du Nord, en Asie et en Europe, en particulier en Europe du Nord pour la pollution hivernale. Ces aérosols anthropiques déséquilibrent le bilan radiatif plus ou moins directement, par exemple en modifiant les propriétés microphysiques des nuages. L'ensoleillement particulier en arctique la moitié de l'année renforce également le rôle des aérosols dans le forçage radiatif, puisque l'angle zénithal important et permanent accentue l'absorption du rayonnement solaire même par une fine couche d'aérosols (ex : le carbone suie). L'étude du transport et de la microphysique de ces aérosols est donc devenue cruciale pour comprendre le forçage radiatif en région arctique. Seule une technique de télédétection active peut fournir des informations sur la distribution verticale des différentes couches de l'atmosphère. Or avec les récentes améliorations technologiques les LiDAR sont devenus un outil de mesures central pour les études des composants atmosphériques de taille micrométrique ou sub-micrométrique.

C'est donc dans l'optique d'accroître les observations de la structure atmosphérique arctique concernant les nuages et aérosols que l'EQUIPEX français IAOS a pour objectif le déploiement d'un réseau de bouées dérivantes embarquant des LiDAR autonomes en région arctique. Ces mesures atmosphériques seront complétées par des mesures radiatives réalisées par un ODS (Optical Depth Sensor) et par des mesures atmosphériques in-situ proches de la surface (température, pression). Des profils de température de la neige/glace/océan sont également mesurés grâce à un IMB (Ice Mass Balance) et un profileur océanique. Un tel réseau aux plus hautes latitudes permettra de compléter efficacement les données récoltées lors de campagnes ponctuelles et par les stations et observations satellites (cf Figure 1.10).



FIGURE 1.10 – Carte centrée sur le pôle nord avec les stations répertoriées dans le cadre de ISAOA (points bleus), la région centrale de l'arctique où le LiDAR spatial CALIPSO ne réalise pas d'observation (cercle rouge) et l'emplacement de 6 bouées IAOS le 10 octobre 2015 (points rouges).





# LiDAR : conception

---

## Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Intérêt du LiDAR à rétrodiffusion</b>	<b>29</b>
<b>2.2</b>	<b>Théorie LiDAR</b>	<b>29</b>
2.2.1	Équation LiDAR à rétrodiffusion simple	29
2.2.1.1	Diffusion par les molécules	33
2.2.1.2	Diffusion par les particules	35
2.2.2	Apport du LiDAR à rétrodiffusion polarisé	38
<b>2.3</b>	<b>Optimisation de la mesure LiDAR</b>	<b>40</b>
2.3.1	Contraintes et prérequis liés au projet	43
2.3.1.1	Architecture bi-axiale et fibrée	43
2.3.1.2	Encombrement limité	43
2.3.1.3	Sécurité oculaire	44
2.3.2	Importance relative des paramètres	45
2.3.2.1	Lien entre les paramètres systèmes	45
2.3.2.2	Paramètres atmosphériques	47
<b>2.4</b>	<b>Modélisation</b>	<b>49</b>
2.4.1	Choix des paramètres	49
2.4.2	Résultats	50
<b>2.5</b>	<b>Conclusion et choix du type de source</b>	<b>52</b>

---

Dans la partie précédente nous avons identifié la nécessité de multiplier les observations des nuages et des aérosols afin de préciser leurs influences radiatives en Arctique. Notre choix s'est porté sur des mesures par LiDAR à rétrodiffusion afin de déterminer les propriétés optiques (coefficients de rétrodiffusion et d'extinction, épaisseur optique) de ces constituants atmosphériques. L'étape préliminaire à tout développement instrumental consiste à modéliser le système, d'une part afin de prévoir quelle conception est nécessaire pour atteindre les performances nécessaires aux objectifs souhaités et d'autre part afin de s'assurer que les améliorations du système procurent effectivement l'évolution des performances attendues. Pour cela il est nécessaire de connaître quels paramètres sont à considérer, tant au niveau du système que concernant les données mesurées. Le développement d'un LiDAR ne fait pas exception à la règle. La théorie liée aux systèmes LiDAR à rétrodiffusion simple ou polarisée est présentée dans la première partie de ce chapitre, notamment une brève description des différentes grandeurs géophysiques mesurées. La seconde partie met en évidence la sensibilité de divers paramètres opto-mécaniques et atmosphériques à partir d'une version simplifiée de l'expression de la portée LiDAR moléculaire en ciel clair. Cette étude permet de souligner différentes voies d'optimisation. Enfin la dernière partie présente les résultats d'un modèle simplifié de portée LiDAR moléculaire en ciel clair.

## 2.1 Intérêt du LIDAR à rétrodiffusion

Trois méthodes de mesure atmosphérique des propriétés optiques des particules ont été précédemment énoncées (in-situ, télédétection passive, télédétection active) pouvant s'appuyer sur divers instruments (néphélomètre pour les mesures in-situ, photomètre pour des mesures passives et LiDAR pour la télédétection active) et étant chacune largement utilisée par la communauté scientifique. Cependant les mesures in-situ ne fournissent que des données locales sur les propriétés physiques et optiques des particules atmosphériques, et les mesures passives n'indiquent qu'une mesure intégrée sur toute la colonne (ex : épaisseur optique des aérosols fournis par un photomètre). Seule la télédétection active donne accès à une structure verticale de l'atmosphère ainsi que, sous certaines hypothèses ou grâce aux mesures simultanées d'autres instruments, à certaines propriétés optiques des constituants atmosphériques, tels les coefficients de rétrodiffusion et d'extinction. Cette capacité a joué en faveur du déploiement d'un réseau d'instruments fournissant ce type de mesure en région arctique au dessus de  $80^{\circ}\text{N}$ , puisque la structure de l'atmosphère troposphérique à de telles latitudes est peu documentée du fait de l'absence de stations de mesures. Deux types d'instruments peuvent fournir des observations de la distribution verticale de l'atmosphère : le RADAR et le LiDAR.

La télédétection par LiDAR (Light Detection And Ranging), est similaire à celle par RADAR (RAdio Detection And Ranging). Elle consiste à étudier les signaux rétrodiffusés par les constituants atmosphériques, la différence se situant au niveau des longueurs d'onde employées (et donc des modifications inhérentes de la chaîne de détection) émises dans le domaine du rayonnement solaire (de l'ultraviolet (250nm) jusqu'à l'infrarouge ( $10\mu\text{m}$ )) fournissant ainsi une sensibilité accrue au signal rétrodiffusé par les particules atmosphériques micrométriques et sub-micrométrique. Ceci est donc clairement un avantage pour l'étude simultanées des aérosols et des nuages en région arctique et explique l'utilisation actuelle des LiDAR et des systèmes dérivés comme les ceilomètres dans le monde entier, de façon isolé ou au sein de réseaux (cf Annexe C).

## 2.2 Théorie LiDAR

### 2.2.1 Équation LiDAR à rétrodiffusion simple

Considérons dans un premier temps un système LiDAR à rétrodiffusion n'émettant pas de façon polarisée, ou en tout cas n'ayant pas de voie de réception différenciant une polarisation plutôt qu'une autre. Chaque impulsion émise est diffusée à chaque altitude  $z$  par les molécules et les aérosols présents dans l'atmosphère (cf Figure 2.1). Une fraction de cette diffusion se fait en rétrodiffusion et est reçue par le télescope en voie de réception du LiDAR.

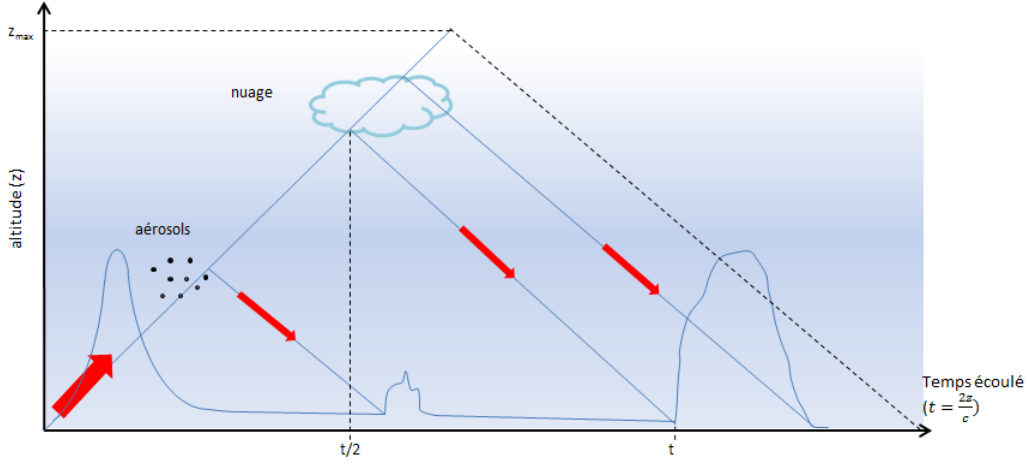


FIGURE 2.1 – Schéma du fonctionnement d'un LiDAR par diffusion sur des particules atmosphériques à différentes altitudes

Il est possible de trouver dans la littérature différentes expressions plus ou moins simplifiées de l'équation du signal LiDAR rétrodiffusé, en fonction de paramètres électroniques et optiques, auxquelles on pourra se reporter pour plus de détails [Measures 1984] [Zuev 1983]. Une expression simplifiée de cette équation est utilisée ici pour définir le signal rétrodiffusé à chaque altitude en fonction des paramètres du LiDAR et atmosphériques, dont les significations sont répertoriées dans le tableau 2.1. L'équation LiDAR en terme d'électrons peut alors s'inscrire :

$$\begin{aligned}
 P_o(z, \lambda, \theta) &= P_u(z, \lambda) + P_{bck}(\lambda, \theta) + P_e \\
 &= \frac{N \cdot t \cdot E(\lambda) \cdot c \cdot O(z) \cdot \beta_{(m,a),\pi}(z, \lambda) \cdot T_{m,a}^2(z, \lambda) \cdot T_r \cdot \pi \cdot R_r^2 \cdot \eta_{dét}(\lambda)}{2 \cdot h \cdot \nu \cdot z^2} \\
 &\quad + \frac{N \cdot t \cdot L(\lambda, \theta) \cdot R_r^2 \cdot \alpha_r^2 \cdot \Delta\lambda_r \cdot T_r \cdot \eta_{dét}(\lambda)}{h \cdot \nu} + P_e
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

Le premier terme correspond au signal utile, c'est à dire au signal rétrodiffusé par les constituants atmosphériques reçu et détecté par le système opto-électronique de réception. L'écriture de ce terme peut être simplifiée en considérant une constante système  $K$  :

$$K = \frac{N \cdot t \cdot E(\lambda) \cdot c \cdot T_r \cdot \pi \cdot R_r^2 \cdot \eta_{dét}(\lambda)}{2h \cdot \nu} \tag{2.2}$$

Le second terme correspond au bruit du fond de ciel dû à l'ensemble des photons reçus ayant pour origine le flux solaire. Enfin le dernier terme ( $P_e$ ) correspond au bruit électrique du détecteur et de l'électronique associée.

La fonction de recouvrement caractérise comme son nom l'indique le recouvrement des champs de vue des voies d'émission et de réception, et traduit la capacité du système à détecter du signal rétrodiffusé en fonction de la distance. Pour ne

Paramètre	Signification
$\lambda$	longueur d'onde centrale du système (nm)
$\theta$	angle zénithal du soleil (rad)
N	nombre de données accumulées
t	échantillonnage temporel (s)
$E(\lambda)$	énergie par impulsion (J)
c	célérité de la lumière ( $m.s^{-1}$ )
$O(z)$	fonction de recouvrement
$\beta_{\pi_{m,a}}(z,\lambda)$	coefficient de rétrodiffusion ( $sr^{-1}.m^{-1}$ )
$T_{m,a}(z,\lambda)$	transmission atmosphérique
$R_r$	rayon de l'optique de réception (m)
$\eta_{dét}$	efficacité de détection du détecteur (%)
$L(\lambda,\theta)$	luminance spectrale de l'atmosphère ( $W.m^{-2}.sr^{-1}.nm^{-1}$ )
$\alpha_r$	demi-divergence de la voie de réception (rad)
$\Delta\lambda_r$	FWHM en voie de réception (nm)
$T_r$	transmission de la voie de réception

TABLEAU 2.1 – Paramètres présents dans l'équation LIDAR simplifiée.

pas perdre de signal utile, il faut que le champ de la voie de réception recouvre totalement celui de la voie d'émission à partir d'une certaine altitude. Pour cela il faut que la divergence de la voie de réception soit toujours plus grande (ou égale dans certains cas) que celle de la voie d'émission (cf Équation 2.3 et Figure 2.2).

$$\alpha_r \geq \alpha_e \quad (2.3)$$

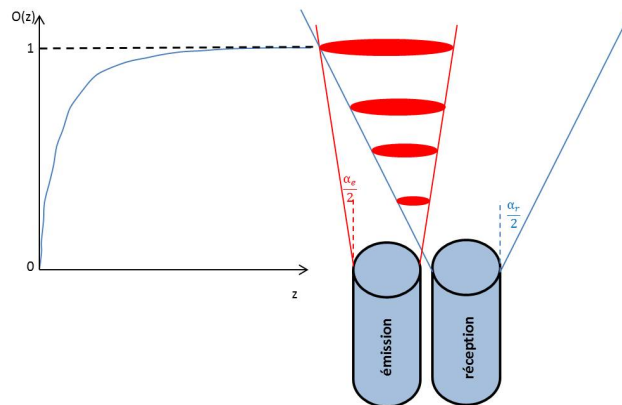


FIGURE 2.2 – Schéma de l'évolution de la fonction de recouvrement dans le cas d'une architecture bi-axiale (cf Annexe B pour une présentation succincte des différents types d'architecture de LiDAR)

Les paramètres de rétrodiffusion et de transmission atmosphérique prennent en compte les contributions des molécules et des aérosols présents dans l'atmosphère comme l'indique les indices  $a$  et  $m$ . Ils s'expriment de la façon suivante :

$$\beta_{(m,a),\pi}(z, \lambda) = \beta_{m,\pi}(z, \lambda) + \beta_{a,\pi}(z, \lambda) \quad (2.4)$$

$$T_{(m,a)}(z, \lambda) = T_m(z, \lambda) \cdot T_a(z, \lambda) \quad (2.5)$$

Les transmissions atmosphériques s'écrivent en fonction des coefficients d'extinction  $\alpha_i$  comme :

$$T_m(z, \lambda) = e^{-\int_0^z \alpha_m(z, \lambda) dz} \quad (2.6)$$

$$T_a(z, \lambda) = e^{-\int_0^z \alpha_a(z, \lambda) dz} \quad (2.7)$$

Le facteur deux en puissance de la transmission atmosphérique globale dans l'équation 2.1 correspond au trajet optique effectué, c'est à dire à un aller et un retour dans l'atmosphère jusque l'altitude  $z$ .

Cette expression est valide uniquement si on considère que la diffusion multiple est très minoritaire devant la diffusion simple. En effet le phénomène de diffusion multiple va avoir pour conséquence une augmentation du signal rétrodiffusé *détekté localement*, puisque des photons diffusés à une altitude différente pourront être reçus par le télescope de réception. Ce phénomène est connu depuis des dizaines d'années dans le domaine de la télédétection, que ce soit par RADAR [Herman 1965] ou par LiDAR [Weinman 1969] [Liou 1971]. Platt [Platt 1973] [Platt 1974] fut le premier à intégrer le coefficient  $\eta$  dans l'expression de la transmission atmosphérique pour un LiDAR, afin de représenter l'augmentation du signal *observé* dans la diffusion comme une augmentation de la transmission :

$$T_a^*(z, \lambda) = e^{-\int_0^z \eta(z) \cdot \alpha_a(z, \lambda) dz} \quad (2.8)$$

Le coefficient  $\eta$  prend une valeur entre 0.5 et 1, cette dernière représentant un cas où il n'y a pas de diffusion multiple. Ce phénomène est dépendant du paramètre de taille ( $x = \frac{\pi \cdot D}{\lambda}$ ) des particules diffusantes [Mishchenko 1998], et a notamment une influence significative pour des particules avec un paramètre de taille important [Piskozub 2011], leur fonction de phase étant préférentiellement orientée vers "l'avant" (théorie de Mie), telles que les gouttes d'eau ou les poussières désertiques [Wandinger 2010]. La diffusion multiple est ainsi particulièrement importante au sein des nuages et modifie leur épaisseur optique apparente en la diminuant. La contribution de la diffusion multiple dépend de l'architecture du système de réception puisqu'un champ de vue important aura pour conséquence une détection plus importante des photons ayant subi une diffusion multiple [Cahalan 2005], rendant les LiDAR spatiaux particulièrement sensibles à ces ordres supérieurs de diffusion [Winker 2003]. Eloranta [Eloranta 1998] a mis au point un modèle permettant d'évaluer le coefficient  $\eta$  en fonction des caractéristiques opto-mécaniques du LiDAR et du type de nuage, qui nous permettra d'obtenir une première estimation

pour le LiDAR IAOOS avant de la confirmer par des mesures. Enfin Le coefficient  $\eta$  est physiquement dépendant de l'altitude  $z$ , mais des études antérieures [Plass 1971] ont montré que pour des épaisseurs optiques inférieures à 5, celui-ci pouvait être considéré comme constant avec l'altitude dans un milieu homogène.

### 2.2.1.1 Diffusion par les molécules

L'interaction du rayonnement avec les molécules a fait l'objet de nombreuses études [Hulst 1957] [Kerker 1969] [Bates 1984] [Bucholtz 1995] et est à l'origine de différents processus élastiques et inélastiques. La diffusion moléculaire comprend en effet la diffusion Rayleigh mais également la diffusion Raman due aux vibrations et rotations des molécules. La majorité des composantes vibrationnelles du spectre Raman sont spectralement éloignées du spectre Rayleigh. Ce dernier est en général considéré [Miles 2001] comme étant composé de la raie Cabannes, elle même comprenant le doublet Brillouin, la raie centrale de Landau-Placzek et une composante dépolarisée (branche Q), et de raies du rotationnel Raman lorsque la molécule permet de telles rotations. C'est la détection ou non de ces raies Raman qui aura un impact important sur la dépolarisation effective du signal émis [Rowell 1971]. La raie Cabanne est en générale toujours intégralement transmise par la voie de réception d'un système LiDAR car sa largeur, bien que variant avec la température par effet Doppler [Gu 2013], est de quelques gigahertz [Graul 2014] (2.6GHz ( $\approx 0.002\text{nm}$ ) à 532nm (300K) [Esselborn 2008]).

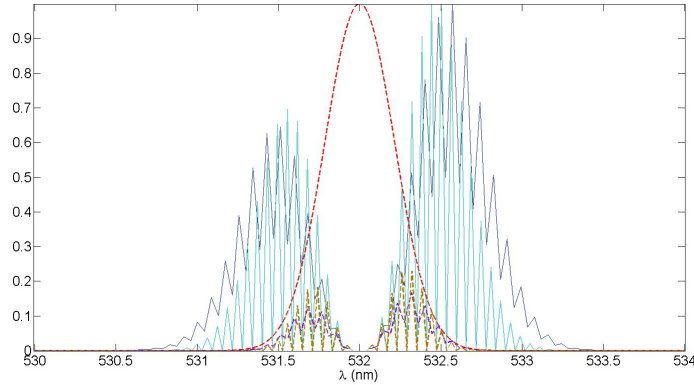


FIGURE 2.3 – Spectres normalisés rotationnels Raman (Stokes et anti-Stokes) pur des molécules O<sub>2</sub> (courbes bleu clair) et N<sub>2</sub> (courbes bleu sombre). La courbe de transmission (pointillés rouge) d'un filtre gaussien de FWHM 0.5nm est superposée. La composante dépolarisée élastique (branche Q) n'a pas été représentée ici. Il n'a pas non plus été considéré un élargissement dû à l'effet Doppler ou à la largeur spectrale de l'émission. Pour une approche plus précise de ces différents aspects voir la thèse de Abou Chacra [Abou Chacra 2009]. Les composantes du spectre Raman transmises sont indiquées par les courbes en pointillés jaunes et violets. (d'après [She 2001]). Avec un tel filtre la dépolarisation mesurée sera d'environ 0.38%, légèrement supérieure à la valeur de 0.36% habituellement admise et utilisée dans le cas d'un LiDAR possédant une émission polarisée (cf Section 2.2.2).



Depuis les premières études [Bates 1984] [Nicolet 1984] différentes expressions ont été utilisées pour calculer la section efficace de diffusion, mais leurs différences n'excédaient pas 2%. L'expression (cf Équation 2.9) et les valeurs de paramètres indiquées par Bucholtz [Bucholtz 1995] sont utilisées ici, les résultats différant de moins de 0.5% de ceux de Bates. Pour une atmosphère standard ( $P_s = 1013.25$  hPa ;  $T_s = 15$  °C) la section efficace de diffusion s'exprime de la façon suivante :

$$\sigma_{diff,m,s}(\lambda) = \frac{24\pi^3 \cdot (n_{air}^2(\lambda) - 1)^2 \cdot (6 + 3\rho_n(\lambda, \Delta\lambda))}{\lambda^4 \cdot N_{m,s}^2 \cdot (n_{air}^2(\lambda) + 2)^2 \cdot (6 - 7\rho_n(\lambda, \Delta\lambda))} \quad (2.9)$$

avec :

$n_{air}(\lambda)$  : l'indice de l'air sec à la longueur d'onde  $\lambda$ , dont l'absorption pour la majorité des longueurs d'onde de l'UV au NIR peut être négligée. Il peut alors s'exprimer de la façon suivante [Peck 1972] :

$$n_{air} = 1 + 10^{-8} \cdot \left( \frac{5791817}{238,0185 - \frac{1}{\lambda^2}} + \frac{167909}{57,362 - \frac{1}{\lambda^2}} \right) \quad (2.10)$$

$\rho_n(\lambda, \Delta\lambda)$  : le facteur de dépolarisation prenant en compte la faible anisotropie de l'air à la longueur d'onde  $\lambda$

$N_{air,s}$  : le nombre volumique de molécules ( $2,54743 \cdot 10^{19} cm^{-3}$ ) sous les conditions standards

A une altitude  $z$  où les conditions ne seront plus standard, la section efficace de diffusion de l'air pur (uniquement composé de molécules) s'exprime en fonction des nouvelles valeurs de pression et de température.

$$\sigma_{diff,m}(\lambda, z) = \sigma_{diff,m,s}(\lambda) \cdot \frac{P(z)T_s}{T(z)P_s} \quad (2.11)$$

Le coefficient de diffusion s'exprime en fonction de la surface efficace de diffusion et de la concentration volumique des molécules. Comme indiqué précédemment, en l'absence d'absorption la seule source d'atténuation du signal est la diffusion. Par conséquent le coefficient de diffusion correspond au coefficient d'extinction :

$$\alpha_{ext,m}(\lambda, z) = \sigma_{diff,m}(\lambda, z) \cdot N_{m,s} \quad (2.12)$$

Etant donné la quasi-isotropie de l'air, le coefficient de rétro-diffusion s'exprime généralement par la formule approchée suivante :

$$\beta_{m,\pi}(\lambda, z) = \frac{3}{8\pi} \cdot \alpha_{ext,m}(\lambda, z) \quad (2.13)$$

L'épaisseur optique entre l'altitude  $z_o$  et  $z$  est défini comme étant la contribution des coefficients d'extinction entre ces deux altitudes :

$$\tau_m = \int_{z_o}^z \alpha_{ext,m}(\lambda, z) dz \quad (2.14)$$

Plus cette épaisseur optique est élevée, moins bonne est la visibilité. Celle ci dépend donc du coefficient d'extinction (exprimé en  $m^{-1}$ ) auquel elle peut être reliée par l'équation de Koschmieder :

$$x_{VIS,m} = \frac{3,912}{\alpha_{ext,m}(\lambda, z)} \quad (2.15)$$

### 2.2.1.2 Diffusion par les particules

La diffusion d'un rayonnement par des particules de taille comparable à la longueur d'onde est plus complexe.

On définit les différents coefficients de diffusion, d'absorption et d'extinction comme étant la contribution des sections efficaces associées sur l'ensemble de la distribution en taille des aérosols :

$$\begin{aligned}\alpha_{diff,a} &= \int_0^\infty Q_{diff,a}(r) \cdot \pi r^2 \cdot n_N(r) dr \\ \alpha_{abs,a} &= \int_0^\infty Q_{abs,a}(r) \cdot \pi r^2 \cdot n_N(r) dr \\ \alpha_{ext,a} &= \int_0^\infty Q_{ext,a}(r) \cdot \pi r^2 \cdot n_N(r) dr\end{aligned}\quad (2.16)$$

avec :

$Q_{i,a} = \frac{\sigma_i}{\pi r^2}$  : efficacité du processus considéré ( $\sigma_i$  la section efficace du processus considéré et  $r$  rayon de l'aérosol). L'efficacité d'extinction est la somme des contributions des autres efficacités :  $Q_{ext,a} = Q_{abs,a} + Q_{diff,a}$  (cf Figure 2.4)  
 $n_N(r)dr$  : nombre de particule par  $m^3$  ayant un rayon compris entre  $r$  et  $r + dr$ .

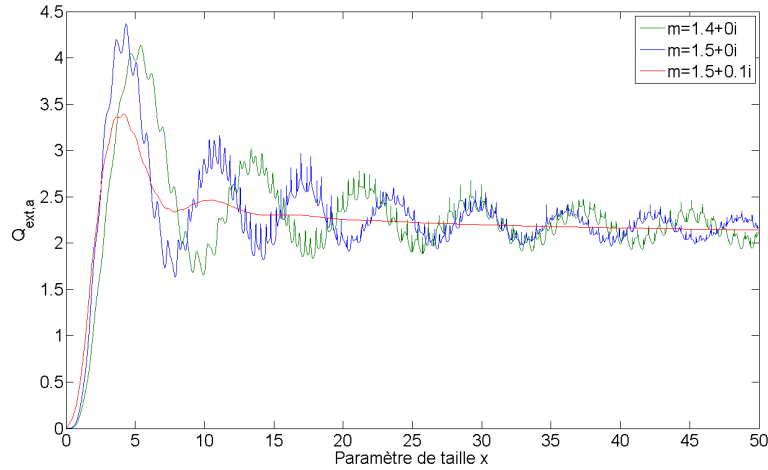


FIGURE 2.4 – Évolution de l'efficacité d'extinction ( $Q_{ext,a}$ ) de particules de paramètre de taille  $x = \frac{2\pi \cdot m}{\lambda}$ . On notera d'une part le comportement asymptotique vers la valeur '2', dû à la contribution du phénomène de diffraction, et d'autre part l'atténuation significative des variations lorsqu'il y a de l'absorption (composante complexe non nulle de l'indice  $m$ )

### Distribution en taille

La distribution en taille est définie par la fonction  $n_N(r)$ . En notant le nombre total de particules dans un volume donné par  $N = \int_0^\infty n_N(r)dr$  le nombre de particules dans la tranche  $dr$  est défini par  $dN = n_N(r)dr$ . Une population est distribuée

de façon lognormale, et présente des modes, lorsque la distribution en taille respecte l'équation 2.17, habituellement visualisée en échelle logarithmique.

$$n_N(r) = \frac{dN}{dr} = \frac{N}{\sqrt{2\pi} \cdot r \cdot \ln(\sigma)} \cdot e^{\left( -\frac{\ln\left(\frac{r}{r_o}\right)^2}{2\ln(\sigma)^2} \right)} \quad (2.17)$$

En revanche si c'est plutôt la masse des aérosols qui est recherchée alors la distribution en volume est plus intéressante :

$$\begin{aligned} \frac{dV}{d\ln(r)} &= \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot r^3 \cdot \frac{dN}{d\ln(r)} \\ &= \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot r^3 \cdot r \cdot \frac{dN}{dr} \end{aligned} \quad (2.18)$$

Outre cette distribution lognormale, il est également possible de considérer, en particuliers pour les hydrométéores, une distribution gamma standard (Équation 2.19) ou gamma standard modifiée (Équation 2.20).

$$n(r) = a \cdot r \cdot e^{-b \cdot r} \quad (2.19)$$

$$n(r) = a \cdot r^\alpha \cdot e^{-b \cdot r^\gamma} \quad (2.20)$$

où  $a$ ,  $b$ ,  $\alpha$  et  $\gamma$  sont des constantes positives.

### Absorption

La capacité d'une particule à absorber le rayonnement incident peut être estimée par l'albedo de simple diffusion qui est le rapport des efficacités de diffusion et d'extinction. En l'absence d'absorption ce paramètre est donc unitaire.

$$\omega_o = \frac{Q_{diff,a}}{Q_{ext,a}} \quad (2.21)$$

### Épaisseur optique

L'épaisseur optique due aux aérosols s'expriment de la même façon que celle due aux molécules :

$$\tau_a = \int_{z_o}^z \alpha_{ext,a}(\lambda, z) dz \quad (2.22)$$

### Rapport LiDAR

Cette grandeur est largement utilisé dans les analyses LIDAR pour caractériser les aérosols et correspond au rapport entre les coefficients d'extinction et de rétro-diffusion. Par exemple des aérosols urbains possèdent plutôt un rapport LIDAR de l'ordre de 50 à 70sr, celui des feux de biomasse est légèrement inférieur entre 40 et 60sr, et dans le cas des aérosols maritimes il peut présenter des valeurs d'environ 20 à 30sr [Cattrall 2005] [Müller 2007].

$$L_{R_a}(\lambda) = \frac{\alpha_{ext,a}(\lambda)}{\beta_{a,\pi}(\lambda)} \quad (2.23)$$

### Dépendance spectrale

Contrairement aux molécules ( $d \ll \lambda$ ) dont l'extinction est spectralement dépendante en  $\lambda^{-4}$  (cf Équation 2.9, 2.11, 2.12), le coefficient d'extinction des aérosols ( $d \sim \lambda$  [Whitby 1976]) a une dépendance spectrale qui varie en fonction de leur taille :

$$\alpha_{ext,a}(\lambda) = B.\lambda^{-A} \quad (2.24)$$

$A$  est le coefficient d'Angström et  $B$  est le coefficient de turbidité. Pour les plus petits aérosols  $A$  va prendre une valeur de l'ordre de 3-4 , et pour les plus gros aérosols (nuages, poussières désertiques ( $d \gg \lambda$ ))  $A$  tendra vers 0 [Galvez 1999] [Kaskaoutis 2007].

### Influence de l'hygroscopicité

L'hygroscopicité d'un aérosol détermine par exemple sa capacité à devenir un noyau de condensation nuageuse. Cette propriété dépend de la composition chimique de l'aérosol, de sa taille et de l'humidité relative de l'atmosphère (RH), et entraîne une augmentation de la taille de l'aérosol(cf Tableau 2.5). Ceci modifie donc la façon dont la particule diffuse un rayonnement incident, ainsi que ses propriétés absorbantes en particulier dans l'infrarouge. Le coefficient d'extinction croît ainsi de façon quasi-exponentielle dès que l'humidité relative dépasse le point de déliquescence [Kotchenruther 1999] [Gassó 2000]. Il peut ainsi être un ordre de grandeur plus élevée à forte humidité par rapport à sa valeur à faible humidité. Le rapport LiDAR mesuré pour des aérosols humides peut ainsi être significativement différent de celui pour leurs homologues secs et mener à des erreurs d'interprétation si l'humidité n'est pas considérée.

GF à 90% d'humidité relative		
Composé/famille	GF	Référence
(NH <sub>4</sub> ) <sub>2</sub> SO <sub>4</sub>	1.68	Topping et al. (2004) Petters et al. (2007) Clegg et Wexler (1998) Hamei et al. (2001)
NH <sub>4</sub> NO <sub>3</sub>	1.77	
NaCl	2.34	
H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub>	2.27	
NaNO <sub>3</sub>	2.02	
NaHSO <sub>4</sub>	2.16	
Na <sub>2</sub> SO <sub>4</sub>	1.92	
(NH <sub>4</sub> ) <sub>3</sub> H(SO <sub>4</sub> ) <sub>2</sub>	1.77	
Poussière minérale	<1.05	Vlasenko et al. (2005)
Suie issue d'une combustion de diesel	<1.05	Weingartner et al. (1997)
Feux de biomasse	1.05-1.65	Pagels et al. (2003)
Aérosol organique secondaire (mesures en chambre de mélange)	1.07–1.14	Saathoff et al. (2003) Virkkula et al. (1999) Baltensperger et al. (2005) Cocker et al. (2001)
Acides humiques et assimilés	1.08–1.20	Chan and Chan (2003) Gysel et al. (2004) Brooks et al. (2004)

FIGURE 2.5 – Facteur de grossissement pour quelques types/familles d'aérosols pour une humidité relative de 90% d'après Michaud [Michaud 2009]). Ce facteur correspond au rapport entre le diamètre de l'aérosol humide sur celui de l'aérosol sec. Bien que pour un grand nombre d'aérosols ce facteur soit identique entre les cycles d'humidification et de déshumidification, il est possible d'observer des différences entre ces cycles à cause de l'existence de phénomènes de déliquescence et d'efflorescence.

### 2.2.2 Apport du LiDAR à rétrodiffusion polarisé

La variante polarisée du système précédent possède une source laser émettant des impulsions polarisées linéairement, la direction de polarisation étant connue, et une voie de réception capable de recevoir séparément les signaux polarisés parallèlement et perpendiculairement au signal émis. Les signaux reçus par chaque voie peuvent s'écrire de la façon suivante :

$$P_{o,\parallel}(z, \lambda, \theta) = \frac{K_{\parallel} \cdot O_{\parallel}(z) \cdot \beta_{(m,a),\pi,\parallel}(z, \lambda) \cdot T_{(m,a),\parallel}^2(z, \lambda)}{2 \cdot z^2} \quad (2.25)$$

$$+ N \cdot t \cdot L_{\parallel}(\lambda, \theta) \cdot R_{r,\parallel}^2 \cdot \alpha_{r,\parallel}^2 \cdot \Delta\lambda_{r,\parallel} \cdot T_{r,\parallel} \cdot \eta_{dét,\parallel} + P_{e,\parallel}$$

$$P_{o,\perp}(z, \lambda, \theta) = \frac{K_{\perp} \cdot O_{\perp}(z) \cdot \beta_{\pi m,a,\perp}(z, \lambda) \cdot T_{m,a,\perp}^2(z, \lambda)}{2 \cdot z^2} \quad (2.26)$$

$$+ N \cdot t \cdot L_{\perp}(\lambda, \theta) \cdot R_{r,\perp}^2 \cdot \alpha_{r,\perp}^2 \cdot \Delta\lambda_{r,\perp} \cdot T_{r,\perp} \cdot \eta_{dét,\perp} + P_{e,\perp}$$

Il est en général considéré, comme c'est le cas ici, que la transmission atmosphérique

sur le trajet aller et retour est identique pour les deux polarisations dans un milieu de diffusants aléatoirement orientés [Pal 1973]. Suite à différents traitements et étalonnage, qui seront abordés par la suite, on déduit le facteur de dépolarisation habituellement exprimé dans la littérature comme :

$$\delta = \frac{P_{u,\perp}(z, \lambda, \theta)}{P_{u,\parallel}(z, \lambda, \theta)} = \frac{\beta_{(a,m),\pi,\perp}(z, \lambda)}{\beta_{(a,m),\pi,\parallel}(z, \lambda)} \quad (2.27)$$

Les indices  $u$  indiquent que le signal original reçu a été traité et étalonné.

Il est possible de trouver dans la littérature différentes valeurs de dépolarisation atmosphérique, correspondant à l'équation 2.27, variant de quelques pourcents à quelques dizaines de pourcents. Cette large plage de valeurs est en partie due aux propriétés de polarisation de l'émission. La valeur de dépolarisation est également dépendante de la largeur spectrale en voie de réception [She 2001], puisque celle-ci déterminera quelle partie spectrale du signal rétrodiffusé sera transmise.

La dépolarisation pour une émission totalement dépolarisée et une transmission de l'ensemble du spectre Rayleigh est ainsi habituellement considéré comme égale à 2.79%, et égale à 1.41% pour une émission en spectre large linéairement polarisée [Wang 2003]. En revanche pour une même émission mais une transmission limitée à la raie Cabannes, la dépolarisation est prise égale à 0.36% [Behrendt 2002] [Cairo 1999].

Ce rapport (cf Équation 2.27) fournit par ailleurs une information sur la forme des aérosols diffusants [Schotland 1971] [Sassen 1974], puisque si ceux-ci sont sphériques le rapport est théoriquement nul. Dans le cas contraire, par exemple avec des poussières désertiques ou des cristaux de glace, le rapport de dépolarisation peut atteindre 50% [Del Guasta 2003]. Cette valeur est également spectralement dépendante car si l'aérosol peut absorber le rayonnement incident le rapport diminue drastiquement [Eberhard 1992], ce qui doit être considéré dans l'analyse des données. Dans le cas de cristaux de glace, présents par exemple dans les cirrus, une autre source d'erreur réside également dans leur forme puisque celle-ci a une influence directe sur la dépolarisation du signal émis [Noel 2004].

En effet des cristaux de forme plutôt "plate" sont préférentiellement orientés parallèlement au sol dans leur chute [Jayaweera 1965]. Ceci a pour conséquence une augmentation du signal rétrodiffusé, due à une réflexion spéculaire, conduisant à une faible valeur du rapport LiDAR estimé, donc à une appréciation erronée de la teneur en cristaux de glace du nuage considéré dans le cas d'un LiDAR visant au nadir [Sassen 2012] ou au zenith [Platt 1978] [Sassen 1991], et une diminution du rapport de dépolarisation observé [Liou 1974]. La connaissance des profils atmosphériques de température et d'humidité peut néanmoins aider l'analyse des rapports de dépolarisation observés puisque il a été constaté que la forme des cristaux est dépendante de la température [Heymsfield 1984] [Noel 2006]. Le phénomène de diffusion multiple évoqué précédemment entraîne également une augmentation du rapport de dépolarisation [Sassen 1986], notamment dans les nuages d'eau liquide [Sun 1989] pour lesquels l'épaisseur optique observées est donc erronée. Il a été montré, dans le cas de mesures effectuées par le système spatial CALIOP, qu'une relation existe

entre l'intégration sur l'épaisseur du nuage du rapport de dépolarisation et l'intégration du coefficient de rétrodiffusion apparent (également appelé  $\gamma'$  [Platt 1973]) sur cette même épaisseur [Hu 2007a] [Hu 2007b] :

$$\eta = \frac{\gamma_{ss}}{\gamma_{ss} + \gamma_{ms}} = \left(\frac{1 - \delta}{1 + \delta}\right)^2 \quad (2.28)$$

avec :  $\gamma_{ss}$  et  $\gamma_{ms}$  les contributions liées à la diffusion simple et multiple ( $\gamma' = \gamma_{ss} + \gamma_{ms}$ ),  $\delta$  la dépolarisation intégrée sur la couche d'aérosols et  $\eta$  le coefficient de diffusion multiple.

Dans le cas de nuages opaques d'eau liquide la contribution liée à la diffusion simple peut être estimée à partir de l'expression suivante :  $\gamma_{ss} = \frac{1 - T^2}{2 \cdot L_R}$ , où  $T^2$  est la transmission aller-retour jusqu'au sommet du nuage et  $L_R$  est le rapport LiDAR du nuage.

De nombreuses études ont été menées pour comprendre les mécanismes de formation des cristaux et tenter d'établir des liens notamment entre la température et la saturation en glace, dans un souci d'améliorer l'analyse des observations LiDAR. Cependant aucune relation précise n'a pour le moment été établie, et seules des tendances indiquent une probabilité plus élevée d'observer certains types de cristaux en fonction des conditions atmosphériques (cf Figure 2.6).

### 2.3 Optimisation de la mesure LiDAR

A l'instar de tout système de détection les performances d'un LiDAR sont définies par le rapport du signal utile sur le bruit (RSB). D'après l'équation 2.1, les principaux bruits limitant ce RSB ont pour origine la luminance diffuse de l'atmosphère (également appelée "fond de ciel"), et le bruit électronique du détecteur et de son électronique. Comme nous le verrons par la suite, le fond de ciel pour des mesures de jour peut atteindre des valeurs allant de quelques centaines de milliers à plusieurs millions de comptes par secondes. Le bruit électronique des détecteurs est totalement négligeable pour des mesures LiDAR de jour, face à ce bruit atmosphérique qui peut imposer une réelle limitation aux performances du système [McKay 1999]. Le RSB pour des mesures de jour va donc faire office de référence pour définir les performances à atteindre et faire ressortir les voies d'optimisation du système.

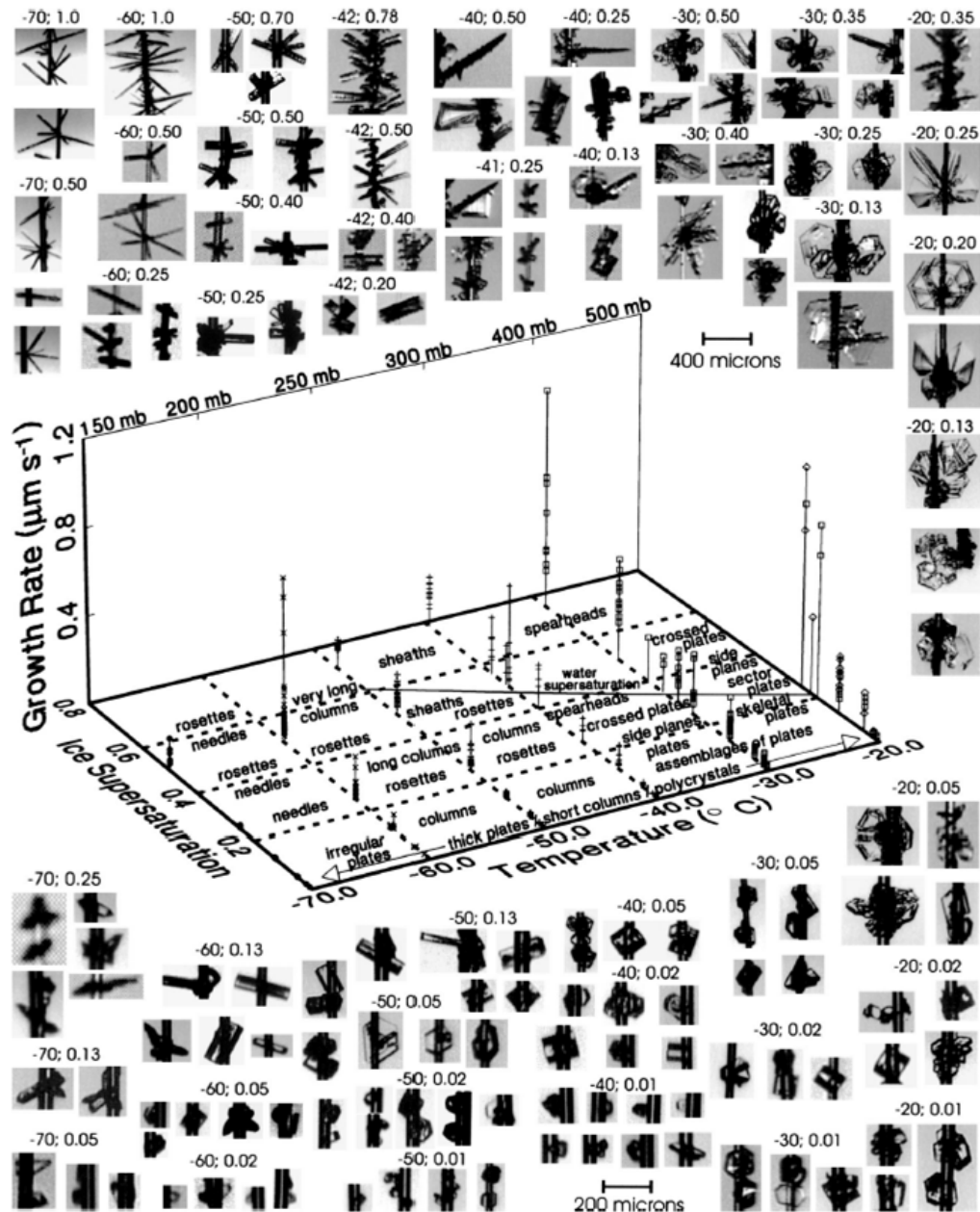


FIGURE 2.6 – Différentes formes de cristaux en fonction de la température et de la saturation en glace (d'après la figure 15 de [Bailey 2004]). Ces tendances montrent par exemple que les cristaux plans ("plates"), pouvant être à l'origine de signaux rétrodiffusés très intenses, se forment en général pour des températures supérieures à  $-40^{\circ}\text{C}$  et/ou une saturation en glace inférieure à 0,2.



Il est généralement considéré que la détection des photons sur le détecteur suit une statistique de Poisson [Kovalev 2004]. En considérant d'autre part que le signal utile et le signal du fond de ciel sont décorrélés et que le signal utile  $P_u$  est obtenu en soustrayant la valeur moyenne du bruit, il est possible d'écrire :

$$RSB = \frac{P_u}{\sigma_u} = \frac{P_u}{\sqrt{\sigma_o^2 + \sigma_{bck}^2}} = \frac{P_u}{\sqrt{\sigma_u^2 + \sigma_{bck}^2}} = \frac{P_u}{\sqrt{P_u + P_{bck}}} \quad (2.29)$$

avec :  $\sigma_u$  : écart type du signal utile, qui est égal à celui du signal total ( $\sigma_o$ ), car  $P_u = P_o - \overline{P_{bck}}$

Cette formulation peut à présent s'exprimer en fonction des paramètres du système et atmosphériques. Afin d'avoir une expression simplifiée mettant en évidence l'influence des différents termes considérons dans un premier temps le cas d'un système émettant peu d'énergie à chaque impulsion. Pour un tel système le signal utile peut en effet devenir très rapidement négligeable devant le bruit du fond de ciel :

$$RSB \sim \frac{P_u}{\sqrt{P_{bck}}} = \frac{\sqrt{N \cdot t \cdot \eta_{dét}(\lambda) \cdot T_r \cdot E \cdot c \cdot O(z) \cdot \beta_{(m,a),\pi}(z, \lambda) \cdot T_{m,a}^2(z, \lambda) \cdot R_r}}{2 \cdot z^2 \cdot \sqrt{L(\lambda, \theta) \cdot \alpha_r^2 \cdot \Delta\lambda_r \cdot h \cdot \nu}} \quad (2.30)$$

Sachant que le coefficient de rétrodiffusion des aérosols dépend de leur nature, forme et taille (cf Section 2.2.1.2) il existe une plage importante de valeurs possibles. Afin d'éviter de faire un choix pour la modélisation qui ne serait pas forcément représentatif de conditions réelles, on considérera uniquement le signal moléculaire afin de définir la portée LiDAR. Ce signal est en effet assez facilement modélisable ce qui en fait un possible signal de référence régulièrement utilisé lors des mesures LiDAR pour calibrer le système ou inverser l'équation LiDAR afin d'obtenir les paramètres optiques recherchés (coefficient de rétrodiffusion et d'extinction des couches d'aérosols). On exprime donc la portée LiDAR pour des mesures de jour pour un système émettant peu d'énergie, comme étant l'altitude où le RSB est unitaire dans le cas d'une atmosphère sans aérosols ni nuage (CALR : Clear Air LiDAR Range) :

$$\begin{aligned} CALR_{jour} &\sim \sqrt{\frac{\sqrt{N \cdot t \cdot \eta_{dét}(\lambda) \cdot T_r \cdot E \cdot c \cdot O(z) \cdot \beta_{m,\pi}(z, \lambda) \cdot T_m^2(z, \lambda) \cdot R_r}}{2 \cdot \sqrt{L(\lambda, \theta) \cdot \alpha_r^2 \cdot \Delta\lambda_r \cdot h \cdot \nu}}} \\ &\propto \sqrt{\frac{E \cdot R_r}{\alpha_r}} \cdot \left( \frac{\eta_{dét}}{L(\lambda, \theta) \cdot \Delta\lambda_r} \right)^{0,25} \end{aligned} \quad (2.31)$$

Il est ainsi dès à présent possible de distinguer deux types de paramètres, en fonction de la puissance :

- au premier ordre : l'énergie  $E$ , la divergence de la voie de réception  $\alpha_r$  et le rayon de l'optique en voie de réception  $R_r$ . La première est entre autre dépendante de l'alimentation disponible, de la longueur d'onde choisie et de l'obligation de sécurité oculaire (cf Section 2.3.1.3). La seconde sera limitée par les composants commerciaux disponibles et le maintien d'une bonne stabilité opto-mécanique. Les objectifs recherchés déterminent également l'importance de ce champ de vue car plus celui-ci est étroit moins les très basses couches de la troposphère arctique pourront être étudiées.
- au second ordre : le rendement du détecteur  $\eta_{\text{dét}}$ , la luminance diffuse de l'atmosphère  $L(\lambda, \theta)$  et la largeur spectrale de la voie de réception  $\Delta\lambda_r$ . Ces trois paramètres sont dépendants de la longueur d'onde du système. Le fond de ciel est en plus dépendant de la divergence de la voie de réception.

### 2.3.1 Contraintes et prérequis liés au projet

Avant d'étudier les développements et optimisations en fonction des paramètres il faut considérer certaines contraintes spécifiques à l'EQUIPEX IAOOS qui vont figer ou limiter certains paramètres. Celles ayant un impact direct sur l'architecture du système et sur ses performances sont décrites ci-dessous. Il faut garder à l'esprit que l'ensemble de ce développement instrumental et les objectifs associés à cet EQUIPEX sont également contraints par un aspect financier. Plus clairement, plus les développements et/ou les différents sous-ensembles seront onéreux moins il y aura de bouées déployées avec un LiDAR ce qui mettra en péril le quadrillage de la région arctique. L'objectif principal n'est bien entendu pas de développer un système à faible coût, mais de trouver des compromis pour développer un système simple, efficace et le moins cher possible. Les éléments opto-mécaniques "standards" fiables sont donc considérés en priorité. Cet aspect alliant les coûts et la fiabilité globale du système final met d'office hors jeu un LiDAR basé sur une émission dans l'UV, car les optiques pour ce type de longueur d'onde sont généralement plus chères.

Enfin, l'optimisation du système sera également conduite par un objectif de portée de 5km, car la majorité des aérosols troposphériques sont localisés jusque cette altitude [Winker 2013].

#### 2.3.1.1 Architecture bi-axiale et fibrée

Une architecture bi-axiale est préférée à une architecture monoaxiale ou co-axiale (cf Annexe B) pour éviter d'éventuels phénomènes d'*afterpulse*, c'est à dire un éblouissement de la voie de réception dès l'émission. L'usage de fibres est quant à lui guidé par la possibilité de déporter facilement les différents composants (source, détecteur,...) que ce soit pour des questions d'encombrement, d'environnement critiques ou de stabilité.

#### 2.3.1.2 Encombrement limité

Le LiDAR est déployé sur une bouée à taille "humaine" donc l'encombrement est forcément limité, ce qui limite la taille des optiques principales d'émission et de

réception. Celles-ci doivent donc être de taille raisonnables de quelques dizaines de millimètres.

### 2.3.1.3 Sécurité oculaire

Les bouées sont prévues pour être autonomes et avoir une communication par satellite. Par conséquent elles dériveront en fonction des vents et des courants marins, et il est peu probable que quelqu'un puisse intervenir dessus en cas de problème suite à leur déploiement. Leur dérive peut ainsi les amener à proximité de bateaux de plaisance ou marchand, et des personnes non averties pourraient regarder pendant une durée plus ou moins longue par le hublot du LiDAR. Le système doit donc être en sécurité oculaire, celle-ci étant définie pour un système émettant des impulsions par la norme française NF EN 60825-1. L'énergie qui sera autorisée dépend de la surface minimale où l'oeil humain peut se trouver, dans le cas présent la lentille de 75mm de diamètre, et de la longueur d'onde émise pour laquelle une différence importante est faite entre l'UV (jusque 400nm), le visible (jusque 700nm) et l'infrarouge. En effet l'oeil n'absorbe pas dans l'UV ce qui va autoriser des impulsions de plusieurs millijoules. La différence entre le visible et l'infrarouge se fait au niveau de la durée d'exposition pris en compte dans les calculs. Pour les longueurs d'onde du visible le réflexe palpébral (réflexe de fermeture de l'oeil) est pris en compte, alors que dans l'infrarouge les calculs considèrent un temps d'exposition de 10 secondes. Trois types d'EMP (Exposition Maximale Permise) sont à calculer et à comparer. La norme indique alors que l'EMP la plus faible est celle qui définit ce qui doit effectivement être considéré pour le fonctionnement du système. C'est cette valeur minimale qui a été reportée dans la seconde colonne du tableau 2.2.

$$\begin{aligned}
 EMP_{impulsion} &= 5 \cdot C_4 \cdot 10^{-3} \\
 EMP_{train} &= (f \cdot t_{exp})^{\frac{1}{4}} \cdot EMP_{unique} \\
 EMP_{moyen} &= \frac{EMP_{unique}(t_{exp} = 10s)}{f \cdot t_{exp}}
 \end{aligned} \tag{2.32}$$

où  $C_4 = 10^{\frac{\lambda-700}{500}}$  entre 700 et 1050nm, et 1 entre 400 et 700nm. Entre 1050 et 1400nm  $EMP_{impulsion} = 0,05J.m^{-2}$ .

L' $EMP_{impulsion}$  est définie par le tableau fournie en annexe F où seule une partie de la norme est indiquée.

Il n'est pas absurde de supposer que l'encombrement au niveau de la bouée sera limité pour le LiDAR, car la bouée totalement instrumentée est sensée être "humainement" déployable. Des lentilles commerciales de diamètre 75mm (utile de 68mm), pouvant être par exemple trouvées chez Thorlabs ou Asphericon, sont par conséquent considérées. Les impulsions ne feront pas plus de quelques centaines de nanoseconde (ceci était déjà sous-entendu dans l'expression précédente de l' $EMP_{impulsion}$ ) pour éviter de trop perdre en résolution spatiale. Enfin la fréquence peut être définie dans un premier temps comme celle nécessaire à l'obtention d'une

altitude minimale suffisante pour pouvoir obtenir des informations sur toute la colonne troposphérique. Pour s'assurer la détection éventuelle de signal provenant au dessus d'un cirrus l'altitude minimale est prise égale à 15km, soit une fréquence de 10kHz.

longueur d'onde (nm)	EMP limitant ( $\text{J}\cdot\text{m}^{-2}$ ) ( $10^{-4}$ )	énergie au niveau de la lentille d'émission ( $\mu\text{J}$ )	puissance moyenne (mW)
532	7.1	2.6	25.7
700	7.1	2.6	25.7
700	2.8	1	10.2
808	4.6	1.7	16.8
905	7.2	2.6	26.2
1064	2.8	10	102

TABLEAU 2.2 – Énergie autorisée pour différente longueur d'onde pour un système fonctionnant en régime impulsionnel à 10kHz, et une impulsion entre 1 et  $10\mu\text{s}$  (norme NF EN 60825-1). Le diamètre de la lentille d'émission utilisé ici est égale à 68 mm. Il y a deux lignes correspondant à 700nm, d'une part parce cette longueur d'onde est dans la norme à la frontière du visible et du proche infrarouge, et d'autre part afin d'illustrer les différences importantes que donnent les deux méthodes de calcul de l'EMP limitant.

Les résultats contenus dans le tableau 2.2 indiquent que quelle que soit la longueur d'onde considérée l'énergie autorisée est très faible. Le LiDAR installé sur les bouées sera ainsi un microLiDAR, et fonctionnera donc à une cadence élevée afin d'accumuler plus de photons rétrodiffusés moyennés sur une dizaine de minutes (paramètre  $N$  dans l'équation 2.31) pour palier ce manque d'énergie.

### 2.3.2 Importance relative des paramètres

#### 2.3.2.1 Lien entre les paramètres systèmes

Les contraintes et pré-requis décrits précédemment lient certains paramètres entre eux. Ainsi les ouvertures des lentilles d'émission et de réception doivent être identiques à celles des fibres optiques utilisées dont le diamètre définit également la divergence de chaque voie. D'autre part l'énergie émise autorisée pour une longueur d'onde donnée est proportionnelle au carré du rayon de la lentille d'émission. Enfin la divergence de réception qui est proportionnelle au rapport du diamètre de la fibre ( $d_r$ ) sur la focale de la lentille de réception ( $f_r$ ) (cf Équation 2.33) doit être plus grande ou égale à celle d'émission.

$$\alpha_r \propto \frac{d_r}{f_r} = \frac{d_e}{f_e} \quad (2.33)$$

D'autre part l'égalité entre les divergences est également établie car il faut que la divergence de réception soit la plus faible possible pour limiter le terme correspondant au bruit (cf Équation 2.1). Puisque les coûts doivent être limités au maximum il faut considérer des lentilles de commerce pour lesquelles le choix de couples focale-diamètre est assez limité. Par conséquent on va également considérer l'égalité entre les diamètres des lentilles d'émission et de réception. De même la largeur spectrale en réception doit respecter la relation 2.34, donc toujours dans un souci de simplification de l'équation de la portée LiDAR l'égalité est considérée.

$$\Delta\lambda_r \geq \Delta\lambda_e \quad (2.34)$$

En prenant en compte ces différentes simplifications entre les paramètres opto-mécaniques, la portée du LiDAR en ciel clair est proportionnelle à :

$$CALR_{jour} \propto \sqrt{\frac{f_e \cdot R_e \cdot E(\lambda_e)}{d_e}} \cdot \left( \frac{\beta_{m,\pi}^2(z, \lambda_e) \cdot \eta_{dét}(\lambda_e) \cdot c}{h\nu_e \cdot L(\lambda_e, \theta) \cdot \Delta\lambda_e} \right)^{0,25} \quad (2.35)$$

avec :

$EMP(\lambda) \propto E \cdot R_e^2$  : énergie surfacique maximale autorisée, dépendant de la longueur d'onde (cf Tableau 2.2)

$R_e$  : rayon de la lentille d'émission

$d_e$  : diamètre de la fibre d'émission

$\Delta\lambda_e$  : largeur spectrale de la source

Il est évident à présent que les choix des paramètres de sensibilité importante contrôlent la conception d'un LiDAR. La dimension des lentilles d'émission et de réception est donc cruciale quelque soit la longueur d'onde considérée, ainsi que l'augmentation de la focale et la diminution du diamètre de la fibre optique. Le second terme est sans dimension et rassemble les différents paramètres ayant une dépendance spectrale, ce qui permet de mettre en évidence une probable compensation entre ces paramètres. En effet lorsque la longueur d'onde augmente :

- $E(\lambda_e)$  augmente d'après sa contrainte vis à vis de la sécurité oculaire (cf Tableau 2.2)
- $L(\lambda_e, \theta)$  diminue d'après des simulations réalisées par le code de transfert radiatif MOMO (cf Figure 2.7 et Annexe H pour plus de précisions)
- $h\nu_e$  diminue
- $\eta_{dét}(\lambda_e)$  diminue pour la plupart des détecteurs entre le milieu du spectre solaire et le proche infrarouge
- $\beta_{\pi_m}(z, \lambda_e)$  diminue rapidement (cf Section 2.2.1.1)

Il est ainsi fort probable pour les mesures de jour qu'il n'y ait pas de différence importante de portée d'une longueur d'onde à une autre. Enfin puisque le système doit être en sécurité oculaire l'énergie par impulsion est faible, ce qui force à multiplier les mesures ( $N$ ) et à fonctionner à fréquence élevée. On veillera toutefois, à puissance donnée, à émettre le nombre de photons le plus élevé.

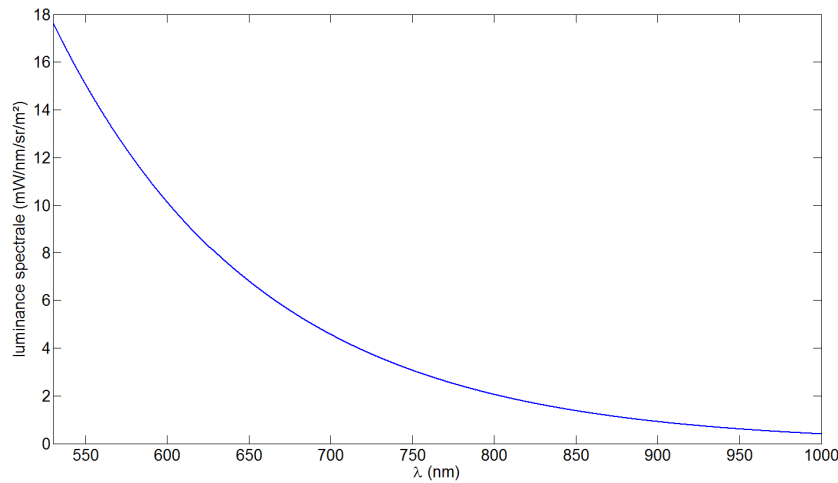


FIGURE 2.7 – Variation moyenne dans le visible et le proche infrarouge (sans prendre en compte les absorptions par les différents constituants atmosphériques) de la luminance spectrale calculée avec MOMO en considérant une atmosphère moléculaire standard en fonction de la longueur d'onde pour une largeur spectrale inférieure à 5nm

### 2.3.2.2 Paramètres atmosphériques

Deux types de paramètres atmosphériques sont présents dans l'équation 2.31 en fonction de leur lien au signal utile ou au bruit du fond de ciel.

La transmission moléculaire et le coefficient de rétrodiffusion sont directement liés au signal utile. Dans la troposphère l'atmosphère est principalement constituée de dioxygène et de diazote, ce dernier présentant des bandes d'absorption significative essentiellement dans l'UV lointain [Liou 2002] [Vieitez 2008]. Il convient également d'étudier les spectres d'absorption des principaux polluants ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_3$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{NO}_2$ ) afin éviter d'émettre sur une raie et ainsi atténuer rapidement le signal. Étant donné les possibilités des différentes sources disponibles actuellement, et de la mise à l'écart d'un système émettant dans l'UV, l'observation du spectre est limitée au domaine 500-1500nm. Dans cette plage seule la vapeur d'eau et le dioxygène possèdent des bandes d'absorption significatives, particulièrement intenses dans le proche infrarouge pour la vapeur d'eau (cf Figure 2.8), entrecoupées de fenêtres où l'absorption chute (ex : entre 730 et 810nm). Pour qu'un système LiDAR émettant vers 905nm ne soit pas trop sensible à la quantité de vapeur d'eau (information rarement disponible au moment des mesures) il faut que la largeur spectrale émise soit au moins inférieure à 0,3nm et bien stabilisée pour émettre entre deux raies d'absorption.

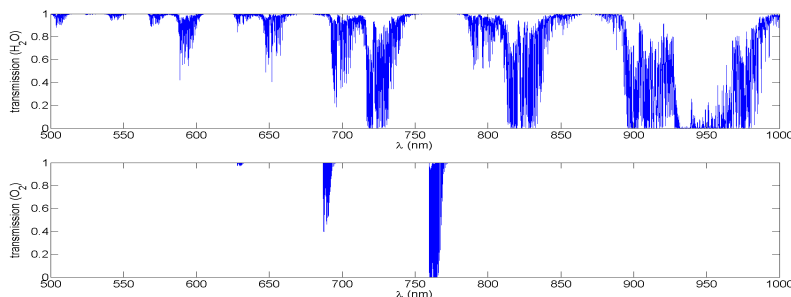


FIGURE 2.8 – Transmissions simulées avec la base de données de Hitran (100m d’atmosphère à 1atm et 296K) pour la vapeur d’eau (haut) et le dioxygène (bas).

Comme indiqué dans le premier chapitre l’absorption n’est pas la seule contribution au coefficient d’extinction intervenant dans la transmission atmosphérique (cf Équation 2.7), l’autre contribution provenant de la diffusion. Dans le cas des molécules (diffusion Rayleigh) celle-ci évolue spectralement en  $\lambda^{-4}$ . L’épaisseur optique moléculaire sera donc plus importante pour des longueurs d’onde dans l’UV que dans l’infrarouge. Cette variation spectrale a également pour conséquence un coefficient de rétrodiffusion plus élevé pour des longueurs d’onde faibles, ce qui permet d’obtenir un signal moléculaire plus intense avec une émission dans l’UV.

La luminance spectrale n’est en revanche pas un paramètre physique lié au signal utile, mais l’architecture du système aura un impact direct sur l’amplitude mesurée. Considérons dans un premier temps une situation de ciel clair, sans nuage ni aérosol. Pour un angle zénithal ( $\theta$ ) du soleil donné, la luminance spectrale va dépendre de l’optique de filtrage utilisée en voie de réception, en termes de largeur spectrale et de longueur d’onde centrale, cette dernière étant bien entendu définie par celle émise par la source laser. La largeur spectrale de la voie de réception intervient directement au dénominateur de la portée LiDAR (cf Équation 2.31) et on sera donc amené à choisir la valeur la plus faible possible (inférieures à quelques nanomètres), sans toutefois être inférieure a priori à la largeur spectrale émise. Le code de transfert radiatif MOMO [Fell 2001] (cf Annexe H) développé collaborativement par des laboratoires français et allemands nous a permis de quantifier cette luminance spectrale en fonction de diverses longueurs d’onde centrale, dans le cas d’un ciel clair. Néanmoins ces valeurs sont en général plus faibles que celles pouvant être trouvées dans la littérature dans des cas de ciel clair [Wuttke 2006]. Ceci peut très bien s’expliquer par la présence d’aérosols ou de nuages à très haute altitude augmentant légèrement la luminance réelle. On va donc considérer pour les simulations des valeurs un peu plus élevées que celles fournies par MOMO, afin d’éviter de considérer le cas d’une luminance provenant uniquement de la diffusion moléculaire qui n’est pas forcément représentatif de conditions réelles. Les valeurs provenant de l’article de Lampert [Lampert 2009], plus élevées d’un facteur 1,5 à 2, seront utilisées.

## 2.4 Modélisation

### 2.4.1 Choix des paramètres

Nous avons tout d'abord cherché à évaluer la portée LiDAR de jour et de nuit d'un système bi-axial pour différentes longueurs d'onde, en particuliers celles pouvant être effectivement obtenues avec des sources existantes. Ces modélisations devaient représenter les performances d'un système LiDAR en région parisienne afin de pouvoir être confirmées lors de la conception du système au LATMOS. Les diamètres des lentilles d'émission et de réception ont été pris égaux à 68 mm. Les énergies autorisées sont légèrement plus élevées que celles du tableau 2.2 car une fréquence d'émission de 5 kHz (correspondant au fonctionnement de l'électronique disponible à Cimel Electronique) a été utilisée pour ces modélisations. Une valeur constante d'énergie de  $2\mu\text{J}$  quelque soit la longueur d'onde a également été prise en compte pour une série de modélisations. La valeur de divergence a été calculée en considérant une fibre optique multimode de  $100\mu\text{m}$  de diamètre. Afin d'éviter de modéliser un cas trop éloigné de la réalité, une transmission atmosphérique spectralement adaptée aux aerosols a également été prise en compte, d'après les tendances AERONET provenant du photomètre installé sur le site de Jussieu. Une largeur spectrale de 0,5nm en voie de réception a été choisie, celle-ci pouvant être obtenue avec un filtre interférentiel ou un étalon Fabry Perot. Les profils de pression et températures utilisés pour modéliser les propriétés optiques moléculaires sont ceux de la base de données US Standard Atmosphere 1976. L'ensemble des paramètres utilisés et les résultats obtenus sont indiqués dans le tableau 2.3. A titre de comparaison des CALR de jour ont été également modélisées avec une largeur spectrale de 0,2nm et tracées sous forme de courbes (cf Figure 2.9), en plus des résultats précédents. Dans le cas des modélisations pour des mesures de nuit, le fond de ciel est nul et seuls les bruits liés au signal utile et au détecteur sont pris en compte. Pour ce dernier il a été considéré la valeur indiquée pour l'APD SPCM-10 de Excelitas (1500c/s) (cf Annexe E).



## 2.4.2 Résultats

Paramètres	Wavelength (nm)	532		700		700		808		900		1064	
	QE (%)	45		60		60		45		25		1	
	Energy ( $\mu\text{J}$ )	2	3.1	2	3.1	2	1.2	2	2	2	3.2	2	12.3
	Optical transmission (%)	10		10		10		10		10		10	
	Average atmospheric transmission (%)	75		83		83		85		90		95	
	Average clear sky spectral radiance ( $\text{mW}/\text{m}^2/\text{sr}/\text{nm}$ )	25		10		10		5		2		0.25	
	Reception field of view ( $\mu\text{rad}$ )	667		667		667		667		667		667	
	Reception spectral bandwidth (nm)	0.5		0.5		0.5		0.5		0.5		0.5	
	Résultats	CALR de jour (m)	5205	6.135	4665	5535	4665	3795	4230	4230	3870	4680	2070
CALR de nuit (m)		15090	16480	13670	15050	13670	12110	11630	11630	8925	10320	2100	4620

TABLEAU 2.3 – Tableau récapitulatif des valeurs des paramètres utilisés pour la modélisation, et portées LiDAR obtenues.

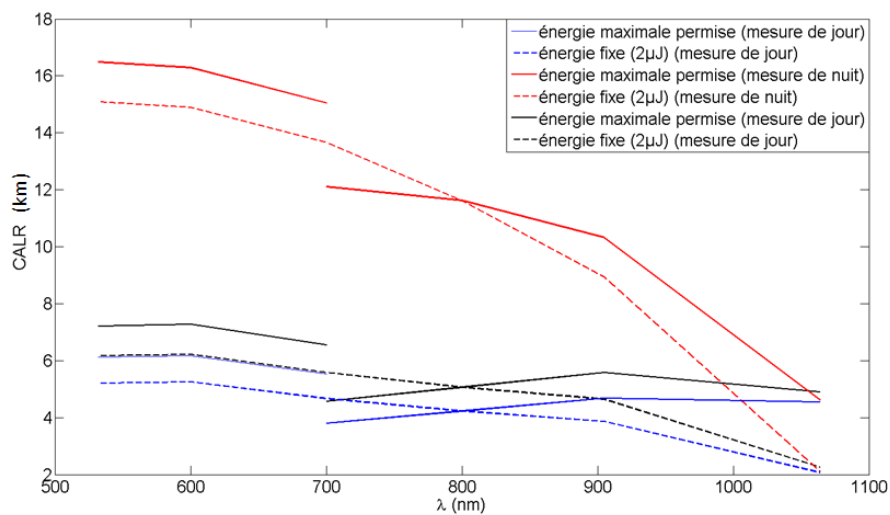


FIGURE 2.9 – Évolution de la CALR en fonction de la longueur d'onde. Les mesures de jour (courbes bleues et noires) et de nuit (courbes rouges) ont été étudiées, ainsi que l'influence d'une diminution de la largeur spectrale en réception (courbes bleues :  $\Delta\lambda_r=0,5\text{nm}$  ; courbes noires :  $\Delta\lambda_r=0,2\text{nm}$ )

Différents aspects ressortent de cette étude :

- pour une énergie identique une portée plus importante dans le cas d'une mesure de nuit est effectivement observée, quelque soit la largeur spectrale de la voie de réception, ce qui confirme la dégradation significative due au fond de ciel par rapport au bruit électronique,
- dans le cas des mesures de jour, bien que la portée soit meilleure pour des longueurs d'onde faibles, la différence avec celle du proche infrarouge n'est pas aussi marquée que dans le cas des mesures de nuit. La compensation attendue (cf Section 2.3.2.1) entre les différents termes spectralement dépendants est ainsi observée, en particulier la diminution importante simultanée pour le domaine infrarouge de la luminance spectrale et du coefficient de rétrodiffusion.
- si l'énergie maximale autorisée en sécurité oculaire est considérée (cf Figure 2.9), trois domaines spectraux se différencient pour les mesures de jour. Avant 700nm et après 900nm, les performances sont "équivalentes" (différence inférieure à 15%), grâce à l'augmentation de l'énergie autorisée et à la diminution importante de la luminance spectrale après 900nm. En revanche entre 700 et 900nm l'énergie autorisée n'est pas très importante et la luminance spectrale toujours assez élevée, ce qui diminue légèrement les performances par rapport aux autres domaines spectraux. En revanche le bénéfice de la diminution de luminance ayant disparu pour les mesures de nuit, les performances sont bien supérieures pour les faibles longueurs d'onde et décroissent rapidement après 850nm. Un "plateau" peut notamment être remarqué pour ces mesures entre 700 et 850nm, où la portée du LiDAR est donc peu spectralement dépendante.
- toutes les configurations avec le maximum d'énergie autorisée atteignent plus ou moins l'objectif de portée de 5km évoqué précédemment.

Pour une même configuration, un LiDAR émettant dans le visible (500-700nm) aura globalement une meilleure portée moléculaire qu'un système émettant dans le proche infra-rouge (700-1100nm), en particulier pour les mesures de nuit. Bien que l'écart puisse atteindre 50% pour les mesures de jour cet avantage reste plus limité en absolu, l'ensemble des portées de jour se situant entre 4 et 6km (cf Figure 2.9).

Pour rappel cette étude a été réalisée en supposant un cas de ciel clair, c'est à dire sans nuage, donc avec un fond de ciel relativement limité. En revanche lorsqu'il y a un nuage, ou des aérosols ayant un paramètre de taille élevé, le phénomène de diffusion multiple engendre une augmentation importante du fond de ciel détecté par le LiDAR. Cette augmentation dépend des caractéristiques physiques du nuage, et plus globalement de son épaisseur optique[McBride 2011], et peut rapidement atteindre un facteur 10 et pour les cas les plus intenses un facteur 20 à 30. D'après la figure 2.10 la diminution de la portée LiDAR en ciel clair est d'environ 40% et de plus de 50% respectivement pour un facteur 10 et 30 sur la luminance spectrale en ciel clair. Pour éviter une telle baisse de performance il est nécessaire de diminuer la largeur spectrale ou la divergence de la voie de réception. Mais récupérer un facteur 10 est loin d'être facilement réalisable. En effet pour y parvenir il faut diminuer la

largeur spectrale de réception et/ou la divergence de cette même voie (avec toutes les conséquences que cela entraîne au niveau de l'émission pour maintenir les relations définies par les équations 2.3 et 2.34). Concernant la largeur spectrale, obtenir une largeur inférieure à 50pm devient difficile technologiquement et également très onéreux. Il faut par conséquent également diminuer la divergence, ce qui signifie avoir plus d'incertitudes sur les basses couches à cause du facteur de recouvrement. Tout dépend donc également des objectifs visés.

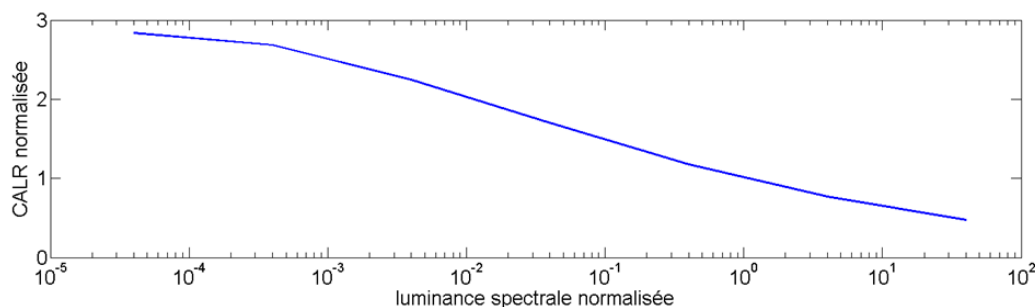


FIGURE 2.10 – Variation moyenne de la CALR normalisée par celle en ciel clair en fonction de la luminance spectrale normalisée par celle d'un ciel clair, quelque soit la longueur d'onde. La valeur unitaire pour chaque grandeur normalisée correspond donc au cas de la portée LiDAR moléculaire en ciel clair considérée pour les modélisations précédentes. Une luminance spectrale normalisée supérieure à 1 correspond donc à une augmentation de la luminance par rapport au ciel clair au niveau du LiDAR, par exemple due au passage d'une structure nuageuse d'épaisseur optique limitée. En revanche une valeur inférieure à 1 correspond à une situation d'une structure nuageuse très opaque, ou à une situation proche de la nuit voire la nuit elle-même. L'architecture opto-mécanique utilisée ici correspond à une largeur spectrale de 0,5nm et une divergence totale de  $667\mu\text{rad}$ .

## 2.5 Conclusion et choix du type de source

Une version simplifiée de l'équation LiDAR, exprimée en fonction des paramètres opto-mécaniques et atmosphériques, d'un système à rétrodiffusion simple ou polarisé a servi de base à la modélisation des performances d'un tel système. Le choix a été fait d'utiliser le signal moléculaire facilement modélisable pour évaluer la portée du LiDAR et les voies d'optimisation possibles. L'émission doit ainsi être spectralement la plus fine possible. La nécessité de mettre en place un filtrage tout aussi important en voie de réception permettant de rejeter un maximum de fond de ciel a été identifié comme l'étape critique. Le choix de la longueur d'onde émise et de sa largeur spectrale va en découler en prenant en compte les contraintes liées spécifiquement au projet en terme de coût, de sécurité oculaire, d'encombrement et de consommation. Bien que les modélisations préconisent le développement d'un LiDAR émettant dans le visible, différents aspects du projet vont à l'encontre d'une telle émission. D'une part il y a une volonté d'éviter d'attirer l'attention de

la faune locale (typiquement les ours polaires) et d'accélérer l'endommagement du matériel déployé. Ensuite les sources laser actuelles bien maîtrisées, pouvant fonctionner en régime impulsionnel et émettant dans le visible, en particulier dans le vert, sont des laser à milieux amplificateur cristallin qui ont un coût assez élevé en comparaison des émetteurs laser à semi-conducteur. Enfin il est prévu que le système puisse fonctionner en autonomie totale pendant un à deux ans, ce qui amène à réduire la consommation électrique globale. Bien qu'en amélioration constante la technologie des panneaux solaires n'est pas encore suffisamment efficace et a besoin d'un entretien régulier pour maintenir l'efficacité des cellules photovoltaïques. Les batteries ne pourront donc pas être rechargées, ce qui limite drastiquement ce que le système est autorisé à consommer. Il apparaît alors qu'une diode laser doit être utilisée, en émettant à une longueur d'onde la plus faible possible, en restant dans la gamme visible-infrarouge. Ceci permettra d'obtenir la meilleure portée que ce soit pour des mesures de jour ou de nuit. Cependant étant donné l'offre actuelle des source LASER à semiconducteur (cf Annexe D.2), une source émettant dans le proche infra-rouge (700-900nm) est finalement choisie pour équiper le LiDAR développé pour l'EQUIPEX IAOOS. Dans ce cas, bien que les mesures de jour puisse être légèrement meilleures vers  $1\mu\text{m}$  pour une architecture opto-mécanique donnée, il faudra privilégier une longueur d'onde entre 720 et 900 nm afin d'éviter une dégradation trop importante de la portée lors des mesures de nuit, et d'émettre en dehors des bandes d'absorption intenses de vapeur d'eau et de dioxygène. Finalement ce choix de domaine spectral et la contrainte de sécurité oculaire amènent à choisir une photodiode à avalanche (APD) comme détecteur afin de pouvoir réaliser du comptage de photon et d'avoir un rendement quantique suffisamment élevé pour ce type de longueur d'onde (cf Annexe E)



# LiDAR : traitement et exploitation des données

---

## Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Corrections du signal</b> . . . . .	<b>57</b>
3.1.1	Saturation du détecteur . . . . .	57
3.1.2	Bruit . . . . .	57
3.1.3	Fonction de recouvrement . . . . .	58
<b>3.2</b>	<b>Méthode d'étalonnage</b> . . . . .	<b>60</b>
3.2.1	Version non polarisée . . . . .	60
3.2.1.1	Estimation en laboratoire . . . . .	60
3.2.1.2	Zone claire moléculaire . . . . .	61
3.2.1.3	Intégration du signal sur un nuage opaque d'eau liquide . . . . .	64
3.2.2	Version polarisée . . . . .	65
<b>3.3</b>	<b>Détermination des propriétés optiques</b> . . . . .	<b>66</b>
3.3.1	Information qualitative : le rapport de diffusion . . . . .	66
3.3.2	Inversion backward et forward . . . . .	67
<b>3.4</b>	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>69</b>

---

Dans le chapitre précédent une version simplifiée de l'équation LiDAR a été présentée et différentes voies d'optimisation dans le cadre de l'EQUIPEX IAOOS ont été mises en évidence. Celles-ci permettront d'obtenir un système fonctionnel répondant à divers compromis (cf Chapitre 4). Le signal brut que fournira ce LiDAR est quasiment inutilisable. L'extraction d'informations quantitative requiert a priori des corrections particulières afin de supprimer des biais et défauts du signal qui dépendent des caractéristiques de l'instrument et/ou sont inhérents au mode de fonctionnement d'un LiDAR. Ces corrections ne sont qu'une étape vers l'obtention d'information sur les constituants atmosphériques, puisqu'un étalonnage du système est également nécessaire. Celui-ci peut être réalisé plus ou moins précisément par différentes méthodes, en phase pré ou post-déploiement. Ce chapitre présente l'ensemble de ces traitements et corrections menant à l'obtention d'informations qualitative sur les propriétés optiques (coefficients de rétrodiffusion et d'extinction) aérosols et nuages.

## 3.1 Corrections du signal

### 3.1.1 Saturation du détecteur

Étant donné la limite d'énergie disponible pour rester en sécurité oculaire, le système de détection du LiDAR peut effectuer les mesures en comptage de photons. D'autre part les différentes modélisations des performances et la prise en compte des autres contraintes ont mené au choix d'une source de type diode laser émettant dans le très proche infrarouge. Le détecteur doit donc avoir un bon rendement dans cette plage spectrale. Ces caractéristiques sont possédées par les diodes à avalanche fonctionnant en mode Geiger (par exemple les systèmes SPCM-AQRH de la société Excelitas (cf Annexe E)). L'une des caractéristiques de ces détecteurs et de l'électronique associée est le *temps mort* qui correspond à la durée mise par le circuit pour stopper le phénomène d'avalanche initié par l'arrivée d'un photon et ramener le détecteur dans son état initial. Ceci va donc limiter la capacité du système de détection à observer deux photons successifs sur une courte période, et être à l'origine d'un comportement non linéaire. Les études réalisées sur ce phénomène décrivent deux types possibles de processus à temps mort : paralysable ou non paralysable. Ce dernier représente un temps mort constant quelque soit le flux incident, alors que dans le cas du premier processus le temps mort recommence dès qu'il y a un photon incident. Des formules correctives ont été établies dans chacun des cas [Gardner 1997] [Daniel 2000] (cf Équation 3.1), mais il est plus probable qu'il y ait une contribution des deux processus. Lee et Gardner [Lee 2000] ont proposé un modèle pour représenter l'évolution du signal mesuré en fonction de deux valeurs différentes de temps mort en fonction du processus, et du signal réel. Quel que soit le processus se produisant réellement, le signal mesuré sera inférieur au signal réel puisque des photons n'auront pas pu être comptabilisés. Ainsi le taux mesuré  $C_m$  va dépendre du taux réel  $C$  d'arrivée des photons :

$$\begin{aligned}
 \text{dans le cas d'un système non paralysable : } C_m &= \frac{C}{1 + C\tau_{np}} \\
 \text{dans le cas d'un système paralysable : } C_m &= C \cdot \exp(-C\tau_p) \\
 \text{dans le cas d'un système dépendant des deux processus : } C_m &= \frac{C \cdot \exp(-C\tau_p)}{1 + C\tau_{np}}
 \end{aligned}
 \tag{3.1}$$

avec :

$\tau_{np}$  : le temps mort pour un système non paralysable

$\tau_p$  : le temps mort pour un système paralysable

### 3.1.2 Bruit

Ce qui est appelé couramment "fond de ciel" est un niveau moyen de signal dû à la luminance diffuse détectée par le LiDAR. Ce terme est limité en diminuant la largeur spectrale du dispositif filtrant en voie de réception et/ou en diminuant le champ de vue de cette même voie (cf second terme dans Équation 2.1). Il induit un biais variable temporellement mais constant sur toute la dynamique de l'électronique définissant la distance maximale d'observation, et une limite due au processus



de détection. Nous nous en servons également pour déterminer certaines propriétés atmosphériques (cf Chapitre 6). Par conséquent la correction consiste simplement à le soustraire en estimant une moyenne dans une zone d'altitude où il est admis qu'il n'y a plus de signal rétrodiffusé utile, en général dans les derniers kilomètres d'observation possible. Plus précisément la moyenne qui est soustraite possède également une composante très faible par rapport au "fond de ciel" liée au bruit électronique du système. Lors des mesures de nuit c'est donc uniquement la valeur moyenne du bruit électronique qui est soustraite au signal brut corrigé de la saturation du détecteur.

### 3.1.3 Fonction de recouvrement

Une des caractéristiques de tout LiDAR est sa fonction de recouvrement. Cette fonction, dépendant uniquement des caractéristiques opto-mécaniques du système, traduit la superposition progressive des champs de vue d'émission et de réception, et varie théoriquement de 0 à 1 (cf Figure 2.2). Une détermination théorique est possible mais le résultat est très incertain étant donné les nombreuses incertitudes sur les différents paramètres du LiDAR. En effet puisque la mécanique utilisée n'est pas extrêmement précise pour limiter les coûts de production, les réglages peuvent facilement aboutir à des défocalisations et des décentrement des fibres optiques théoriquement au foyer des lentilles d'émission et de réception, et par conséquent être à l'origine de modification de la forme et de l'amplitude de la fonction de recouvrement (cf Figure 3.1). L'équation régissant ce recouvrement se détermine de façon purement géométrique et a été de nombreuses fois publiée et étudiée [Sassen 1982] [Measures 1984]. Les différents exemples de la figure 3.1 montrent qu'une perte importante de signal peut très facilement se produire suite à la moindre variation opto-mécanique.

Il est possible d'en avoir une estimation assez précise en réalisant des profils LiDAR à l'horizontale mais il est en revanche impossible de connaître la valeur de normalisation de cette fonction de recouvrement puisque le signal aura la même forme, par exemple que la fonction converge vers la valeur 1 ou 0.5 (courbes bleue et verte en haut à droite de la figure 3.1). Il est également possible d'évaluer la fonction de recouvrement avec un profil vertical dans une atmosphère turbulente si les particules sont mélangées ce qui signifie qu'il est possible de supposer que la concentration et le type des composants atmosphériques ne changent pas significativement sur la couche limite. Une estimation de cette fonction est enfin réalisable dans une atmosphère particulièrement propre (c'est à dire sans aérosols pour n'avoir que du signal moléculaire), comme cela peut être le cas en région arctique ou en effectuant des observations à une altitude élevée pour se retrouver au dessus de la couche limite. D'après les équations établies précédemment ( 2.1, 2.2) il est possible d'écrire :

$$P_u \cdot z^2 = K \cdot O(z) \cdot \beta_{\pi_{m,a}} \cdot T_{m,a}^2(z, \lambda) \quad (3.2)$$

En corrigeant de la fonction de recouvrement  $O(z)$  et en prenant le logarithme, une dépendance linéaire vis à vis de la distance par rapport au LiDAR est mise en évidence (Equation 3.3).

$$\ln\left(\frac{P_u}{O(z)} \cdot z^2\right) = \ln(K^n) - 2(\alpha_m + \alpha_a) \cdot z \quad (3.3)$$

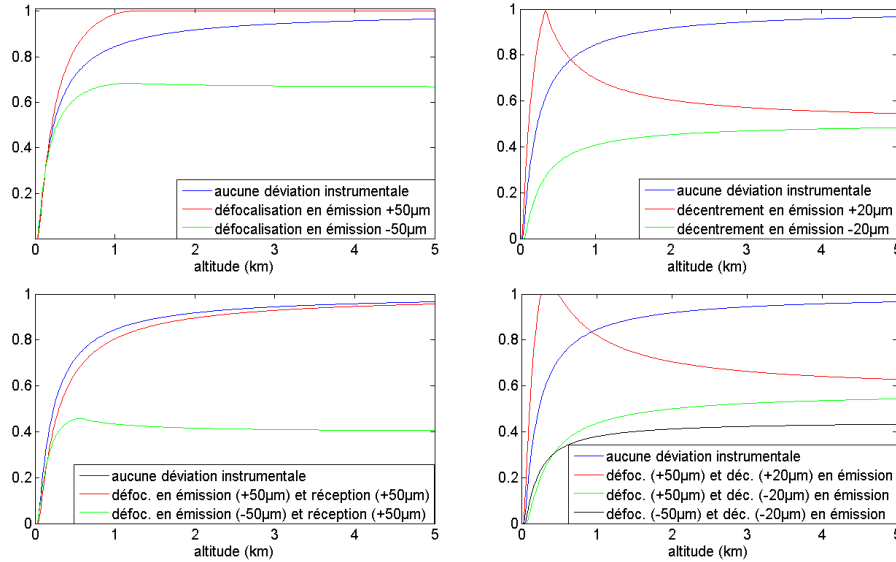


FIGURE 3.1 – Exemple de variation de la fonction de recouvrement d'un LiDAR bi-axial, en supposant un éclairage uniforme et en négligeant les possibles pertes consécutives à l'image de la source de rétrodiffusion par l'optique de réception. Sur chaque figure la courbe bleue représente le système possédant des voies d'émission et de réception identiques, correspondant aux paramètres opto-mécaniques du prototype déployé pour la première fois à Barneo en 2014. La fonction a donc un comportement asymptotique vers 1 puisque les deux faisceaux ne pourront jamais être totalement superposés. Les autres courbes correspondent à des fonctions de recouvrement suite à une ou plusieurs modifications opto-mécaniques du système. L'amplitude des variations considérées correspond à ce qui peut être réellement obtenu lors du réglage avec la mécanique de la tête optique. En haut à gauche : étude de l'effet d'une défocalisation dans la voie d'émission. Une défocalisation positive (éloignement du point source vis à vis de la lentille) entraîne une diminution de la divergence initiale, qui devient donc inférieure à celle de la voie de réception et permet ainsi un recouvrement totale des faisceaux à une certaine altitude. En haut à droite : décentrement du point source parallèlement au plan défini par les axes optiques des deux voies. Un décentrement positif (décalage du point source à l'opposé de l'autre voie) passe par un recouvrement total avant de diminuer, car le faisceau émis est incliné vers le champ de vue de la voie de réception et le "traverse" à une certaine altitude. En bas à gauche et à droite : combinaison de défocalisations et de décentremments afin d'illustrer les multiples fonctions de recouvrement que peut présenter un LiDAR bi-axial avec des champs de vue initiaux identiques.

La visualisation du signal LiDAR en échelle logarithmique nous fournit effec-

tivement une variation linéaire à partir d'une certaine distance. Pour les couches atmosphériques trop proches du LiDAR le signal est inférieure à cette droite puisque le recouvrement n'y est pas encore total. Le rapport du signal et d'un ajustement sur la région linéaire permet alors de déterminer la fonction de recouvrement (cf Chapitre 5).

## 3.2 Méthode d'étalonnage

L'objectif des observations réalisées par LiDAR à rétrodiffusion est d'accéder aux coefficients de rétrodiffusion puis d'extinction des différents constituants atmosphériques. Outre la nécessité d'avoir d'autres sources d'informations ou de faire des hypothèses (cf Section 3.3), il faut également déterminer la constante système  $K$  (cf Équation 2.2), pour la version non polarisée et  $K_{\parallel}$  et  $K_{\perp}$  en effectuant un étalonnage.

### 3.2.1 Version non polarisée

#### 3.2.1.1 Estimation en laboratoire

Puisque la constante système est essentiellement définie par les paramètres liés à l'architecture du système, une estimation de sa valeur doit être possible en laboratoire. Le tableau 3.1 résume les valeurs pouvant être considérées dans le cas de réglages optimiste, et dans un cas un peu plus réaliste prenant en compte la précision des réglages et les incertitudes sur les composants. Seule la transmission d'une partie de l'architecture opto-mécanique en voie de réception peut être mesurée, la contribution des autres éléments doit être déterminé à partir de leur documentation technique.

Ces ordres de grandeur pour la constante système sont ceux attendus à l'issue des réglages des systèmes à Paris. Le fonctionnement en région arctique pose d'autre problème qui feront évoluer la valeur de la constante système, en particulier un dépôt plus ou moins important de givre/poussière sur le hublot qui diminuera le flux émis et reçu. En pire cas il peut également se produire un décalage significatif entre les bandes spectrales de réception et d'émission à cause d'une température trop froide.

Paramètres	Valeurs de réglages
$\lambda$ (nm)	808
N	4096
t (ns)	100
$E(\lambda)$ ( $\mu\text{J}$ )	2 +/- 0.1
c (m)	$3 \cdot 10^8$
O(z)	0.6 +/- 0.2
$R_r$ (mm)	34 +/- 0.2
$\eta_{dét}$ (%)	45 +/- 5
$T_r$ (%)	25 +/- 5
h (J.s)	$6.62 \cdot 10^{-34}$
K (u.a.)	$\sim 122$ +/- 47

TABLEAU 3.1 – Valeurs pouvant être considérées pour le calcul de la constante système du LiDAR IAOSOS déployé en avril 2014. Ces valeurs ne prennent pas en compte la présence du hublot nécessairement présent sur le tube LiDAR et qui ajoute au moins 8% de pertes supplémentaires (réflexions de Fresnel sur l'aller-retour du rayonnement émis puis rétrodiffusé), qui peuvent augmenter si le hublot n'est pas parfaitement propre. Le calcul sur l'incertitude de la constante système "réaliste" s'est appuyé sur la formule suivante :  $\Delta_K = K \cdot \sqrt{\sum_{i=0}^N \left(\frac{\Delta X_i}{X_i}\right)^2}$ . Pour une explication des valeurs de  $N$  et  $t$  se référer à la partie 4.3.1.2.

### 3.2.1.2 Zone claire moléculaire

Cette méthode d'étalonnage nécessite la réalisation d'observations LiDAR et d'une zone sur les profils dans laquelle il n'y a plus d'aérosols. Si cette condition est bien réalisée la valeur de constante LiDAR obtenue est du même ordre de grandeur que ce qui est attendu théoriquement (cf Figure 3.2). Les caractéristiques optiques moléculaires sont en effet bien connues et définies, et le signal moléculaire rétrodiffusé peut être modélisé (pour rappel ceci a été utilisé pour établir les performances du LiDAR (cf Figure 2.9)). Dans une zone sans aérosol l'équation du signal LiDAR rétrodiffusé corrigé du bruit se résume à :

$$P_u = \frac{K \cdot \beta_{m,\pi} \cdot T_m^2 \cdot T_a^2}{z^2} \quad (3.4)$$

En corrigeant de l'altitude, du coefficient de rétrodiffusion moléculaire et de la transmission moléculaire, le résultat se résume au produit de la constante système et de la transmission des aérosols. Cette dernière peut être estimée comme unitaire, ce qui est souvent le cas en région arctique, en supposant que très peu d'aérosols sont présents entre le LiDAR et la zone de signal moléculaire. On obtient alors réellement une valeur atténuée par la couche d'aérosol de la constante système. Cette estimation est en général proche de la valeur réelle car l'atténuation par les aérosols est la plupart du temps inférieure à 20% (sauf cas extrême tel que l'atmosphère pékinoise).

$$K' = K.T_a^2 = \frac{P_u \cdot z^2}{\beta_{m,\pi} \cdot T_m^2} \quad (3.5)$$

Cette méthode très répandue parmi les développeurs et utilisateurs de LiDAR peut très rapidement aboutir à une valeur erronée et très élevée, si l'hypothèse d'une zone libre d'aérosol s'avère être fausse ( $T_a^2 < 1$ ). Cette incertitude peut par exemple être levée si des mesures simultanées de photomètre sont réalisées permettant d'accéder à l'épaisseur optique des aérosols. Auquel cas la constante système est simplement obtenue en divisant directement l'estimation atténuée par la mesure de transmission liée aux aérosols :  $K = K' \cdot T_a^{-2}$ .

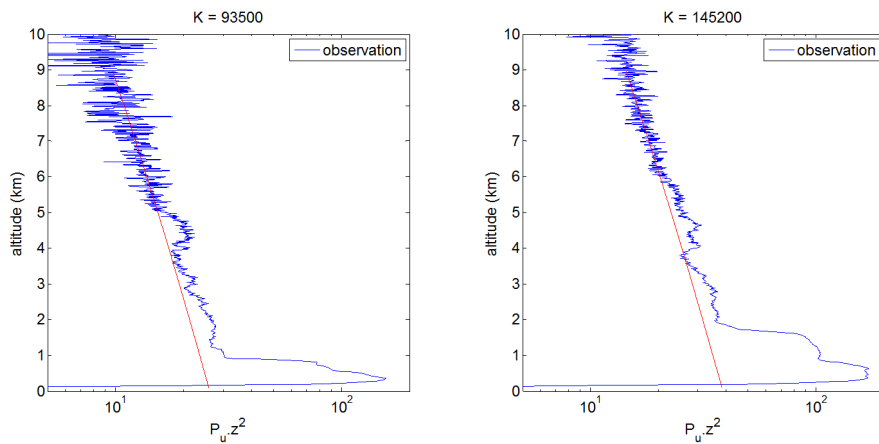


FIGURE 3.2 – Profils LiDAR réalisés sur Paris à l'issue des réglages avec deux systèmes fabriqués pour IAOOS. Le profil atmosphérique US 1976 a été utilisé. La zone moléculaire utilisée pour le calcul de la constante système atténuée est situé entre 5.5km et 7km. La valeur réelle de la constante système (indiquée au dessus de chaque courbe) est alors obtenue en considérant une atténuation de 10% (mesurée en moyenne par le réseau AERONET sur Paris) par les aérosols sous la zone moléculaire. Le signal moléculaire est alors tracé (courbe rouge) en prenant en compte la valeur réelle de la constante système. Comme prévu il y a une absence de superposition entre la zone moléculaire du signal et le signal moléculaire théorique pur. Pour le profil de gauche, la valeur plus faible peut s'expliquer par une fonction de recouvrement particulièrement faible ou alors par la présence d'aérosols particulièrement absorbant au moment de l'observation. Pour le profil de droite, une transmission légèrement meilleure que celle indiquée dans le tableau 3.1 peut expliquer cette valeur légèrement supérieure. Quoiqu'il en soit ces deux exemples se situent dans le panel des valeurs attendues à  $\pm 10\%$ .

Une autre méthode consiste à s'appuyer sur une estimation (ou une hypothèse) du rapport LiDAR. La transmission peut en effet s'exprimer en fonction de ce

rapport :

$$\begin{aligned} T_a^2 &= \exp(-2 \cdot \int \alpha_{ext,a} dz) \\ &= \exp(-2 \cdot L_{Ra} \int \beta_{a,\pi} dz) \end{aligned} \quad (3.6)$$

d'où l'erreur relative sur la constante  $K$  en fonction d'une erreur sur le rapport LiDAR :

$$\frac{\delta[K]}{K} = 2 \cdot \delta[L_{Ra}] \cdot \int \beta_{a,\pi} dz \quad (3.7)$$

D'autre part puisque les caractéristiques optiques du signal moléculaire sont définies à partir des profils de température et de pression il faut disposer des données atmosphériques les plus proches des conditions réelles. Celles ci peuvent être obtenues occasionnellement par mesure in-situ grâce à des ballons sondes, mais en général on s'appuie sur des profils généraux correspondant à des types de région, comme celui émis par l'organisation américaine COESA (Committee on Extension to the Standard Atmosphere) et connu sous le terme de "US Standard Atmosphere" [Coesa 1976], ou encore des modèles pour l'été et l'hiver des plus basses latitudes des régions arctiques. Un exemple de coefficients de rétrodiffusion en fonction de l'altitude calculés pour différents modèles est indiqué sur la figure 3.3.

Cette méthode permet de réaliser une "surveillance" de la constante système lorsque celui-ci est déployé et ne peut pas être étalonné en laboratoire régulièrement, comme c'est le cas pour le LiDAR développé pour l'EQUIPEX IAOS. De plus lorsque l'étalonnage se fait avec des profils de nuit, ce qui est en général le cas car l'accès à une zone moléculaire est plus probable, cette méthode est très peu sensible aux erreurs dues au choix du temps mort puisque les taux de compte sont très faibles (cf Annexe E).

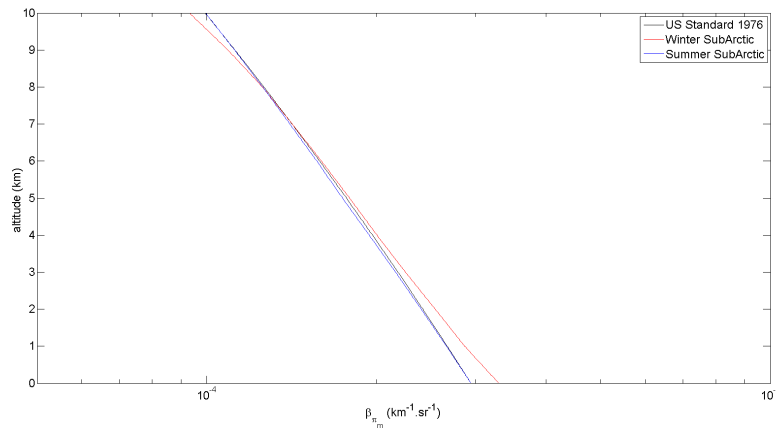


FIGURE 3.3 – Coefficients de rétrodiffusion en fonction de l'altitude calculé à partir de différents modèles, pour une longueur d'onde de 801nm, d'après les formules de [Bucholtz 1995].

### 3.2.1.3 Intégration du signal sur un nuage opaque d'eau liquide

#### Expression du $\gamma$

A l'instar de l'étalonnage sur une zone moléculaire, la méthode présentée ici nécessite la réalisation d'observations, et plus particulièrement d'observations avec la présence d'un nuage d'eau liquide (connu pour avoir un rapport LiDAR d'environ 19 sr [Pinnick 1983]) opaque pour le signal LiDAR. En utilisant le formalisme de Platt et en s'appuyant sur de plus récentes études [O'Connor 2004] le rapport LiDAR de ce type de nuage peut être relié à la constante système.

On exprime l'intégrale du coefficient de rétrodiffusion apparent [Platt 1973] en supposant que l'atténuation des molécules et des aérosols est négligeable sous le nuage :

$$\begin{aligned}\gamma' &= \int_{\text{basenuage}}^{\text{sommetnuage}} \beta_{a,\pi}(z) T_a^2(z) dz \\ &= \frac{1}{2 \cdot L_{R_a} \cdot \eta} \cdot \left[ 1 - e^{-2 \cdot \eta \cdot \tau_{\text{cloud}}} \right]\end{aligned}\quad (3.8)$$

avec :

$\eta$  : le facteur de diffusion multiple, qui tend vers 1 lorsque la diffusion simple est prédominante et vers 0 dans le cas contraire.

$\tau_{\text{cloud}}$  : l'épaisseur optique du nuage

$L_{R_{a+m}}$  : le rapport LiDAR constant du nuage (19sr)

donc si le nuage est opaque  $e^{-2 \cdot \eta \cdot \tau_{\text{cloud}}} \rightarrow 0$  :

$$\begin{aligned}\int_{\text{basenuage}}^{\text{sommetnuage}} P_u \cdot z^2 dz &= \int_{\text{basenuage}}^{\text{sommetnuage}} K \cdot \beta_{(a,m),\pi}(z) \cdot T_{a,m}^2(z) dz \\ &= K \cdot \gamma' \\ &= K \cdot \frac{1}{2L_{R_a} \eta}\end{aligned}\quad (3.9)$$

Par conséquent à partir du signal mesuré et corrigé de l'altitude et du bruit, il est possible d'estimer la constante système (cf Équation 3.10). Néanmoins cette méthode présente des incertitudes assez élevées provenant de la correction de la saturation du détecteur pour des signaux intenses (cf Annexe E Figure E.8).

#### Coefficient de diffusion multiple : $\eta$

L'expression précédente du *gamma* requiert la connaissance du facteur de diffusion multiple dont la valeur est en général comprise entre 0.6 et 1, et qui évolue avec la pénétration dans le nuage. Néanmoins il a été montré que pour des épaisseurs optiques élevées, comme c'est le cas considéré ici,  $\eta$  devient rapidement constant [Kunkel 1976] [Platt 1981], et se situe entre 0.7 et 0.9 pour certaines architectures opto-mécaniques de LiDAR ou de ceilomètres dans le cas de nuages optiquement épais [O'Connor 2004]. Une telle estimation peut être obtenue en utilisant le modèle établi par Eloranta [Eloranta 1998] qui fournit pour l'architecture du prototype de LiDAR déployé pour la première fois à Barneo un coefficient de  $0,85 \pm 0.05$ . Expérimentalement si la constante système est déjà connue alors il est possible de déduire le coefficient de diffusion multiple en estimant le  $\gamma$  d'un nuage

d'eau liquide observé. Il est également possible de déterminer ce coefficient pour un nuage d'eau liquide si le LIDAR est polarisé puisque le phénomène de diffusion multiple est lié à celui de la dépolarisation [Hu 2007a] (cf Équation 3.11).

$$K = \frac{2 \cdot \eta \cdot \int_{\text{basenuage}}^{\text{sommetnuage}} P_u \cdot z^2 dz}{L_{R_a}} \quad (3.10)$$

avec :

$$\eta = \left( \frac{1 - \delta}{1 + \delta} \right)^2 \quad (3.11)$$

La faiblesse de cette méthode réside dans son utilisation de signaux correspondant à des taux de comptes élevés, dont la correction entraîne potentiellement d'importantes erreurs si la valeur de temps mort utilisée est erronée (cf Annexe E).

### 3.2.2 Version polarisée

Après la lentille d'émission le système émet la même énergie que la version non polarisée. A part l'ajout du cube séparateur il n'y a pas d'autre modification optique. Par conséquent la transmission peut être considérée comme inchangée. La dépolarisation théorique du signal moléculaire est tellement faible (0,36%) que les caractéristiques du système limité à la voie parallèle peuvent être considérées comme identiques à celle de la version non polarisée (cf Tableau 4.3). En revanche pour la voie perpendiculaire la portée moléculaire devrait être globalement nulle ce qui peut poser un réel problème pour l'étalonnage. C'est pourquoi l'étalonnage d'un LiDAR émettant polarisé et faisant une distinction entre les signaux mesurés aux deux polarisations consiste en premier lieu à estimer le rapport des constantes systèmes  $K_{\parallel}$  et  $K_{\perp}$ .

La structure opto-mécanique utilisée est toujours à faible coût donc sans positionnement précis des réglages, ce qui ne permet pas d'assurer un parfait alignement de la polarisation d'émission avec celle d'une voie de la réception. Différentes sources de biais entre les dépolarisations mesurée et réelle peuvent alors apparaître [Alvarez 2006] [David 2012] :

- une émission d'une composante non polarisée : il peut exister une composante perpendiculaire (par rapport à celle émise majoritairement) ;
- un phénomène de "cross-talk" (diaphotie) : au moment de séparer les polarisations dans la voie de réception il peut se produire une fuite entre les voies mesurant chaque polarisation ;
- un désalignement entre les axes de polarisation des voies d'émission et de réception

La méthode la plus couramment est celle décrite par Freudenthaler [Freudenthaler 2009] avec une optimisation proposée par Liu [Liu 2013] pour déterminer les caractéristiques du cube polariseur en réception. Elle requiert plusieurs observations pour différents angles ( $0^\circ$ ,  $+/-45^\circ$ ,  $90^\circ$ ) entre la polarisation d'émission et les axes de polarisation des voies de réception (cf Figure 4.11), et une



zone d'altitude commune à ces différentes observations pour laquelle la dépolarisation théorique est connue. On considère donc en général une zone moléculaire pour cela. Ces différentes observations aboutissent au calcul de la constante de calibration  $V$  définie par :

$$V = \frac{T_p + T_s}{R_p + R_s} \cdot \sqrt{\delta(45^\circ) \cdot \delta(-45^\circ)} \quad (3.12)$$

avec :

$T_i$  et  $R_i$  : la transmission et la réflexion du cube séparateur de polarisations pour la polarisation  $i$

$\delta(i^\circ)$  : le rapport des profils corrigés du bruit et de l'altitude dans le cas d'un angle  $i$  entre la polarisation émise et reçue par une voie de réception. Les observations à  $0^\circ$  et  $90^\circ$  servent dans les calculs à évaluer, si elles ne sont pas connues, les valeurs de transmission et de réception du cube séparateur. S'il n'y a pas d'altitude où le signal de dépolarisation est connu pour chaque angle d'observation, il est possible de considérer par défaut les données constructeurs des caractéristiques du cube polariseur.

Une fois cette constante obtenue, la dépolarisation se calcule de la façon suivante :

$$\delta = \frac{K_{\parallel}}{K_{\perp}} \cdot \frac{P_{u,\perp}}{P_{u,\parallel}} = \frac{\frac{P_{u,\perp}}{P_{u,\parallel}} \cdot \frac{T_p}{V} - R_p}{R_s - \frac{P_{u,\perp}}{P_{u,\parallel}} \cdot \frac{T_s}{V}} \quad (3.13)$$

Dans le cas idéal où  $R_p = T_s = 0$  et  $R_s = T_p = 1$ , on a :  $V = \frac{K_{\perp}}{K_{\parallel}}$ .

### 3.3 Détermination des propriétés optiques

Dès lors que les corrections adéquates ont été appliquées au signal et que celui-ci est étalonné grâce au résultat d'une ou plusieurs méthodes citées précédemment, le signal LiDAR rétrodiffusé peut être analysé pour obtenir des informations quantitatives sur les propriétés optiques des constituants atmosphériques.

#### 3.3.1 Information qualitative : le rapport de diffusion

Le processus d'inversion nécessite soit des mesures complémentaires d'autres instruments soit des hypothèses sur la valeur de certains paramètres (cf Section 3.3.2). Souvent ces mesures peuvent ne pas être disponibles et l'hypothèse à établir n'est pas très évidente et a de grande chance d'aboutir à des erreurs trop importantes. Auquel cas le rapport de diffusion peut être calculé, celui-ci ne nécessitant qu'une bonne connaissance de la constante système ainsi qu'un profil atmosphérique adapté pour les calculs des propriétés optiques des molécules.

$$R_{diff,att} = \left(1 + \frac{\beta_{a,\pi}}{\beta_{m,\pi}}\right) T_a^2 = \frac{P_u \cdot z^2}{K \cdot \beta_{m,\pi} \cdot T_m^2} \quad (3.14)$$

En supposant une atténuation nulle de la part des aérosols ( $T_a^2 = 1$ ) on accède facilement à une estimation de leur coefficient de rétrodiffusion atténué (cf Équation 3.15). En l'absence de nuage ou d'aérosol particulièrement atténuant sous la couche étudiée cette méthode permet d'obtenir une valeur très proche du coefficient de rétrodiffusion réel.

$$\beta_{att,a,\pi} \approx (R_{diff} - 1)\beta_{m,\pi} \quad (3.15)$$

### 3.3.2 Inversion backward et forward

#### Estimation a priori de $T_a^2$ (ou $\tau_a^2$ )

Comme indiqué dans les équations des inversions *backward* et *forward* il est nécessaire de connaître ou de faire une hypothèse sur l'épaisseur optique ou le rapport LiDAR lié aux aérosols. Cette dernière information peut être obtenu par mesure in situ grâce à des instruments transportés par ballon sonde ou par avion. Cependant de telles mesures simultanées sont en général possible uniquement lors de campagnes spécifiques. En dehors de ces périodes de campagnes les mesures de télédétection passive par photomètre permettent de savoir quelle est l'épaisseur optique des aérosols sur la totalité de la colonne atmosphérique. Auquel cas le rapport LiDAR associé est généralement supposé constant et l'inversion est contrainte sur la valeur de l'épaisseur optique.

Au cas où aucune de ces grandeurs n'est connue, tout repose sur l'étalonnage du LiDAR. En effet si la constante système est parfaitement connue et qu'une zone de signal moléculaire est visible au dessus d'une couche d'aérosols alors il est possible de déduire à partir d'un profil  $P_u \cdot z^2$  l'épaisseur optique liée à cette couche d'aérosols. Cependant la constante système est rarement parfaitement connue ce qui peut entraîner des erreurs importantes sur l'estimation de l'épaisseur optique et/ou le rapport LiDAR. L'inversion utilisée sera ainsi choisie en fonction de la bonne connaissance de la constante système et/ou des propriétés optiques des aérosols.

#### Inversion backward

Pour obtenir des informations quantitatives il faut inverser le signal LiDAR en utilisant la méthode développée par Fernald et améliorée par Klett [Fernald 1972] [Klett 1981] [Fernald 1984]. Ce qui est appelé *inversion backward* correspond au calcul le plus stable, et consiste à prendre comme point de départ de l'inversion une altitude ( $z_{ref}$ ) la plus haute possible en altitude où les propriétés optiques du signal sont connues. A une altitude  $z$  le coefficient de rétrodiffusion total s'exprime de la façon suivante :

$$\begin{aligned}
\beta_{(a,m),\pi}(z) &= \beta_{a,\pi}(z) + \beta_{m,\pi}(z) \\
&= \frac{P_u(z)z^2 \cdot e^{2(L_{R_a}(z)-L_{R_m}(z)) \cdot \int_z^{z_{ref}} \beta_{m,\pi}(z) dz}}{\frac{P_u(z)z_{ref}^2}{\beta_{(m,a),\pi}(z_{ref})} + 2L_{R_a}(z) \cdot \int_z^{z_{ref}} P_u(z)z^2 \cdot e^{2(L_{R_a}(z)-L_{R_m}(z)) \cdot \int_z^{z_{ref}} \beta_{m,\pi}(z') dz'} dz}
\end{aligned} \tag{3.16}$$

avec :

$$\frac{P_u(z)z_{ref}^2}{\beta_{(m,a),\pi}(z_{ref})} = K' \cdot T_a^2$$

L'obtention du coefficient d'extinction des aérosols se déduit alors facilement :

$$\begin{aligned}
\alpha_a(z) &= L_{R_a}(z) \cdot \beta_{a,\pi}(z) \\
&= L_{R_a}(z) \cdot (\beta_{(a,m),\pi}(z) - \beta_{m,\pi}(z))
\end{aligned} \tag{3.17}$$

Dans le cas où du signal moléculaire est disponible au dessus de la couche d'aérosol et si l'épaisseur optique OU la constante système est connue, c'est cette inversion qui est privilégiée. La zone de référence  $z_{ref}$  considérée est par conséquent le signal moléculaire, ce qui permet de ne pas avoir d'hypothèse à faire sur le coefficient de rétrodiffusion. La majorité des aérosols étant située en général dans les cinq premiers kilomètres il suffit que l'altitude de référence soit quelques kilomètres au dessus pour pouvoir considérer l'épaisseur optique fournie par les photomètres.

### Inversion forward

L'inversion *forward* est en général peu utilisée car il a été démontré [Klett 1981] que cette méthode d'inversion est beaucoup plus instable que la précédente. Cependant deux situations peuvent mener à son utilisation :

- l'absence de zone moléculaire au dessus de la couche d'aérosols et la non connaissance des propriétés optiques des aérosols à une altitude équivalente
- la présence d'une zone de signal moléculaire au dessus de la couche d'aérosols et une mauvaise connaissance de l'épaisseur optique ET du rapport LiDAR ET de la constante système

Dans la première situation le point de départ est à une altitude proche de la surface ( $z_0$ ), ce qui ne nécessite que quelque changement de signe dans l'expression précédente du coefficient de rétrodiffusion total (cf Équation 3.18). Outre l'hypothèse à faire sur le rapport LiDAR ou sur l'épaisseur optique des aérosols, il faut, en l'absence de mesures simultanée in-situ, faire également une hypothèse sur le coefficient de rétrodiffusion des aérosols situés à l'altitude de référence  $z_{ref}$ . Pour limiter les incertitudes liées au facteur de recouvrement il est préférable de prendre une zone de référence à quelques centaines de mètres au dessus de la surface (en fonction de l'architecture opto-mécanique du LiDAR), et d'utiliser la valeur du coefficient de rétrodiffusion atténué qui devrait alors être très proche de la valeur réelle. L'inversion sera donc très dépendante de la connaissance de la constante système.

La divergence des calculs avec cette méthode peut alors être utilisée pour adapter la normalisation jusqu'à obtenir une convergence vers une valeur d'épaisseur optique ou de rapport LiDAR physiquement crédible.

Dans la seconde situation l'inversion sera contrainte par l'objectif de coefficient de rétrodiffusion moléculaire dans la zone de signal associé. Là encore la divergence de cette méthode de calcul sera mise à profit car si la constante système apparente utilisée pour déterminer  $\beta_{\pi_{m+a}}(z_{ref})$  est trop éloignée de la réalité, l'épaisseur optique et/ou le rapport LiDAR déduit sera physiquement peu crédible. La normalisation sera donc adaptée jusqu'à l'obtention d'un coefficient de rétrodiffusion moléculaire dans la zone sélectionnée.

$$\begin{aligned} \beta_{(a,m),\pi}(z) &= \beta_{a,\pi}(z) + \beta_{m,\pi}(z) \\ &= \frac{P_u(z)z^2 \cdot e^{-2(L_{Ra}(z)-L_{Rm}(z)) \cdot \int_{z_0}^z \beta_{m,\pi}(z) dz}}{\frac{P_u(z)z_{ref}^2}{\beta_{(m,a),\pi}(z_{ref})} - 2L_{Ra}(z) \cdot \int_{z_0}^z P_u(z)z^2 \cdot e^{-2(L_{Ra}(z)-L_{Rm}(z)) \cdot \int_{z_{ref}}^{z_0} \beta_{m,\pi}(z') dz'} dz} \end{aligned} \quad (3.18)$$

### 3.4 Conclusion

Les corrections usuelles pour un système LiDAR ont été présentées, celles-ci étant nécessaire pour pouvoir réaliser un étalonnage de l'instrument. Différentes approches ont également été décrites pour réaliser cet étalonnage. Dans le cas d'une version non polarisée du LiDAR l'étalonnage se basant sur le signal moléculaire est actuellement le plus fréquemment utilisée car moins soumis aux incertitudes de certains traitements. Quant à la version polarisée les multiples sources de biais et d'erreur ont été mises en évidence. Enfin les techniques de déterminations des propriétés optiques des aérosols ont été explicitées en insistant sur la nécessité d'avoir des mesures complémentaires simultanée pour connaître l'épaisseur optique des aérosols ou leurs propriétés microphysiques pour déduire le rapport LiDAR.



# Développement instrumental

---

## Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Objectifs</b> . . . . .	<b>73</b>
<b>4.2</b>	<b>Choix spectral</b> . . . . .	<b>73</b>
4.2.1	Source et émissions spectrales . . . . .	73
4.2.2	Adaptation spectrale des deux voies : comparaison de deux ap- proches . . . . .	74
4.2.3	Bilan . . . . .	75
<b>4.3</b>	<b>Développement et optimisation opto-mécanique</b> . . . . .	<b>76</b>
4.3.1	Maquette initiale . . . . .	76
4.3.1.1	Architecture opto-mécanique . . . . .	76
4.3.1.2	Électronique . . . . .	77
4.3.2	Définition de l'encombrement sur la bouée et conséquence sur les performances . . . . .	78
4.3.3	Évolutions majeures . . . . .	80
4.3.3.1	Diminution de la longueur d'onde . . . . .	80
4.3.3.2	Réduction du bruit : diminution des champs de vue et affinement spectral . . . . .	83
4.3.4	Développement d'une version polarisée . . . . .	86
4.3.4.1	Adaptations opto-mécaniques . . . . .	86
4.3.4.2	Performances, étalonnage et résultats . . . . .	88
<b>4.4</b>	<b>Prise en compte de l'environnement arctique</b> . . . . .	<b>90</b>
4.4.1	Conception et optimisation d'une régulation thermique de la source	90
4.4.2	Conception d'un système de chauffage du hublot du tube LiDAR	94
4.4.2.1	Première version . . . . .	94
4.4.2.2	Évolution . . . . .	95
4.4.3	Consommation et énergie disponible . . . . .	97
<b>4.5</b>	<b>Détection de problèmes avant déploiement et évolutions opto-mécaniques associées</b> . . . . .	<b>98</b>
<b>4.6</b>	<b>Conclusion et perspectives d'évolution</b> . . . . .	<b>99</b>

---

Les chapitres précédents ont mis en place la théorie lié au signal LiDAR, et les principaux paramètres opto-mécaniques sensibles ont été mis en évidence. La prise en compte des contraintes liées à ce projet de déploiement de LiDAR autonome en région arctique a conduit à la nécessité de concevoir un LiDAR émettant dans le proche infrarouge à l'aide d'une diode laser.

A partir de cette contrainte, ce chapitre décrit les évolutions et optimisations instrumentales qui ont été réalisées jusqu'à aboutir à l'obtention d'un LiDAR possédant des performances théoriques proches de celles requises. Les développements liés aux aspects thermiques sont notamment abordés, ainsi que les adaptations opto-mécaniques nécessaires à la réalisation d'une version polarisée du LiDAR.

## 4.1 Objectifs

Le développement de ce LiDAR autonome va devoir prendre en compte différentes contraintes plus ou moins forte, liées au projet et à l'environnement de fonctionnement, décrites plus en détail par la suite. Cependant ce développement sera guidé par certains objectifs a minima :

- lors des mesures de jour avoir une portée en ciel clair de 5km
- obtenir au moins une mesure par jour pendant 2 ans
- déployer le maximum de bouées

## 4.2 Choix spectral

### 4.2.1 Source et émissions spectrales

Les conclusions tirées des modélisations du chapitre précédent et de la prise en compte de certaines contraintes spécifiques au projet mènent au développement d'un LiDAR présentant de grande similarités avec des systèmes actuellement très répandus, les ceilomètres. A l'instar des LiDAR les ceilomètres émettent des impulsions lumineuses et analysent la lumière rétrodiffusée en se focalisant pour leur part sur les intensités importantes correspondant aux nuages. Ces systèmes, dont l'objectif principal est de fournir des informations macrophysiques sur les nuages (base, hauteur) émettent dans le proche infrarouge (910nm pour le CL31 de VAISALA et 1064nm pour le CHM15k de Jenoptik) à une cadence de tirs élevée. Cependant ces systèmes ne peuvent pas être utilisés tels quels pour le projet car, en dehors de leur performances limitées, leur consommation est beaucoup trop importante pour envisager un fonctionnement autonome sur batterie pendant 1 à 2 ans, même dans le cas du CL31 qui utilise une diode laser.

Ces systèmes restent néanmoins d'actualité pour venir compléter les réseaux de LiDAR sur les zones continentales comme l'indique une récente étude qui a tenté d'évaluer les perspectives d'un maillage plus serré en Europe à l'aide de ceilomètres [Wiegner 2014], ceux-ci étant bon marché en comparaison des LiDAR. Deux systèmes (VAISALA@910nm et Jenoptik@1064nm) ont été analysés dans l'étude qui a ainsi montré que les ceilomètres pouvaient effectivement contribuer au développement du réseau mais que leur apport se limiterait surtout à la structure verticale nuageuse de la colonne atmosphérique et de la couche limite atmosphérique (CLA). En effet un suivi de leur étalonnage sur des zones atmosphériques modélisables (ex : signal moléculaire) nécessite beaucoup de temps en comparaison d'un LiDAR (il a par exemple été montré qu'un ceilomètre CL31 a besoin d'une moyenne sur 3h pour déterminer des aérosols jusque 6km lors de mesure de jour [Tsaknakis 2011]). Enfin il y a une absorption non négligeable par l'eau autour de 900nm (cf Figure 2.8), ce qui rend en particulier le système de VAISALA sensible à l'humidité atmosphérique et augmente les incertitudes sur ses données en l'absence de mesures en temps réel du profil d'humidité (Chapitre 2).

La majorité des diodes laser actuellement répandues commercialement, donc à moindre coût, émettent vers 900nm mais cela implique une faible amplitude du signal de rétrodiffusion moléculaire. Il existe heureusement d'autres longueurs d'onde



également largement utilisées par exemple pour pomper des milieux amplificateurs vers 808nm. Dans une moindre mesure il est également possible de trouver des diodes laser émettant vers 790nm. Cependant dans un souci de limitation des coûts, de respect de délais du planning de l'EQUIPEX et de limitations du nombre de composants optiques pour réduire les risques d'instabilité il n'était pas possible d'envisager un développement interne de remise en forme du faisceau et d'injection dans une fibre. La recherche de fournisseur s'est donc focalisée sur les systèmes déjà fibrés émettant ces longueurs d'onde, ce qui réduisait considérablement le choix de source disponible, notamment en termes de largeur spectrale.

#### 4.2.2 Adaptation spectrale des deux voies : comparaison de deux approches

Pour rappel, à focale et énergie données, l'obtention des meilleures performances possibles passe par une réduction significative du bruit (cf Section 2.3.2.1). Il faut ainsi que la largeur spectrale en réception soit très faible tout en étant au moins égale ou supérieure à celle d'émission pour ne pas perdre de signal utile. Par conséquent la largeur spectrale en émission doit être la plus faible possible. Pour réaliser cette conditions deux approches sont possibles : forcer l'émission du semi-conducteur sur un spectre fin, ou affiner le spectre en sortie de fibre en n'en sélectionnant qu'une partie.

La première approche consiste à réaliser une rétroaction optique pour ne sélectionner que certains modes et ainsi affiner le spectre. Le développement optomécanique associé doit donc être réalisé par l'industriel puisqu'il doit être mise en place avant l'injection dans la fibre. Différentes techniques basées sur les montages Littrow [Chann 2000] [Zhu 2005] ou Littman [Zhou-Ping 2007] ont été utilisées pour réduire la largeur spectrale des diodes laser, et permettent d'obtenir une largeur spectrale subnanométrique. Des variantes de ces mêmes montages utilisant des réseaux de Bragg volumiques [Volodin 2004] [Pabœuf 2011] ont également montré d'excellents affinements spectraux. Il faut toutefois noter que dans le cas des barrettes de diode laser, nécessaires pour obtenir une puissance d'émission élevée, un défaut inhérent à la fabrication ("smile effect" c'est à dire une courbure le long de la barrette de diode) peut contraindre à effectuer quelques adaptations aux montages précédents [Talbot 2005] [Yang 2011]. L'avantage de cette première solution est qu'il n'y a pas ou peu de perte de puissance de la diode laser "nue" puisqu'on ne fait que favoriser certains modes au détriment des autres. L'inconvénient est que cela réduit encore plus le choix des systèmes commercialement disponibles.

La seconde approche est plus "brutale". Elle consiste à filtrer l'émission en sortie de la fibre à l'aide par exemple d'un filtre interférentiel ou d'un étalon Fabry-Perot. L'avantage de cette méthode est une certaine facilité de mise en place qui peut être réalisée indépendamment du fournisseur de la diode laser. Un autre avantage réside également dans le choix plus important de diode laser commercial à large spectre (3-5nm). En revanche l'inconvénient majeur est la perte d'énergie importante résultant de cette sélection. En effet pour limiter au maximum le bruit lors des mesures de jour et être performant un système LiDAR doit avoir une largeur spectrale d'émission subnanométrique (cf Chapitre 2), inférieure à 0,2nm. Par conséquent cela signifie

dans le cas d'un système à sécurité oculaire d'avoir une source pouvant émettre une énergie par impulsion supérieure d'environ un facteur 20 à l'énergie autorisée. D'après le tableau 2.3 dans le cas d'une source émettant vers 808nm sur une lentille de diamètre 75mm, cela signifie pouvoir émettre environ  $60\mu J$  par impulsion, soit près de 600W crête pour des impulsions de 100ns. A ceci s'ajoute la contrainte concernant les divergences de chaque voie qu'il faut minimiser. Pour rappel cela correspond à une augmentation de la focale et/ou à une diminution du diamètre de la fibre optique. Pour les lentilles commerciales une augmentation de focale signifie une augmentation de diamètre pour garder une ouverture constante répartie (la plus répartie est de 0,22 mais il est également possible de trouver 0,12). Étant donné l'encombrement particulièrement limité sur la bouée (cf Section 4.3.2) il faut réduire le diamètre de la fibre au maximum. En se limitant à une valeur maximale de  $100\mu m$  (correspondant à la divergence du tableau 2.3 avec une focale de 150mm), il n'y a pas de système fibré commercial pouvant fournir autant d'énergie dans un tel diamètre le maximum atteint étant en général (en fonction de la largeur spectrale) d'une centaine de watts crête. Une recherche technologique active a donc dû être réalisée pour connaître ce que les fournisseurs peuvent proposer.

### 4.2.3 Bilan

La grande majorité des diodes laser commerciales disponibles actuellement émettent autour de 800nm ou de 900nm. Cette dernière longueur d'onde est utilisée par des systèmes similaires aux LiDAR, les ceilomètres, pour lesquels des études ont montré des inconvénients majeurs pour l'étude quantitative des aérosols et un suivi de l'étalonnage du système. Par conséquent une émission autour de 800nm est privilégiée pour le LiDAR du projet IAOOS. Puisqu'il est nécessaire de réduire la divergence de la voie de réception, il faut que le diamètre de fibre soit inférieur à  $100\mu m$ , ce qui limite l'énergie disponible en sortie de fibre ne permettant pas d'affiner le spectre en sortie de fibre. Cet affinement doit donc être obtenu avant l'injection. Différentes techniques de rétroaction optique peuvent être utilisées pour réaliser celui-ci. Cependant ces méthodes requièrent un développement opto-mécanique supplémentaire entre le composant émetteur et la fibre optique, multipliant les délais et coûts de développement ainsi que les risques d'instabilité. L'affinement spectral doit donc préférentiellement être réalisé par le fournisseur de la diode laser avant l'injection.

Le modèle ainsi a priori recherché est fibré en  $100\mu m$  maximum et émet vers 800nm avec un objectif de largeur spectrale inférieure à 0,2nm. Néanmoins ce type de diode n'a pas été facilement trouvé et les tous premiers tests et développements décrits par la suite ont été réalisés avec une diode laser "classique" émettant à 905nm avec un large spectre (7nm).

## 4.3 Développement et optimisation opto-mécanique

### 4.3.1 Maquette initiale

#### 4.3.1.1 Architecture opto-mécanique

Cette toute première maquette a été fournie au LATMOS par l'entreprise Cimel Electronique pour servir de base à des premiers tests. Elle présentait l'intérêt de pouvoir être facilement modifiable grâce à la facilité d'accès aux différents composants et surtout grâce à l'utilisation de pièces opto-mécaniques provenant de chez Thorlabs donc facilement modulables. La maquette demandée possédait déjà les modules de la version optimisée du LiDAR : une *tête optique* composée de deux lentilles (émission et réception), une optique de filtrage, un détecteur et une diode LASER. En revanche au contraire de la version bouée, cette maquette n'était pas fibrée entre la lentille de réception  $L_B$  et l'optique de filtrage. Seules la diode LASER et l'optique de filtrage étaient fibrées respectivement à la tête optique et au détecteur (cf Figure 4.1). Néanmoins il s'est très rapidement avéré que l'inertie thermique de l'océan arctique allait devoir être mise à contribution pour stabiliser les éléments thermiquement sensibles du LiDAR, dont font partie les filtres optiques de l'optique de filtrage et la source. L'utilisation d'une fibre optique entre la tête optique et l'optique de filtrage s'est donc très vite imposée, pour pouvoir déporter cette dernière.

Ce premier LiDAR était très similaire au ceilomètre VAISALA puisque la source utilisée était une diode laser émettant à 905nm en attendant de trouver une source plus adaptée. Les lentilles d'émission et de réception ont eu dès le départ un diamètre identique afin d'éviter des dissymétries mécaniques qui auraient pu être sources de déformations importantes, et donc de dérèglement, sous l'action des différences importantes de températures en arctique. Puisqu'il était également nécessaire de limiter le coût total du système les optiques n'ont pas pu être réalisées sur mesure, donc  $L_A$  et  $L_B$  ont dès le départ eu la même focale.

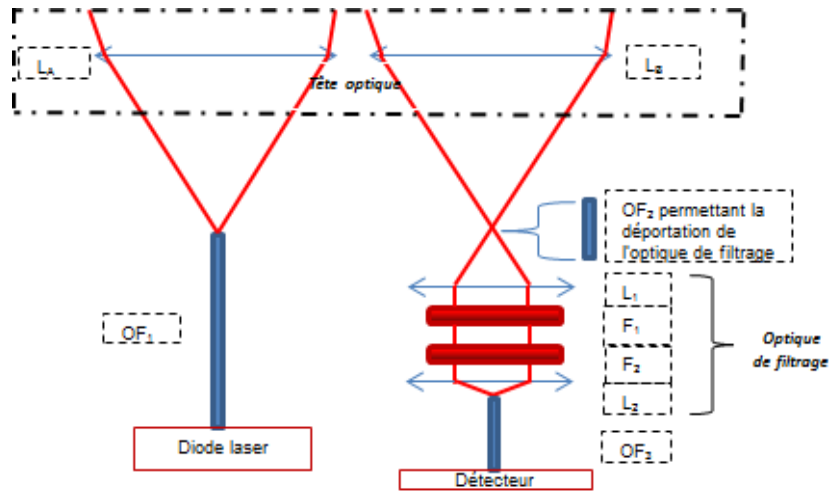


FIGURE 4.1 – Schéma représentant les différents modules de la maquette initiale du projet IAOS. Au tout début seule la liaison optique entre la tête optique et l'optique de filtrage était en espace libre, les autres étaient réalisées par des fibres optiques pour des questions de facilité d'alignement. Ces fibres optiques s'avéreront utiles par la suite pour déporter les éléments thermiquement sensibles dans le bas du tube de la bouée, c'est pourquoi la fibre optique  $OF_2$  a été très rapidement ajoutée entre le foyer de  $L_B$  et  $L_1$ .

Le choix de certains des composants de cette première maquette posait certains problèmes :

- la fibre de  $200\mu\text{m}$  de la source force le diamètre de  $OF_2$  à être supérieur ou égal à  $200\mu\text{m}$ , pour recouvrir l'ensemble du champ de vue d'émission ou tout du moins tendre vers un recouvrement total.
- l'optique de filtrage a un grandissement unitaire donc, afin de maximiser la transmission dans l'optique de filtrage,  $OF_3$  possède le même diamètre que  $OF_2$ . Or un tel diamètre n'est pas préconisé par le fournisseur Excelitas pour l'utilisation de leur APD, et entraîne potentiellement des pertes importantes de couplage non quantifiées par le constructeur.
- la bande spectrale du filtre  $F_1$  utilisé au niveau de l'optique de filtrage n'est pas adaptée à celle de la source. Elle est en effet plus beaucoup fine donc coupe significativement le signal rétrodiffusé puisque l'équation 2.34 n'est plus vérifiée. C'est un choix délibéré car si ce filtre avait une bande spectrale aussi large que la source le bruit provenant du fond de ciel aurait été beaucoup trop important pour les mesures de jour.

#### 4.3.1.2 Électronique

Le détecteur utilisé pour le système IAOS est une APD proposée par l'entreprise Excelitas (SPCM AQRH) afin d'avoir un rendement élevé ( $>40\%$ ) dans le proche infra-rouge. Plus concrètement le choix a été fait d'utiliser le modèle

proposé par Excelitas d'une part parce qu'il a des performances parmi les meilleures du marché et une utilisation très simple, et d'autre part car il est bien connu par Cimel Electronique et équipe déjà leur LiDAR. La contrainte de sécurité oculaire a conduit à un fonctionnement type "microLiDAR", donc à une cadence élevée de tirs et une accumulation du signal rétrodiffusé d'un grand nombre d'entre eux. Encore une fois dans un souci de limitation de coût et de durée de développement le LiDAR utilise l'électronique développée par Cimel Electronique. D'autre part l'expertise de Cimel Electronique dans le développement de système à très basse consommation s'applique également à cette carte, ce qui facilite le respect de la contrainte de limite de consommation globale pour le LiDAR IAOOS.

Concrètement le fonctionnement du LiDAR se traduit par un fonctionnement pulsé de la diode LASER à une fréquence entre 4.6 et 4.7kHz (un fonctionnement à 10kHz pourra être envisagé ultérieurement) avec des impulsions de largeur entre 100 et 200ns (résolution spatiale de 15 à 30m). A chaque photon détecté l'APD émet une impulsion électrique qui est "comptée" par cette carte électronique (*carte de comptage*) pendant une durée correspondant à une résolution spatiale de 15m, et ceci pendant une durée totale correspondant à 30.72km, soit 2048 canaux de 15m. Le profil le plus court temporellement récupérable correspond à l'accumulation des photons dans ces 2048 canaux provenant de la rétrodiffusion de 4096 tirs, soit un profil environ toutes les 0.8 seconde. Pour l'étude d'optimisation on considérera un profil moyenné sur 600 profils (soit environ 10min de mesure). Si les évolutions et optimisations instrumentales conduisent à un système très performant il sera éventuellement possible de réduire cette durée afin d'économiser de l'énergie ou d'augmenter la fréquence des mesures.

### 4.3.2 Définition de l'encombrement sur la bouée et conséquence sur les performances

Le LiDAR est installé dans un tube de 3m de long et de 200mm de diamètre, lui même encastré au milieu d'une coque de flottabilité d'environ 1,5m de diamètre (cf Photo 4.2). A cause de l'alimentation limitée due à la nécessaire autonomie du système il ne peut pas y avoir de régulation thermique globale des différents sous ensembles du LiDAR pour les protéger du froid arctique. C'est pourquoi les différents éléments sensibles (source LASER, détecteur, filtre optique, électronique) seront installés dans le bas du tube afin de bénéficier de l'environnement thermiquement stable de l'eau environnant le fond du tube (en moyenne  $-1.6^{\circ}\text{C}$ ). Pour la même raison les batteries seront également dans le tube afin de se protéger au maximum du froid extérieur (cf Figure 4.3). Dans le diamètre du tube il faut que les lentilles d'émission et de réception ainsi que leur mécanique de maintien puissent passer. Par conséquent des lentilles commerciales de 75mm de diamètre (68mm de diamètre utile) et de focale 150mm ont été sélectionnées, possédant donc une ouverture similaire aux fibres optiques utilisées.

Ceci limite les possibilités d'emplacement de la tête optique (cf Figure 4.4) supportant les lentilles d'émission et de réception qui est donc "repoussée" vers le haut du tube. Les fibres optiques trouvent ainsi ici tout leur intérêt en permettant

la liaison entre la tête optique et la source laser et l'optique de filtrage.



FIGURE 4.2 – Photo du tube bloqué dans une moitié de la flottabilité de la bouée. La longueur finale (environ 3m) est obtenue en associant deux tubes qui sont fixés de manière étanche l'un à l'autre au niveau du cimblot.

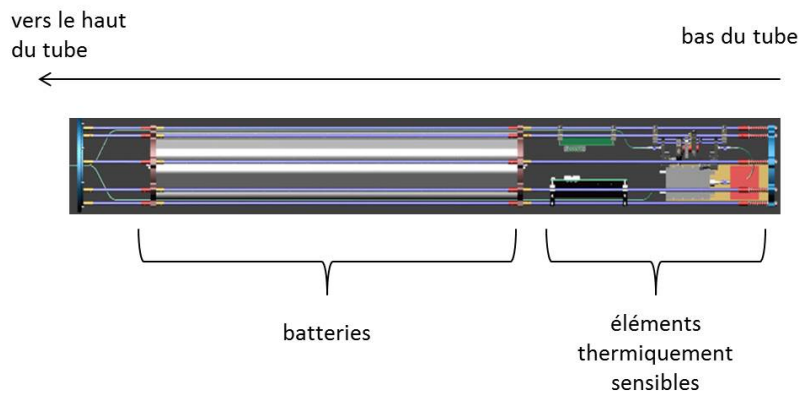


FIGURE 4.3 – 3D de l'intérieur de la partie basse du tube LiDAR (DT/INSU)

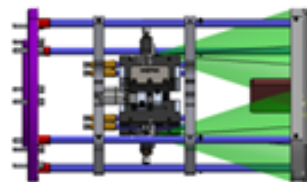


FIGURE 4.4 – Dessin 3D de la tête optique du LiDAR à simple rétrodiffusion IAOOS. Dans le tube elle est localisée juste au dessus de la navette contenant les batteries et les composants thermiquement sensibles (cf Figure 4.3)(d'après les plans de conception de la DT INSU).

Paramètres	Maquette "905-F-BW-7"	Prototype "905-F-BW-7"
$t_{impulsion}$ (ns)	200	200
taux de répétition (Hz)	4700	4700
$\eta_{det}$ (%)	25 +/- 5	25 +/- 5
$T_r$ (%)	4 +/- 1	4 +/- 1
E ( $\mu$ J)	5.6 +/- 0.2	3.2 +/- 0.2
$R_r$ (mm)	45 +/- 2	34 +/- 2
L ( $mW \cdot m^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot sr^{-1}$ )	2	2
$d_r$ ( $d_e$ ) ( $\mu$ m)	200 +/- 5	200 +/- 5
$f_r$ ( $f_e$ ) (mm)	200	150
$\alpha_r$ ( $d_r/f_r$ ) (mrad)	1 +/- 0.05	1.3 +/- 0.07
$\Delta\lambda_r$ (nm)	3	3
O	0.6 +/- 0.2	0.6 +/- 0.2
$\lambda$ (nm)	905	905
CALR <sub>jour</sub> (km) (10min d'acquisition)	$\approx 2.8 +/- 0.98$	$\approx 1.7 +/- 0.59$
CALR <sub>nuit</sub> (km) (10min d'acquisition)	$\approx 10 +/- 3.4$	$\approx 7.1 +/- 2.4$
K ( $c \cdot km^3$ )/1000	$\approx 59 +/- 28$	$\approx 19 +/- 9$

TABLEAU 4.1 – Valeurs des différents paramètres apparaissant dans l'équation 2.31 pour estimer la CALR de chaque architecture. La perte de performance est significative entre la première maquette livrée par Cimel Electronique et l'architecture opto-mécanique autorisé par l'encombrement dans le tube du LiDAR.

Cette réduction de diamètre (100 à 75mm) pour chaque voie a fortement limité les performances du système, c'est à dire une diminution théorique de la portée de l'ordre de 60% d'après l'équation 2.35. Pour estimer les performances des deux architectures on considère les valeurs du tableau 4.1 pour réaliser le calcul des CALR de jour et de nuit (cf Équation 2.31) et des constantes système. Les résultats sont indiqués au bas du même tableau. La transmission globale de la voie de réception  $T_r$  est particulièrement faible principalement à cause de l'utilisation d'un filtre beaucoup plus étroit spectralement que l'émission et de l'utilisation de fibre de diamètre  $200\mu m$  au niveau du détecteur, ce dernier étant optimisé pour une utilisation avec une fibre de diamètre maximal  $100\mu m$ .

### 4.3.3 Évolutions majeures

#### 4.3.3.1 Diminution de la longueur d'onde

A l'issue d'une importante veille technologique et de nombreux échanges avec divers fournisseurs de source laser, une entreprise allemande réalisant des diodes laser, DILAS, a accepté de nous prêter une de leur source. Jusqu'à présent leurs clients achetaient cette source pour un fonctionnement en mode continu, par exemple pour pomper le milieu amplificateur d'un laser. Un partenariat d'évolution de leur source

a donc été mis en place, et en échange de leur prêt nous leur faisons un retour sur les capacités de leur source en fonctionnement pulsé. Cette diode laser était initialement fibrée par une fibre optique de diamètre  $400\mu\text{m}$  dotée d'un embout SMA, mais pouvait tout aussi bien être fibrée avec un diamètre  $200\mu\text{m}$  entraînant une perte de puissance en sortie de fibre qui pouvait être compensée par une adaptation de l'alimentation. Les deux évolutions majeures apportées par cette source étaient une longueur d'onde centrale (environ  $808\text{ nm}$ ) et une largeur spectrale (environ  $3\text{nm}$ ) inférieures à celles de la précédente source émettant à  $905\text{nm}$ . Une telle longueur d'onde est moins sensible à la présence de vapeur d'eau, et la diminution de la largeur spectrale conduit à une utilisation d'un filtre commercial plus fin dans l'optique de filtrage sans pertes significatives du signal rétrodiffusé. Enfin le filtre  $F_2$ , beaucoup plus large que le filtre  $F_1$  a été supprimé car des observations comparatives ont montré que sa présence ne limitait pas particulièrement l'amplitude de la luminance diffuse.

L'utilisation de cette diode présentait l'avantage de ne pas modifier l'architecture opto-mécanique de la bouée, que ce soit au niveau de la tête optique puisque le champ de vue de l'émission n'a pas été modifié, ou au niveau de l'optique de filtrage, mis à part la suppression de  $F_2$  (cf Figure 4.5).

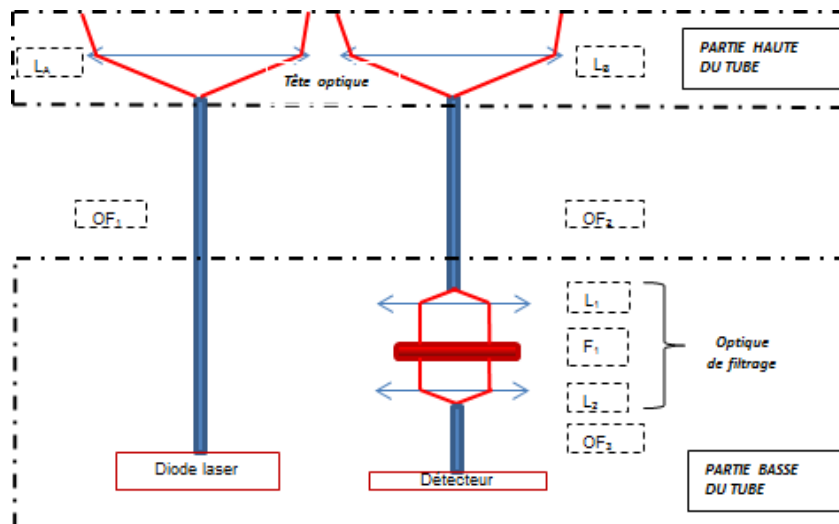


FIGURE 4.5 – Schéma représentant les différents modules de l'architecture opto-mécanique du LiDAR installé dans la bouée IAOOS.

La diminution de la longueur d'onde d'émission était à double tranchant. L'avantage était qu'en plus d'être moins sensible à la vapeur d'eau le système devenait plus sensible à la diffusion par les molécules (augmentation du  $\beta_{mol}$  d'environ un facteur 1,6), ce qui tendait vers une amélioration de ces performances. D'un autre côté cette diminution de longueur d'onde signifiait également un bruit de fond de ciel plus élevé (facteur 2 à 3 en ciel clair cf Figure 2.7), ce qui ne permettait pas a priori d'avoir un réel gain pour les mesures de jour (toutes choses égales par ailleurs, le gain sur le coefficient de rétrodiffusion de Rayleigh est



globalement compensé par l'augmentation de la luminance).

Cette nouvelle source était spectralement plus étroite et le filtre en réception a pu être adapté à l'émission tout en ayant une meilleure transmission. D'autre part les optiques  $L_1$  et  $L_2$  de l'optique de filtrage ont également été adaptées afin d'améliorer la transmission. Ces différentes évolutions ont permis d'améliorer significativement la transmission globale de la voie de réception.

L'évolution supplémentaire des autres paramètres liée au changement de longueur d'onde conduit à l'obtention des portées indiquées dans le tableau 4.2. Il n'y a pas le même facteur d'évolution pour les portées de jour et de nuit entre les prototypes "905-F-BW7" et "808-F-BW3" car le bruit n'évolue pas entre les deux configurations pour les mesures de nuit dont un exemple est montré sur la figure 4.6.

Paramètres	Prototype "808-F-BW3"
$t_{impulsion}$ (ns)	200
taux de répétition (Hz)	4700
$\eta_{det}$ (%)	45 +/- 5
$T_r$ (%)	15 +/- 5
E ( $\mu$ J)	2 +/- 0.1
$R_r$ (mm)	34 +/- 2
L ( $mW \cdot m^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot sr^{-1}$ )	5
$d_r$ ( $d_e$ ) ( $\mu$ m)	200 +/- 5
$f_r$ ( $f_e$ ) (mm)	150
$\alpha_r$ ( $d_r/f_r$ ) (mrad)	1.3 +/- 0.07
$\Delta\lambda_r$ (nm)	3
O	0.6 +/- 0.2
$\lambda$ (nm)	808
CALR <sub>jour</sub> (km) (10min d'acquisition)	$\approx 2.1 +/- 0.8$
CALR <sub>nuit</sub> (km) (10min d'acquisition)	$\approx 12 +/- 4.3$
K (c.km <sup>3</sup> )/1000	$\approx 73 +/- 36$

TABLEAU 4.2 – Estimations de la valeur des différents paramètres apparaissant dans l'équation 2.31 pour estimer la CALR du premier prototype de LiDAR IAOOS.

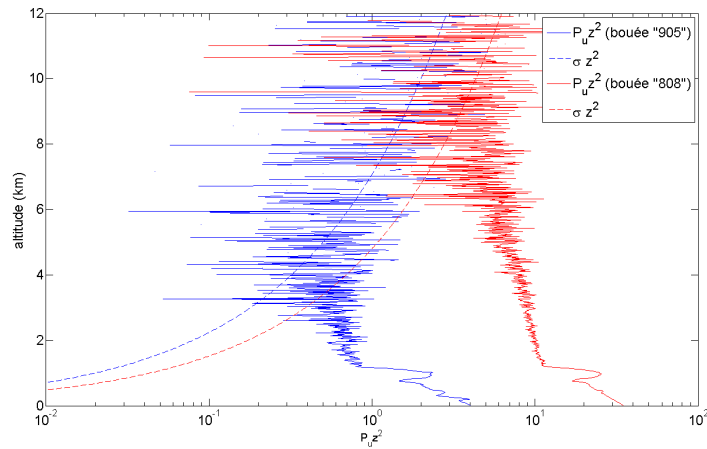


FIGURE 4.6 – Profils de nuit corrigé du bruit, de l'altitude et du facteur géométrique réalisés à Paris avec l'architectures opto-mécaniques de la bouée IAOOS. Ces observations ont été obtenues simultanément de nuit car nous disposions à cette période de deux têtes optiques. Un système correspondait aux éléments du prototype "905-F-BW7" (cf Tableau 4.1), et l'autre du prototype "808-F-BW3" (cf Tableau 4.2). Les portées constatées (4-5km pour "905-F-BW7" et 8-9km pour "808-F-BW3") sont correctes avec ce qui a été estimé théoriquement.

#### 4.3.3.2 Réduction du bruit : diminution des champs de vue et affinement spectral

Le fournisseur de diode laser, DILAS, a accepté de faire évoluer sa source en adaptant un réseau de Bragg en transmission (affinement par rétroaction optique de la longueur d'onde respectant la condition de Bragg [ $\lambda_B = 2\Delta.n_{eff}$ ] qui est renvoyée dans la cavité du semiconducteur). Cette adaptation a permis l'obtention d'une source fibrée présentant un affinement garanti par DILAS inférieur à 1nm. Des mesures avec un spectromètre, étalonné sur l'écart connu du doublet du sodium, ont montré que cet affinement était plutôt de l'ordre de 0.5nm, ce qui était cohérent avec le procès verbal de mesures fournit par DILAS pour un fonctionnement continu. Une telle valeur maximale de largeur spectrale a également été confirmée par la mesure de transmission de l'optique de filtrage en utilisant un filtre de largeur à mi-hauteur 0.6nm (proposé par l'entreprise Iridian) puisque le flux transmis correspondait globalement à l'estimation théorique prenant en compte la transmission du filtre et l'injection dans  $OF_3$ . La diminution de la largeur spectrale en réception entraîne une diminution du bruit de fond de ciel et par conséquent une amélioration des performances du système pour les observations de jour.

Le diamètre de la fibre restait un paramètre critique de ce système (cf Équation 2.35) car il définit avec la focale la divergence de la voie de réception. Par conséquent afin de réduire le bruit la source a été fibrée en  $100\mu\text{m}$ . En effet ceci permettait alors de fibrer également la réception en  $100\mu\text{m}$ , tout en respectant la relation 2.3, et donc de diminuer la divergence de la voie de réception.  $OF_2$  ayant à présent le même

diamètre que  $OF_3$ , les lentilles  $L_1$  et  $L_2$  pouvaient redevenir identiques améliorant ainsi l'injection dans  $OF_3$ . Ceci a permis d'améliorer significativement ( $\sim 60\%$ ) la transmission globale de la voie de réception (cf Tableau 4.3). Leurs focales et diamètres ont été choisis pour limiter l'encombrement et le coût.

L'ensemble de ces évolutions conduisent aux portées indiquées dans le tableau 4.3. La portée théorique moléculaire est significativement améliorée (de 2 à 4km) (cf Tableau 4.3 et Figure 4.8) grâce à la réduction de la divergence et de la largeur spectrale. En revanche la portée de nuit est uniquement influencée par la variation de la transmission, ce qui explique l'évolution assez limitée (cf Tableau 4.3 et Figure 4.7).

Bien qu'en théorie ce système s'approche des exigences requises en terme de portée moléculaire, c'est à dire 5 km pour les mesures de jour, celles-ci peuvent difficilement être confirmées lors des observations de jour à cause de la variabilité provenant des aérosols en terme d'atténuation et d'augmentation du bruit de fond de ciel. Ce prototype a été finalisé quelques mois avant le premier déploiement en région arctique et le début de la phase d'industrialisation de la vingtaine de systèmes à déployer progressivement pour aboutir à un réseau permanent d'une dizaine de bouée. Cette version correspond donc au LiDAR IAOS le plus abouti sur lequel seules des modifications mineures pourront être réalisées lors de la phase d'industrialisation.

Paramètres	Bouée "808-F-BW1"
$t_{impulsion}$ (ns)	200
taux de répétition (Hz)	4700
$\eta_{det}$ (%)	45 +/- 5
$T_r$ (%)	25 +/- 5
E ( $\mu$ J)	2 +/- 0.1
$R_r$ (mm)	34 +/- 2
L ( $\text{mW.m}^{-2}.\text{nm}^{-1}.\text{sr}^{-1}$ )	5
$\alpha_r$ ( $d_r/f_r$ ) (mrad)	0.67 +/- 0.03
$\Delta\lambda_r$ (nm)	0.6
O	0.6 +/- 0.2
$\lambda$ (nm)	808
CALR <sub>jour</sub> (km) (10min d'acquisition)	$\approx 4.4 +/- 1.6$
CALR <sub>nuit</sub> (km) (10min d'acquisition)	$\approx 13.7 +/- 4.8$
K ( $\text{c.km}^3$ )/1000	$\approx 122 +/- 47$

TABLEAU 4.3 – Estimations de la valeur des différents paramètres apparaissant dans l'équation 2.31 pour estimer la CALR du second prototype de LiDAR IAOS.

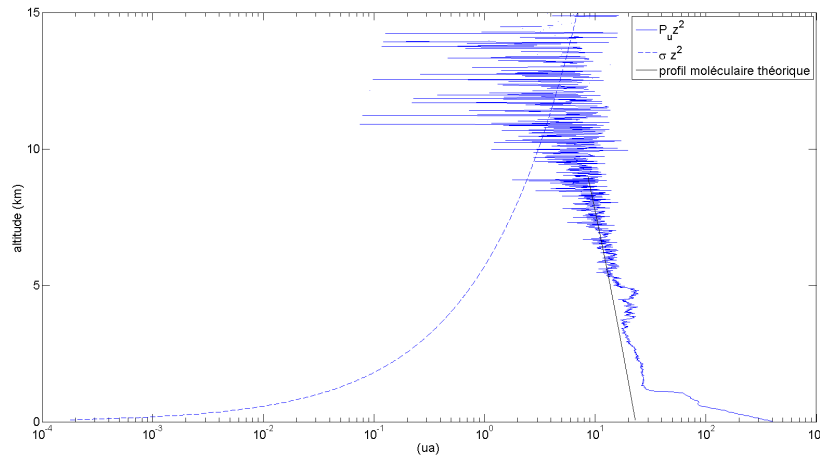


FIGURE 4.7 – Profil de nuit corrigé du bruit, de l'altitude et du facteur géométrique réalisé à Paris avec l'architecture opto-mécanique de la bouée IAOOS. La constante système atténuée évaluée sur une zone a priori moléculaire vers 6-7km est d'environ 83. En considérant une atténuation ( $T_a^2$ ) réaliste d'au moins 20% par les couches inférieures d'aérosols (estimation réalisée d'après les mesures d'AERONET), l'évaluation empirique de la constante système correspond à ce qui est attendu théoriquement, c'est à dire environ 104 au lieu de 122.

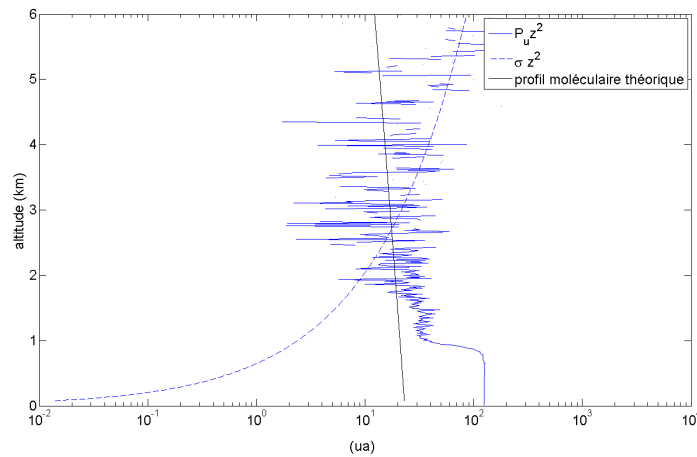


FIGURE 4.8 – Profil de jour corrigé du bruit, de l'altitude et du facteur géométrique réalisé à Paris avec l'architecture opto-mécanique de la bouée IAOOS. La portée observée n'est effectivement pas de 5km, mais ceci est dû à l'atténuation par les aérosols et au bruit de fond de ciel plus élevé à cause du phénomène de diffusion au sein de nuages plus hauts en altitude et au sein des couches d'aérosols.

### 4.3.4 Développement d'une version polarisée

#### 4.3.4.1 Adaptations opto-mécaniques

Une des particularités de l'atmosphère en région arctique est la présence de nuage en phase mixte, c'est à dire possédant de l'eau liquide et de la glace. En effet l'eau peut y être sous forme liquide jusqu'à des températures très négatives (parfois jusque  $-40^{\circ}\text{C}$ ) grâce au phénomène de surfusion. Cette particularité rend très difficile la prise en compte de la nébulosité en arctique par les modèles et par conséquent l'obtention d'un bilan radiatif présentant des incertitudes limitées puisque la diffusion/absorption dépendent de la phase de l'eau. C'est pourquoi dès qu'un prototype de LiDAR à rétrodiffusion simple possédant les performances requises a été obtenu, une variante polarisée a été étudiée. Cette évolution a aussi été réalisée en partenariat avec l'entreprise française Cimel Electronique, avec la contrainte d'implanter deux fois plus d'éléments opto-mécaniques dans un environnement réduit. Il fallait également trouver un moyen d'émettre en polarisation linéaire puisque ce n'était pas le cas de la source fibrée utilisée (multimode sans maintien de polarisation). Une recherche technologique a permis de trouver un polariseur, possédant les caractéristiques nécessaires, dont une bonne transmission (cf Figure 4.9) et une résistance à des températures extrêmes, qui pouvait être adapté au niveau de la tête optique directement à la sortie de la fibre d'émission sans élément optique supplémentaire. Il fallait également séparer les polarisations dès la réception au niveau de la tête optique, pour les mêmes raisons. Un cube séparateur a alors été mis en place au niveau de la tête optique afin de séparer chaque polarisation dans une fibre différente pour transmettre le flux jusqu'aux optiques de filtrage en bas du tube (cf Figure 4.10).

Le principal problème avec cette approche d'obtention d'une émission polarisée est la nécessité de pouvoir émettre plus d'énergie. En effet, en sortie de fibre, comme les deux polarisations sont pratiquement équitablement réparties en terme d'énergie, le polariseur va couper 50% de l'énergie. A cette perte s'ajoute sa transmission, ce qui conduit à devoir émettre en pire cas, pour émettre la totalité de l'énergie autorisée, environ 2,3 fois plus d'énergie que pour la version non polarisée.

A noter toutefois que le flux solaire parasite diffusé va lui aussi être divisé par deux à la réception après avoir séparé la polarisation, ce qui va améliorer le rapport signal sur bruit dans la voie en polarisation parallèle.

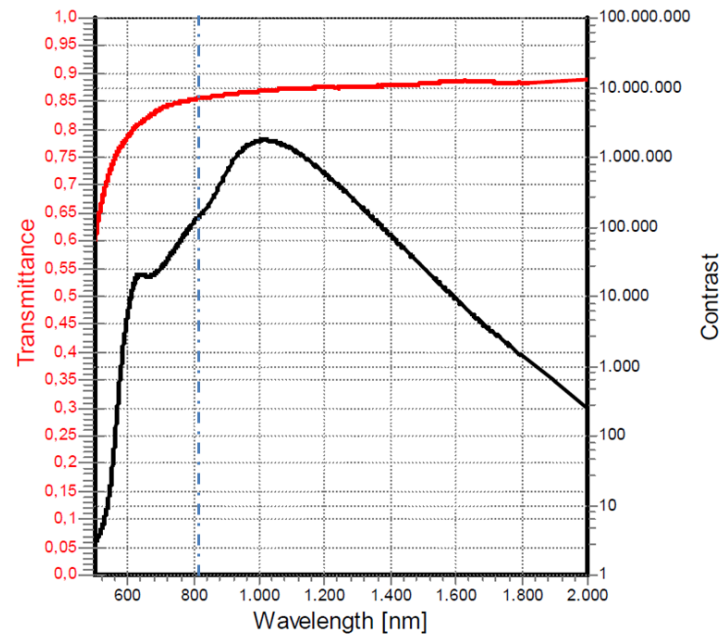


FIGURE 4.9 – Courbes de transmission et de contraste entre la polarisation émise et celle perpendiculaire (d’après la documentation technique de la société CODIXX AG).

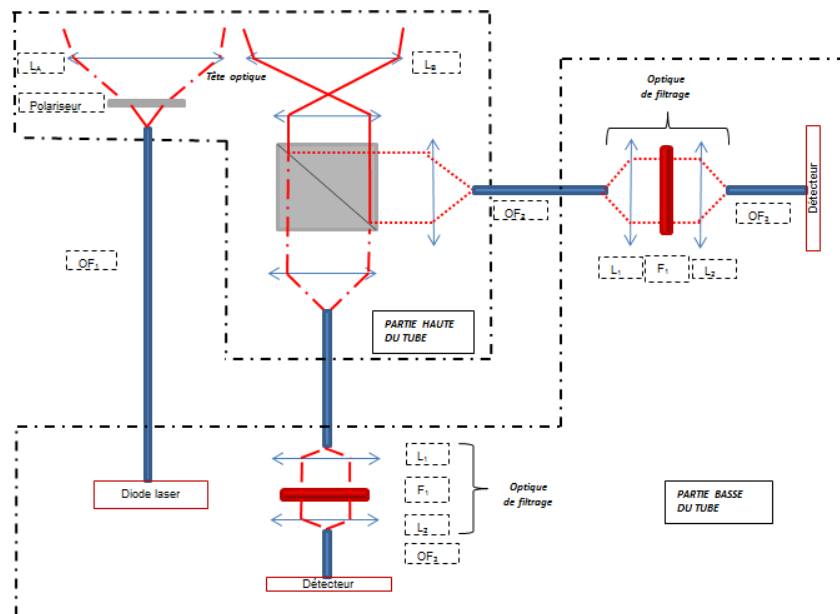


FIGURE 4.10 – Schéma de la version polarisée du second prototype du microLiDAR IAOS

#### 4.3.4.2 Performances, étalonnage et résultats

L'étalonnage du système a été réalisé d'après la méthode présentée dans la section 3.2.2. Les profils d'étalonnage aux différents angles définis dans cette méthode pour le premier système IAOS polarisé sont indiqués sur la figure 4.11. En supposant la présence d'une zone moléculaire entre 1000 et 1300m, les caractéristiques du cube polariseur déduites de ces profils et de la méthode de calcul décrite précédemment sont :

- $T_s$  : 1,62%
- $R_s$  : 98,38%
- $T_p$  : 97,61%
- $R_p$  : 2,39%

La valeur de  $T_p$  est cohérente avec la fiche technique qui indique une transmission supérieure à 90%. En revanche  $R_s$  ne correspond pas à la valeur du fournisseur qui est sensée être supérieure à 99,5%. La valeur déduite ici par le calcul d'étalonnage est néanmoins très proche. La constante  $V$  a été estimée à 1,139.

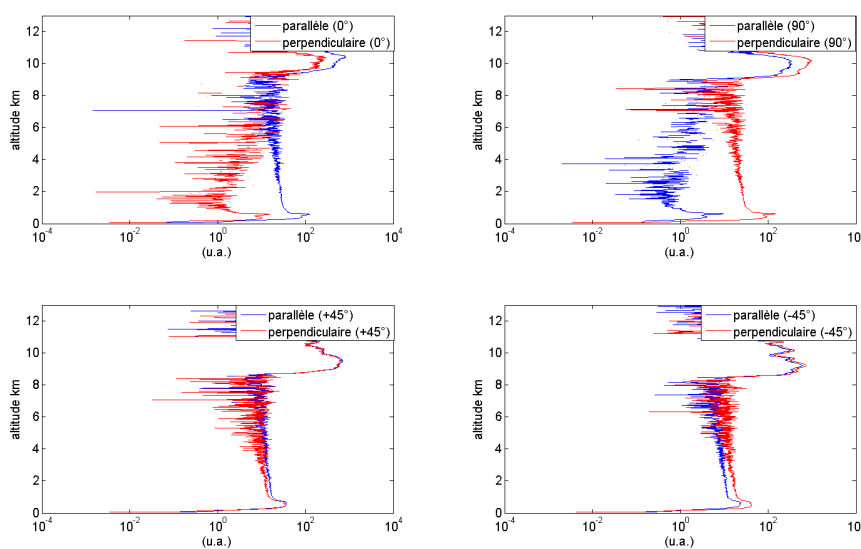


FIGURE 4.11 –  $P_u \cdot z^2$  provenant d'observations nocturnes ayant servi à la calibration du premier LiDAR IAOS polarisé, comme indiqué dans la méthode optimisée de Liu [Liu 2013]. Pour chaque figure l'angle indiqué entre parenthèse correspond ainsi à l'angle entre la polarisation émise et celle transmise par le cube en voie de réception. Une zone entre 1 et 1.3km a été considérée comme correspondant à du signal moléculaire (de dépolarisation 0.36%), afin de déterminer les caractéristiques du cube séparateur. La constante  $V$  a été estimée à 1.139. Etant donné la dépolarisation très faible par les molécules il peut être difficile de repérer une zone où la dépolarisation théorique moléculaire puisse être atteinte (correspondant au rapport minimum observé), ce qui peut fausser l'étalonnage.

Une contamination par des aérosols de la zone moléculaire utilisée dans l'étalonnage peut conduire à des erreurs relatives de  $R_s$ ,  $T_s$  et  $V$  de l'ordre de quelques pourcents, et de  $R_p$  et  $T_p$  de l'ordre de 100%. Les conséquences de ces erreurs sont limitées à une erreur relative d'une dizaine de pourcents lorsque la dépolarisation est importante ( $>30\%$ ) et supérieure à 30% pour des dépolarisations inférieures à 10%.

D'après les caractéristiques du polariseur utilisé en émission (cf Figure 4.9) il est envisageable de négliger le biais lié à l'émission d'une composante non polarisée. Celui lié au "cross-talk" n'a pour l'instant pas été précisément quantifié. Enfin le désalignement entre les polarisations des voies d'émission et de réception est pour l'instant estimé à 1deg, à cause de la mécanique imprécise. Ceci entraîne donc pour les plus faibles dépolarisations une erreur relative pouvant atteindre 100% [David 2012]. L'imprécision de cette mécanique peut également remettre en cause l'utilisation de la méthode de Freudenthaler car celle-ci requiert une rotation précise de 90deg. Il serait donc judicieux de réaliser à l'avenir des comparaisons avec un étalonnage utilisant la méthode d'Alvarez [Alvarez 2006] consistant à mesurer le rapport des signaux mesurés pour chaque polarisation en fonction de différents angles de "désalignement maîtrisés".

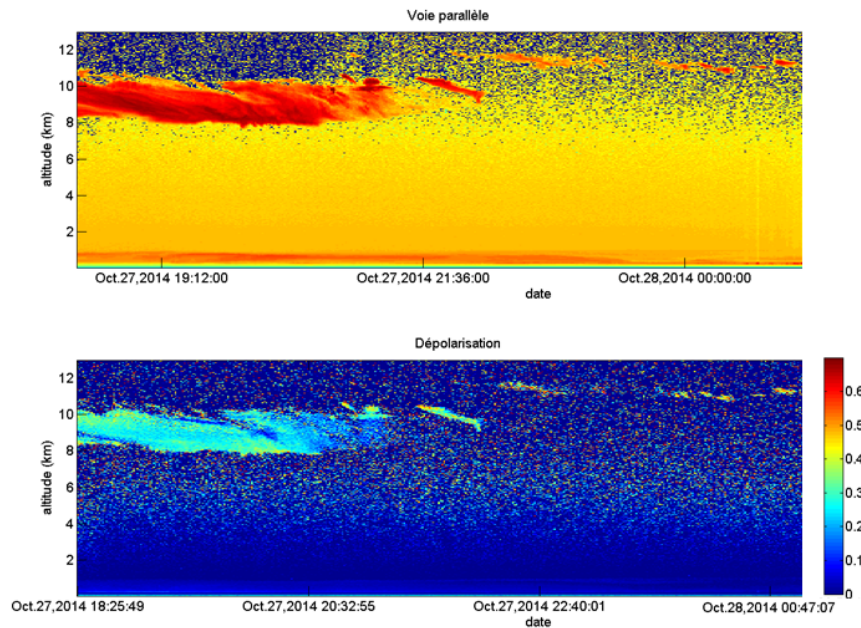


FIGURE 4.12 – Observations de nuit réalisées avec le système relatif aux profils d'étalonnage de la figure 4.11. En haut visualisation temporelle du logarithme de  $P_u z^2$  de la voie de réception correspondant à la polarisation théoriquement parallèle à celle émise. En bas dépolarisation correspondante en utilisant la méthode de calibration décrite précédemment et notamment l'équation 3.13. La dépolarisation au niveau du cirrus est globalement comprise entre 25 et 40%, ce qui est cohérent avec les valeurs habituellement mentionnées dans la littérature pour ce type de nuage [Reichardt 2002] [Chen 2002] [Del Guasta 2003].



Des représentations temporelles de résultats obtenus avec cet étalonnage lors d'une observation nocturne sur Paris sont données sur les figures 4.12 et 4.13. Comme prévu la dépolarisation est limitée par le signal utile de la voie perpendiculaire. Par conséquent seule la dépolarisation liée au cirrus et la couche d'aérosols de la couche limite est discernable au dessus de deux kilomètres d'altitude.

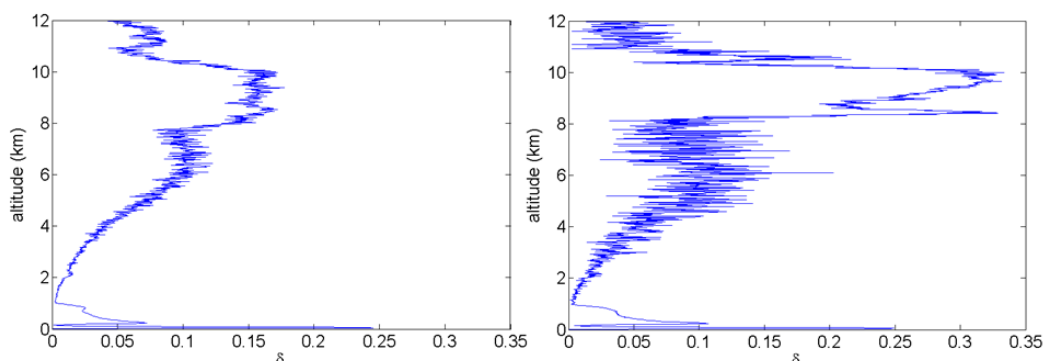


FIGURE 4.13 – Gauche : profil moyenné sur les 350 premières minutes de la période représentée sur la figure 4.12. Une moyenne entre 1 et 1,3km sur ce profil fournit une valeur de dépolarisation de 0,3%, donc proche de la valeur attendue pour une zone qui avait été supposée comme correspondant à du signal moléculaire sur tous les profils servant à l'étalonnage. Droite : profil moyenné sur les 30 premières minutes de la période représentée sur la figure 4.12. Les valeurs de dépolarisation sont effectivement cohérentes pour un cirrus.

Étant donné leur coût beaucoup plus élevé, peu de LiDAR IAOOS polarisés ont été fabriqués et déployés. Le premier d'entre eux a été déployé lors de la campagne N-ICE2015 lors de laquelle il a fonctionné un peu plus d'un mois avant d'être récupéré. Nous présenterons brièvement des premières analyses concernant la version polarisée dans le chapitre 6.

## 4.4 Prise en compte de l'environnement arctique

### 4.4.1 Conception et optimisation d'une régulation thermique de la source

L'ensemble des réglages des différents sous-systèmes opto-mécaniques du LiDAR sont réalisés à température ambiante. L'écart de température avec les conditions environnementales arctique peut donc facilement atteindre 40°C. Comme indiqué précédemment une telle variation a été en partie limitée en positionnant les éléments thermiquement sensibles dans le bas du tube et l'écart peut alors être réduit à 25°C. Un tel écart peut malgré tout aboutir à une variation spectrale importante des longueurs d'onde centrale d'émission (diode laser) et de réception (filtre interférentiel). La mise en place d'une régulation thermique à l'aide d'un Peltier était donc indispensable, mais posait le problème d'une consommation potentiellement impor-

tante. Cet aspect a été en partie résolu par la recherche d'un filtre interférentiel peu sensible à la température. Nous avons obtenu ces filtres auprès du fournisseur IRIDIAN. Ils possèdent un décalage spectral inférieur à  $10\text{pm}/^\circ\text{C}$ . Cette faible sensibilité permet de ne pas avoir un effondrement de la transmission en présence de variations thermiques d'une vingtaine de degrés mais cela va dépendre du réglage initial (cf Figure 4.14). Il faut donc réaliser le réglage de l'optique de filtrage où se situe le filtre IRIDIAN à une température la plus basse possible pour éviter une déviation spectrale trop importante lors du fonctionnement en arctique.

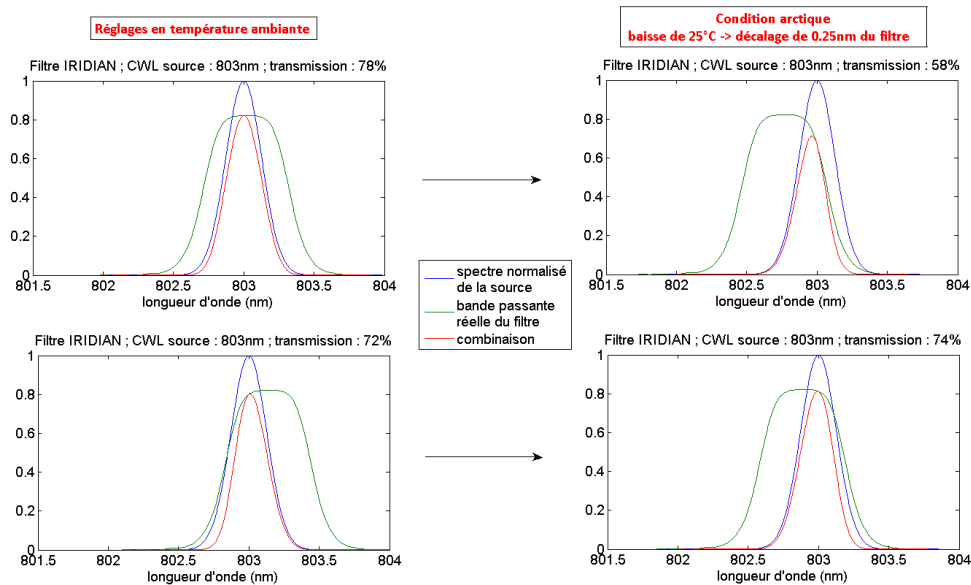


FIGURE 4.14 – Transmissions du filtre IRIDIAN simulées en supposant que la source présente un spectre gaussien de largeur correspondante aux mesures réalisées par DILAS. A gauche sont représentés deux réglages en température ambiante aboutissant à des transmission élevées équivalentes. A droite est représenté l'effet d'une diminution de température de  $25^\circ\text{C}$  sur le filtre, et la conséquence sur la transmission. On a supposé ici qu'une diminution de température décale uniquement la bande passante du filtre sans déformation. On s'aperçoit qu'en fonction du réglage initial il est possible d'obtenir une diminution de 25% de la transmission lors du fonctionnement du système en région arctique si le filtre est mal réglé initialement.

La source présente le même problème puisque la longueur d'onde centrale va également se décaler lorsque la température va décroître (cf Figure 4.15). Néanmoins nous avons pu vérifier que la rétroaction optique due à la présence du réseau de Bragg, dont la sensibilité thermique est généralement de l'ordre de  $0.01\text{nm}/\text{K}$ , était suffisante pour stabiliser une émission affinée de la diode laser sur quelques degrés (globalement entre  $1$  et  $11^\circ\text{C}$ ). Ceci laisse donc plus de choix pour la température de stabilisation de la source. Les spectres obtenus en fonction de différente température ambiante sont indiqués sur la figure 4.15. Pour réaliser cette étude la

diode laser a été placée dans une étuve et stabilisée au moins 1h avant de mesurer le spectre. La largeur des pics est due à la fonction d'appareil du spectromètre utilisé (Ocean Optics / USB2000+). En diminuant la température, un pic vers 801nm apparaît correspondant à l'affinement réalisé par le réseau de Bragg installé dans le module. La rétroaction optique n'est pas suffisante à 27°C ni en dessous de 1°C pour aboutir uniquement à une émission de la longueur d'onde vérifiant la condition de Bragg. La sensibilité thermique de la diode laser sans le Bragg peut être estimée en considérant les pics d'émission ne correspondant pas au Bragg à -5°C et 27°C. Ils sont respectivement situés vers 797.2nm et 806nm, ce qui indique une déviation d'environ 0.28nm/°C. Cette valeur est cohérente avec celle indiquée par DILAS dans les documents techniques qui est de 0,27nm/°C.

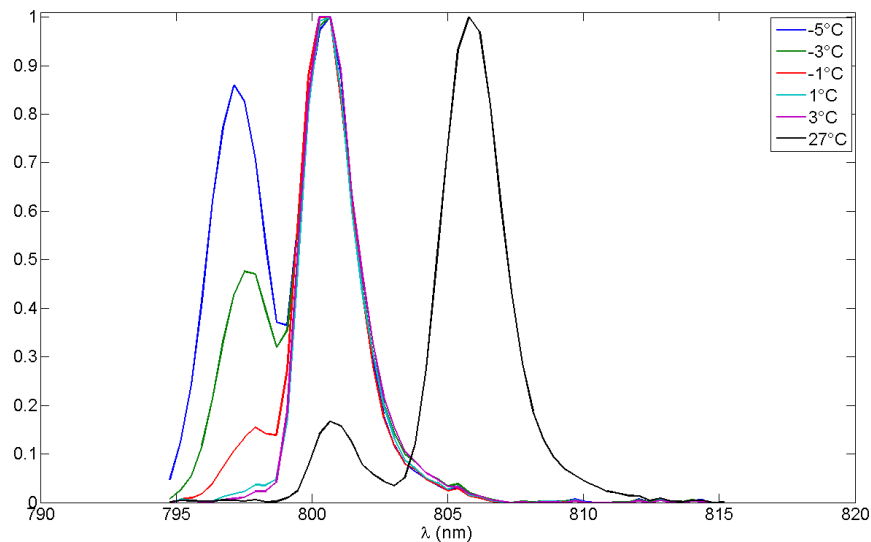


FIGURE 4.15 – Spectres normalisés individuellement mesurés en sortie de fibre de la source "808-F-BW1" pour différentes températures.

Une stabilisation thermique localisée sur un composant est en général réalisée à l'aide d'une résistance chauffante ou d'un Peltier associé à une électronique de contrôle. Etant donné qu'on ne peut pas prévoir toutes les situations thermiques que peut subir la bouée en fonctionnement il est nécessaire de prévoir le cas où un refroidissement de la diode laser est nécessaire, ce qui nous a amené à considérer l'utilisation d'un Peltier (cf Figure 4.16) plutôt que d'une simple résistance chauffante. Les systèmes clef en main de l'entreprise Wavelength Electronics ont été privilégiés car ils étaient déjà utilisés, et donc validés, pour de nombreuses applications par la Division Technique de l'INSU. Néanmoins l'utilisation de ce type de régulation thermique peut considérablement augmenter la consommation du système. Par conséquent pour limiter celle-ci il a fallu mettre en place une bonne isolation thermique de la diode laser et limiter au maximum les périodes néces-

sitant un refroidissement de la source, car le rendement de refroidissement d'un Peltier est très inférieur à celui de chauffage. La température de l'eau en arctique ne pouvant pas descendre en dessous de  $-1.8^{\circ}\text{C}$  et ne s'élevant en général pas au dessus de  $5^{\circ}\text{C}$  (cf mesures de température réalisées lors des campagnes Barneo 2014 et N-ICE 2015), la température de consigne de la régulation thermique a été fixée à  $6^{\circ}\text{C}$ .

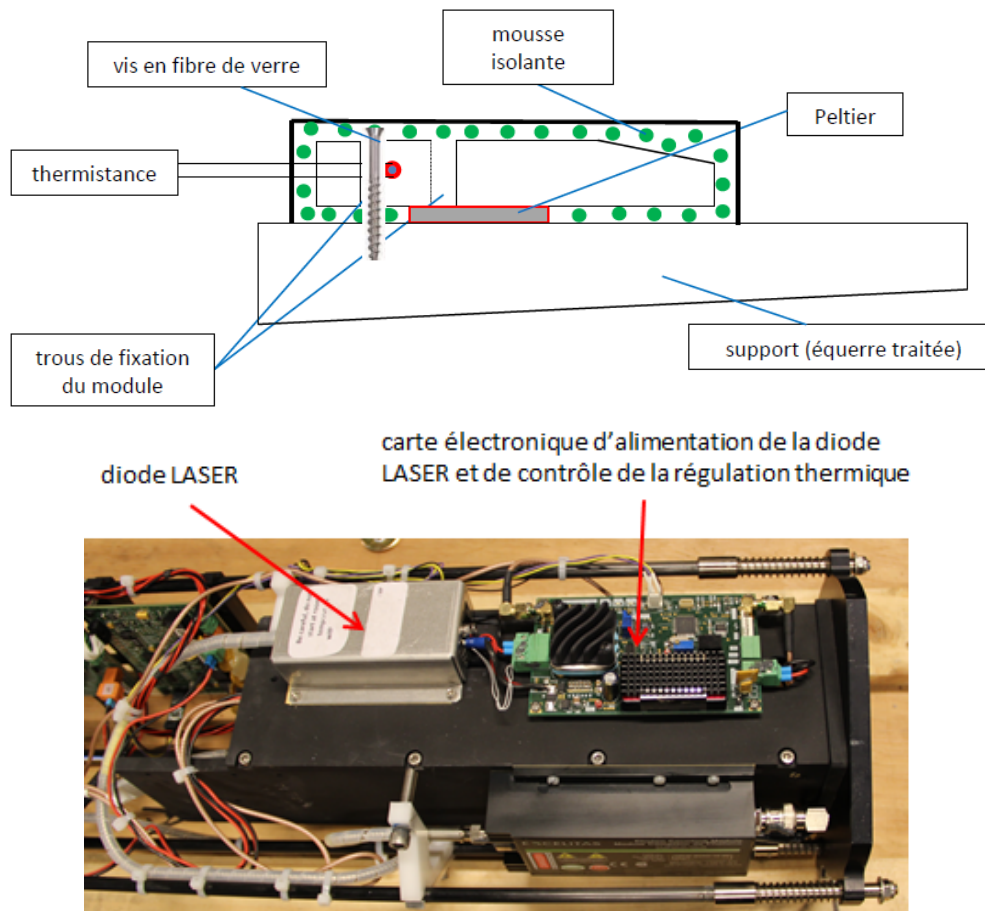


FIGURE 4.16 – Haut : schéma du montage de régulation thermique mis en place autour de la diode laser. On pourra noter la thermistance qui est insérée à l'intérieur du module pour être au plus près du composant à réguler. Un capot maintient la mousse autour du module sans trop la compresser, et permet également de bien le plaquer contre le Peltier. Celui-ci est positionné au plus proche de la position de l'émetteur à l'intérieur du module pour diminuer la durée d'obtention de la température de consigne. Le support n'est pas à l'échelle sur le schéma. Bas : photo de la diode LASER encapsulée dans de la mousse maintenue par un capot.

Le choix de ces différents développements a été validé par la mesure de l'évolution du courant et de la température interne du module lorsque celui-ci était soumis

à un environnement de  $-5^{\circ}\text{C}$  (cf Figure 4.17) qui peut se produire si le fond du tube de la bouée est pris dans la glace. Sur 11 minutes de fonctionnement la puissance moyenne totale requise pour le fonctionnement du LiDAR est de 14W. Cette puissance moyenne appliquée pendant environ 35s permet d'atteindre la température recherchée. Ceci permet de commencer la stabilisation thermique une minute avant le début de l'observation. A l'issue de cette minute la différence entre la température à proximité du composant émetteur et la température de consigne est de 10%, ce qui n'aura donc aucune conséquence d'un point de vue spectral, et donc en terme de transmission au niveau de l'optique de filtrage.

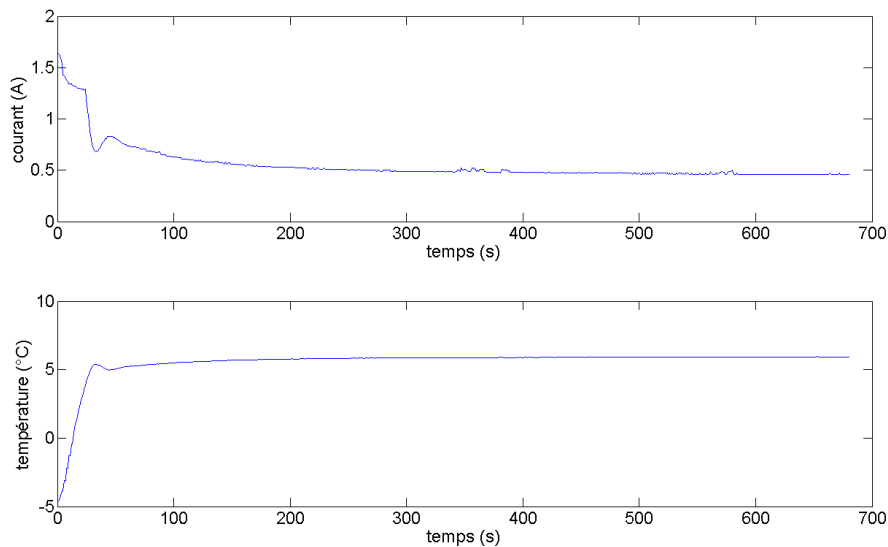


FIGURE 4.17 – Haut : courbe d'évolution du courant de l'ensemble du LiDAR. L'avantage de l'électronique de régulation utilisée est d'adapter le courant d'alimentation du Peltier en fonction de la différence entre la température réelle et la température de consigne. Ceci permet donc d'éviter des pics de courant et des variations brutales de température comme ça peut être le cas avec d'autres système de régulation disponibles dans le commerce. Bas : courbe d'évolution de la température interne du module source mesurée par la thermistance positionnée comme l'indique la figure 4.16.

## 4.4.2 Conception d'un système de chauffage du hublot du tube LiDAR

### 4.4.2.1 Première version

Un des problèmes auxquels sont confrontés les systèmes déployés en région arctique est la formation de givre et/ou le dépôt de neige. Ceci est particulièrement critique pour le LiDAR puisque l'émission et la réception se font par l'intermédiaire d'un hublot fermant de façon étanche le tube. Pour éviter un dépôt trop important

ce hublot a été incliné de  $25^\circ$  afin de favoriser le glissement et la chute de la neige et de l'eau. Néanmoins cette inclinaison ne peut empêcher la formation de givre. La Division Technique de l'INSU a donc testé et mis en place sur la face interne du hublot une résistance chauffante produite par la société Holroyd, consommant 30 watts, dont la forme n'occulte pas les voies d'émission et de réception (cf Figure 4.18). Les tests consistaient globalement à humidifier la face externe du hublot et à mettre celui-ci dans une étuve à diverses températures négatives. Les résultats ont montré qu'il était envisageable d'observer la fonte du givre sur une vingtaine de minutes de chauffage pour une température externe de  $-10^\circ\text{C}$ .

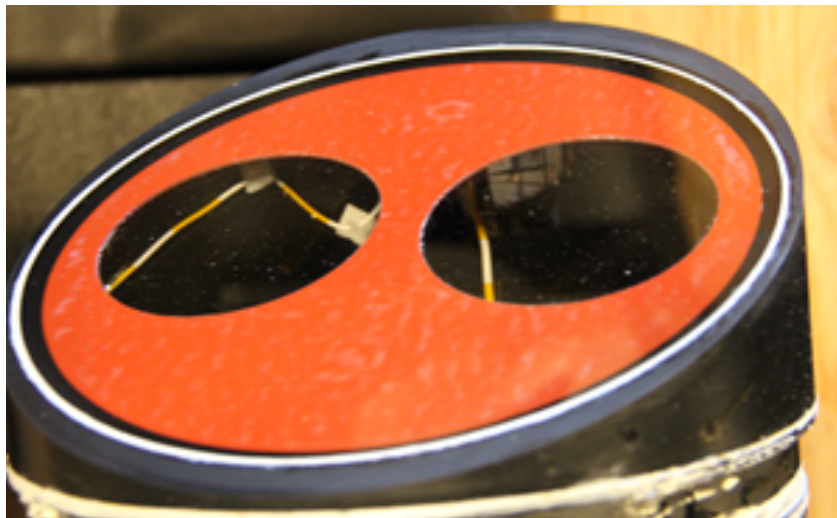


FIGURE 4.18 – Photo du hublot monté sur son porte hublot avec une inclinaison de  $25^\circ$  et équipé de sa résistance chauffante rouge collée sur sa face interne. Les fils d'alimentation de la résistance sont visibles à travers le hublot. Ceux-ci sont fixés le long de la face interne du tube et descendent se connecter aux batteries.

#### 4.4.2.2 Évolution

Les premiers déploiements ont mis en évidence la non représentativité de ces tests réalisés en laboratoire vis à vis des conditions réelles arctiques, et par conséquent un manque d'efficacité du système de chauffage a été constaté (cf Chapitre 5 et 6). La cause principale est la très faible conductivité thermique du verre utilisé qui est du borosilicate :  $1,2\text{W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$ . En effet dans la première version du hublot celui-ci est chauffé par une de ces faces et la chaleur est transmise sur les zones où passe le faisceau uniquement par l'épaisseur du verre. Deux modifications majeures ont été réalisées pour obtenir une version améliorée du système de chauffage :

- remplacement du borosilicate par du saphir qui est un verre beaucoup plus conducteur (environ  $40\text{W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$ ). Cependant ce verre pose un problème pour les versions polarisées car il est biréfringent. Il faut donc faire attention à l'axe de propagation par rapport à celui du saphir. Par conséquent cette



version de hublot ne sera utilisée dans un premier temps que sur les versions non polarisées.

- utilisation de deux petits hublots plutôt qu'un unique de grand diamètre pour réduire les coûts. Leur épaisseur a ainsi pu être réduite sans mettre en danger leur résistance. De plus ils ont été encastrés et collés dans une plaque d'aluminium avec une colle de bonne conduction thermique. La plaque d'aluminium sur laquelle est collée la résistance chauffante est largement plus conductrice que le borosilicate et favorise ainsi la conduction de la chaleur vers les hublots. L'ensemble ne présente pas d'aspérité mais le givre peut se former préférentiellement sur la partie métallique.



FIGURE 4.19 – Photo du nouveau système chauffant. Les deux hublots en saphir sont légèrement teintés car un traitement anti-reflet a été appliqué. Ils sont encastrés dans une plaque d'aluminium ici peinte en noire, au dos de laquelle est collée la résistance chauffante rouge qu'on pouvait voir à travers le hublot de la première version.

Des tests en étuve ont été réalisés en mettant sur la même structure un hublot en borosilicate et un hublot en saphir, et en mesurant la température au centre des surfaces libres. Les résultats indiquent une amélioration très nette de l'efficacité de

chauffage, grâce à la meilleure conductivité thermique, quelle que soit la température ambiante (cf Figure 4.20). Le revers de la médaille est qu'une fois l'alimentation de la résistance chauffante coupée la température diminue beaucoup plus rapidement dans le cas du hublot en saphir. Ce système ne permet toutefois un dégivrage efficace que jusqu'à une température ambiante de  $-10^{\circ}\text{C}$  à  $-15^{\circ}\text{C}$ .

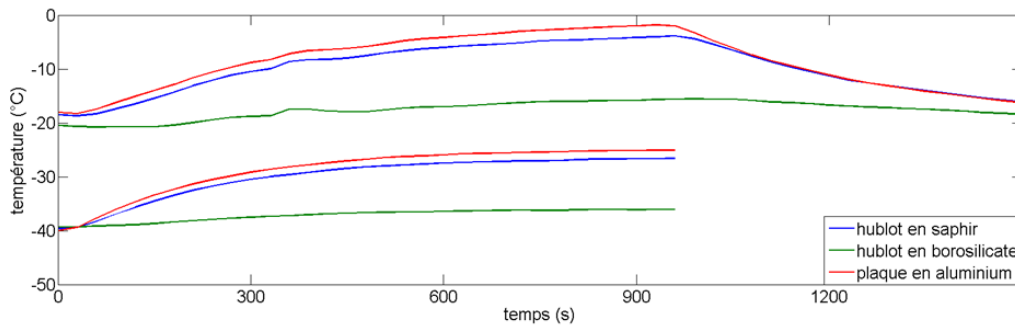


FIGURE 4.20 – Évolution temporelle de la température au centre des hublots de saphir et de borosilicate pour différentes températures ambiantes. Dans le cas d'une température initiale de  $-20^{\circ}\text{C}$  l'enregistrement a été maintenu après l'arrêt du chauffage vers 950s.

#### 4.4.3 Consommation et énergie disponible

Les batteries présentes dans le tube se répartissent en 15 paquets identiques de piles lithium ( $3.6\text{V} / 8\text{Ah}$  à  $-10^{\circ}\text{C}$ ). Ces paquets sont connectés en série, et leurs piles sont organisées de la façon suivante :

- 2 x 2 piles (connectées en série) en parallèle :  $7.2\text{V} / 16\text{Ah} \Rightarrow 115.2\text{Wh}$  : alimentation du cerveau atmosphère et de l'Optical Depth Sensor (ODS).
- 2 x 7 piles (connectées en série) en parallèle :  $25.2\text{V} / 16\text{Ah} \Rightarrow 403.2\text{Wh}$  : alimentation du microLiDAR et du chauffage du hublot.

Par conséquent pour le LiDAR l'énergie disponible est de :  $6048\text{Wh}$ .

Considérons alors la situation la plus contraignante qui consisterait à avoir un environnement thermique de  $-5^{\circ}\text{C}$ , et un chauffage du hublot de 10 minutes avant chaque observation. Le LiDAR fonctionne pendant onze minutes, la première étant destinée à réguler thermiquement la diode laser. Ainsi une observation va correspondre à une consommation de  $7.75\text{Wh}$ , ce qui, réalisé quotidiennement, représente sur une année une consommation globale d'environ  $2829\text{Wh}$ .

Il est ainsi théoriquement possible de réaliser deux observations par jour pendant un an dans un environnement à  $-5^{\circ}\text{C}$  et avec un pré-chauffage systématique du hublot. Si on n'utilise pas le chauffage du hublot, alors la fréquence peut augmenter jusque 6 observations quotidiennes pendant un an. Enfin si on chauffe le hublot la moitié de l'année il est possible de faire trois mesures par jour, ce qui laisse une marge d'environ  $250\text{Wh}$ .



## 4.5 Détection de problèmes avant déploiement et évolutions opto-mécaniques associées

La bouée a été préalablement envoyée à Longyearbyen (ville de l'archipel norvégien Svalbard) afin d'y assembler le tube LiDAR. Ceci a permis d'avoir un premier contrôle de la stabilité mécanique du système après le long trajet depuis Brest en camion et bateau qui engendre beaucoup de vibrations et chocs. Il s'est avéré que la tête optique du LiDAR s'était dérégulée lors de ce trajet, ce qui pouvait s'expliquer pour plusieurs raisons :

- le vernis de blocage n'est pas suffisant pour réellement bloquer les vis de réglages permettant l'alignement des deux voies. Il a alors été décidé pour les systèmes suivants d'utiliser sur l'ensemble des pièces mobiles de la colle époxy "3M 2216" permettant de coller très efficacement et de très bien supporter des variations thermiques importantes.
- il y avait un jeu mécanique au niveau de la fibre optique de réception, car la clef du connecteur FC/PC de la fibre était plus fine que l'encoche correspondante sur la voie de réception au niveau de la tête optique
- les montures opto-mécaniques Thorlabs se fixent sur des barreaux par utilisation de vis qui viennent les affleurer. Il avait été décidé d'utiliser des barreaux en carbone afin de limiter au maximum la dilatation thermique, mais le problème de ce matériau est qu'il est relativement "mou", ce qui ne permet pas de bloquer précisément et durablement les montures. Les systèmes suivants sont donc plutôt équipés de barreaux en acier inoxydable, ce qui ne pose pas non plus de problème de dilatations étant donné les faibles longueurs utilisées.

Le système a donc dû être réaligné à l'abri dans un entrepôt à Longyearbyen dans des conditions atmosphériques qui n'étaient pas optimales, en particulier parce qu'il ne fait jamais nuit à cette période de l'année donc le bruit total ne se limitait jamais au bruit électronique.

L'ensemble du matériel a alors été rassemblé et préparé pour le dernier trajet en avion le 13 avril 2014 entre Longyearbyen et le camp russe de Barneo (un peu plus de 88°N au moment de l'atterrissage) où l'alignement du LiDAR a été une nouvelle fois contrôlé depuis la tente en pleine tempête avant le déploiement (cf Figure 4.21). A cause du dérèglement dû au trajet Paris-Longyearbyen et du temps disponible limité à Longyearbyen il n'a pas été possible pour ce premier système de réaliser des observations qui auraient pu servir de référence au moment de l'analyse des données. Cette première dérive d'une bouée IAOOS multi-instrumentée a duré environ 7 mois et demi, du 14 avril 2014 au 2 décembre 2014.



FIGURE 4.21 – Gauche : re-réglage du LiDAR dans un entrepôt à Longyearbyen à 72h du déploiement sur le camp russe de Barneo. Droite : matériel prêt à être chargé sur l'avion russe reliant Longyearbyen et Barneo.

## 4.6 Conclusion et perspectives d'évolution

La conception a été guidée vers le développement d'un système basé sur une diode laser émettant dans l'infrarouge, de façon proche des ceilmètres de l'entreprise finlandaise VAISALA utilisant une diode émettant à 905nm. Cette longueur d'onde rendant ces systèmes sensibles à la concentration en vapeur d'eau, nous avons trouvé une source possédant une longueur d'onde plus faible pour éviter l'absorption par  $H_2O$ . Cette source présente l'avantage d'être plus sensible à la diffusion de Rayleigh, réduisant l'accumulation temporelle de données sur plusieurs dizaines de minutes nécessaire pour l'étalonnage sur le signal moléculaire.

En l'absence de diode émettant vers 800nm, les développements instrumentaux ont débuté par la prise en main d'une maquette non optimisée émettant à 905nm. Celle-ci a été progressivement optimisée dès l'obtention d'une première source répondant mieux aux besoins spectraux, notamment en adaptant spectralement les deux voies et en prenant en compte l'encombrement. Puis une évolution réalisée par le fournisseur a permis d'obtenir une largeur spectrale garantie inférieure à 0,6nm. La réduction de la largeur spectrale en réception associée à la réduction de la divergence ont permis de réduire considérablement le bruit lors des mesures de jour. L'ensemble de ces développements a finalement abouti juste avant le premier déploiement à un système dont la portée en ciel clair est d'au moins 4km et 10km respectivement pour les observations de jour et de nuit. A noter que lors de l'acquisition et du traitement, une moyenne des canaux pourra permettre d'améliorer les performances.

D'autre part des développements instrumentaux ont également été réalisés pour prendre en compte les conditions thermiques de la région arctique. Bien que la source soit positionnée en bas du tube pour bénéficier de la relative thermalisation de l'eau environnante, celle-ci n'est pas suffisamment proche de celle du laboratoire pour réaliser précisément les réglages. Un dispositif Peltier a donc été mis en place afin de contrôler la température de la diode laser et d'avoir la même lors des réglages et du fonctionnement. Les instruments déployés en région arctique sont également en général soumis à des problèmes de givre. Un système de chauffage du hublot a

donc été développé en parallèle par la Division Technique de l'INSU dans le but d'obtenir un hublot clair avant le tir LiDAR. Cependant les premiers déploiements ont mis en évidence l'inefficacité de la première version de chauffage. Une seconde version montrant des résultats beaucoup plus prometteurs en laboratoire a donc été développée afin d'équiper les systèmes qui ont été déployés en été 2015.

Bien qu'un système ait pu être développé avec des performances théoriques acceptables dans des conditions idéales, des optimisations sont toujours possibles. D'une part réduire la largeur spectrale de la source en dessous de 0.1nm, ce qui devrait permettre de gagner un facteur théorique d'environ 1.6 sur la portée LiDAR (dans le cas où ni la transmission ni l'énergie ne sont dégradées). Une telle source a été approvisionnée en octobre 2015 par la société Cimel Electronique et des résultats devraient donc être très prochainement disponibles. Il est également envisageable de fonctionner à une fréquence plus élevée (10kHz) pour augmenter le nombre de mesure, si on souhaite se concentrer exclusivement sur les 15 premiers kilomètres au dessus de la surface, ce qui est en général suffisant pour détecter toutes les structures d'aérosols et de nuages. Enfin la portée de la dépolarisation fournie par la version polarisée doit être améliorée. D'un point de vue strictement moléculaire cette portée est définie par celle de la voie perpendiculaire, et est donc en théorie quasiment nulle en air clair car le système n'est sensé détecter que la raie Cabannes. Des études doivent être menées pour comparer les méthodes d'étalonnage de Freudenthaler et de Alvarez, afin de déterminer la meilleure solution pour la version polarisée du LiDAR IAOOS et ainsi réduire au maximum les biais.

Deuxième partie

**PARTIE II : Déploiements et  
exploitations des résultats**



# Premiers déploiements : analyses instrumentales

---

## Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Contexte et type de données</b> . . . . .	<b>105</b>
5.1.1	Lieux de déploiement et description des systèmes . . . . .	105
5.1.1.1	Premier déploiement : camp russe Barneo (avril 2014) . . . . .	105
5.1.1.2	Second déploiement : campagne N-ICE (janvier 2015 - juin 2015) . . . . .	105
5.1.2	Données concernant le système et conséquence sur les stratégies d'analyse . . . . .	107
5.1.2.1	Données système . . . . .	107
5.1.2.2	Identification des périodes d'intérêt . . . . .	111
5.1.3	Données liées au LiDAR . . . . .	112
5.1.3.1	Format des données . . . . .	112
5.1.3.2	Mesures et corrections . . . . .	113
<b>5.2</b>	<b>Adaptation des méthodes d'étalonnage</b> . . . . .	<b>116</b>
5.2.1	Existence d'une zone de référence . . . . .	116
5.2.2	Problème de givrage du hublot . . . . .	117
5.2.3	Bilan . . . . .	124
<b>5.3</b>	<b>Données exploitables</b> . . . . .	<b>125</b>
5.3.1	Définition d'un profil exploitable . . . . .	125
5.3.2	Bilan . . . . .	125
<b>5.4</b>	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>126</b>

---

Dans la partie précédente le besoin d'information sur la structure verticale de l'atmosphère en arctique a été mis en évidence. Ce type d'information peut être obtenu grâce à de la télédétection active par LiDAR qui est donc l'instrument retenu pour être développé afin d'étudier l'atmosphère arctique dans le cadre de l'EQUIPEX IAOOS. Une modélisation simple du système a été réalisée et, en dépit des nombreuses contraintes liées au projet, un prototype optimisé possédant des performances proches de celles recherchées a été réalisé fin 2013.

Ce chapitre présente les résultats obtenus dans le cadre des deux premières campagnes menées en 2014 (camp russe de Barneo) et 2015 (campagne norvégienne N-ICE). Des mesures annexes aux mesures LiDAR permettent un suivi de l'instrument et, éventuellement, un ajustement des stratégies d'analyses. Ces mesures correspondent entre autre au suivi des températures à différents endroits du tube LiDAR, dont le bas du tube où sont localisés les composants sensibles, mais également au suivi des positions de la bouée fournies par le GPS. Avant de s'intéresser aux résultats géophysiques dans le chapitre suivant il est nécessaire de s'assurer du bon étalonnage de l'instrument. Ce chapitre reprend donc les différentes méthodes d'étalonnage décrites précédemment afin de déduire la constante d'étalonnage pour chaque système. Un phénomène de givrage du hublot fermant le tube a été mis en évidence avec comme conséquence le changement de la constante effective du système. Une correction a été mise en place afin d'obtenir une estimation de cette constante système dans les cas de givre faible à modéré. A partir de la détection du givre une sélection de profils exploitables pour chaque période d'observation est finalement réalisée.

## 5.1 Contexte et type de données

### 5.1.1 Lieux de déploiement et description des systèmes

#### 5.1.1.1 Premier déploiement : camp russe Barneo (avril 2014)

Pour le premier déploiement d'une bouée IAOOS totalement équipée la version polarisée du LiDAR n'était pas encore prête donc c'est un LiDAR à simple rétrodiffusion qui a été déployé correspondant à la version du second prototype (cf Chapitre 4). Cette première bouée multi-instrumentée a été entièrement réalisée et intégrée par les différents acteurs du projet provenant de la Division Technique de l'INSU, du LOCEAN et du LATMOS. Le LiDAR de cette première bouée multi-instrumentée a fourni des observations de mi-avril à fin novembre 2014.

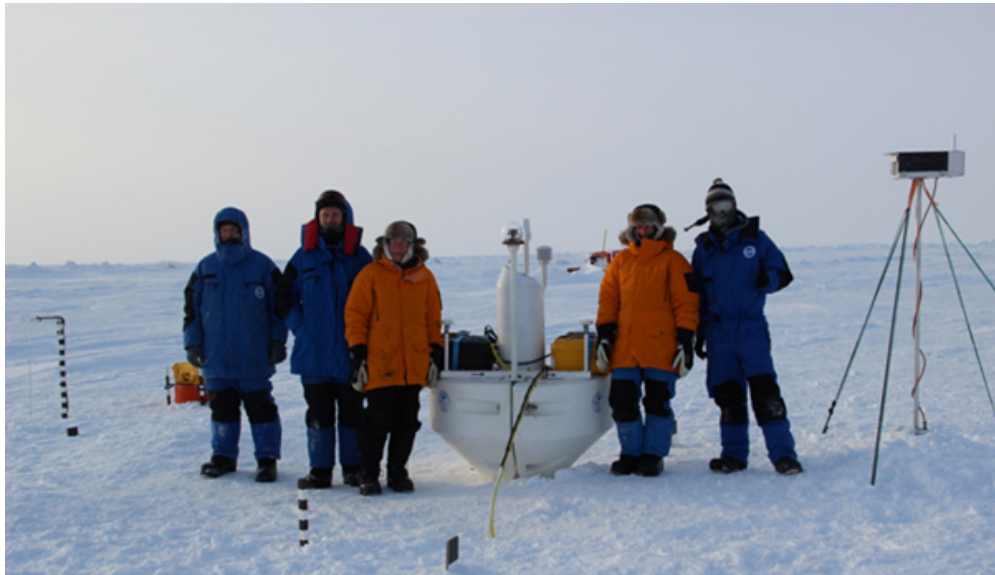


FIGURE 5.1 – Equipe en charge du premier déploiement devant la première bouée déployée (au centre) et de la caméra (à droite) ayant fourni des photos journalières régulières de la bouée et de son environnement. Sur cette photo de gauche à droite : Nicolas Geyskens (DT/INSU Meudon), Antoine Guillot (DT/INSU Brest), Christine Provost (LOCEAN), Nathalie Sennechael (LOCEAN) et moi même.

#### 5.1.1.2 Second déploiement : campagne N-ICE (janvier 2015 - juin 2015)

Les deux versions ont été déployées pendant cette seconde campagne. Celle-ci avait pour objectif principal l'étude de la "jeune" glace de mer, notamment son influence sur les échanges d'énergie avec l'océan, la transmission du rayonnement solaire et les conséquences sur l'écosystème. Cette campagne, organisée par le Norwegian Polar Institute (NPI), présentait l'intérêt pour IAOOS de



pouvoir être proche des bouées pendant leur fonctionnement puisque le bateau norvégien LANCE était pris dans la glace à proximité du camp de mesures océanographiques et atmosphériques. Il a donc été possible de multiplier les mesures océanographiques et de surveiller l'intégrité de la bouée pour son premier fonctionnement durant une longue période en hiver arctique. La campagne a en effet débuté fin janvier 2015 jusque juin 2015, divisée en 7 legs (c'est à dire 7 "périodes de temps", les trois premières ont duré 6 semaines et les 4 suivantes 3 semaines). Cependant à cause de fréquentes tempêtes et de formations de crêtes de compression et de "leads" (fracturation de la glace), le camp a dû régulièrement être levé pour être réinstallé à un autre endroit quelques jours plus tard. Ceci a notamment entraîné lors du premier leg "l'abandon" de la version non polarisée (déployée à proximité de la version polarisée (cf Figure 5.2)) qui a alors dérivé seule avant d'être récupérée quelques semaines plus tard. Les données sont donc parcellaires et peu nombreuses pour chaque version malgré la longue durée de la campagne, en particulier pour la version polarisée qui a été ramenée à Longyearbyen à l'issue du second leg car il n'y avait pas suffisamment de ressources humaines pour pouvoir déployer deux bouées pendant le troisième leg.

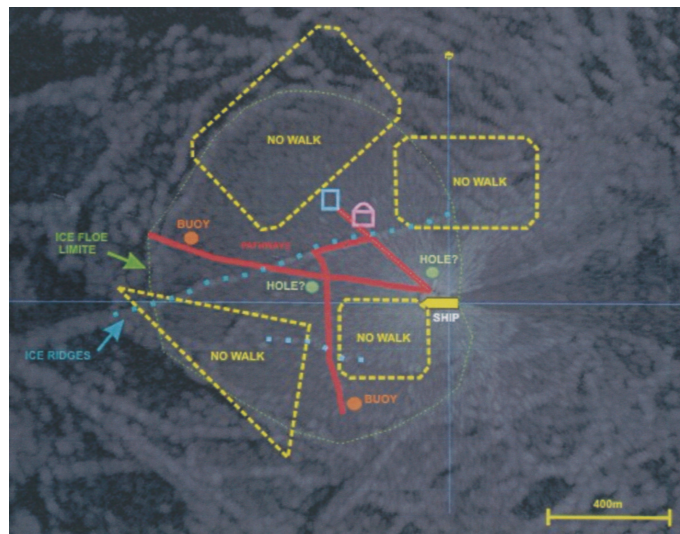


FIGURE 5.2 – Image satellite du camp établi lors du premier leg de la campagne N-ICE2015. Sur la droite du bloc de glace la trace du bateau (le LANCE) lorsqu'il s'est encastré est visible. Les deux bouées sont à environ 800m l'une de l'autre.

Les différentes dérives et périodes correspondantes pour chaque campagne sont indiquées dans le tableau suivant :

Campagne	Version	Dérive 1	Dérive 2
Barneo 2014	non polarisée (IAOOS 3)	14/04/2014 (3h) - 01/12/2014 (15h)	-
N-ICE2015	non polarisée (IAOOS 4 et 7)	23/01/2015 (3h) - 24/03/2015 (15h) (166 profils)	27/04/2015 (3h) - 04/06/2015 (3h) (73 profils)
N-ICE2015	polarisée (IAOOS 6)	27/01/2015 (3h) - 21/02/2015 (3h) (45 profils)	07/03/2015 (21h) - 15/03/2015 (15h) (16 profils)

TABLEAU 5.1 – Description des périodes de dérive de chaque campagne et de la version du système qui a été déployée.

## 5.1.2 Données concernant le système et conséquence sur les stratégies d'analyse

### 5.1.2.1 Données système

En plus du LiDAR le tube contient également une chaîne de thermistances, deux accéléromètres, et une sonde d'humidité. Outre les mesures fournies par ces capteurs secondaires les données reçues comprennent également les valeurs du courant consommé par le LiDAR à un instant donné, et de la tension des batteries (cf Tableau 5.2). Les informations apportées par toutes ces données permettent de réaliser un suivi du système déployé tout au long de sa dérive et d'éventuellement détecter un dysfonctionnement ou de comprendre la/les cause(s) d'une perte de signal. Un dysfonctionnement peut par exemple se traduire par une surconsommation du LiDAR, mais peut aussi très bien être naturellement dû à une hausse du signal global (augmentation de la consommation de l'APD) associée à une baisse de température (hausse de consommation du système Peltier de régulation de la source). Cette température est fournie par la chaîne de thermistances disposée le long de la face interne du tube (cf Figure 5.3) permettant notamment de confirmer la stabilité thermique dans le bas du tube (courbe bleue), avec une température moyenne sur la campagne Barneo de  $-2.6^{\circ}\text{C}$ . Une bonne thermalisation a également été constatée sur la première période de la campagne N-ICE2015, avec une moyenne de  $-2.4^{\circ}\text{C}$  dans le bas du tube malgré les températures très basses en surface et les variations brutales (jusqu'à  $+35^{\circ}\text{C}$  en 5 jours). Des légères hausses de températures régulières sont visibles dans le bas du tube, correspondant à la mise en route du chauffage du Peltier régulant la source du LiDAR. Lors de la campagne Barneo des valeurs plus négatives entre le 275<sup>ième</sup> et le 320<sup>ième</sup> jour Julien correspondent également à une période où l'inclinaison du tube était très importante. On suspecte alors une remontée vers la surface du fond du tube qui ne trempait donc plus dans l'eau, avec peut être la formation d'une gangue de glace. La connaissance de l'inclinaison est fournie par les accéléromètres, permettant ainsi de corriger les mesures pour obtenir l'altitude réelle des nuages et aérosols détectés (cf Figure 5.3). Il existe en outre des périodes lors desquelles la bouée est très inclinée, à la limite de l'horizontale, ce qui peut s'expliquer par la formation de crêtes de compression ou de "leads" (canaux plus ou moins larges d'eau libre dans la banquise (cf Figure 5.4)) lors du mouvement

des plaques.

Numéro de la donnée	Exemple de valeur	Signification	Plage/unité
1	1	numéro du paquet LiDAR	1 - N
2	29	jour (du mois)	1 - 31
3	4	mois	1 - 12
4	14	année (relative à 2000)	14 -
5	3	heure séquence	0 - 23
6	1	minute séquence	0 - 59
7	4	seconde séquence	0 - 59
8	-4.5	thermistance 1 (bas)	°C
9	-9.9	thermistance 2 (bas)	°C
10	-13.4	thermistance 3 (bas)	°C
11	-13.4	thermistance 4 (bas)	°C
12	-13.6	thermistance 5 (bas)	°C
13	-11.9	thermistance 6 (bas)	°C
14	0.7	angle d'inclinaison (axe X)	°
15	0.8	angle d'inclinaison (axe Y)	°
16	-8.3	température interne inclinomètre	°C
17	11.8	humidité relative interne (au niveau de la carte cerveau)	%
18	-13.3	température du capteur d'humidité	°C
19	3	heure de fin de mesure	h
20	11	minute de fin de mesure	min
21	14	seconde de fin de mesure	s
22	70	N premiers canaux résultant de la moyenne spatiale suivante...	
23	1	moyenne unitaire	
24	85	N canaux suivants	
25	2	moyenne sur 2 canaux	
26	140	N canaux suivants	
27	4	moyenne sur 4 canaux	
28	50	N canaux suivants	
29	8	moyenne sur 8 canaux	
30	35	N canaux suivants	
31	14	moyenne sur 14 canaux	
32	380	nombre total de canaux d'un profil LiDAR	
33	600	nombre de profils moyennés temporellement (ici environ 10min d'acquisition)	
34	24.1	tension des piles LIDAR	V
35	0.445	courant des piles LIDAR à un instant donné	A
36	4.001	(tension supplémentaire annexe 4)	V
37	3.002	(tension supplémentaire annexe 5)	V
38	2.15	(tension supplémentaire annexe 6)	V
39	0.998	(tension supplémentaire annexe 7)	V
40	350	durée cumulée de fonctionnement du chauffage en mode batterie interne	minute
41	20	durée cumulée de fonctionnement du chauffage en mode batterie externe	minute

TABLEAU 5.2 – Ensemble des données répertoriées dans le fichier d'observation LiDAR, obtenu à partir des profils correspondant au signal reçu par le système et à l'écart type temporel pour chaque canal.

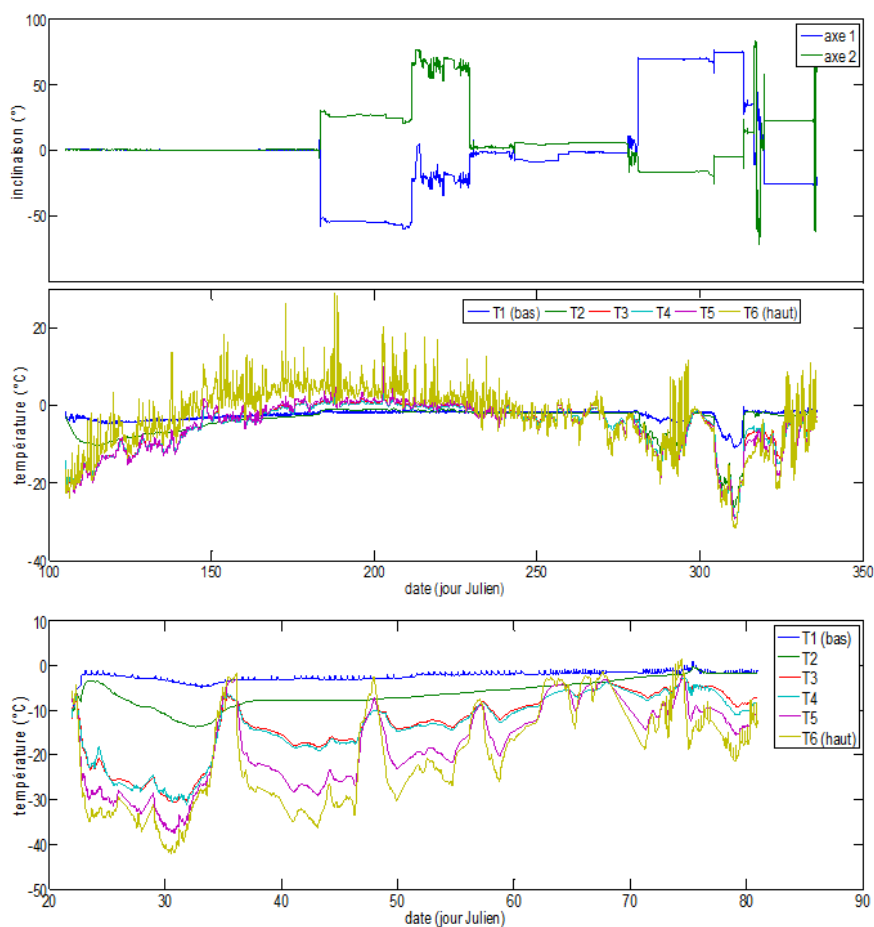


FIGURE 5.3 – Haut : Barneo 2014 : inclinaisons fournies par les deux accéléromètres. Milieu : Barneo 2014 : températures fournies par la chaîne de thermistances à l’intérieur du tube. Bas : N-ICE2015 : températures fournies par la chaîne de thermistances à l’intérieur du tube pendant la campagne N-ICE 2015 durant la première dérive de la version non polarisée.

Enfin la bouée possède plusieurs systèmes GPS permettant de suivre sa dérive. Ce suivi a été possible lors de cette première campagne jusque début décembre 2014 (environ 8 mois), période à laquelle le signal a été perdu définitivement dans une région proche du nord du Svalbard (cf Fig 5.5). Ces signaux GPS ont également permis de suivre les dérives des bouées lors de la campagne N-ICE2015 (cf Figure 5.6).



FIGURE 5.4 – Bouée IAOOS 4 sur le point d'être récupérée lors de la campagne N-ICE 2015. Cette photo montre clairement les conséquences possible des crêtes de compression et des "leads" sur l'inclinaison de la bouée.

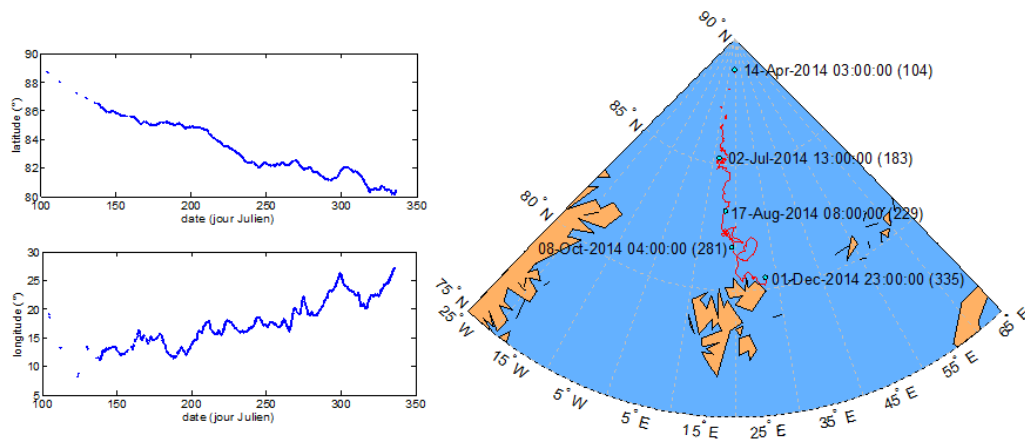


FIGURE 5.5 – Positions GPS relevées lors de la première campagne en 2014, et report de la dérive sur une carte simplifiée centrée en longitude sur le pôle Nord et le Svalbard (les nombres entre parenthèses correspondent aux jours juliens). On pourra remarquer l'aspect fragmentaire des données GPS au début de la dérive, à cause d'une mauvaise communication avec le réseau IRIDIUM aux latitudes très élevées.

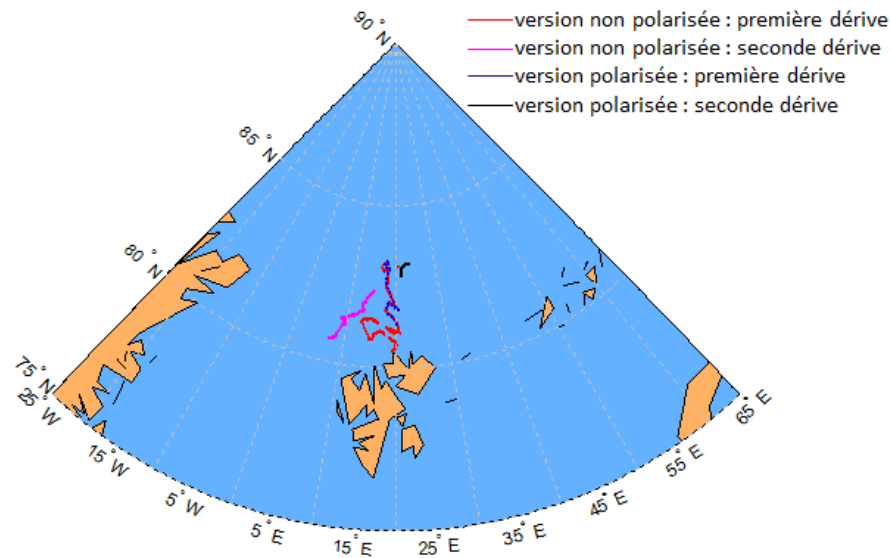


FIGURE 5.6 – Positions GPS relevées lors de la seconde campagne en 2015. Les repositionnements successifs des bouées ont abouti à deux périodes de dérive plus ou moins longues pour chaque version de LiDAR. La première dérive de la version polarisée est représentée par des pointillés bleues afin de laisser transparaître celle de la version non polarisée, car au début de la campagne les deux bouées ont pu être déployées simultanément, mais seule la version polarisée a pu être récupérée lors d'une levée de camp en urgence.

### 5.1.2.2 Identification des périodes d'intérêt

#### Barneo 2014

Outre l'intérêt des informations précédentes pour connaître ce que subit une bouée IAOOS en région arctique, elles permettent aussi d'affiner les analyses. En particulier la connaissance de l'inclinaison amène à considérer séparément les périodes en fonction de son importance, car une inclinaison élevée aura pour conséquence une portée beaucoup plus faible mais une résolution plus élevée dans les très basses couches troposphériques. C'est pourquoi les analyses seront partitionnées selon 4 périodes correspondant à des inclinaisons presque nulles ou très importantes (cf Fig 5.7), et délimitées par les dates d'observations LiDAR suivantes :

- période 1 : du 14 avril 2014 à 3h au 2 juillet 2014 à 9h (258 profils)
- période 2 : du 2 juillet 2014 à 15h au 17 août 2014 à 3h (180 profils)
- période 3 : du 17 août 2014 à 9h au 8 octobre 2014 à 3h (208 profils)
- période 4 : du 8 octobre 2014 à 9h au 1 décembre 2014 à 15h (car les 2 profils reçus le 2 décembre correspondent à un retournement total de la bouée (inclinaison supérieure à  $90^\circ$ ), donc sont inutilisables) (123 profils)

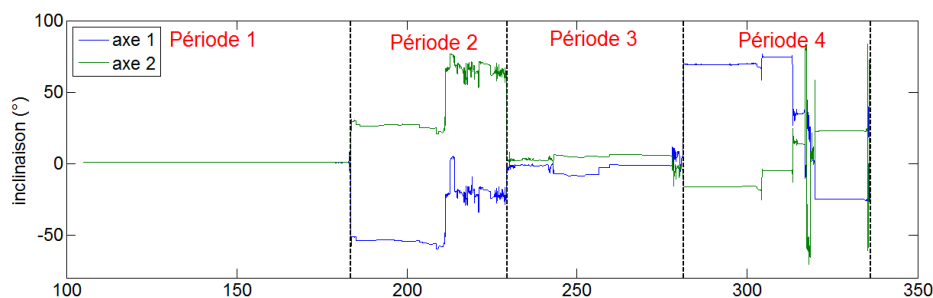


FIGURE 5.7 – Inclinaisons selon les deux axes perpendiculaires définis par les accéléromètres. Les 4 périodes qui seront analysées indépendamment sont séparées par les traits en pointillés noirs.

### N-ICE 2015

Dans le cas de la campagne N-ICE les périodes d'étude correspondent à celles de déploiement des bouées. En effet celles-ci ont été déployées verticalement dans la glace proches l'une de l'autre (quelques centaines de mètres) et récupérées à chaque levée de camp, sauf dans le cas de la première dérive de la version non polarisée car celle-ci a dû être laissée en dérive autonome lors du premier leg.

### 5.1.3 Données liées au LiDAR

#### 5.1.3.1 Format des données

Comme indiqué précédemment les profils LiDAR reçus résultent d'une moyenne temporelle sur 600 profils (d'environ une seconde chacun) et d'une moyenne spatiale évolutive (cf Tableau 5.3) de ce que fournit la carte de comptage.

Les derniers canaux de la carte de comptage correspondant aux altitudes entre 25.365km et 30.72km sont moyennés pour fournir une unique valeur représentant le bruit du profil. Un écart type pour chaque canal est également calculé et on reçoit donc pour chaque profil LIDAR un profil de l'écart type. Son calcul est basé sur la formule de Koenig :

$$\sigma = \sqrt{\overline{X^2} - \overline{X}^2} \quad (5.1)$$

Deux variables temporaires sont initialement créées et les étapes suivantes sont effectuées, après avoir moyenné spatialement le signal, à chaque nouveau cycle  $i$  (c'est à dire à l'accumulation par la carte de comptage du signal rétrodiffusé de 4096 tirs, correspondant à 1 profil LiDAR) :

$$\begin{aligned} C_1 &= C_1 + X_i \\ C_2 &= C_2 + X_i^2 \end{aligned} \quad (5.2)$$

Altitude	Canaux définis par la carte de comptage	Moyenne	Résolution équivalente	Nombre de canaux produits
0km → 1.05km	1 → 70	unitaire	15m	70
1.065km → 3.6km	71 → 240	sur 2 canaux	30m	85
3.615km → 12km	241 → 800	sur 4 canaux	60m	140
12.015km → 18km	801 → 1200	sur 8 canaux	120m	50
18.015km → 25.35km	1201 → 1690	sur 14 canaux	210m	35
<b>Total des canaux moyennés pour un profil</b>				<b>380</b>

TABLEAU 5.3 – Moyenne spatiale évolutive appliquée aux données fournies par la carte de comptage.

Le profil moyen et l'écart type sont alors obtenus de la façon suivante :

$$\begin{aligned}
 P_{moy} &= \frac{C_1}{N} \\
 \sigma &= \sqrt{\frac{C_2}{N} - \frac{C_1^2}{N}}
 \end{aligned}
 \tag{5.3}$$

L'application au profil final d'une moyenne spatiale différente selon les zones d'altitude va conduire à l'apparition de "marches" entre ces zones, dont l'amplitude est, en cas de stabilité du signal (fond de ciel et/ ou signal utile, cf Annexe G) proportionnelle à  $\sqrt{\frac{n_{z+1}}{n_z}}$ , où  $n_{z+1}$  et  $n_z$  correspondent respectivement au nombre de canaux compactés dans deux zones d'altitude consécutives. Enfin dans le même fichier à la suite de ces profils sont répertoriées différentes informations techniques concernant le système, telles que les températures précédemment citées (cf Tableau 5.2).

### 5.1.3.2 Mesures et corrections

Avant d'étalonner les mesures, plusieurs corrections ont été appliquées au signal brut. Elles ont été précédemment décrites en détail (cf Part.1 3.1), et sont donc succinctement rappelées ici dans l'ordre d'application :

- correction de l'undershoot : cette correction ne concerne que les profils présentant un signal intense (et donc souvent bas en altitude) entraînant une perte de signal sur plusieurs dizaines de canaux (cf Annexe E).
- correction de la saturation du détecteur (cf Annexe E) : un temps mort de 22ns a été utilisé pour la campagne Barneo et 22ns pour la campagne N-ICE. Si un signal dépasse la valeur maximale indiquée par le fournisseur du



détecteur (34.5 Mc/s pour l'APD déployé à Barneo), alors la correction n'est pas appliquée et les valeurs des canaux concernés sont changées en "NaN".

- correction du bruit : la valeur moyenne des derniers canaux (entre 20 et 25km) est utilisée pour être soustraite au signal total corrigé du détecteur.
- correction de l'altitude : simple multiplication de chaque canal par la distance correspondante (en kilomètre) mise au carré.
- correction de la fonction de recouvrement : aucune observation n'a été effectuée à l'horizontale en air clair, avant le déploiement pour ces deux premières campagnes. Par conséquent la fonction de recouvrement est déterminée en moyennant celles pouvant être déterminées avec les profils verticaux présentant le plus probablement une couche homogène dans le premier kilomètre. Ceci n'a pu être possible qu'avec le système de la première campagne (cf Figure 5.8) car trop peu de profils utilisables ont été obtenus lors de la seconde campagne à cause de la durée de cette dernière mais surtout à cause d'un givre important. Le même facteur de recouvrement sera donc utilisé pour cette seconde campagne. D'après la figure 5.8 le premier point restitué avec une erreur de 100% due à la correction géométrique se situe à environ 40m. Il sera également possible d'utiliser le profil d'écart type pour obtenir des informations aux plus basses altitudes.
- correction de l'inclinaison : le profil est corrigé de la mesure maximale fourni par les accéléromètres.

L'application de toutes ces corrections permet alors d'obtenir le signal  $P_u.z^2$  (cf Figure 5.9), dont l'étalonnage permettra de remonter aux informations géophysiques. On remarque sur la figure 5.9b donnant les  $P_u.z^2$  filtrés que les périodes d'observation restent apparentes en terme de portée, et qu'en moyenne elles sont plus élevées en période 1 à la fois parce que la bouée a une inclinaison verticale et que l'atténuation moyenne est plus faible.

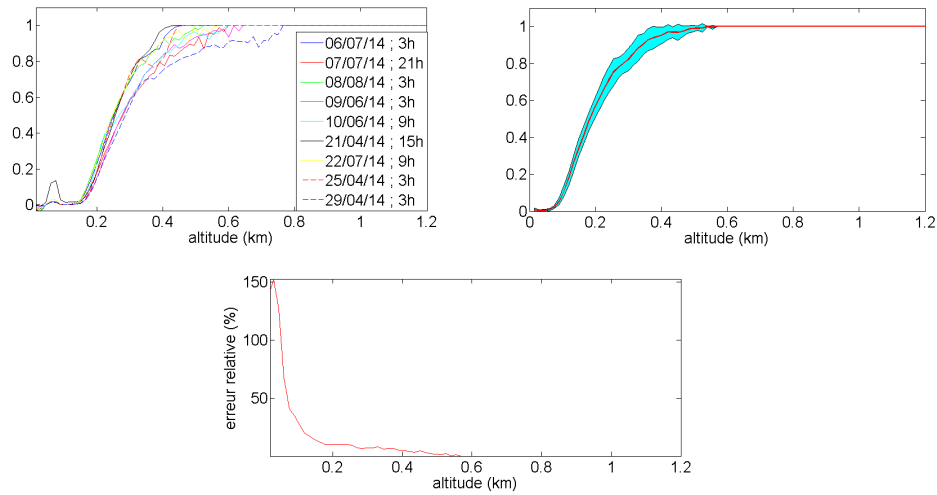


FIGURE 5.8 – Haut gauche : facteurs géométriques déterminés pour différentes observations sélectionnées dans la première campagne Barneo 2014 présentant a priori une zone semblant homogène. Haut droite : moyenne des facteurs géométriques (courbe rouge), utilisée pour la correction des observations des deux campagnes, et enveloppe d'écart type à chaque altitude. Bas : incertitude relative liée à la correction du facteur de recouvrement (inférieure à 20% au delà de 200m).

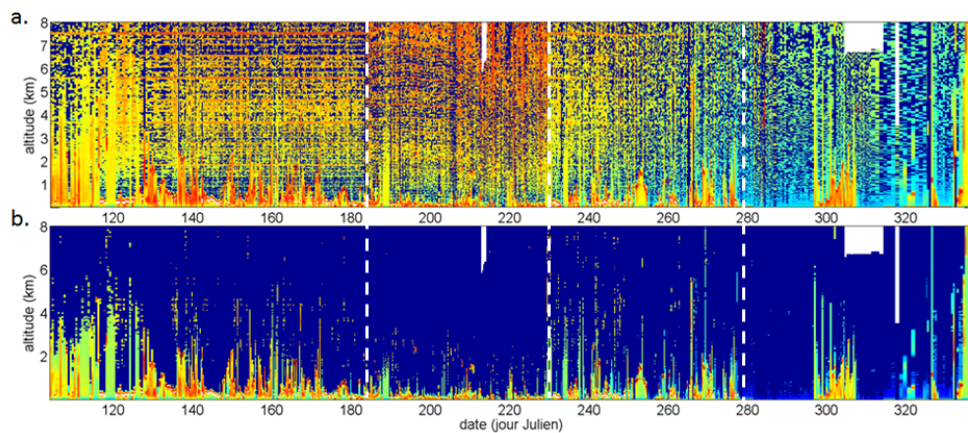


FIGURE 5.9 – Haut : représentation temporelle du  $P_u \cdot z^2$  de l'ensemble des profils obtenus pendant la première campagne en 2014. L'effet de la correction de l'inclinaison est visible sur les périodes du 183<sup>ième</sup> au 229<sup>ième</sup> jour Julien, et du 281<sup>ième</sup> au 318<sup>ième</sup> jour Julien. Les périodes définies sur la figure 5.7 sont séparées ici par des lignes blanches en pointillés. A cause d'une mauvaise adaptation d'impédance au niveau de l'électronique de comptage des "peignes" de bruit électronique régulier peuvent également être observés.  
Bas : même représentation temporelle du  $P_u \cdot z^2$ , mais en appliquant un traitement permettant de filtrer les bruits.

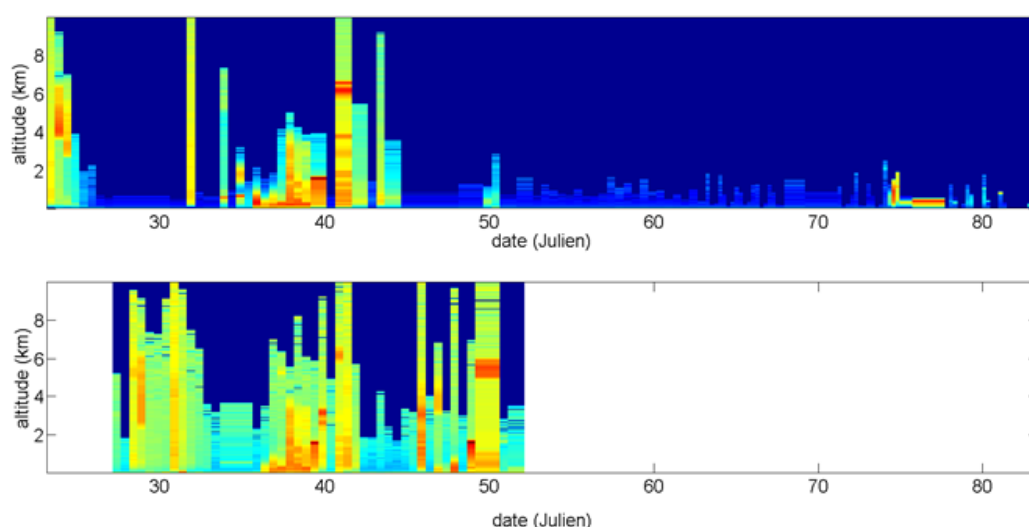


FIGURE 5.10 – Haut : représentation temporelle filtrée des bruits des profils corrigés du détecteur, du bruit et de l’altitude obtenus pendant la première dérive du système non polarisé pendant la campagne N-ICE 2015. On notera l’inefficacité du système de chauffage, puisque quasiment aucune donnée utile n’a pu être mesurée après le 45<sup>ème</sup> jour Julien. Bas : même représentation mais avec les profils obtenus sur la voie parallèle de la version polarisée pendant sa première dérive lors de la campagne N-ICE 2015.

L’axe temporel de la représentation temporelle inférieure de la figure 5.10 a été ajusté sur celui de la représentation supérieure. La version polarisée a été déployée quelques jours plus tard, d’où le décalage à gauche, et récupérée suite à la formation de leads autour du bateau, contrairement à la version non polarisée, d’où le décalage à droite. La fréquence de mesure n’était parfois pas la même pour les deux systèmes. Certains profils présentent des structures similaires sur les deux systèmes juste avant le 40<sup>ème</sup> jour Julien, ce qui pourra permettre certaines comparaisons et validations du système polarisé dont l’étalonnage est plus difficile à suivre.

## 5.2 Adaptation des méthodes d’étalonnage

### 5.2.1 Existence d’une zone de référence

La zone de référence habituellement recherchée correspond à du signal moléculaire. Pour espérer détecter du signal moléculaire il faut que le bruit soit le plus faible possible. Ceci signifie lors de mesure de jour l’absence de nuage pendant l’observation, ce qui peut être détecté par l’étude du profil d’écart type (cf Annexe G). Une fois les profils récupérés (peu nombreux car la nébulosité arctique est importante cf Chapitre 6) il faut faire une seconde sélection en vérifiant individuellement qu’il y a effectivement une zone moléculaire et non pas une présence importante d’aérosols en analysant leur pente (cf Fig 5.11). Il est alors possible d’estimer la

constante système apparente comme cela a été précédemment décrit dans la section 3.2.1.2. Il est également possible de trouver d'autre profil présentant un signal moléculaire sous un nuage.

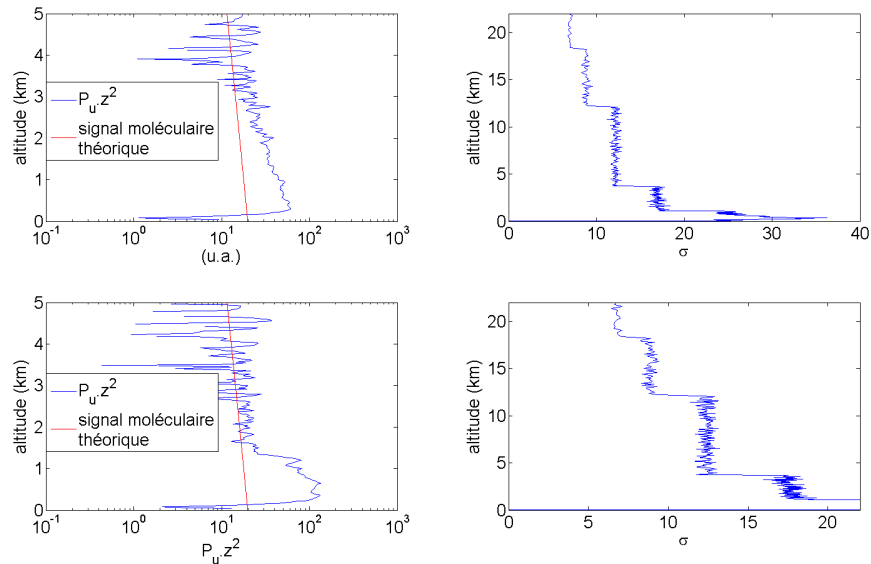


FIGURE 5.11 – Haut : exemple de profil en atmosphère "claire" (sans nuage) indiquée par l'amplitude des marches du profil d'écart type (cf Annexe G), mais présentant a priori une couche d'aérosols importante entre la surface et environ 3km, caractérisée par une atténuation plus importante que celle attendue pour du signal moléculaire (à gauche : courbe rouge).

Bas : exemple de profil en atmosphère "claire" (sans nuage) indiquée par l'amplitude des marches du profil d'écart type, présentant une zone où le signal correspond a priori à du signal moléculaire au dessus d'une couche d'aérosols.

En dehors des problèmes de givre qui seront abordés par la suite l'incertitude liée à cette méthode d'étalonnage provient principalement de celle sur l'atténuation par les aérosols éventuellement présents sous la zone de signal moléculaire et de la zone d'altitude considérée. Celle-ci peut être estimée par l'utilisation de la formule établie par Platt (cf Equation 3.8). La correction du détecteur a peu d'influence ici car la détection de moléculaire avec le système déployé lors des deux premières campagnes signifie qu'il n'y a pas de nuage ou d'autres facteurs pouvant augmenter considérablement le fond de ciel. Par conséquent le bruit est très limité et le phénomène de temps mort peu présent. Une incertitude de 10% sera donc considérée avec cette méthode.

### 5.2.2 Problème de givrage du hublot

Chaque profil LiDAR présente un pic de signal plus ou moins intense dans les tous premiers canaux (en général le cinquième) correspondant au signal diffusé par

le hublot incliné du tube. L'amplitude de ce pic (cf Fig 5.12) est d'une part fonction du système, car elle va dépendre de l'énergie émise mais également du réglage de la tête optique, et d'autre part de l'opacité du hublot plus ou moins importante à cause des dépôts (neige, pluie) et de la formation de givre.

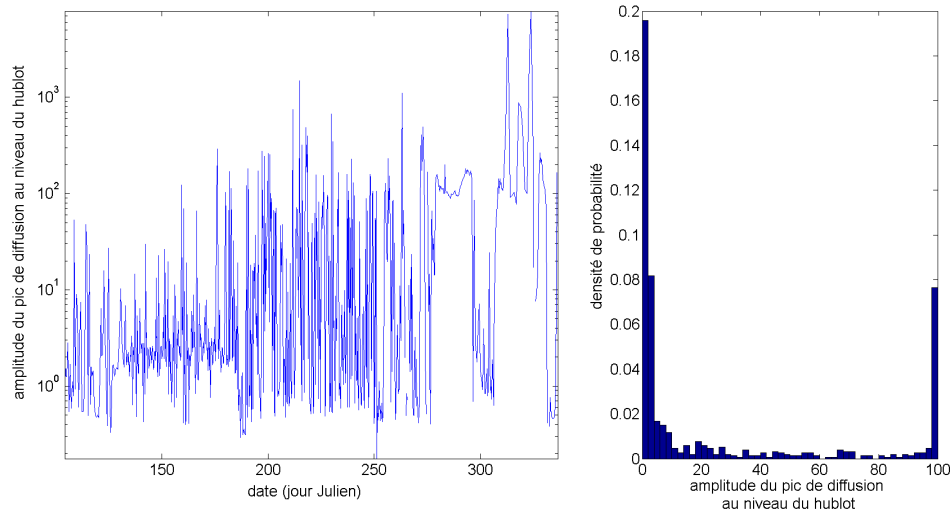


FIGURE 5.12 – Gauche : représentation temporelle de l'amplitude du pic de diffusion au niveau du hublot pour chaque profil. Droite : densité de probabilité du pic de diffusion au niveau du hublot. La valeur maximale a été seuillée à 100 pour cette représentation graphique.

Afin d'économiser les batteries le chauffage du hublot n'est pas systématiquement allumé avant chaque tir LIDAR, mais uniquement lorsque 3 ou 4 profils consécutifs montrent une atténuation importante du signal LIDAR, associée à un pic de diffusion au niveau du hublot de grande amplitude. Ces premiers déploiements ont mis en évidence un manque d'efficacité du système de chauffage du hublot puisque malgré sa mise en route le givre n'était pas supprimé et le signal utile restait très, voire totalement, atténué (par exemple pendant la quinzaine de jour qui ont suivi le 280<sup>ième</sup> jour Julien (cf Figure 5.9), ou plus globalement l'ensemble de la campagne N-ICE). Il y a néanmoins de nombreux cas de givrage intermédiaire qui entraîne une atténuation moins importante et permet donc la détection de signal utile. Il est par conséquent nécessaire de trouver une correction de la transmission du hublot pour l'ensemble de ces profils.

### Correction

On sélectionne pour chaque campagne une série de profils (cf Figure 5.14 et Figure 5.13) possédant une zone où il est possible d'évaluer la constante système par la méthode du signal moléculaire (cf Part1 3.2.1.2), et présentant a priori sous cette zone une atténuation similaire et faible. Pour la campagne Barneo la constante système en hublot clair est ainsi estimée à  $68 \pm 10\%$  (cf Figure 5.13a.). Dans le cas de la campagne N-ICE 2015 seule la première période de dérive du système non polarisé est utilisée. La constante système dans un cas de hublot clair est alors estimée à  $82 \pm 10\%$  (cf Figure 5.14a.). D'autres estimations sont également réalisées pour des profils présentant un givre plus ou moins intense (cf Figure 5.13b. et 5.14b.).

Puis l'amplitude du signal diffusé par le hublot est récupérée pour chacun de ces profils, et le minimum obtenu pour chaque campagne est divisé par chacun des signaux sélectionnés de la même campagne pour obtenir un proxy de la transmission du hublot pour chaque profil. Celui-ci tendra donc vers 1 ou vers 0, respectivement lorsque il n'y a pas de givre ou au contraire lorsque le hublot est fortement givré. L'hypothèse importante qui est faite ici est que pour chaque campagne le profil sélectionné possédant la plus faible diffusion par le hublot fournit effectivement une très bonne estimation de la constante système avec un hublot clair. Cette hypothèse peut être visuellement validée par une estimation de la portée et de l'amplitude du signal LiDAR en prenant en compte les différentes structures nuageuses pouvant être présentes.

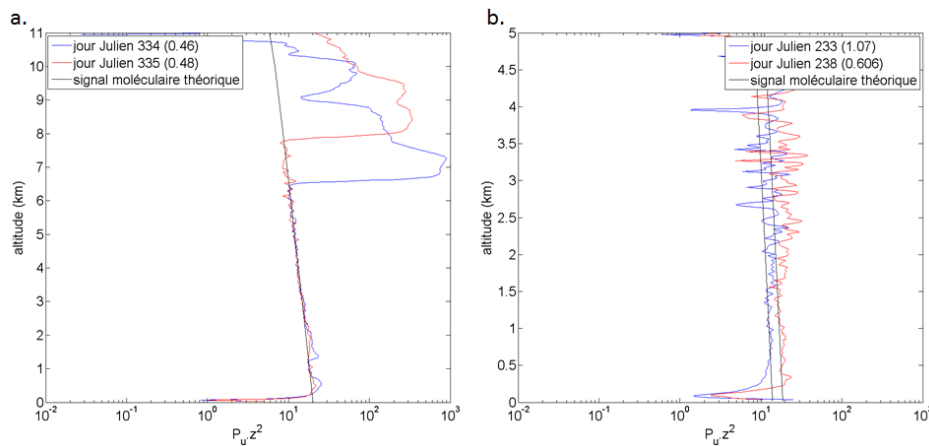


FIGURE 5.13 – Gauche : profils provenant de la campagne Barneo, pour lesquels on considère que la constante système obtenue correspond à une estimation très proche de la constante système avec un hublot clair. Les nombres entre parenthèse dans la légende correspondent à l'amplitude du signal diffusé sur le hublot. Droite : quelques un des profils utilisés pour l'estimation de la constante système dans le cas d'un givrage plus ou moins important du hublot. Les constantes sont estimées à 47 et 63  $\pm 10\%$  respectivement pour la courbe bleue et rouge.

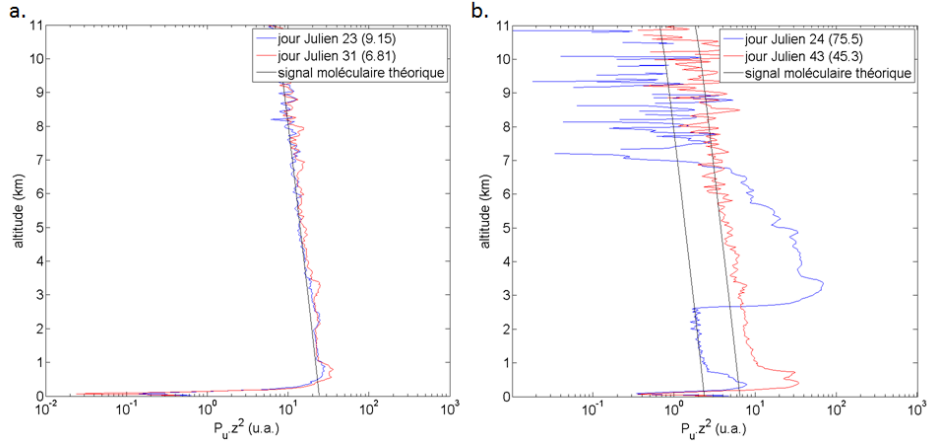


FIGURE 5.14 – Gauche : profils provenant de la première dérive du LiDAR non polarisé de la campagne N-ICE, pour lesquels on considère que la constante système obtenue correspond à une estimation très proche de la constante système avec un hublot clair. Les nombres entre parenthèse dans la légende correspondent à l’amplitude du signal diffusé sur le hublot.

Droite : quelques un des profils utilisés pour l’estimation de la constante système dans le cas d’un givrage plus ou moins important du hublot. Les constantes sont estimées à 8 et 52 +/- 10% respectivement pour la courbe bleue et rouge.

Il est alors possible de lier l’inverse de la constante système normalisée (correspondant à l’inverse du facteur de correction à appliquer à la constante système maximale) au proxy de transmission du hublot défini précédemment. Etant donné la faible portée du système pour les mesures de jour et la fréquence élevée de nuage dense à de très basses altitudes le nombre de profils sélectionnés dans chaque campagne est faible. Néanmoins leur association permet d’obtenir une courbe correctrice en fonction de l’intensité normalisée du signal de diffusion au niveau du hublot (cf Figure 5.15). La constante système utilisée pour chaque profil correspondra donc à la constante système supposée comme étant celle dans un cas de hublot clair multipliée par un facteur correctif  $C$  compris entre 0 et 1.

$$K = K_{\text{hublotclair}} \cdot C \quad (5.4)$$

avec :

$$C(x) = \frac{1}{Q_1 \cdot \exp(Q_2 \cdot x) + Q_3 \cdot \exp(Q_4 \cdot x)} \quad (5.5)$$

avec :

$$\begin{aligned} Q_1 &= 51.7085 & Q_3 &= 1.2284 \\ Q_2 &= -19.3387 & Q_4 &= -0.0831 \end{aligned} \quad (5.6)$$

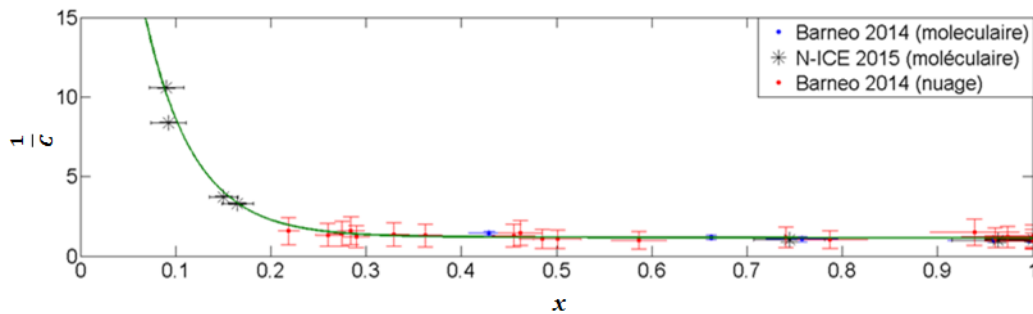


FIGURE 5.15 – Variation du facteur de correction de la constante système en fonction de l'indice de givre décrit dans le texte, et déduite de l'évaluation de la constante système sur une sélection de profils provenant des deux campagnes.

L'analyse des profils de chaque campagne a donc abouti à une constante système d'environ 68 et 82, respectivement pour Barneo et la première période de N-ICE. Pour la seconde période de N-ICE la constante système a été évaluée à environ 50, sans explication possible pour l'instant pour cette diminution. Une constante système moyenne de l'ordre de 55 a également été spécifiquement estimée pour la seconde période de la campagne Barneo et a donc été utilisée uniquement pour cette période. Une explication pour cette atténuation serait une occultation partielle du hublot du côté de la voie de réception, ce qui atténuerait la transmission globale uniquement sur le trajet retour de l'impulsion et n'entraînerait pas d'augmentation du signal de diffusion au niveau du hublot. Malheureusement ces fortes inclinaisons, dues a priori à la formation d'une crête de compression à proximité de la bouée (cf Figure 5.16) associée à une fonte progressive de la glace, ont coïncidé avec la perte de la caméra nous fournissant des photos journalières de la bouée. Il n'est donc pas possible de confirmer cette hypothèse. Enfin concernant le système polarisé, bien que l'influence du givre sur la dépolarisation, et donc l'atténuation et l'étalonnage, ne soit pas connu, on considérera pour les premières analyses présentées par la suite une constante système de 55 qui a été évaluée sur l'un des profils du système en ciel clair avec des indices de givre relativement faible sur chaque voie.





FIGURE 5.16 – Deux dernières photos reçues de la caméra indépendante faisant face à la bouée pendant la campagne Barnéo. Le début de formation d’une crête de compression, probablement à l’origine de l’inclinaison importante de la bouée pendant cette seconde période, est visible sur la droite.

### Incertitudes liées à cette correction

L’incertitude sur la correction de la constante système (cf Equation 5.7) est le résultat de nombreuses incertitudes dont la propagation est résumée sur la figure 5.17.

$$\frac{\delta K}{K} = \sqrt{\left(\frac{\Delta K_{hublotclair}}{K_{hublotclair}}\right)^2 + \left(\frac{\delta C}{C}\right)^2} \quad (5.7)$$

L’incertitude sur la constante système  $K_{hublotclair}$  a été précédemment estimée à 10%. L’incertitude concernant le facteur correctif est un peu plus complexe à évaluer. Elle se compose des incertitudes liées à l’établissement de la courbe correctrice précédente, dont l’équation est indiquée ci-dessous (cf Equation 5.5), mais également de l’incertitude liée à la valeur normalisée de l’amplitude du signal de diffusion au niveau du hublot pour chaque profil.

L’incertitude sur cette équation s’exprime de la façon suivante :

$$\left(\frac{\delta C}{C}\right)^2 = \left(\frac{\delta [Q_1 \cdot \exp(Q_2 \cdot ind_{givre}) + Q_3 \cdot \exp(Q_4 \cdot ind_{givre})]}{Q_1 \cdot \exp(Q_2 \cdot ind_{givre}) + Q_3 \cdot \exp(Q_4 \cdot ind_{givre})}\right)^2 \quad (5.8)$$

avec :

$$\begin{aligned} \delta [Q_1 \cdot \exp(Q_2 \cdot ind_{givre}) + Q_3 \cdot \exp(Q_4 \cdot ind_{givre})]^2 = & \\ & (\delta [Q_1] \cdot \exp(Q_2 \cdot ind_{givre}))^2 + (Q_1 \delta [Q_2] \cdot ind_{givre} \cdot \exp(Q_2 \cdot ind_{givre}))^2 \\ & + (\delta [Q_3] \cdot \exp(Q_4 \cdot ind_{givre}))^2 + (Q_3 \delta [Q_4] \cdot ind_{givre} \cdot \exp(Q_4 \cdot ind_{givre}))^2 \\ & + (Q_1 \cdot Q_2 \cdot \exp(Q_2 \cdot ind_{givre}) \delta [ind_{givre}] + Q_3 \cdot Q_4 \cdot \exp(Q_4 \cdot ind_{givre}) \delta [ind_{givre}])^2 \end{aligned} \quad (5.9)$$

Pour établir l’équation de la courbe correctrice du givre (cf Equation 5.5) des données concernant certains profils ont été utilisées. Cependant ces données sont affectées par des incertitudes provenant de diverses sources, dont le détecteur, à l’origine des barres d’incertitude verticales et horizontales visibles sur la courbe

correctrice (cf Figure 5.15). En effet quelle que soit la campagne pour établir le facteur de correction il a fallu normaliser les constantes système, donc comptabiliser deux fois l'incertitude liée à cette estimation ce qui fournit une première incertitude de l'ordre de 15% correspondant aux barres d'incertitude verticales sur la figure 5.15 (représentation du haut). La source d'erreur liée aux barres horizontales provient de l'incertitude liée aux valeurs normalisées des signaux de diffusion (c'est à dire à l'indice de givre), avec pour origines principales la correction du détecteur (entraînant une erreur sur le signal de diffusion mesuré ( $diffHublot_{mes}$ ) et l'estimation du signal de référence dans le cas du hublot clair ( $diffHublot_{ref}$ ) :

$$\frac{\delta[ind_{givre}]}{ind_{givre}} = \sqrt{\left(\frac{\delta[diffHublot_{mes}]}{diffHublot_{mes}}\right)^2 + \left(\frac{\delta[diffHublot_{ref}]}{diffHublot_{ref}}\right)^2} \quad (5.10)$$

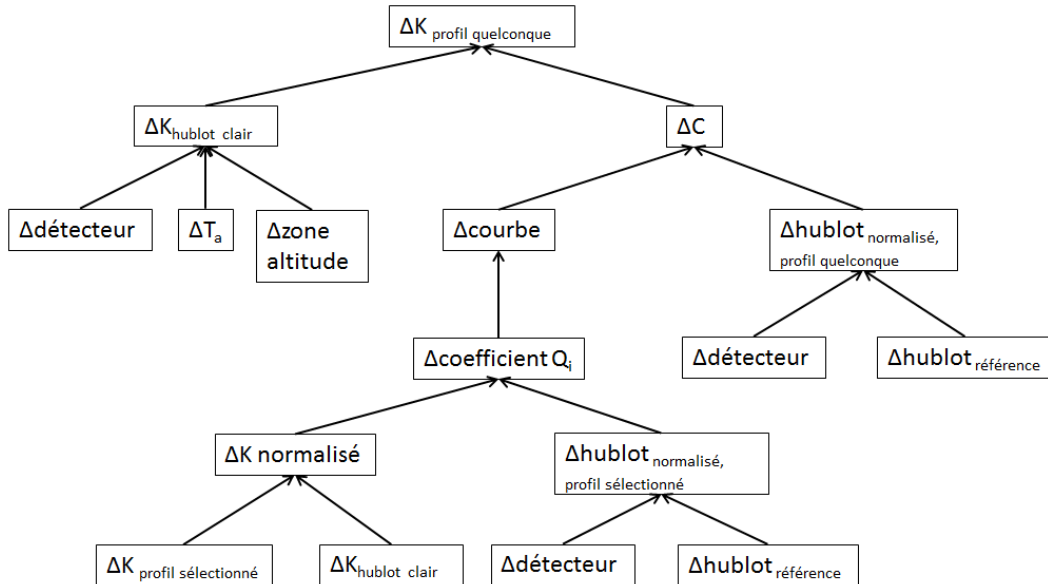


FIGURE 5.17 – Diagramme résumant la propagation des incertitudes afin d'estimer la constante système pour un profil quelconque.

L'incertitude liée à la correction du détecteur va dépendre de la campagne. Par exemple dans le cas de Barneo le signal de diffusion est faible et l'erreur est limitée à 2% pour les données utilisées dans l'établissement de la courbe et à 5% maximum pour un indice de givre supérieur à 0,05. En revanche dans le cas de la campagne N-ICE l'amplitude est beaucoup plus importante et l'incertitude liée au détecteur est comprise entre 2 et 20% pour les données utilisées dans l'établissement de la courbe. Connaissant ces diverses incertitudes un tirage sur un grand nombre de cas a été réalisé afin d'estimer les moyennes et variations des différents coefficients :

$$\begin{aligned}
\delta Q_1 &= 21.7987 \\
\delta Q_2 &= 3.1864 \\
\delta Q_3 &= 0.2489 \\
\delta Q_3 &= 0.2485
\end{aligned}
\tag{5.11}$$

Une fois établi les incertitudes sur les coefficients de la courbe, pour évaluer l'incertitude du coefficient de correction pour un profil il faut prendre en compte l'incertitude sur l'indice de givre de ce profil. Pour les deux premières campagnes celle-ci est globalement de l'ordre de 10%, ce qui conduit finalement à une incertitude de l'ordre de 30% pour un indice de givre compris entre 0,1 et 0,3, et supérieure à 30% dans le cas d'un indice de givre inférieure à 0,3 (60% pour un indice égal à 0,1).

Par conséquent, avec l'incertitude de 10% sur la constante de référence en cas de hublot clair, on obtient une incertitude maximale sur les constantes système corrigées du givre de l'ordre de 61%.

### 5.2.3 Bilan

Les premières campagnes ont montré la formation et la persistance de givre du hublot malgré le système de chauffage intégré au tube LiDAR. Ce phénomène modifie la transmission global du LiDAR et donc influe directement sur l'étalonnage du système d'un profil à un autre. Le signal de diffusion au niveau du hublot augmente avec l'importance du givre, ce qui nous fournit un proxy de la transmission. Grâce à la sélection dans chaque campagne de profils pour lesquels une constante système pouvait être calculée par la méthode moléculaire ou du  $\gamma$  un lien a pu être mis en évidence entre la variation de la constante système et l'intensité du signal de diffusion due au givre. Néanmoins pour limiter des incertitudes potentiellement importantes pour les indices les plus faibles nous nous limiterons aux profils possédant un indice de givre supérieur à 0,1 pour des études qualitatives.

A l'instar de n'importe quel système LiDAR déployé dans d'autre région nous avons mis en place un suivi de la calibration du système conçu pour le projet IAOS en se basant sur le signal moléculaire reconnaissable à sa pente. Il est préférable de considérer les valeurs obtenues lors des mesures de nuit afin de limiter les incertitudes dues à la correction du détecteur. Cependant, en l'absence de mesure de l'épaisseur optique des aérosols, il n'est pas possible de connaître la constante système, dans le cas de hublot clair, à mieux que 10%.

Pour les profils ne possédant pas de hublot clair d'après leur signal de diffusion normalisé au niveau du hublot, il n'est pas possible pour l'instant d'estimer leur constante système à mieux que 25% dans le meilleur des cas et à mieux que 55% dans le pire des cas.

L'étalonnage par analyse de nuages d'eau liquide opaque peut également être envisagé mais cette méthode présente une importante source d'erreur provenant de la correction du détecteur des signaux très intenses qui sont utilisés, et qui conduit à une incertitude supérieure à 50%.

Finalement l'évaluation des constantes systèmes en cas de hublot clair pour

chaque campagne a abouti à une constante système de  $68\pm 10\%$  pour Barneo ( $55\pm 10\%$  spécifiquement pour la seconde période) et  $82\pm 10\%$  pour N-ICE.

## 5.3 Données exploitables

### 5.3.1 Définition d'un profil exploitable

A cause des incertitudes liées à la correction pour compenser l'atténuation du givre, certains profils trop givrés seront écartés en fonction de l'étude réalisée. Ainsi pour une étude quantitative comme l'estimation de l'épaisseur optique d'une couche d'aérosols ou d'un nuage, et sans indication contraire, seuls les profils possédant un indice de givre supérieur à 0,1 seront retenus. En revanche pour la détection des propriétés macrophysiques des nuages (base, sommet apparent) tous les profils seront considérés. Afin d'éviter des valeurs aberrantes de rapport de diffusion atténué, qui est la grandeur utilisée pour détecter les nuages, les profils avec un indice de givre inférieur à 0,1 sont corrigés en considérant cette valeur d'indice.

En fonction de l'intensité du givre et de la longueur de la période certains aspects ne pourront donc pas être étudiés par manque de données. D'autre part une longue période ne signifie par forcément beaucoup plus de données car la fréquence de mesure a été de nombreuses fois modifiée afin d'éviter une consommation inutile des batteries lors des périodes de givre intense.

Enfin pour les analyses statistiques on supprime totalement les profils dont l'indice de givre est inférieur à 0,005 car cela signifie dans la grande majorité des cas un hublot absolument opaque.

### 5.3.2 Bilan

A cause de la présence du givre et de l'inefficacité du système de chauffage tous les profils reçus lors des deux premières campagnes ne sont pas exploitables. En fonction de l'analyse réalisée (étude qualitative des aérosols et des nuages, détection des propriétés macrophysiques des nuages) tous les profils ne seront pas considérés. Le tableau ci-dessous récapitule le nombre de profils suivant la valeur de l'indice de givre, détaillé pour chaque période en annexe I. Bien qu'une correction ait été décrite précédemment il ne faut pas oublier qu'elle s'appuie sur une hypothèse forte d'homogénéité du givre sur le hublot, ce qui est certainement totalement erronée dans certaines conditions. Par conséquent les nombres indiqués dans le tableau ne sont que le résultat d'une détection automatique, et ne préjugent en rien d'une certitude totale concernant l'exploitabilité de chaque profil.

Campagne	Période	Constante système	Nombre total de profils	Profils inexploitable (indice<0.005)	Profils très givrés (0.005<indice<0.1)	Profils utilisables pour études optiques (indice>0.1)
Barneo 2014	P1	68	258	6	40	212 (82%)
	P2	55	180	17	73	90 (50%)
	P3	68	208	33	79	96 (46%)
	P4	68	123	67	18	38 (31%)
N-ICE 2015	P1 (non polarisé)	80	166	105	47	14 (8,4%)
	P2 (non polarisé)	80	73	0	5	68 (93%)
	P1 (polarisé)	50	45	-	-	-
	P2 (polarisé)	-	16	-	-	-

TABLEAU 5.4 – Tableau résumant le nombre de profils de chaque période, ceux totalement inexploitable et ceux possédant un indice de givre trop faible pour être utilisés dans des analyses qualitatives. Dans le cas du système polarisé la variabilité de l'indice induite par le givre ne permet pas pour l'instant de déduire quel profil peut être exploitable.

## 5.4 Conclusion

Les deux premières campagnes de déploiement des bouées multi-instrumentées du projet IAOOS se sont déroulées en 2014 et 2015. La première, à laquelle j'ai personnellement participé, a permis le déploiement du dernier prototype de micro-LiDAR non polarisé au niveau du camp de Barneo installé chaque année proche du pôle Nord par les Russes. Cette étape importante du projet a été précédée par un arrêt de quelques jours à Longyearbyen, au Svalbard, à l'occasion duquel certaines faiblesses mécaniques du système ont été mises en évidence. Le second déploiement s'est déroulé à l'occasion de la campagne norvégienne N-ICE en 2015 et a été la première opportunité de déployer les premiers systèmes entièrement réalisés par les industriels et assemblés à la PIT (Plateforme d'Intégration et de Test de l'Observatoire de Versailles Saint-Quentin-en-Yveline), notamment la version polarisée du LiDAR.

Ces deux campagnes ont différé par de nombreux aspects. La première a représenté un test complet dans des conditions normalement prévues pour l'ensemble des systèmes, c'est à dire un déploiement suivi d'une dérive en autonomie totale sans possibilité d'intervention sur la bouée, et notamment sur le LiDAR. Cette dérive a duré près de 8 mois, de mi-avril 2014 à fin novembre 2014, avec un très bon fonctionnement du LiDAR en termes de communications satellite ascendantes et descendantes. Le déroulement de la campagne N-ICE a en revanche permis une observation prolongée des premières bouées, produites par les industriels et assemblées par la PIT, pendant leur fonctionnement. En effet l'intérêt de cette campagne résidait dans la prise en glace du bateau scientifique norvégien, le LANCE, permettant ainsi aux scientifiques à bord de réaliser des mesures journalières concernant l'océan, la glace et l'atmosphère. Les bouées ont alors été déployées dans la glace à

proximité du navire pendant des petites périodes de fin janvier 2015 à début juin 2015. Elles ont en effet parfois dû et pu être récupérées en fonction des levées de camp nécessaires lors de formation de crêtes de compression et de *leads* dans les environs.

La première campagne a été l'occasion de mettre en évidence les inclinaisons que pouvaient subir la bouée au cours d'une dérive, ce qui signifie une portée limitée en altitude mais une meilleure résolution du LiDAR dans les très basses couches, contrairement à la seconde campagne durant laquelle les bouées étaient la majorité du temps verticales dans la glace à proximité du navire. Ces campagnes ont également mis en évidence un manque d'efficacité du système de chauffage du hublot, conduisant à la formation de givre, particulièrement fréquent et intense à la fin de l'automne et en hiver comme l'ont indiqué les données LiDAR des deux déploiements mais également les observations de l'équipe scientifique lors de la seconde campagne.

Ce givre modifie la constante système et remet donc en cause l'étalonnage d'un profil à l'autre. Néanmoins une relation a pu être établie entre l'augmentation liée au givre de l'intensité du signal de diffusion au niveau du hublot et la diminution de la constante système effective, dans des cas de givre limité. Afin d'établir une correction des profils pour lesquels la méthode d'étalonnage moléculaire pouvait être appliquée ont été sélectionnés. Cette sélection s'est faite de manière automatique dans un premier temps en utilisant le profil d'écart type sur les 10 minutes d'observation présent dans chaque fichier LiDAR. Une vérification individuelle des profils a ensuite été réalisée pour s'assurer de l'absence d'aérosols sur certaines zones d'altitude. Une correction additionnelle dans la procédure d'étalonnage a alors été déduite à partir des valeurs normalisées des constantes systèmes et des signaux de diffusion sur le hublot, permettant d'avoir une estimation plus précise de la constante système effective pour les profils présentant un phénomène de givre faible à modéré limitant les incertitudes.

Dans le cas de la campagne Barneo la constante système dans les cas de hublot clair a été estimée à  $68 \pm 10\%$  ( $55 \pm 10\%$  spécifiquement pour la seconde période), et pour la campagne N-ICE à  $82 \pm 10\%$  et  $50 \pm 10\%$  respectivement pour le premier et second déploiement du système non polarisé.



# Analyses atmosphériques

---

## Sommaire

<b>6.1</b>	<b>Classification</b>	<b>132</b>
6.1.1	Méthode	132
6.1.2	Résultats	134
6.1.3	Aérosols	136
6.1.3.1	Méthode de sélection des profils	136
6.1.3.2	Occurrence	136
6.1.3.3	Bilan	139
6.1.4	Nuages	140
6.1.4.1	Méthode de détection	140
6.1.4.2	Résultats	140
6.1.4.3	Bilan	142
<b>6.2</b>	<b>Propriétés optiques</b>	<b>143</b>
6.2.1	Aérosols/précipitations glacées/poussières cristallines	143
6.2.1.1	Hypothèse sur le rapport LiDAR	143
6.2.1.2	Barneo 2014	145
6.2.1.3	N-ICE 2015	150
6.2.1.4	Bilan	153
6.2.2	Nuages	154
6.2.2.1	Rappel des techniques d'analyses	154
6.2.2.2	Détermination et confirmation de $\eta$ d'après Platt et MOMO	155
6.2.2.3	Détermination des épaisseurs optiques des nuages	156
6.2.2.4	Détermination des épaisseurs optiques des précipitations	163
6.2.2.5	Bilan	164
6.2.3	Analyses connexes et couplage avec les observations spatiales	166
6.2.3.1	Origine des aérosols	166
6.2.3.2	Observations spatiales	167
<b>6.3</b>	<b>Bilan radiatif à la surface</b>	<b>170</b>
6.3.1	Flux IR	170
6.3.1.1	Méthodes de calcul	170
6.3.1.2	Résultats et comparaisons	174
6.3.1.3	Bilan	177
6.3.2	Flux solaire	178
6.3.2.1	Méthodes de calcul	178
6.3.2.2	Résultats	178
6.3.3	Comparaisons modèles - mesures	179
6.3.4	Bilan	183
<b>6.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>184</b>

---





Ce chapitre présente les analyses réalisées et les premiers résultats obtenus à partir des données atmosphériques LiDAR, à l'issue des deux premiers déploiements de bouées multi-instrumentées du projet IAOOS. Après avoir réalisé une première classification des signaux, les cas d'aérosols détectés sont présentés et, sous certaines hypothèses, leur épaisseur optique est calculée. Les propriétés macrophysiques (base, sommet) et optiques (épaisseur optique) des nuages sont également étudiées. Enfin une estimation des flux radiatifs à la surface est réalisée, en comparant les estimations utilisant différentes observations réalisées par la bouée aux réanalyses et aux sorties du modèle WRF (Weather Research and Forecasting Model).

## 6.1 Classification

### 6.1.1 Méthode

Comme cela est fait pour les observations spatiales et afin de bien analyser leurs propriétés, il est important de pouvoir séparer aérosols et nuages. La première étape de l'analyse consiste donc à développer une méthode de classification des différents types de signaux. La classification des différents signaux se base sur le rapport de diffusion atténué (cf Section 3.3.1), avec les critères indiqués dans le tableau 6.1 dérivés d'observations précédentes [Vaughan 2009] [de Villiers 2010].

Type	Critères
Moléculaire	- valeurs du $Rd_{tot,att}$ comprises entre 0,8 et 1,2 et en dessous d'un nuage
Aérosols	- valeurs du $Rd_{tot,att}$ entre 1,2 et 10 (non "rattaché" à la base d'un nuage) - valeurs du $Rd_{tot,att}$ entre 0,5 et 1,2 au dessus d'un nuage (pour les mesures de nuit)
Neige soufflée Poussière cristalline	- valeurs du $Rd_{tot,att}$ entre 10 et 20 ET non "rattaché" à la base d'un nuage
Précipitation	- valeurs du $Rd_{tot,att}$ comprises 1,2 et 20 ET "rattaché" à la base d'un nuage
Nuage	- domaine compris entre les bases et sommets apparents détectés (cf Section 6.1.4) (correspond à des $R_d < 10$ )
Indéterminé	- valeurs de $P_u \cdot z^2$ inférieures à l'enveloppe définissant une limite de bruit étendue ( $2 \cdot \sigma_{bruit} \cdot z^2$ ) - aérosols précédemment déterminés localisés au dessus d'un nuage dans les mesures de jour - valeurs du $Rd_{tot,att}$ inférieures à 0,8 - valeurs de $Rd_{tot,att}$ n'appartenant à aucune des catégories précédentes

TABLEAU 6.1 – Tableau des critères utilisés pour établir la classification des différents signaux en termes de milieu atmosphérique.

Le rapport de diffusion atténué du signal moléculaire est considéré avec une variation de  $\pm 20\%$  par rapport à sa valeur unitaire théorique pour prendre en partie en compte l'incertitude sur l'étalonnage de la constante système et l'atténuation éventuelle par une couche d'aérosols. Il est considéré pour les mesures de jour qu'aucun signal moléculaire ou lié aux aérosols ne peut être détecté au dessus d'un sommet apparent observé. Dans le cas des mesures de nuit ce type de signal peut être détecté mais auquel cas aucune distinction n'est faite au dessus du nuage entre du moléculaire et des aérosols qui est finalement la catégorie choisie. La poussière cristalline et la neige soufflée (respectivement "diamond dust" et "blowing snow" dans la littérature) sont regroupées dans cette première classification, en se basant sur leur capacité de rétrodiffusion beaucoup plus importante que les aérosols [Lesins 2009]. Néanmoins le phénomène de neige soufflée se produit en général très proche de la surface, ce qui pourrait être un critère supplémentaire à considérer dans de futures analyses pour séparer ces deux structures. De même ce qui a pu être considéré jusqu'à présent comme des nuages dont la base était au niveau de la surface pourrait être plutôt vu comme de la neige soufflée.

Il est possible de distinguer les nuages d'eau liquide de ceux en phase mixte ou

complètement composés de cristaux, avec les observations fournies par les systèmes polarisés. Cependant seules quelques bouées sont équipées avec une telle version du LiDAR. Des corrections non définies pour le moment devront être appliquées pour ces systèmes. Il serait néanmoins possible de faire une distinction entre des nuages majoritairement composé d'eau liquide ou de glace en se basant sur leur hauteur et l'amplitude du signal rétrodiffusé. Les nuages d'eau liquide ont en effet une atténuation plus importante que leurs homologues composés de glace [Fuchs 2015], tout en étant très rétrodiffusant, ce qui concrètement signifie une amplitude de signal élevée et une épaisseur de quelques centaines de mètres. Quelques profils présentant un tel signal, obtenus pendant la troisième période de Barneo, sont montré sur la figure 6.1. D'après des données ERA-interim ces nuages sont à une température comprise entre -10 et 0°C, ce qui est cohérent avec l'hypothèse d'un nuage d'eau liquide. Bien que cette distinction ne soit pas abordée plus en détail ici, elle pourra être envisagée dans la suite du projet lorsque plus de données auront été accumulées par les bouées.

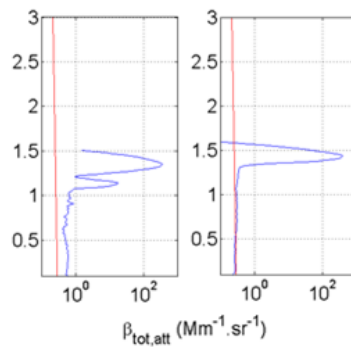


FIGURE 6.1 – Exemples de profils provenant de la troisième période de la campagne Barneo (du 242<sup>ième</sup> jour), possédant un signal pouvant être considéré comme un nuage d'eau liquide.

Les données d'un seul système polarisé ont commencé à être analysées pour l'instant. Bien que l'influence du givre soit totalement inconnue, supposons pour les profils dont les diffusions dans chaque voie de réception au niveau du hublot sont les plus faibles, que l'étalonnage établi en région parisienne est toujours valable. La figure 6.2 montre l'analyse réalisée sur l'un de ces profils. La dépolarisation obtenue à la base du nuage augmente très rapidement ( 10%) puis s'accroît progressivement jusque 20% à son sommet ce qui est tout à fait possible pour un nuage de glace avec des particules orientées [Noel 2005] [Sassen 2012]. Une faible dépolarisation ( 2%) peut également être constatée entre 200 et 1500m correspondant à la couche d'aérosols, ou due à la présence de givre. Au dessus de 1500m la voie perpendiculaire est totalement bruitée et seul le nuage dépolarise suffisamment pour être visible. Sur la figure de gauche, le coefficient de la voie perpendiculaire est supérieur au signal moléculaire théorique alors que c'est l'inverse à la voie parallèle. Ceci peut être dû à la présence d'aérosols légèrement dépolarisant ou au phénomène de "cross-

talk", et donc une hypothèse erronée concernant les valeurs des constantes systèmes.

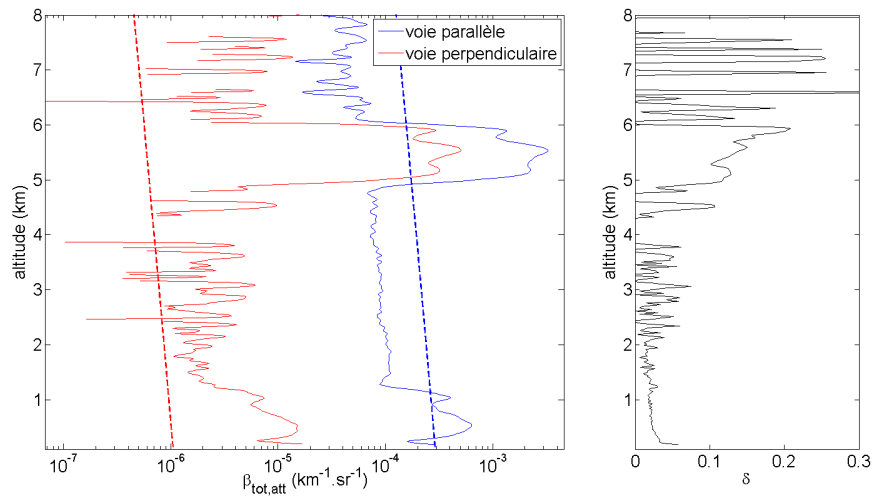


FIGURE 6.2 – Gauche : coefficient de rétrodiffusion atténué obtenu en considérant une constante système de 55 identique pour chaque voie. Les coefficients de rétrodiffusion moléculaire sont également tracés en pointillés rouge et bleu respectivement pour la voie parallèle et pour la voie perpendiculaire en considérant une dépolarisation théorique de 0,36%. Droite : le profil de dépolarisation obtenu en utilisant l'étalonnage établi en région parisienne.

### 6.1.2 Résultats

Ci-dessous sont présentés des résultats obtenus avec cette première approche qui pourrait être affinée par la suite en fonction des résultats obtenus dans les statistiques des populations restituées.

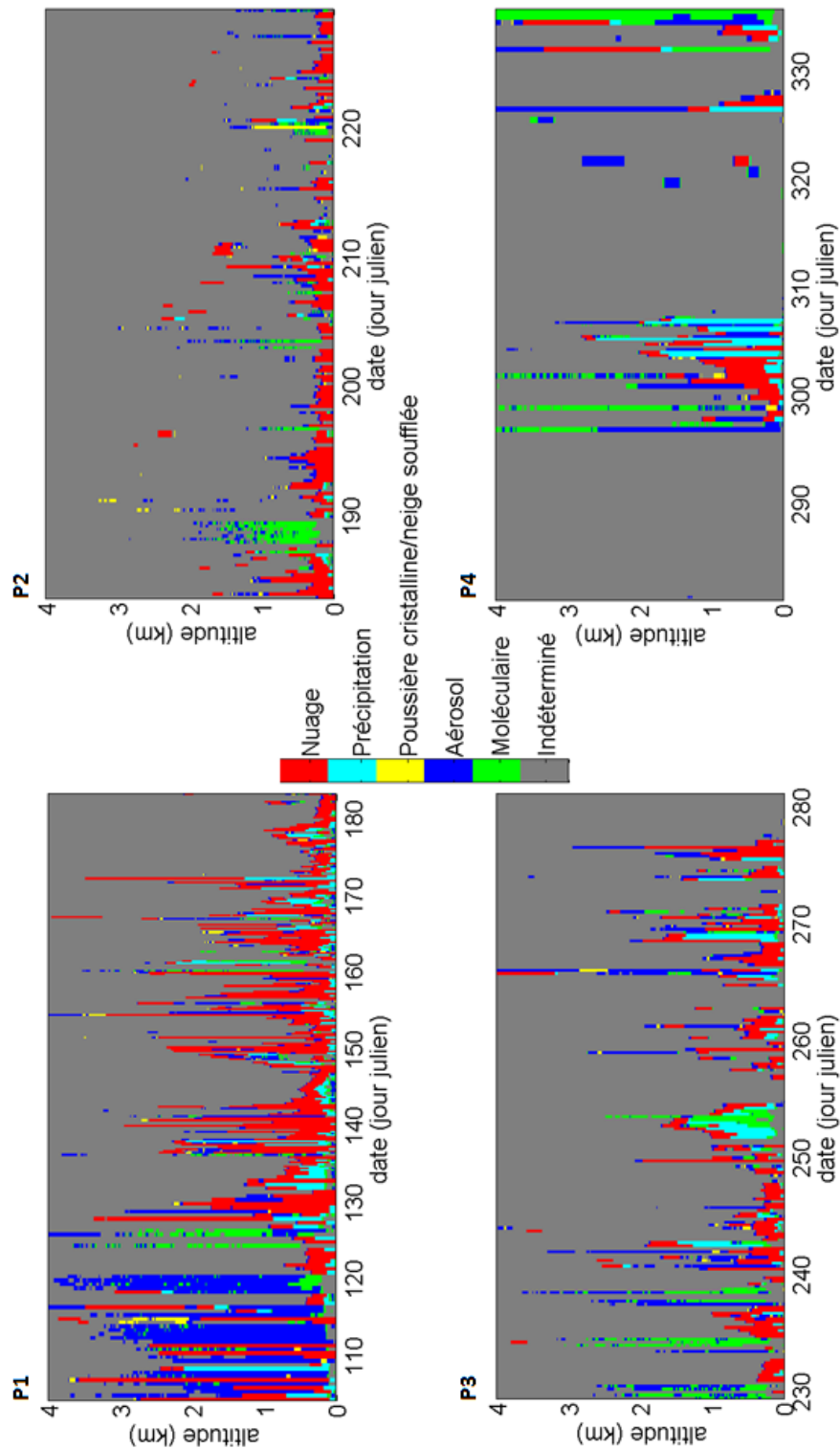


FIGURE 6.3 – Détection des différentes structures décrites dans le tableau 6.1 pour les quatre périodes de la campagne Barneo.

### 6.1.3 Aérosols

#### 6.1.3.1 Méthode de sélection des profils

A partir de l'étude précédente les profils au givre limité sélectionnés (cf Tableau 5.4) sont ceux respectant le critère suivant :

- une épaisseur physique cumulée liée aux aérosols, poussières cristallines et moléculaire supérieure à 800m dans les trois premiers kilomètres,
- une épaisseur physique de nuage inférieure à 150m dans le premier kilomètre,
- un indice de givre supérieur à 0,1.

#### 6.1.3.2 Occurrence

##### Barneo 2014

La sélection décrite précédemment mène à la sélection des profils indiqués sur les représentations temporelles de la figure 6.4 pour chaque période de la campagne Barneo. Les résultats sont résumés dans le tableau 6.2.

Période	Nombre de profils utilisables (indice>0.1)	Nombre de profils avec présence d'aérosols	Profils avec aussi un nuage détecté (>1km)
P1 (104-183)	212	25 (11,8%)	5 (20%)
P2 (183-229)	90	12 (13,3%)	0 (0%)
P3 (229-281)	96	13 (13,5%)	4 (28,6%)
P4 (281-336)	38	8 (21,1%)	4 (40%)

TABLEAU 6.2 – Tableau récapitulant pour les quatre périodes de la campagne Barneo le nombre de profils retenus pouvant posséder un signal lié aux aérosols, aux poussières cristallines ou moléculaire. En prévision d'une étude quantitative, seuls les profils dont l'indice de givre est supérieur à 0,1 sont retenus pour établir le nombre de profils utilisables. La dernière colonne correspond aux nombre de profils parmi ceux retenus pour lesquels un nuage a également été détecté par le LiDAR. Les pourcentages de chaque colonne sont établis à partir de la colonne précédente.

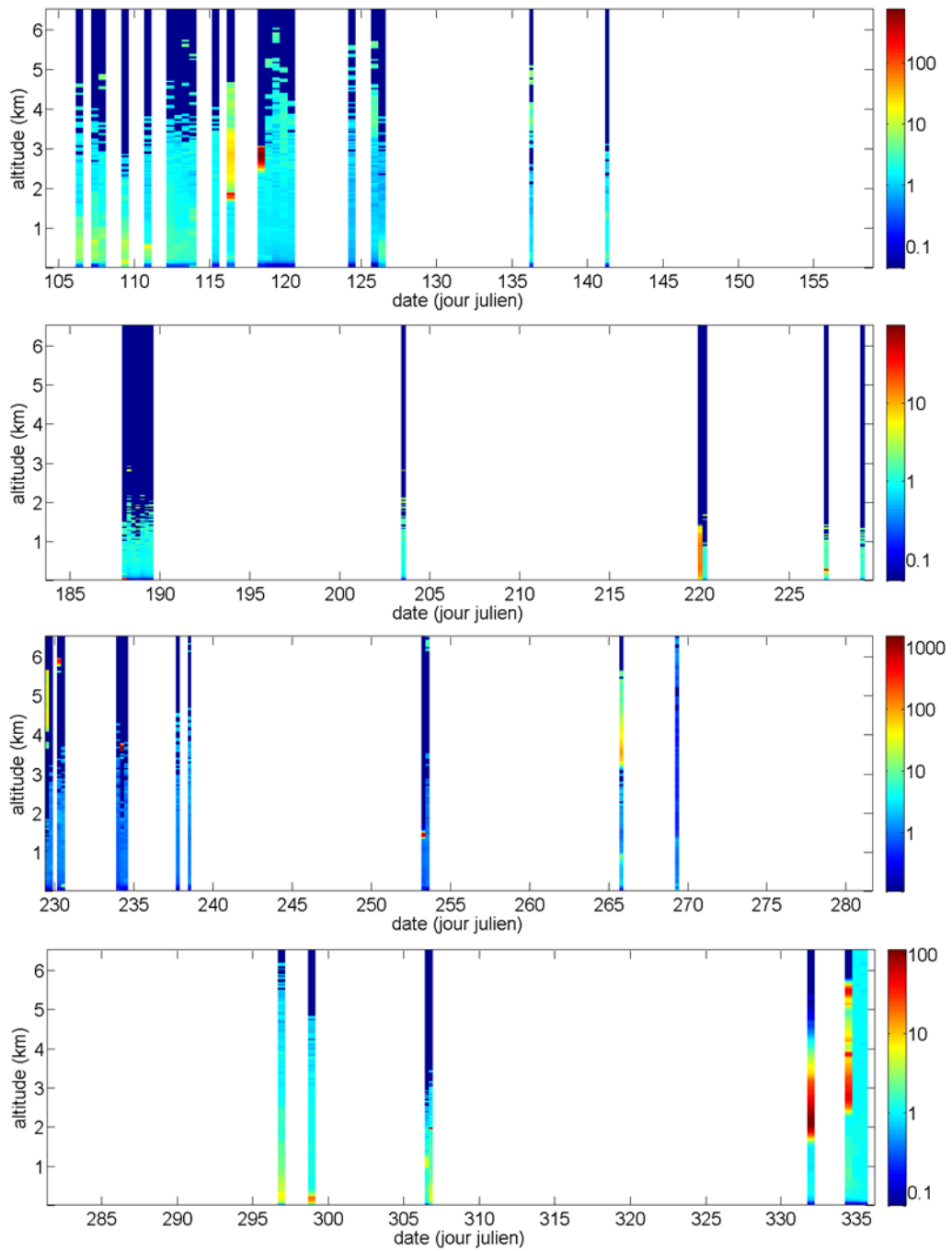


FIGURE 6.4 – De haut en bas : représentation temporelle du rapport de diffusion atténué des profils possédant un signal probablement lié aux aérosols pour les quatre périodes de la campagne Barneo.



## N-ICE 2015

Les mêmes critères de sélection que pour la campagne Barneo sont appliqués ici ce qui conduit à la sélection des profils indiqués sur les représentations temporelles de la figure 6.5 pour les deux périodes durant lesquelles le système non polarisé déployé lors de la campagne N-ICE. Les résultats sont résumés dans le tableau 6.3.

Dans le cas du système polarisé une sélection manuelle est réalisée. En effet une étude plus détaillée est nécessaire pour quantifier la répercussion du givre sur la dépolarisation et par conséquent sur l'atténuation et l'utilité des profils de chaque polarisation. Les profils sont sélectionnés en se basant sur ce qui a pu être détecté sur la voie parallèle. Seule la première période est présentée sur la figure 6.5.

FIGURE 6.5 – Représentation temporelle, correspondant au premier (haut) et second (milieu) déploiement du système non polarisé ainsi que le premier déploiement du système polarisé (bas) pendant la campagne N-ICE en 2015, du rapport de diffusion atténué filtré des profils possédant un signal probablement lié aux aérosols.

Période	Nombre de profils utilisables (indice>0.1)	Nombre de profils avec présence d'aérosols	Profils avec aussi un nuage détecté (>1km)
Non polarisé P1 (23-73)	14	11 (78,6%)	4 (36,4%)
Non polarisé P2 (117-155)	68	5 (7,4%)	0 (0%)
Polarisé P1 (27-52)	45	13 (28,9%)	2 (15,4%)

TABLEAU 6.3 – Tableau récapitulatif, pour les deux déploiements du système non polarisé et le premier déploiement de la version polarisée durant la campagne N-ICE2015, le nombre de profils retenus pouvant posséder un signal lié aux aérosols. La dernière colonne correspond aux profils parmi ceux retenus (seconde colonne) pour lesquels un nuage a également été détecté par le LiDAR. Les pourcentages de chaque colonne sont établis à partir de la colonne précédente.

### 6.1.3.3 Bilan

Parmi les profils pour lesquels le givre est limité, des aérosols ont été détectés sur près de 24,9% d'entre eux. Cependant des différences importantes existent en fonction de la période considérée, en particulier si les observations sont réalisées lors de la nuit polaire ou non. En effet dans ce dernier cas seulement 11,5% des observations présentent un signal pouvant être liés à des aérosols, contre 42,9% lors de la nuit polaire. Ceci est principalement dû à la présence très fréquente de nuage très bas.

Trois situations sont généralement observées (on ne fait pas ici de distinction entre un possible signal moléculaire, des aérosols, de la neige soufflée ou des "diamond dust") :

- soit aucun nuage n'est détecté au dessus de la couche d'aérosols et celle-ci s'élève parfois parfois jusque 4km lors des observations de jour
- soit un nuage est détecté au dessus de 3km. Auquel cas lors des mesures de jour l'augmentation de bruit associée à sa présence ne permet pas de bien définir le sommet de la couche d'aérosols. En revanche lors des observations de nuit la structure verticale est bien détectée jusqu'à la base du nuage et même au dessus si celui-ci n'est pas trop opaque.

## 6.1.4 Nuages

### 6.1.4.1 Méthode de détection

La détection des nuages se base également sur le rapport de diffusion atténué. Dans un premier temps les rapports supérieurs à 100 sont repérés, puis les bases et sommets apparents sont détectés en partant du maximum et en considérant un seuil fixé à 10. Puis une seconde détection est réalisée en se basant cette fois-ci sur les signaux supérieurs à 20. Pour les mesures de jour on se limite à une détection dans les cinq premiers kilomètres puisque la portée du système est très limitée. D'autre part grâce au profil d'écart type il est possible de savoir si un nuage était présent lors de la mesure, même si le profil n'est pas exploitable, car certaines de ses caractéristiques seront modifiées par son passage (cf Annexe G).

### 6.1.4.2 Résultats

#### Barneo 2014

Sur les différentes périodes de cette campagne qui s'est déroulée entre avril et décembre 2014 seule la période hivernale n'as pas pu être étudiée. Le tableau 6.4 résume les résultats pour chaque période de la campagne Barneo. La plupart des nuages détectés ont une base et un sommet apparent inférieurs à 1km. Quelques cas de base ont pu être détectés au dessus de 3km lors des mesures de jour, lorsque la bouée était verticale (périodes 1 et 3). La détection des bases et sommet des nuages ne nécessite pas des incertitudes limitées sur la constante système, donc tous les profils pouvant présenter un signal utile (indice de givre supérieur à 0,005) sont considérés.

Période	Nombre de profils utilisables (indice>0.005)	Nombre de profils avec nuage	Nombre de profil avec nuage saturant
P1 (104-183)	252	230 (91,3%)	91 (39,6%)
P2 (183-229)	163	137 (81,1%)	27 (19,7%)
P3 (229-281)	175	133 (76,0%)	60 (45,1%)
P4 (281-336)	56	39 (69,6%)	1 (2,6%)

TABLEAU 6.4 – Tableau résumant le nombre de profil où un nuage a été détecté par le LiDAR pour les quatre périodes de la campagne Barneo. Les pourcentages de chaque colonne sont établis à partir de la colonne précédente.

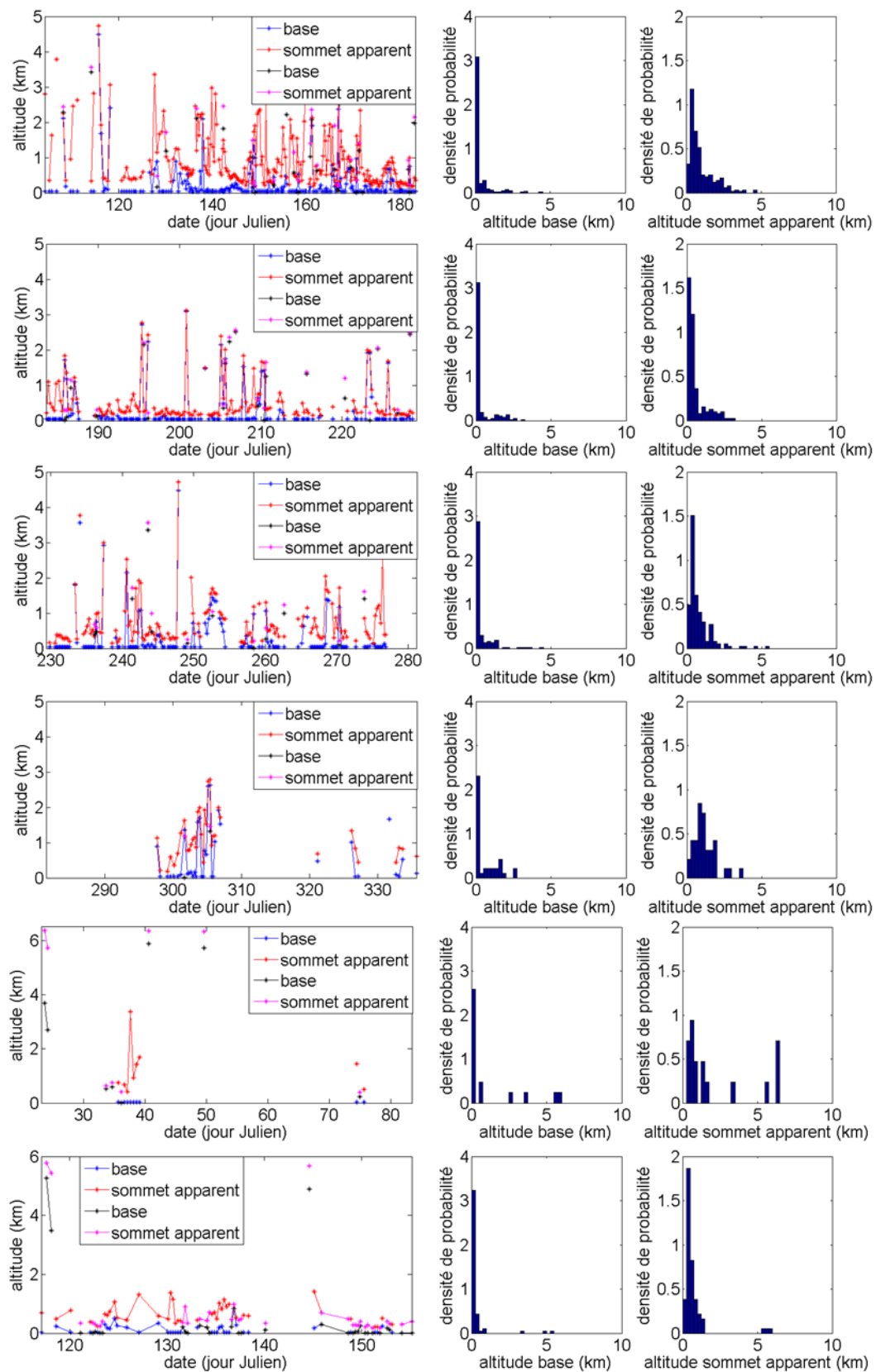


FIGURE 6.6 – De haut en bas : les quatre périodes de la campagne Barneo puis les deux périodes de la version non polarisée pendant N-ICE2015. Gauche : représentation temporelle des bases et sommets apparents détectés pour chaque intensité de signal décrite dans le texte. Milieu et droite : densité de probabilité des bases et sommets apparents.

### N-ICE 2015

Aucun nuage saturant le détecteur n'a été détecté lors du premier déploiement, contrairement au second déploiement lors duquel 58 cas ont été relevés soit près de 75% des profils utilisables. Le premier déploiement s'est déroulé lors de la nuit polaire facilitant l'obtention d'une portée beaucoup plus importante, et donc la détection de nuages élevés avec des bases et sommets apparents allant jusque 6km (cf Figure 6.6). Cependant à cause du givre particulièrement intense le nombre de données est très faible et il n'est pas possible d'en déterminer une tendance comparative avec de précédentes études. Il a également été possible à de rares occasions lors du second déploiement (environ un mois plus tard) d'observer des nuages élevés dont les sommets apparents étaient supérieurs à 5km. Concernant le premier déploiement de la version polarisée, peu de nuages ont été détectés. Ces résultats sont répertoriés dans le tableau 6.5.

Période	Nombre de profils utilisables (indice>0.005)	Nombre de profils avec nuage	Nombre de profil avec nuage saturant
Non polarisé P1	61	12 (19,7%)	0 (0%)
Non polarisé P2	73	65 (89%)	58 (89,2%)
Polarisé P1	-	2	0 (0%)

TABLEAU 6.5 – Tableau résumant le nombre de profil où un nuage a été détecté par le LiDAR lors de la campagne N-ICE pour les deux déploiements de la version non polarisée et le premier déploiement de la version polarisée.

#### 6.1.4.3 Bilan

Les observations effectuées lors de ces deux premières campagnes ont montré une fréquence élevée de nuages opaques à très basse altitude (la plupart des bases détectées étaient situées dans le premier kilomètre) (cf Figure 6.6). Cette présence importante et la localisation des bases sont en bon accord avec les observations réalisées lors de la campagne SHEBA [Shupe 2011]. Du fait de la faible portée du LiDAR et de l'opacité des très basses couches de l'atmosphère il n'a pas été possible de détecter et confirmer un second mode de nuage vers 7-8km [Liu 2012]. Malgré tout ces résultats sont également cohérents avec les observations satellite de CALIPSO et CLOUDSAT [Liu 2012].

Le nombre de signaux saturants le détecteur, qui pourraient éventuellement être associés à des nuages d'eau liquide, chute significativement pendant les périodes de nuit polaire. Ceci serait conforme à ce qui a été observé lors de la campagne SHEBA, c'est-à-dire une diminution en hiver du nombre de nuage d'eau liquide et/ou opaques (les deux étant clairement liés dans les observations de SHEBA) [Intrieri 2002b]. Cependant à cause du givre les profils utilisables pendant la nuit polaire (quatrième période de Barneo et première période du système non polarisé de N-ICE) sont peu nombreux ce qui ne permet pas forcément d'en déduire une tendance dans laquelle il est possible d'avoir confiance

## 6.2 Propriétés optiques

### 6.2.1 Aérosols/précipitations glacées/poussières cristallines

#### 6.2.1.1 Hypothèse sur le rapport LiDAR

N'ayant pas de mesures quasi simultanées in situ ou réalisées par un photomètre on ne peut que faire une hypothèse concernant le rapport LiDAR ( $L_{Ra}$ ). Il est possible de trouver dans la littérature des rapports de l'ordre de 35 à 75sr pour des mesures réalisées à 355 et 532nm [Müller 2004] dans le cas d'un brouillard arctique mêlé à de la pollution urbaine, ou encore égal à 40sr dans le cas des mesures CALIOP au niveau des stations de mesure à Barrow et Alert [Di Pierro 2013]. En revanche lors de la campagne ASTAR en 2007, un rapport LiDAR de l'ordre de 20sr a été mesuré pour une couche d'aérosols dans une atmosphère très humide ( $RH > 90\%$  mesurée par ballon sonde) [Lampert 2010b] ce qui peut expliquer des valeurs aussi faibles, car les aérosols hydratés ont une taille plus importantes que leurs homologues secs Cette valeur faible peut également être expliquée par la présence de gouttelettes dont le rapport LiDAR au delà d'une certaine taille a été estimée à 20sr [Wu 2011]. Étant donné l'influence probable des polluants anthropiques (cf Section 6.2.3), mais également l'humidité relative assez élevée en générale en région arctique tout au long de l'année [Andreas 2002], un rapport LiDAR de 40sr est considéré pour évaluer l'épaisseur optique de ces couches d'aérosols. Il est malgré tout possible pour la période estivale et automnale d'observer en réalité des aérosols provenant de feu de biomasse et possédant donc un rapport LiDAR plus élevé (de l'ordre de 70sr [Mielonen 2013]). La méthode d'estimation de l'épaisseur optique dépendra de la situation :

- absence d'une zone moléculaire au dessus de la couche d'aérosols : inversion *forward* à partir de 200m en utilisant comme valeur de référence le coefficient de rétrodiffusion atténué à 200m, et en supposant un rapport LiDAR constant de 40sr. Ces observations seront en "noir" dans les tableaux.
- présence d'une zone moléculaire ( $\Delta z_{mol}$ ) au dessus de la couche d'aérosols :
  - cas 1 : l'étalonnage semble correct (indiqué par  $\beta_{att,\pi}(\Delta z_{mol}) < \beta_{m,\pi}(\Delta z_{mol})$ ) : une épaisseur optique peut être déduite, ce qui fournit une valeur du rapport LiDAR de la couche d'aérosols par inversion *backward* (ou par inversion de la formule de Platt). Ces observations seront en "rouge" dans les tableaux. Si le rapport LiDAR déduit n'est pas physiquement envisageable, c'est à dire non compris entre 10 et 100, alors l'inversion *forward* est utilisée en modifiant la valeur de référence, donc la constante système, jusqu'à ce que  $\beta_{\pi a} = 0$  dans la zone moléculaire. Ces observations seront en "bleu" dans les tableaux, et la nouvelle estimations de la constante système surmontée d'une "\*".
  - cas 2 : l'étalonnage est clairement incorrect (indiqué par  $\beta_{att,\pi}(\Delta z_{mol}) > \beta_{m,\pi}(\Delta z_{mol})$ ) : l'inversion *forward* est utilisée en considérant un rapport LiDAR constant de 40sr, et en modifiant la valeur de référence, donc la constante système, jusqu'à ce que  $\beta_{a,\pi} = 0$  dans la zone moléculaire. Ces observations seront également en "bleu"

dans les tableaux, et la nouvelle estimations de la constante système surmontée d'une "\*".

Quelle que soit la méthode d'inversion utilisée le calcul de l'épaisseur optique commencera à 200 m jusqu'à une altitude adaptée à chaque cas d'observation en fonction de l'altitude des couches d'aérosols. La détermination d'une zone moléculaire peut être ambiguë pour certains cas, en fonction de l'appréciation de la pente de la zone considérée. Par conséquent il est possible pour certains cas présentés par la suite, qu'aucune zone moléculaire n'est été considérée, alors qu'il semble "visuellement" y en avoir une.

Une erreur systématique des épaisseurs optiques de  $\pm 0,01$  est considérée quelle que soit la méthode d'inversion utilisée, ayant notamment pour origine l'incertitude sur le facteur de recouvrement et la correction du détecteur. D'autres incertitudes sont à considérer en fonction du type d'inversion :

- inversion *forward* sans zone moléculaire : incertitude provenant du rapport LiDAR (50%), qui se reporte globalement directement sur l'épaisseur optique si celle-ci est faible, ce qui est en général le cas en arctique. Il faut également considérer l'incertitude provenant de la constante système (30%) qui, combinée à celle du rapport LiDAR, conduit à une incertitude sur l'épaisseur optique d'au moins 100%. L'incertitude moyenne finale qui en découle peut donc être écrite  $\delta AOT = 0,01 \pm 100\% AOT$ ,
- inversion *forward* avec zone moléculaire : comme indiqué précédemment cette méthode est considérée lorsque l'étalonnage n'est visiblement pas correct. Un rapport LiDAR est donc supposé et, en plus de l'épaisseur optique, une nouvelle estimation de la constante système est obtenue. L'incertitude sur cette nouvelle constante système est estimée à 30%. L'incertitude sur l'épaisseur optique provient ici principalement du rapport LiDAR (50%), ce qui conduit à une incertitude moyenne finale de  $\delta AOT = 0,01 \pm 50\% AOT$ ,
- inversion *backward* avec zone moléculaire : comme indiqué précédemment cette méthode est considérée lorsque l'étalonnage est visiblement correct, et fournit donc un rapport LiDAR réaliste. L'incertitude sur l'épaisseur optique provient principalement de celle sur la constante système corrigée du givre (30%), qui peut être globalement reportée sur celle du rapport LiDAR déduit en cas d'épaisseur optique faible. L'incertitude moyenne finale peut être écrite  $\delta AOT = 0,01 \pm 30\% AOT$ .

Ces incertitudes sont des estimations qui pourraient être affinées au cas par cas suivant l'étalonnage appliqué pour chaque profil, en fonction de la présence ou non d'une zone de signal moléculaire, et de la possibilité ou non de déterminer une valeur de rapport LiDAR physiquement possible. Cependant il est difficilement concevable à l'heure actuelle d'envisager un traitement au cas par cas des centaines d'observations qui seront reçues suite au début de mise en place du réseau de bouées en août 2015, et une approche automatisée devrait être recherchée.

## 6.2.1.2 Barneo 2014

## Période 1

L'étude de cette période se concentre sur dix des observations retenues (cf Figure 6.4), regroupées sur les deux dernières semaine d'avril 2014.

Quelques profils ont visuellement une zone de signal moléculaire (profil n° 4 : entre 2900 et 3400m ; profil n° 6 : entre 2300 et 2600m) mais sa position par rapport au coefficient de rétrodiffusion moléculaire théorique ne permet pas d'utiliser la constante système déduite de la correction du givre. La nouvelle estimation de la constante système déduite de l'inversion *forward* ne présente qu'une différence d'environ 28% pour le profil n° 6, ce qui est dans le domaine d'incertitude prévue. En revanche pour le profil n° 4 la différence est supérieure à 100%, ce qui peut s'expliquer par un dépôt beaucoup plus diffusant que celui des profils utilisés pour l'établissement de la correction du givre.

Les profils de coefficient de rétrodiffusion atténué et de coefficient d'extinction particulaire obtenus suite aux inversions sont indiqués sur la figure 6.7 et les épaisseurs optiques sont répertoriées dans le tableau 6.6.

<b>Profil</b>	1	2	3	4	5
<b>Date</b>	104	106	107	107	109
<b>Zone calcul AOT (km)</b>	0,2-3	0,2-3	0,2-3	0,2-3	0,2-2,3
<b>AOT<sub>backward</sub></b>	-	-	-	-	-
<b>AOT<sub>forward,sans mol</sub></b>	0,20±0,21	0,071±0,081	0,075±0,085	-	0,072±0,082
<b>AOT<sub>forward,avec mol</sub></b>	-	-	-	0,04±0,03	-
<b>L<sub>Ra</sub></b>	40	40	40	40	40
<b>K</b>	54,8	60,5	59,8	24,2 (63,1*)	56,9

<b>Profil</b>	6	7	8	9	10
<b>Date</b>	110	112	112	113	113
<b>Zone calcul AOT (km)</b>	0,2-2,3	0,2-3	0,2-3	0,2-3	0,2-3
<b>AOT<sub>backward</sub></b>	-	-	-	-	-
<b>AOT<sub>forward,sans mol</sub></b>	-	0,042±0,052	0,029±0,039	0,026±0,036	0,035± 0,045
<b>AOT<sub>forward,avec mol</sub></b>	0,024±0,022	-	-	-	-
<b>L<sub>Ra</sub></b>	40	40	40	40	40
<b>K</b>	59,6 (76,6*)	60,6	60,5	60,3	49,5

TABLEAU 6.6 – Épaisseurs optiques calculées pour les 11 premiers profils sélectionnées de la première période de Barneo. Pour les observations en bleu il a été possible d'estimer une nouvelle valeur de la constante système et celle-ci est surmontée par une "\*".



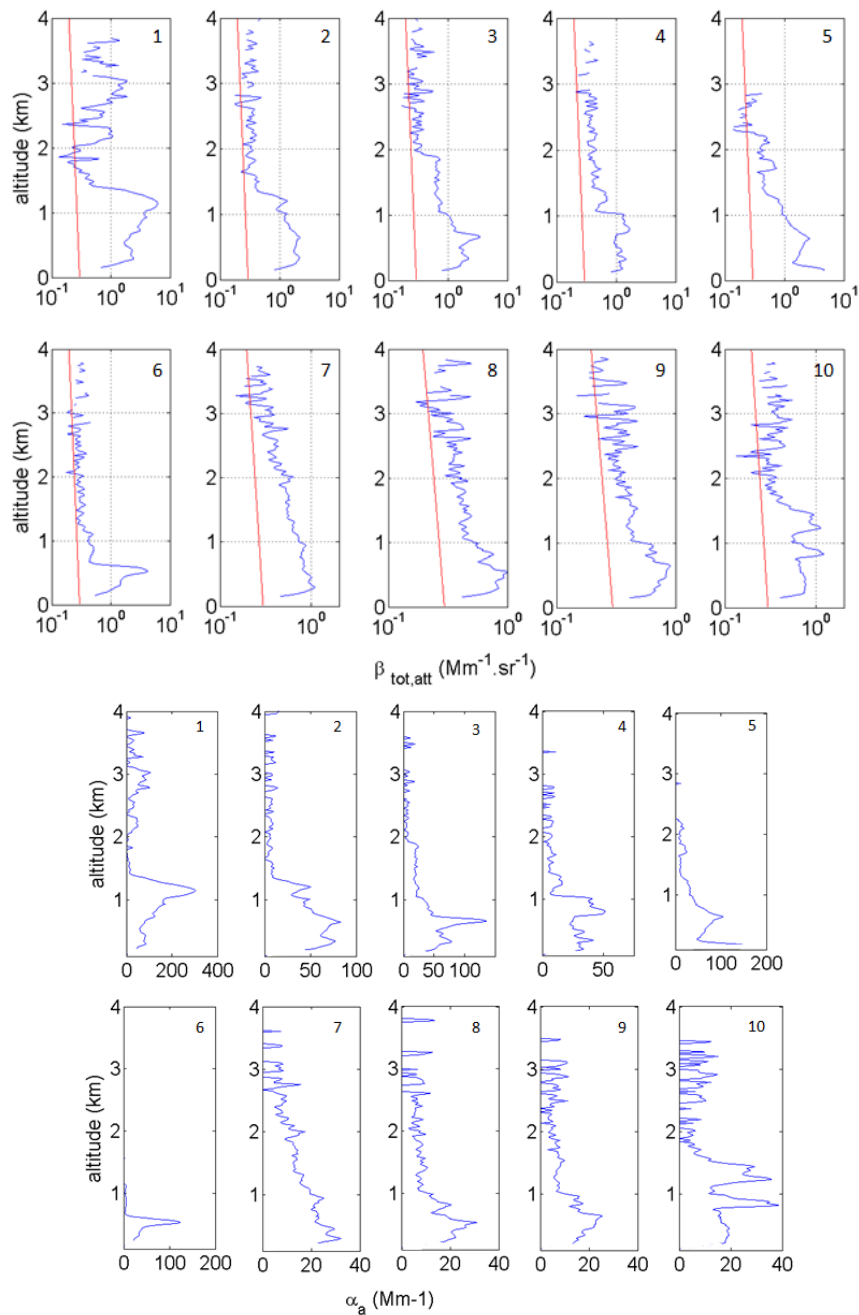


FIGURE 6.7 – Profils du coefficient de rétrodiffusion atténué (haut) et du coefficient d’extinction des aérosols (bas) obtenu durant les 10 premiers jours de la campagne Barneo. La courbe rouge représente le coefficient de rétrodiffusion moléculaire dont la pente permet de différencier le signal moléculaire de celui lié aux aérosols plus diffusants (et atténuants).

### Période 2

Cette période est la première avec une inclinaison très importante ( $70^\circ$ ), et la majorité des profils présente une ambiguïté importante entre du signal moléculaire ou lié aux aérosols. Un seul des profils retenus présente un signal qui se différencie clairement de celui du moléculaire.

Ce profil a été observé le 219<sup>ème</sup> jour, et l'inversion *forward* fournit une atténuation élevée (cf Figure 6.8). L'épaisseur optique associée de 200 à 4000m est donc également élevée,  $0,20 \pm 0,21$ .

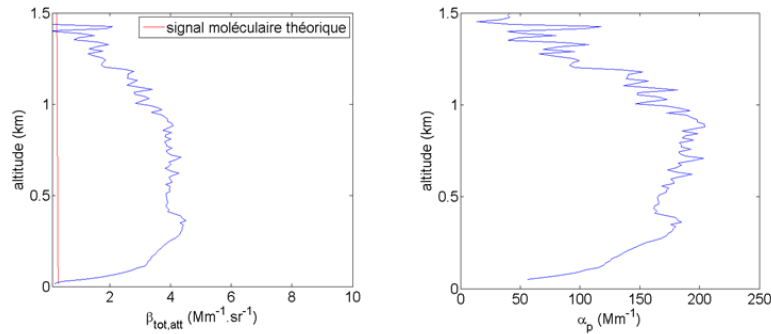


FIGURE 6.8 – Gauche : coefficient de rétrodiffusion total atténué obtenu par étalonnage du signal  $P_u \cdot z^2$ . Droite : coefficient d'extinction obtenu par inversion *forward* en supposant un rapport LiDAR de 40.

### Période 3

Les profils de coefficient de rétrodiffusion atténué pour 12 des observations retenues sont indiqués sur la figure 6.9. Deux types de profils ressortent de cette sélection : soit ils ont un signal très faible, mais malgré tout discernable lié aux aérosols/poussières cristalline (profils 3, 8 et 10), soit l'ambiguïté est trop importante pour différencier du signal moléculaire de celui lié aux aérosols. Les épaisseurs optiques sont répertoriées dans le tableau 6.7.

Le profil n° 12 a une zone qui peut être considéré comme du signal moléculaire entre 2500 et 3000m et un étalonnage qui peut être correct. L'épaisseur optique qui est déduite conduit à un rapport LiDAR largement en dehors des limites physiquement acceptables. C'est pourquoi l'inversion *forward* contrainte sur le coefficient de rétrodiffusion moléculaire est également utilisée pour ce profil. La constante système qui en est déduite est très inférieure à celle déduite de la correction du givre. Cette erreur peut être due à la présence sur le hublot d'un dépôt plus absorbant que celui des profils utilisés pour établir la correction.

Profil	3	8	10	11	12
Date	230	238	253	265	269
Zone calcul AOT (km)	0,2-2,5	0,2-3	0,2-2	0,2-3	0,2-2,5
AOT <sub>backward</sub>	-	-	-	-	-
AOT <sub>forward,sans mol</sub>	0,005±0,015	0,007±0,017	0,001±0,011	0,035±0,045	-
AOT <sub>forward,avec mol</sub>	-	-	-	-	0,01±0,015
L <sub>Ra</sub>	40	40	40	40	40
K	60,3	59,6	68	58,4	48,4 (25,1*)

TABLEAU 6.7 – Épaisseurs optiques calculées pour les 11 premiers profils sélectionnées de la troisième période de Barneo. Pour les observations en **bleu** il a été possible d'estimer une nouvelle valeur de la constante système et celle-ci est surmontée par une "\*".

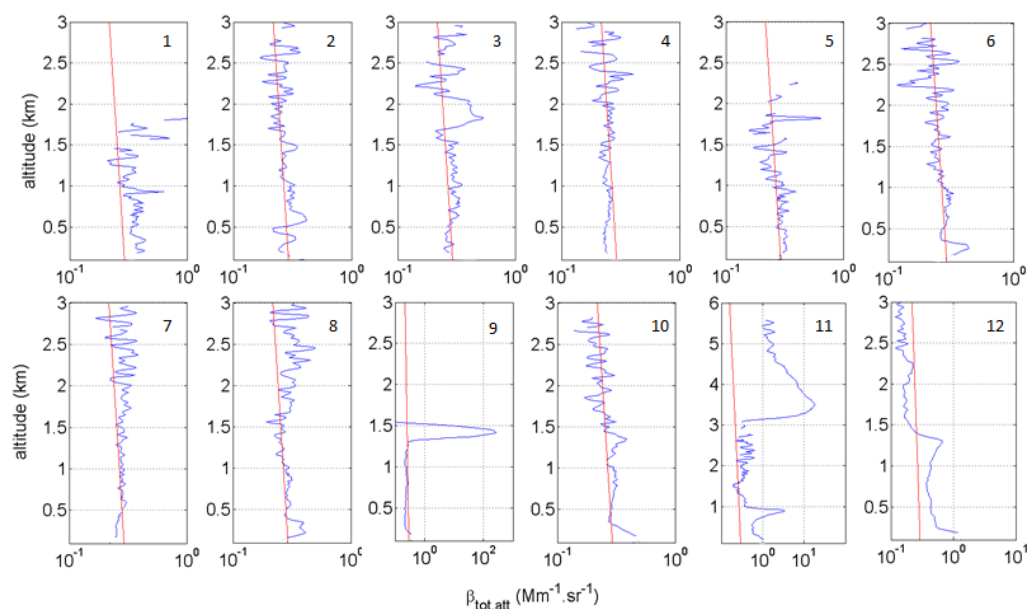


FIGURE 6.9 – Profils de coefficient de rétrodiffusion atténué provenant de la troisième période de la campagne Barneo. La courbe rouge représente le coefficient de rétrodiffusion moléculaire dont la pente permet de différencier le signal moléculaire de celui lié aux aérosols plus diffusants (et atténuants).

Les axes ont été spécifiquement adaptés à chaque profil pour mettre en évidence les structures qui ont été détectées.

## Période 4

Les profils de coefficient de rétrodiffusion atténué des 8 observations retenues sont indiqués sur la figure 6.10. Du signal moléculaire peut être visible sur certains profils, ce qui permettra de contraindre l'inversion *forward* :

- profil n° 1 : zone moléculaire entre 4600 et 4900m : étalonnage a priori correct
- profil n° 2 : zone moléculaire entre 5000 et 5500m : étalonnage a priori correct
- profil n° 3 : zone moléculaire entre 3000 et 3500m : étalonnage a priori correct
- profil n° 4 : zone moléculaire entre 3000 et 3500m : étalonnage a priori correct
- profil n° 7 : zone moléculaire entre 4000 et 5000m : étalonnage a priori correct

L'étalonnage peut effectivement être considéré comme correct pour ces profils car les rapports LiDAR déduits de l'inversion *backward* sont tous réalistes, compris entre 18,5 et 77,5. Les épaisseurs optiques déduites des différentes inversions sont indiquées dans le tableau 6.8. Pour le cas n° 8 l'inversion n'a pas été tentée car il n'y a pas de couches d'aérosols clairement visibles.

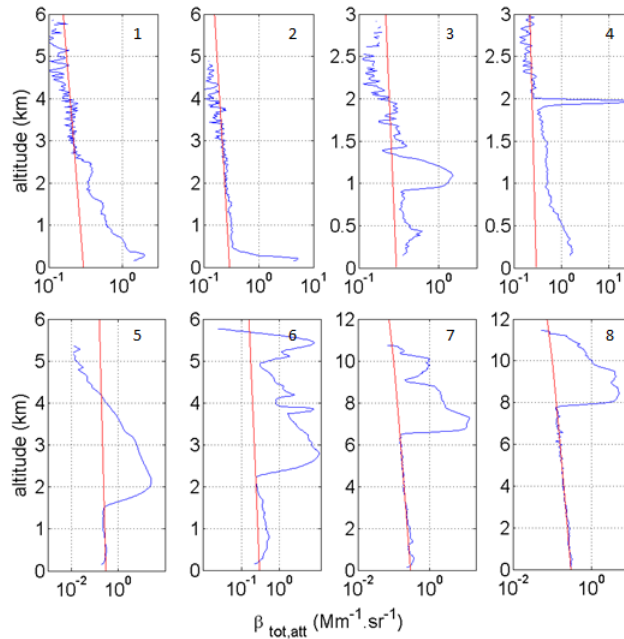


FIGURE 6.10 – Profils présentant un signal lié à des aérosols, de la poussière cristalline ou moléculaire, provenant de la quatrième période de la campagne Barneo. Pour chaque cas la courbe rouge correspond au signal théorique moléculaire et la courbe bleue au coefficient de rétrodiffusion atténué obtenu en tenant compte de la constante système corrigée du givre.

<b>Profil</b>	<b>1</b>	<b>2</b>	<b>3</b>
<b>Date</b>	296	298	306
<b>Zone calcul AOT (km)</b>	0,2-4,6	0,2-5	0,2-3
<b>AOT<sub>backward</sub></b>	0,048±0,024	0,12±0,046	0,083±0,035
<b>AOT<sub>forward,sans mol</sub></b>	-	-	-
<b>AOT<sub>forward,avec mol</sub></b>	-	-	-
<b>L<sub>Ra</sub></b>	32,3±9,7	77,5±23,3	70,6±21,2
<b>K</b>	58,6	46,9	59,3

<b>Profil</b>	<b>4</b>	<b>6</b>	<b>7</b>
<b>Date</b>	303	334	334
<b>Zone calcul AOT (km)</b>	0,2-3	0,2-2	0,2-4
<b>AOT<sub>backward</sub></b>	0,092±0,038	-	0,008±0,012
<b>AOT<sub>forward,sans mol</sub></b>	-	0,01±0,02	-
<b>AOT<sub>forward,avec mol</sub></b>	-	-	-
<b>L<sub>Ra</sub></b>	26±7,8	40	18,5±5,6
<b>K</b>	32,7	68	68

TABLEAU 6.8 – Épaisseurs optiques calculées pour certains profils sélectionnés de la quatrième période de Barneo. Pour les observations en rouge il a été possible d'estimer une valeur du rapport LiDAR.

### 6.2.1.3 N-ICE 2015

#### Systeme non polarisé

Les profils de coefficient de rétrodiffusion atténué pour les observations retenues de la première période sont indiqués sur la figure 6.11. A l'instar de la dernière période de la campagne Barneo ces observations ont été réalisées de nuit ce qui permet de beaucoup mieux détecter les structures à différentes altitudes par rapport aux mesures de jour, et d'observer sur la plupart des profils (cf Figure 6.11) une zone de signal moléculaire :

- profil n° 1 : zone moléculaire entre 8000 et 10000m : étalonnage incorrect
- profil n° 2 : zone moléculaire entre 6900 et 7100m : étalonnage a priori correct
- profil n° 4 : zone moléculaire entre 8000 et 10000m : étalonnage incorrect
- profil n° 7 : zone moléculaire entre 8000 et 10000m : étalonnage a priori correct
- profil n° 8 : zone moléculaire entre 8000 et 10000m : étalonnage a priori correct
- profil n° 9 : zone moléculaire entre 3900 et 4100m : étalonnage a priori correct
- profil n° 10 : zone moléculaire entre 6000 et 7000m : étalonnage a priori correct
- profil n° 11 : zone moléculaire entre 4000 et 4500m : étalonnage a priori correct

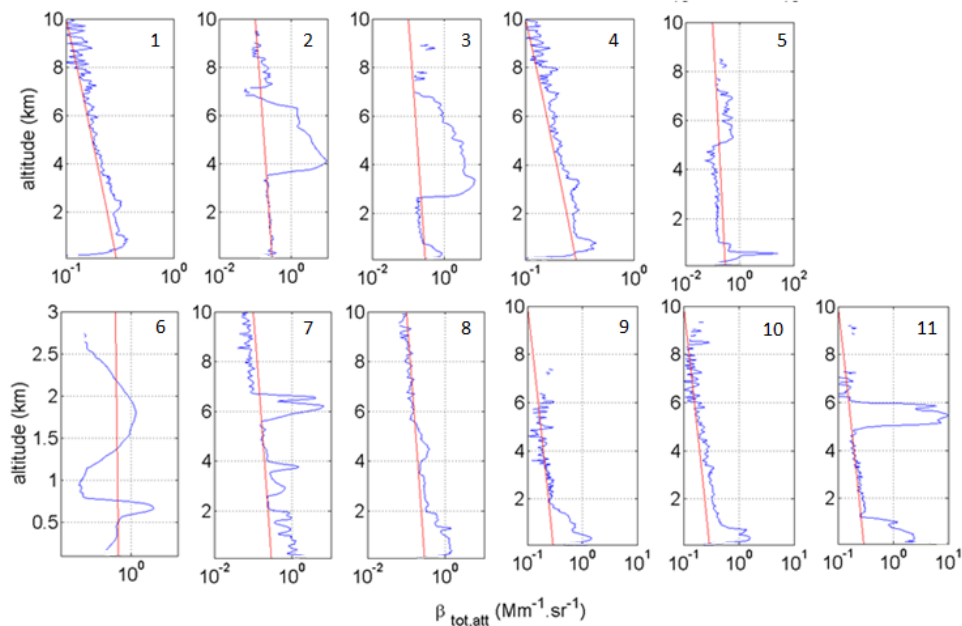


FIGURE 6.11 – Profils présentant un signal lié à des aérosols, des cristaux en suspension ou précipitant, ou aux molécules, lors du premier déploiement du système non polarisé de la campagne N-ICE. Pour chaque cas la courbe rouge correspond au signal théorique moléculaire et la courbe bleue au coefficient de rétrodiffusion atténué obtenu en tenant compte de la constante système corrigée du givre. Les axes ont été spécifiquement adaptés à chaque profil pour mettre en évidence les structures qui ont été détectées.

Cependant le profil n° 2 ne possède pas de signal clairement visible lié aux aérosols, et la zone de signal moléculaire sera donc mise à profit dans la section suivante pour évaluer le rapport LiDAR du nuage de glace. Quatre de ces observations conduisent à un rapport LiDAR réaliste, de 17,4 à 56,9. L'incertitude considérée est la même que celle décrite précédemment. Deux d'entre n'ont visiblement pas d'étalonnage correct, et la ré-évaluation de leur constante système conduit à des valeurs très proche (différence inférieure à 10%) de celle obtenue par correction du givre.

<b>Profil</b>	1	4	5
<b>Date</b>	23	31	33
<b>Zone calcul AOT (km)</b>	0,2-8	0,2-8	0,2-7
<b>AOT<sub>backward</sub></b>	-	-	-
<b>AOT<sub>forward,sans mol</sub></b>	-	-	0,10±0,11
<b>AOT<sub>forward,avec mol</sub></b>	0,005±0,013	0,008±0,014	-
<b>L<sub>Ra</sub></b>	40	40	40
<b>K</b>	76,1 (80,1*)	80 (85,3*)	12

<b>Profil</b>	8	9	10	11
<b>Date</b>	41	41	43	49
<b>Zone calcul AOT (km)</b>	0,2-8	0,2-3,9	0,2-6	0,2-4
<b>AOT<sub>backward</sub></b>	0,10±0,04	0,045±0,024	0,025±0,018	0,024±0,017
<b>AOT<sub>forward,sans mol</sub></b>	-	-	-	-
<b>AOT<sub>forward,avec mol</sub></b>	-	-	-	-
<b>L<sub>Ra</sub></b>	56,9±17,1	54,2±16,3	23,9±7,2	17,4±5,2
<b>K</b>	62,4	10,6	22,5	20,1

TABLEAU 6.9 – Épaisseurs optiques calculées pour les profils sélectionnés du premier déploiement du système non polarisé de N-ICE. Pour les observations en **bleu** il a été possible d'estimer une nouvelle valeur de la constante système et celle-ci est surmontée par une "\*". Pour les observations en **rouge** il a été possible d'estimer une valeur du rapport LiDAR.

Les profils retenus pour la seconde période sont indiqués sur la figure 6.12 et les valeurs des épaisseurs optiques dans le tableau 6.10. Les deux derniers cas montrent que le facteur de recouvrement moyen utilisé ne semble pas adapté, et soulignent ainsi les limites d'une correction automatisée sur l'ensemble des observations d'une ou plusieurs bouées.

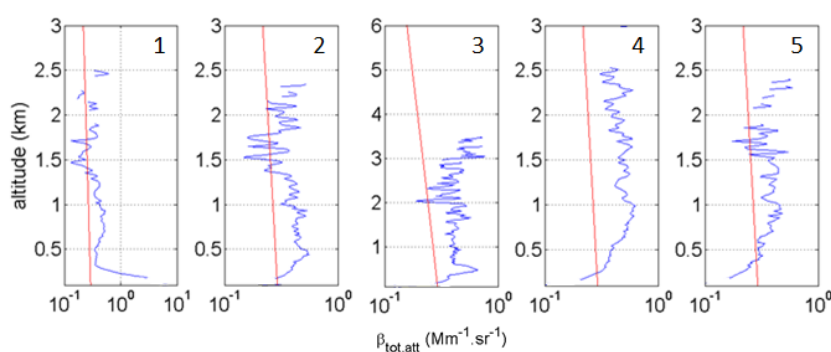


FIGURE 6.12 – Profils présentant un signal lié à des aérosols, de la poussière cristalline ou moléculaire, lors du second déploiement du système non polarisé de la campagne N-ICE. Pour chaque cas la courbe rouge correspond au signal théorique moléculaire en tenant compte de l'indice de givre.

Profil	1	2	3	4	5
Date	117	118	120	144	144
Zone calcul AOT (km)	0,2-2	0,2-2	0,2-2	0,2-2,5	0,2-2
AOT <sub>backward</sub>	-	-	-	-	-
AOT <sub>forward,sans mol</sub>	0.009±0,19	0.007±0,017	0.012±0,022	0.018±0,028	0.005±0,015
AOT <sub>forward,avec mol</sub>	-	-	-	-	-
L <sub>Ra</sub>	40	40	40	40	40
K	47,5	41	54,7	57,3	60

TABLEAU 6.10 – Épaisseurs optiques calculées pour les profils sélectionnés du second déploiement du système non polarisé de N-ICE.

### 6.2.1.4 Bilan

Malgré le nombre important d'observations réalisées sur les deux campagnes, peu de signaux exploitables liés aux aérosols peuvent en être extraits. Il y a en effet d'une part une fréquence élevée de phénomène de givre (ou du dépôt de neige/eau) sur le hublot en particulier pendant la période hivernale, et d'autre part une présence importante de nuages à très basse altitude atténuant drastiquement le signal.

Des couches d'aérosols s'élevant en général de la surface jusque 2-3km d'altitude ont été observées à chaque période, mais de façon un peu moins fréquente en période estivale (deuxième et troisième période de la campagne Barneo). Néanmoins cette observation est à nuancer avec les performances relativement faibles du système lors des mesures de jour, et avec l'inclinaison importante pendant la première partie de l'été 2014. Un bilan des observations est indiqué dans le tableau 6.11.

Les estimations des coefficients de rétrodiffusion atténués pour les différentes périodes sont du même ordre de grandeur que celles obtenues aux stations de mesure à Eureka au Canada par le LIDAR HSRL terrestre [Di Pierro 2013]. Les rapports de diffusion associés (de l'ordre de 2 à 10) sont également équivalents à de précédentes mesures effectuées dans le cadre de la campagne ASTAR en mars et avril 2007 [Lampert 2010b].

Les valeurs de coefficient d'extinction obtenues avec un rapport LiDAR de 40sr sont cohérentes avec des précédentes mesures réalisées en Alaska lors de la campagne ARCTAS en 2008 où des extinctions de l'ordre de 20-30Mm<sup>-1</sup> avaient été mesurées proche de la surface [Di Pierro 2013]. Toujours en Alaska, des extinctions de l'ordre de 30 à 100Mm<sup>-1</sup> en moyenne ont été mesurées lors de mesures aéroportées à l'occasion de la campagne ARCPAC en avril 2008 [Brock 2011]. Certains profils de la première période de Barneo correspondent à des événements moins intenses en meilleurs accord avec l'étude réalisée sur plusieurs années de données de CALIOP filtrées des événements les plus atténuants (brouillard arctique, "diamond dust", neige soufflée ("blowing snow")), en particulier sur le secteur européen de l'arctique en hiver et au printemps [Di Pierro 2013].

Certains profils ont permis une estimation du rapport LiDAR en connaissant a priori l'épaisseur optique grâce à la présence d'une zone de signal moléculaire, et à un étalonnage correct. Le rapport LiDAR déduit est de 43±21, avec une incertitude



de l'ordre de 30%. D'autres profils possédant une zone de signal moléculaire ont montré un étalonnage erroné, et la nouvelle constante système déduite était dans 60% des cas proche à moins de 30% de celle déduite de la correction du givre.

Enfin, les épaisseurs optiques ont été évaluées en essayant de ne pas prendre en compte les signaux semblant correspondre à des nuages. Des évènements intenses d'aérosols ont été détectés début avril 2014 avec des épaisseurs optiques entre 0,25 et 0,2 (pour un rapport LiDAR identique) et une incertitude d'au moins 50%. Ces valeurs sont similaires à celles déduites lors de mesures aéroportées en avril 2008 entre le Svalbard et la Scandinavie [de Villiers 2010]. Les épaisseurs optiques qui ont été évaluées sur ces deux premières campagnes sont également en accord avec une analyse réalisée sur plusieurs années sur les sites de Barrow et Ny-Alesund [Stone 2014]. Des signaux beaucoup moins intenses ont également été relevés lors de l'été 2014 mais l'estimation de leurs épaisseurs optiques (entre 0,002 et 0,008) est trop incertaine.

Type de structure	Nombre de cas étudiés	Echelle des épaisseurs optiques	Commentaire
couche entre la surface jusqu'à 2-3km d'altitude non surmontée par un nuage	25	0.015 - 0.1 $\pm$ > 50%	les phénomènes les plus intenses peuvent correspondre à des cas de brouillard arctiques ou de "blowing snow"
couche seule ou multiple peu rétrodiffusante d'épaisseur inférieure à 500m	9	$\leq$ 0.004 - 0.008 $\pm$ > 200%	observées jusqu'à 3km lors de mesures de jour et jusqu'à 8km lors de mesures de nuit.

TABLEAU 6.11 – Tableau récapitulatif des structures d'aérosols observés et des épaisseurs optiques calculées.

## 6.2.2 Nuages

### 6.2.2.1 Rappel des techniques d'analyses

Différentes méthodes peuvent être envisagées pour estimer l'épaisseur optique des nuages détectés dans les observations. Il est possible d'évaluer un  $\gamma$  atténué en considérant les valeurs de coefficient de rétrodiffusion atténué ce qui permet d'estimer leur épaisseur optique en inversant la formule établie par Platt :

$$\tau_{nuage} \sim \frac{-1}{2 \cdot \eta} \cdot \log(1 - 2 \cdot \eta \cdot L_{R_a} \cdot \gamma') \quad (6.1)$$

Néanmoins cela ne peut être réalisé que pour les nuages ne saturant pas le détecteur et pour les profils dont l'indice de givre est inférieur à 0,1. Par conséquent beaucoup de nuages sont mis de côté, en particulier ceux qui sont très rétrodiffusants et très opaques ce qui explique les valeurs d'épaisseur optique relativement basse obtenues (cf Figure 6.15). D'autre part cette méthode ne peut être envisagée que pour estimer des épaisseurs optiques associées à un  $\gamma$  inférieur à  $\frac{1}{2 \cdot \eta \cdot L_{R_a}}$  pour éviter l'obtention d'un terme négatif dans le logarithme. Lorsque le  $\gamma$  dépasse ce seuil, il est inversé et multiplié par  $2 \cdot L_{R_a}$ , ce qui fournit une estimation

du coefficient de diffusion multiple  $\eta$ .

Une autre méthode consiste, lorsque du signal moléculaire est visible au dessus du nuage, à supposer que la constante système corrigée du givre est exacte ce qui permet d'obtenir directement une estimation de l'épaisseur optique. Une inversion *backward* permet alors d'en déduire le rapport LiDAR apparent  $\eta \cdot L_{Ra}$ , puis le rapport LiDAR si une estimation du coefficient de diffusion multiple est disponible. En revanche si la valeur de la constante système est considérée comme étant trop incertaine une inversion *forward* contrainte par le coefficient de rétrodiffusion de la zone moléculaire est préconisée.

Enfin il ne faut pas oublier qu'en plus du signal utile du LiDAR, c'est à dire la fraction rétrodiffusée de l'impulsion laser émise, le système détecte également lors des mesures de jour la luminance diffuse qu'il est alors possible d'utiliser. En effet celle-ci varie principalement en fonction de l'altitude des nuages et de leur épaisseur optique, ce qui peut donc permettre d'estimer cette dernière [Chiu 2014] sans avoir accès à l'altitude de leur sommet réel. Pour cela des simulations de la luminance en fonction de l'épaisseur optique du nuage fournies par le code de transfert radiatif MOMO sont utilisées (cf Annexe H). Cependant ces simulations ne sont pour l'instant disponible que pour une observation au zénith, ce qui ne permet pas d'utiliser cette méthode lorsque le LiDAR est incliné.

### 6.2.2.2 Détermination et confirmation de $\eta$ d'après Platt et MOMO

Pour obtenir une estimation correcte du rapport LiDAR il est nécessaire de confirmer l'ordre de grandeur du coefficient de diffusion multiple dont une valeur a été précédemment donnée ( $0,85 \pm 0,05$ , cf 3.2.1.3) en utilisant le modèle établi par Eloranta.

Les profils de la campagne Barneo présentant un nuage et respectant les conditions ci-dessous, définissant des caractéristiques attendues pour des nuages principalement d'eau liquide, sont sélectionnés :

- une base au dessus de 500m
- une hauteur inférieure à 1000m
- un sommet en dessous de 3000m
- $\int P_u \cdot z^2$  calculé sur le nuage supérieur à 1500
- un seul nuage détecté
- un indice de givre supérieur à 0,1

15 profils correspondent à ces critères, et le coefficient de diffusion multiple moyen calculé est de  $0,83 \pm 0,08$ , ce qui est en bon accord avec l'estimation par le modèle d'Eloranta. Le  $\gamma$  calculé pour ces profils est reporté sur la figure 6.13.

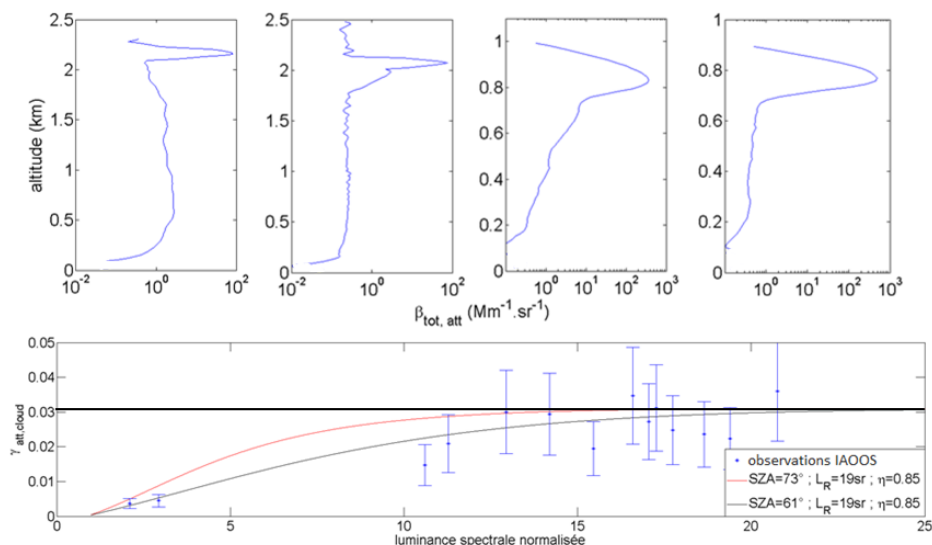


FIGURE 6.13 – Haut : exemple de profils sélectionnés pour l'analyse de la luminosité car possédant un nuage a priori principalement composé d'eau liquide. Les deux premiers correspondent aux deux  $\gamma$  inférieurs à 0,01 reportés sur la figure du bas, et les deux suivants présentent un  $\gamma$  proche de 0,03. Bas :  $\gamma$  calculé sur des nuages en fonction de la luminosité spectrale normalisée à celle d'un ciel clair provenant des simulations de MOMO. Quelques mesures réalisées par les LiDAR IAOS sont superposés aux évolutions théoriques déduites de la formule de Platt et des simulations de MOMO pour deux angles zénithaux sur la période.

Il est également possible de s'assurer que la rétrodiffusion intégrée pour des nuages supposés d'eau liquide est proportionnelle à la luminosité spectrale. Considérons la première période de la campagne Barneo, en particulier à partir du 120<sup>ième</sup> jour pour éviter les brouillards/aérosols intenses du début de campagne. Avec les simulations fournis par MOMO la variation du  $\gamma$  en fonction de la luminosité peut également être étudiée (cf Figure 6.13). Les  $\gamma$  calculés sont supposés être liés à des épaisseurs optiques inférieures à 6, ce qui permet d'avoir une relation proportionnelle et unique entre la luminosité et l'épaisseur optique. Seule la condition précédente concernant l'amplitude est ignoré ici pour pouvoir sélectionner des nuages beaucoup moins opaques. Les variations entre le  $\gamma$  et la luminosité spectrale sont cohérentes avec ce qui est attendu, à savoir l'augmentation vers une valeur limite correspondant à  $(2.L_R.\eta)^{-1}$ , au fur et à mesure que la luminosité, donc l'épaisseur optique, augmente.

### 6.2.2.3 Détermination des épaisseurs optiques des nuages

#### Méthode basée sur l'équation de Platt

Dans un premier temps la méthode basée sur l'équation de Platt est appliquée. La sélection de profils décrites précédemment est appliquée pour chaque période

et les résultats sont indiqués sur les figures 6.15 et 6.14. Cette première méthode conduit à une majorité d'épaisseurs optiques inférieures à 3, et pour chaque période il y a une concentration de valeur vers 0,2. Concernant le coefficient de diffusion multiple il y a un regroupement de valeurs autour 0.65 et 0.85, cette dernière valeur étant en partie biaisée par l'étalonnage de certains profils par la méthode du  $\gamma$  pour laquelle un rapport LiDAR de 19sr et un coefficient de diffusion multiple de 0,85 ont été choisis. Il y a également un étalement uniforme d'un nombre non négligeable de valeurs entre 0,3 et 0,6 provenant de l'hypothèse sur le rapport LiDAR qu'il faudrait revoir à la baisse pour les nombreux signaux correspondant à des cristaux de glace [Nott 2011] et/ou de l'hypothèse d'opacité du nuage. Une erreur de correction du givre peut également sous-estimer la constante système et par conséquent sur-estimer le  $\gamma$ .

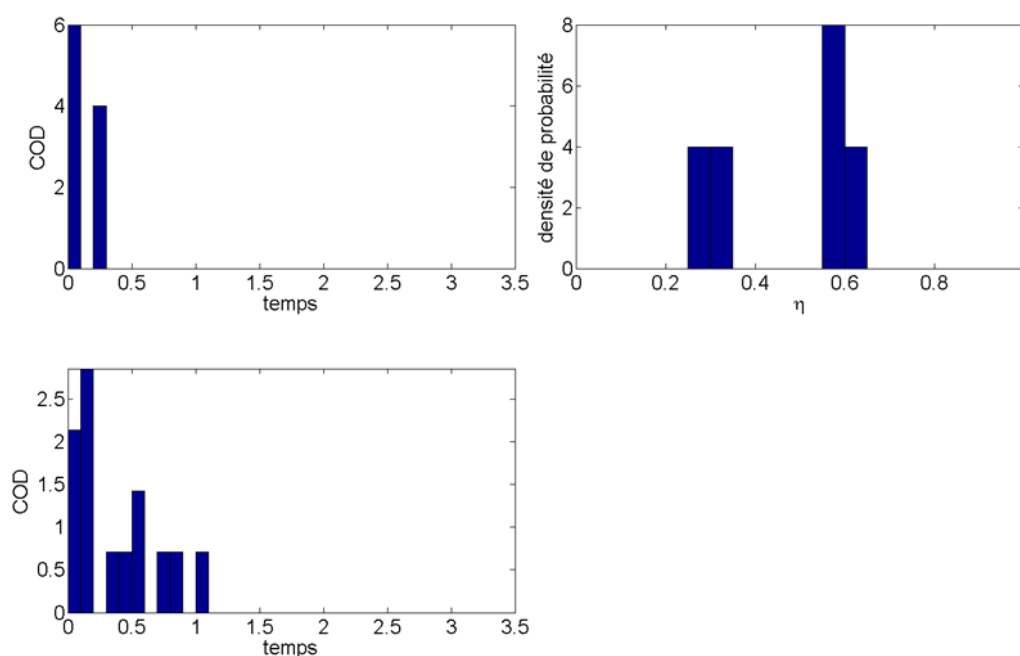


FIGURE 6.14 – De haut en bas : restitution des épaisseurs optiques nuageuses (COD à gauche) et du facteur de diffusion multiple (à droite) lors des deux déploiements du LiDAR non polarisé de la campagne N-ICE.

Gauche : épaisseurs optiques déduites de certains nuages suite à l'inversion de la formule de Platt. Droite : l'estimation du coefficient de diffusion multiple déduite des  $\gamma$  trop élevés pour être inversés

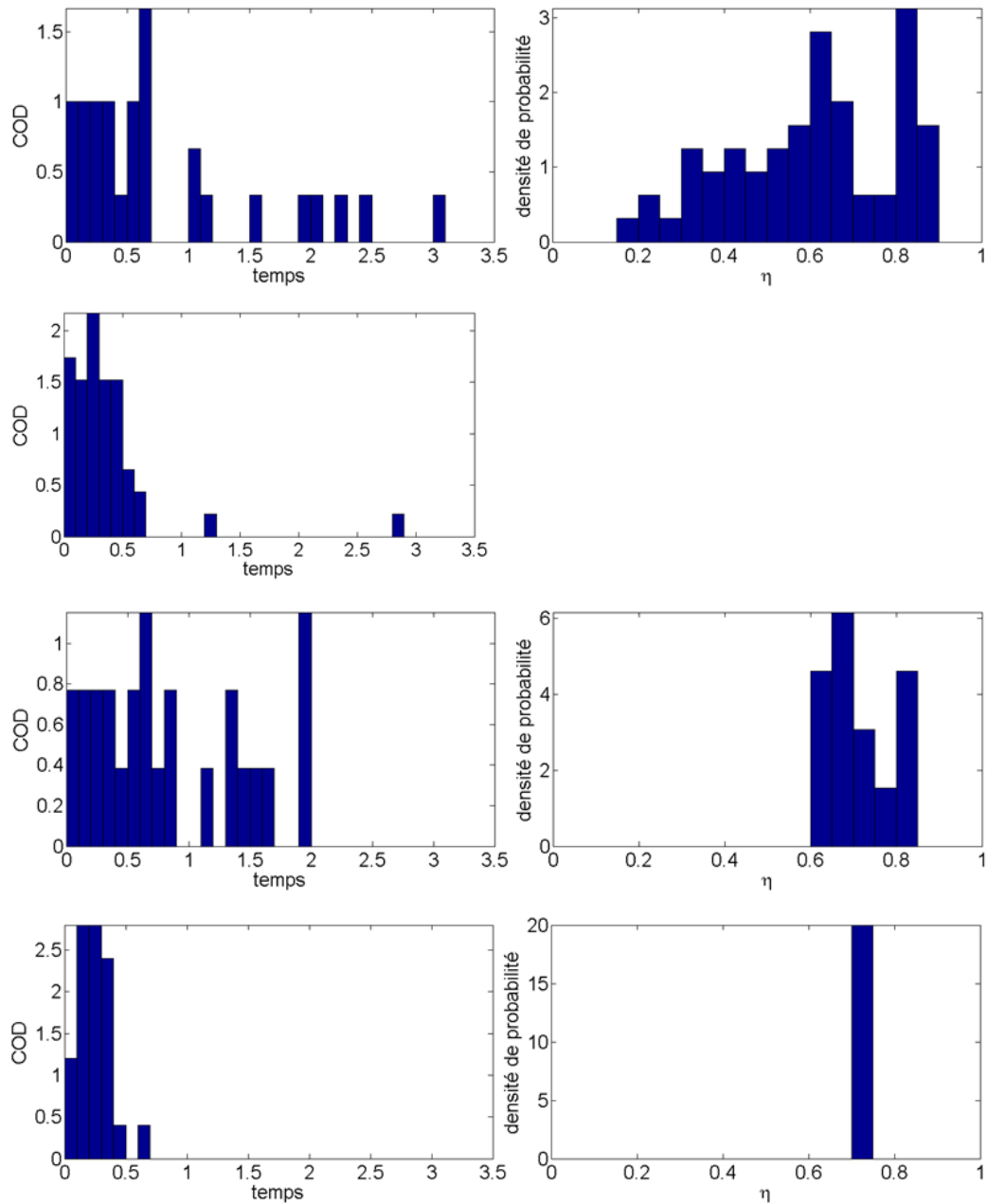


FIGURE 6.15 – De haut en bas : restitution des épaisseurs optiques nuageuses (COD à gauche) et du facteur de diffusion multiple (à droite) sur les quatre périodes de la campagne Barneo. Gauche : épaisseurs optiques évaluées à partir de l'inversion de l'équation de Platt pour certains nuages respectant les critères décrits dans le texte. Droite : coefficient de diffusion multiple évalué avec les nuages possédant un  $\gamma$  trop important et en supposant un rapport LiDAR de 19sr.

### Inversion

Seuls quelques cas de nuage observés avec un signal moléculaire au dessus seront étudiés ici. Ce sont des profils obtenus lors de la première période de la campagne N-ICE.

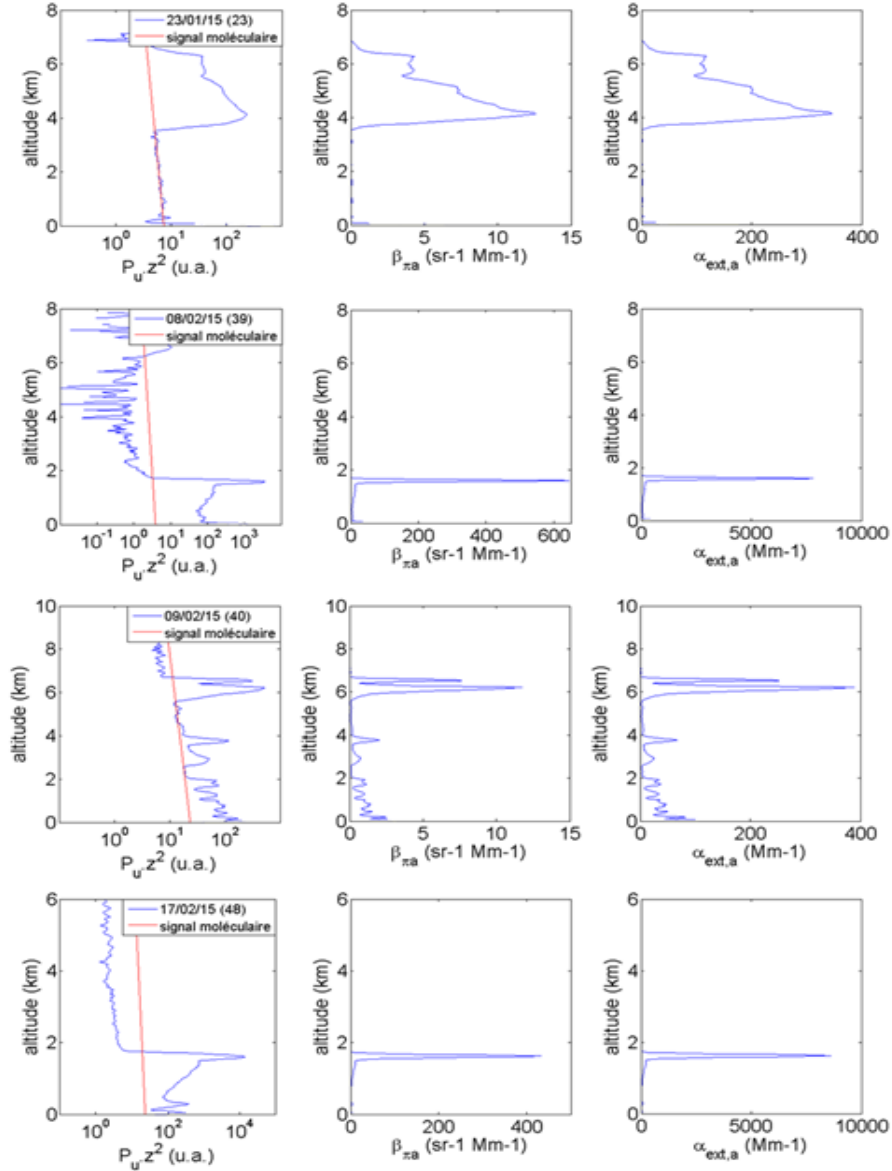


FIGURE 6.16 – De haut en bas : observations réalisées par le LiDAR non polarisé pendant son premier déploiement à la campagne N-ICE.

Gauche :  $P_u.z^2$  et signal moléculaire positionné en fonction de la constante système corrigée du givre. Milieu : coefficient de rétrodiffusion particulaire. Droite : coefficient d'extinction particulaire.

Les épaisseurs optiques calculées de 200m à la zone moléculaire et les rapports LiDAR apparents déduits sont :

- profil n° 2 : COD = 0,50 et  $\eta \cdot L_{Ra}=27,5$
- profil n° 7 : COD = 0,83 et  $\eta \cdot L_{Ra}=12,1$
- profil n° 8 : COD = 0,23 (=0,14 juste sur la couche entre 5 et 7km) et  $\eta \cdot L_{Ra}=33,1$
- profil n° 13 : COD = 0,93 et  $\eta \cdot L_{Ra}=20$

Les valeurs de rapport LiDAR des deux premiers sont cohérentes avec de précédentes mesures [Nott 2011] et également avec des estimations à 800nm pour un mélange de cristaux sphériques et hexagonaux cylindriques [Jourdan 2003] [Lampert 2010a]. Le dernier cas étant très similaire aux nuages observés pendant la campagne Barneo au printemps et en été conforte l'hypothèse de considérer un rapport LiDAR d'un nuage d'eau liquide pour ces périodes.

### Méthode "MOMO"

Évaluons à présent l'épaisseur optique pour chacun des profils d'après le *signal* de fond de ciel comme cela a été décrit en annexe. Cette méthode peut être envisagée pour toutes les périodes où le LiDAR est vertical et où l'angle zénithal est inférieur à  $90^\circ$ . Deux populations d'épaisseur optique totalement différentes sont obtenues en fonction des valeurs minimales ou maximales retenues (cf Figure 6.17). Lorsqu'on retient systématiquement la plus petite valeur d'épaisseur optique correspondant à une luminance donnée on obtient des ordres de grandeurs similaires à la précédente méthode avec deux modes, respectivement centrés vers des épaisseurs optiques de 0,1-0,2 et de 2. En revanche lorsqu'on retient plutôt la valeur d'épaisseur optique la plus élevée les ordres de grandeur diffèrent totalement avec un mode principal centré vers 15-20. Celui-ci peut tout à fait correspondre à l'ensemble des nuages très opaques mis de côté lors de l'étude précédente. Auquel cas les ordres de grandeur obtenus pour ces nuages très bas, supposés d'eau liquide, sont en bon accord avec un étude passée comparant cette méthode avec d'autres données, notamment celles du réseau AERONET [Chiu 2014].

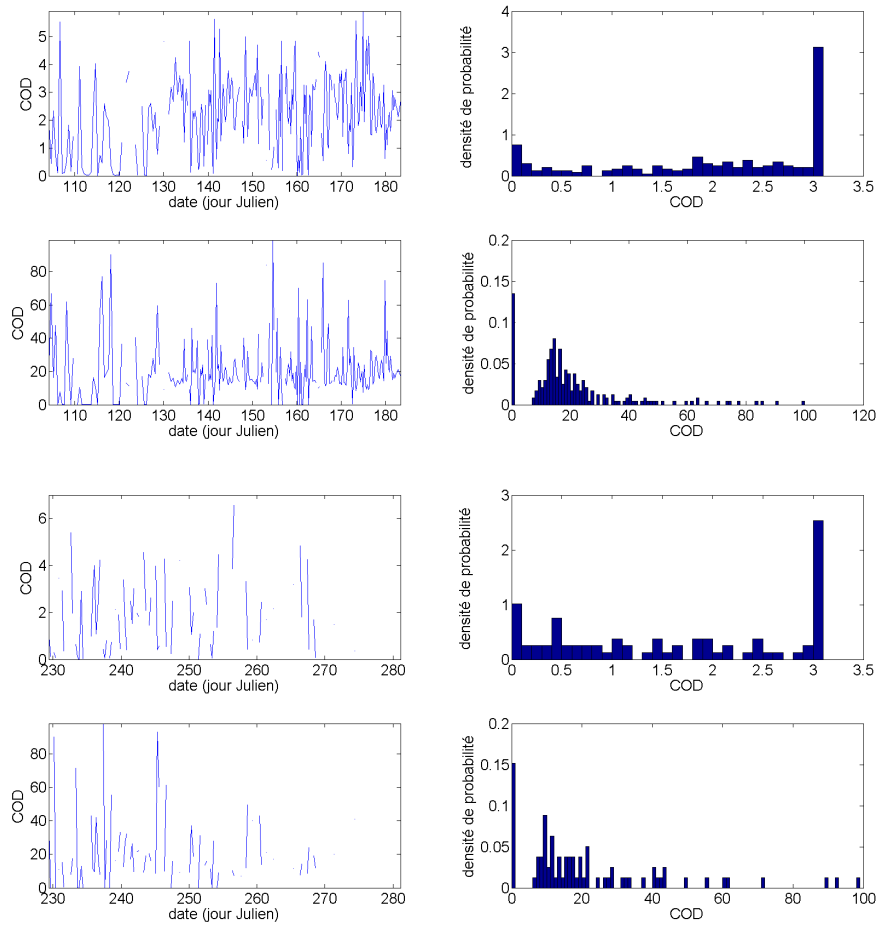


FIGURE 6.17 – Évolution temporelle et densité de probabilité associée de l'épaisseur optique déduite d'après la variation du *signal* du fond de ciel pour la première (haut) et troisième (bas) période de Barneo, dans le cas où les valeurs minimales (haut) ou préférentiellement maximales (bas) d'épaisseur optique sont retenues. La distribution en taille des gouttes centrée sur un rayon de  $5\mu\text{m}$  a été utilisée.



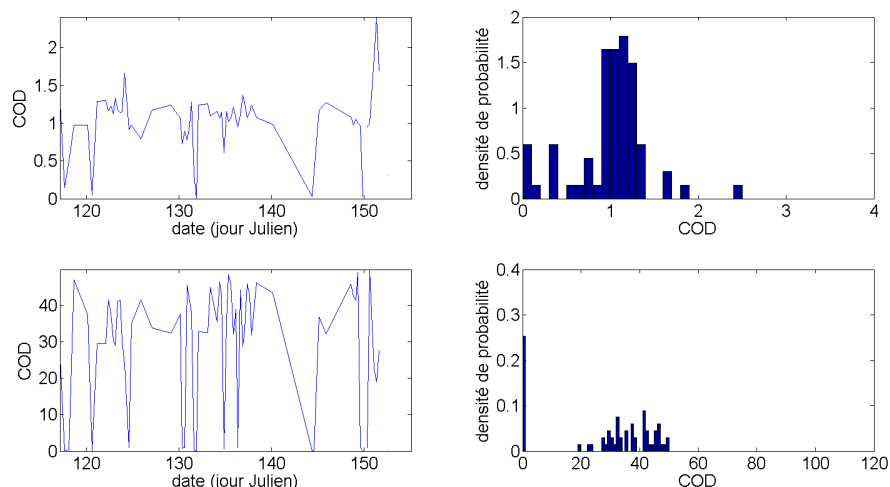


FIGURE 6.18 – Évolution temporelle et densité de probabilité associée de l'épaisseur optique déduite d'après la variation du *signal* du fond de ciel pour le second déploiement de la version non polarisée pendant N-ICE, dans le cas où les valeurs minimales (haut) ou maximales (bas) d'épaisseur optique sont préférentiellement retenues. La distribution en taille des gouttes centrée sur un rayon de  $5\mu\text{m}$  a été utilisée.

A l'instar de la première période de Barneo le second déploiement de N-ICE s'est déroulé en avril. Cependant dans le cas de la campagne N-ICE, lorsque les valeurs maximales d'épaisseurs optiques des simulations de MOMO sont privilégiées, il apparaît un mode plutôt centré vers 40, au lieu de 15-20 pour Barneo. Ceci peut apparaître comme une modification significative des tendances établies lors de campagnes précédentes (campagne IAOS à Barneo, [Bierwirth 2013], [Leontyeva 1994]) mais il faut prendre en compte ici le peu de mesures disponibles (73 profils sur environ 35 jours de déploiement) ne facilitant pas la confirmation d'une tendance. Il est également possible que l'atmosphère ait été plus polluée à cette époque menant à un renforcement de l'effet Twomey [Werner 2014].

L'estimation d'une épaisseur optique en arctique à partir du *signal* du fond de ciel du LiDAR IAOS est pour l'instant une approche surtout qualitative tant que le modèle de nuage utilisé n'a pas été adapté à ce qui est réellement mesuré parce que la valeur d'albedo n'a pas été jusqu'à présent modifiée en fonction de la position de la bouée et de la saison (la dérive vers le sud augmente progressivement les surfaces en eau libre et lacs de fonte dans les environs, donc diminue en moyenne l'albedo de surface, ce qui peut diminuer le fond de ciel). Il est également fort possible qu'il y ait d'autres nuages à des altitudes plus élevées, non détectés par le LIDAR, favorisant ou non l'augmentation de luminance spectrale.

## 6.2.2.4 Détermination des épaisseurs optiques des précipitations

De nombreux cas de nuages, surmontant ce qui peut être considéré comme des précipitations, ont également pu être observés. Certains, provenant des deux campagnes, sont représentés sur la figure 6.19. Étant donné l'absence de zone de signal moléculaire seule l'inversion *forward* est utilisée pour déterminer l'épaisseur optique de ces supposées précipitations, en considérant comme précédemment un rapport LiDAR de 40sr. Les résultats sont indiqués dans le tableau 6.12. L'épaisseur optique moyenne est de  $0,058 \pm 0,059$ , avec une incertitude de l'ordre de 100%.

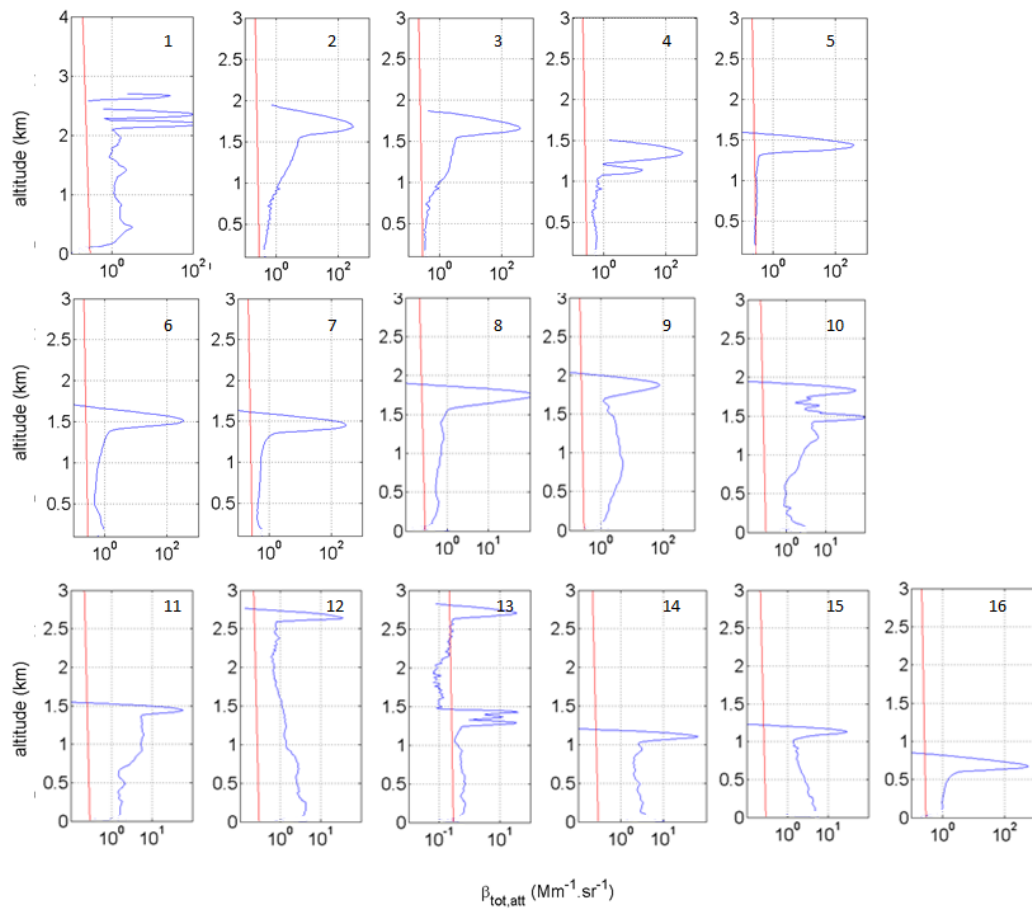


FIGURE 6.19 – Observations de nuages précipitants lors de la campagne Barneo.

<b>Profil</b>	1	2	3	4
<b>Date</b>	108	298	303	303
<b>Zone calcul AOT (km)</b>	0,2-2,1	0,2-1,5	0,2-1,5	0,2-1
<b>AOT<sub>backward</sub></b>	-	-	-	-
<b>AOT<sub>forward,sans mol</sub></b>	0,11±0,12	0,055±0,065	0,035±0,045	0,007±0,017
<b>AOT<sub>forward,avec mol</sub></b>	-	-	-	-
<b>L<sub>Ra</sub></b>	40	40	40	40
<b>K</b>	57,8	61,9	63,7	53,1

<b>Profil</b>	6	7	8
<b>Date</b>	268	268	303
<b>Zone calcul AOT (km)</b>	0,2-1,3	0,2-1,25	0,2-1,5
<b>AOT<sub>backward</sub></b>	-	-	-
<b>AOT<sub>forward,sans mol</sub></b>	0,02±0,03	0,014±0,024	0,022±0,032
<b>AOT<sub>forward,avec mol</sub></b>	-	-	-
<b>L<sub>Ra</sub></b>	40	40	40
<b>K</b>	60	56,1	57,8

<b>Profil</b>	9	10	11	12
<b>Date</b>	303	304	304	305
<b>Zone calcul AOT (km)</b>	0,2-1,6	0,2-1,3	0,2-1,4	0,2-2,5
<b>AOT<sub>backward</sub></b>	-	-	-	-
<b>AOT<sub>forward,sans mol</sub></b>	0,021±0,031	0,062±0,072	0,21±0,22	0,14±0,15
<b>AOT<sub>forward,avec mol</sub></b>	-	-	-	-
<b>L<sub>Ra</sub></b>	40	40	40	40
<b>K</b>	56,9	47,5	57,1	56,6

<b>Profil</b>	14	15	16
<b>Date</b>	305	306	333
<b>Zone calcul AOT (km)</b>	0,2-1,2	0,2-1	0,2-0,6
<b>AOT<sub>backward</sub></b>	-	-	-
<b>AOT<sub>forward,sans mol</sub></b>	0,013±0,023	0,081±0,091	0,019±0,029
<b>AOT<sub>forward,avec mol</sub></b>	-	-	-
<b>L<sub>Ra</sub></b>	40	40	40
<b>K</b>	58,3	56,9	61,4

TABLEAU 6.12 – Épaisseurs optiques de signaux considérés comme étant liés à des précipitations, provenant des campagnes Barneo et N-ICE2015.

### 6.2.2.5 Bilan

Une nébulosité importante a été observée lors de ces deux premières campagnes, à l'instar de ce qui avait pu être constaté lors de campagnes précédentes (ex : SHEBA). Sur l'ensemble de la campagne Barneo, correspondant à la fin du printemps, l'été et l'automne, un nuage a été détecté sur le signal LiDAR sur environ 82% des profils dont près de 90% et 75% ont respectivement une base et un sommet

apparent inférieurs à 1km. Dans la majorité des cas (94% des profils de la campagne Barneo) un seul nuage est détecté. En effet l'énergie émise étant très faible lorsqu'un nuage est sur le trajet du faisceau il y a peu de chance pour qu'une éventuelle seconde couche puisse être détectée au dessus. De nombreux cas ont malgré tout été observés avec un nuage au dessus de 3km, sans qu'une réelle tendance puisse réellement être obtenue en fonction des mois ou des saisons à cause de la grande disparité entre les mesures. Ces premières observations obtenues grâce aux LiDAR autonomes développés pour le projet IAOOS sont en bon accord avec celles réalisées lors des nombreuses campagnes précédentes, c'est à dire une nébulosité importante à très basse altitude quelle que soit la période de l'année.

Concernant les épaisseurs optiques différentes méthodes ont été utilisées. L'inversion de l'équation de Platt liant l'intégrale du coefficient de rétrodiffusion à l'épaisseur optique permet, en supposant une valeur de coefficient de diffusion multiple (0.85) et de rapport LiDAR (19sr), d'estimer l'épaisseur optique de nuages pour lesquels celle-ci n'est pas trop élevée. Les estimations obtenues sont ainsi toutes inférieures à 3 et majoritairement inférieures à 1. Lorsque cela est possible, une autre méthode consiste à évaluer directement l'atténuation grâce à une zone de signal moléculaire au dessus du nuage. Les rapports LiDAR qui ont été estimés (entre 20 et 33sr) grâce à cette méthode sont cohérents avec des observations précédentes de nuage de glace ou en phase mixte. Enfin une évaluation de l'épaisseur optique des nuages a été estimée pour chaque profil à partir des variations du bruit de fond ciel et des simulations du code de transfert radiatif MOMO. A cause de l'absence de relation unitaire entre l'épaisseur optique et la luminance spectrale, deux répartitions différentes sont obtenues en fonction de l'importance accordée aux minima ou maxima. C'est en privilégiant ces derniers que la population d'épaisseur optique mesurée est la plus cohérente avec des mesures passées, c'est à dire un mode centré vers 15-20, notamment sur les stations de mesure de Barrow et Alert [Leontyeva 1994].

Des signaux pouvant correspondre à des précipitations ont également été analysés dans cette section. De tels signaux sont "liés" à la base d'un nuage généralement localisée en dessous de 2km. Les épaisseurs optiques sont assez faibles, généralement comprises entre 0,02 et 0,15.

## 6.2.3 Analyses connexes et couplage avec les observations spatiales

### 6.2.3.1 Origine des aérosols

Connaissant l'altitude, la date et la localisation de la mesure de ces aérosols il est à présent possible de réaliser une étude de rétro-trajectoire afin d'estimer l'origine de ces aérosols. Cette étude se concentre ici sur la période de fin avril 2014, c'est à dire le début de la campagne Barneo. Les rétrotrajectoires sont obtenues à l'aide du modèle de transport lagrangien Hysplit et des données GDAS. L'analyse est réalisée à partir du 22 avril 2014 à 3h à 1 et 3km d'altitude en remontant les trajectoires sur les 5 jours précédents.

Cinq points de départ sont analysés, dont quatre choisis arbitrairement autour du pôle et un correspondant à la position de la bouée au 22 avril (cf Figure 6.20). Pour un départ à 1km les résultats montrent, en ignorant la trajectoire du point D car elle rencontre très rapidement la surface, que les aérosols à cette altitude auraient tendance à avoir une origine dans le secteur eurasien de l'Arctique, en particulier les positions E et C (plutôt situés dans le secteur nord américain de l'Arctique) qui tendent à montrer une origine similaire à une altitude plus élevée dans la région du Groenland et du Svalbard. Pour un départ à 3km, les différentes positions (à part la E) montrent une origine des aérosols à une altitude inférieure assez clairement localisée vers le nord de l'Europe et de la Russie.

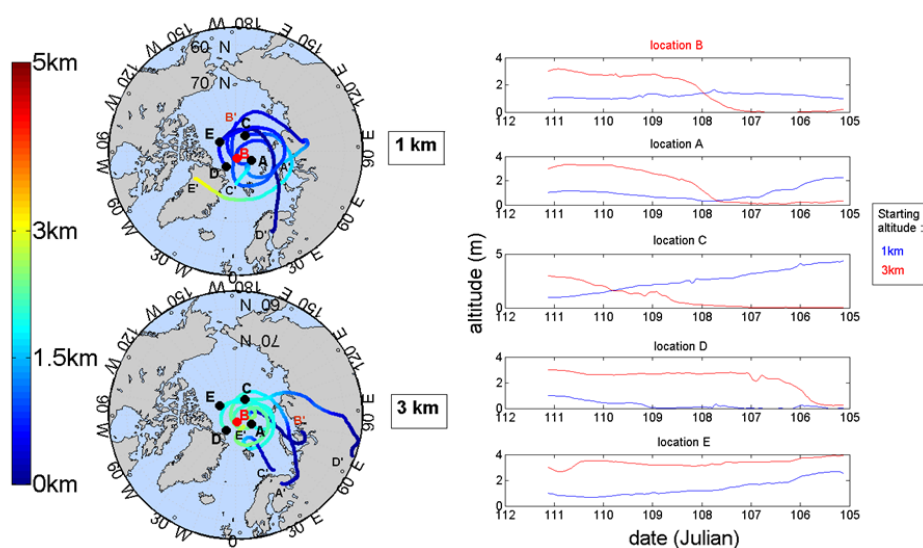


FIGURE 6.20 – Rétrotrajectoires sur 5 jours réalisées avec le modèle de transport lagrangien Hysplit à partir du 22 avril 2014 à 3h. Les analyses sont effectuées à partir de 5 positions à deux altitudes différentes, 1 et 3km.

## 6.2.3.2 Observations spatiales

L'analyse des produits d'observations satellite comme la quantité totale de monoxyde de carbone sur la colonne atmosphérique fournie par IASI, peut également compléter les observations LiDAR. En effet un évènement très intense peut être lié à des feux de biomasse, ce qui amènerait à considérer un rapport LiDAR plus élevé que pour des aérosols provenant de pollution anthropique. La figure 6.22 montre sur l'hémisphère nord le champs de vitesse de vent à 700mb d'altitude (environ 3km, d'après l'atmosphère définie par l'aviation civile (OACI)) et les teneurs en CO du 20 au 23 avril 2014. Un évènement moyennement intense provenant de Russie y est discernable, mais beaucoup moins intense que ceux pouvant être détectés en période estivale et qui sont clairement liés au feux se produisant au Canada et en Sibérie.

Une comparaison peut également être faite avec les observations du LiDAR spatial CALIPSO lorsque la trace de ce dernier passe à proximité de la bouée au moment de la mesure de cette dernière. Le profil du 2 novembre 2014 à 9h (3<sup>ieme</sup> profils de la figure 6.10, et rappelé ci-dessous sur la figure 6.21) est un exemple d'observation pouvant être comparé avec CALIOP. La figure 6.23 montrent différentes traces de CALIOP obtenues quelques heures avant et au moment de la mesure dans une région très proche de la bouée. On repère une masse nuageuse à la même altitude que le profil IAOOS. Cependant sur les données CALIOP on ne distingue pas de couche d'aérosols vers 500m contrairement au profil IAOOS. D'autre part ce qui apparaît sur les données CALIOP comme un nuage d'eau liquide (forte rétrodiffusion et forte atténuation) semble beaucoup moins opaque sur le profil IAOOS car du signal lié à des aérosols est encore visible au dessus du sommet et également moins rétrodiffusant. Ceci peut très bien provenir d'une zone plus "claire" entre deux plaques nuageuses comme celle visible sur la trace entre 7h13 et 7h27 entre les flèches noire et verte (cf Figure 6.23).

Ces représentations temporelles des mesures du LiDAR spatial CALIOP permettent également de pleinement prendre conscience de l'intérêt d'un réseau de LiDAR au sol puisque ses capacités de détection sont considérablement réduites sous un nuage, ce qui peut avoir pour conséquence une absence totale de données entre la surface et 5km.

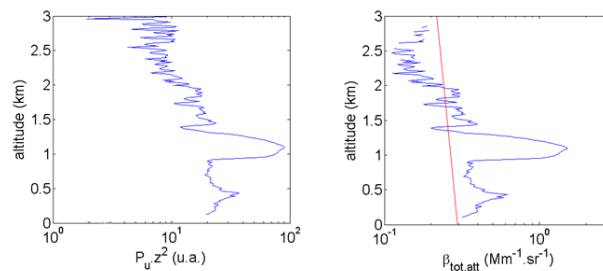


FIGURE 6.21 – Profil du coefficient de rétrodiffusion atténué de l'observation réalisée le 02/11/14 à 9h (UTC).



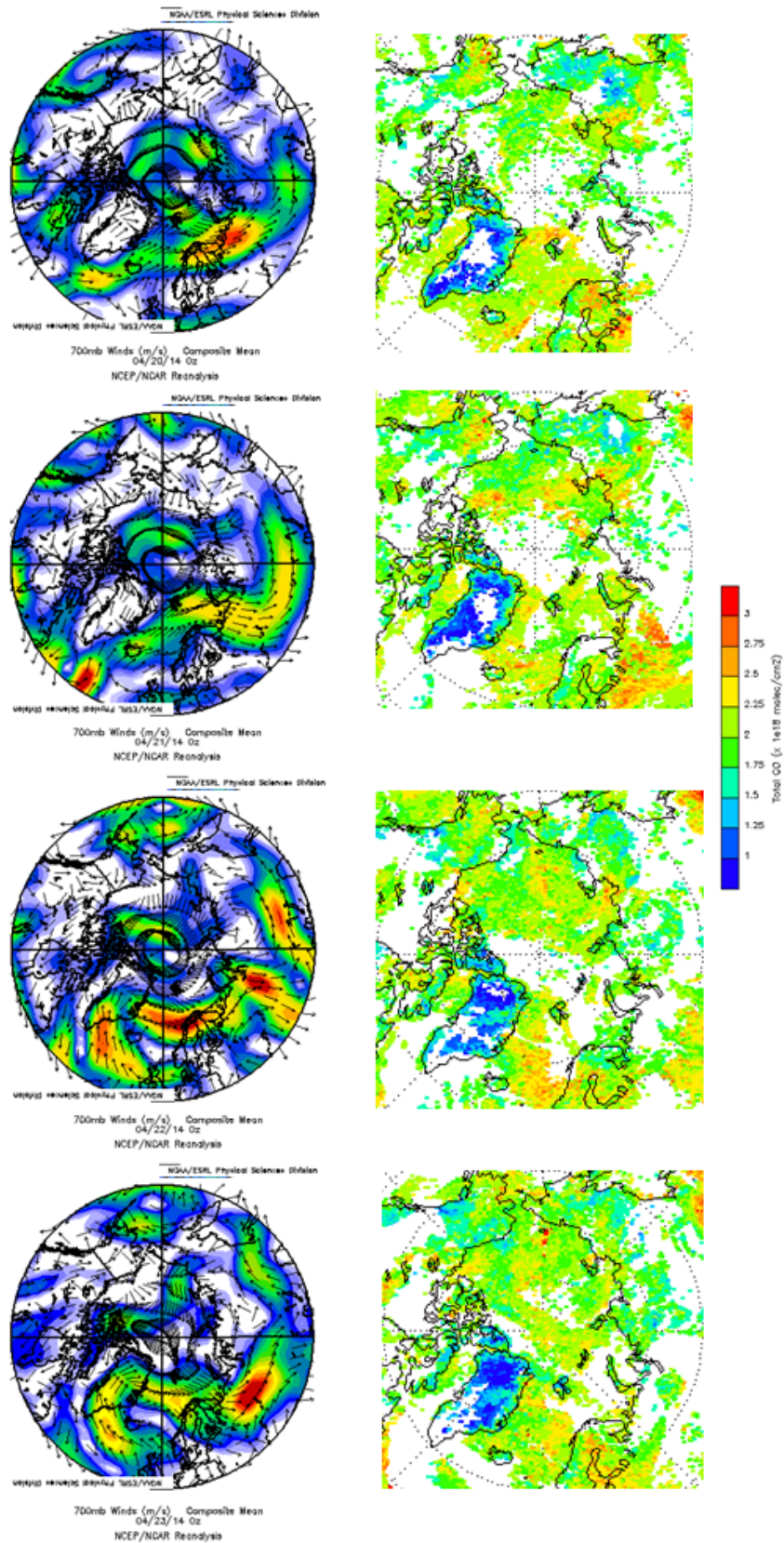


FIGURE 6.22 – Gauche : carte centrée sur le pôle nord jusque 50°N des champs de la vitesse du vent à environ 3km d'altitude (d'après <http://www.esrl.noaa.gov/psd/data/composites/hour/>). Droite : quantité de CO sur la colonne atmosphérique centrée sur la même région. De haut en bas : du 20 au 23 avril 2014 correspondant aux 5 derniers profils de la figure ??.

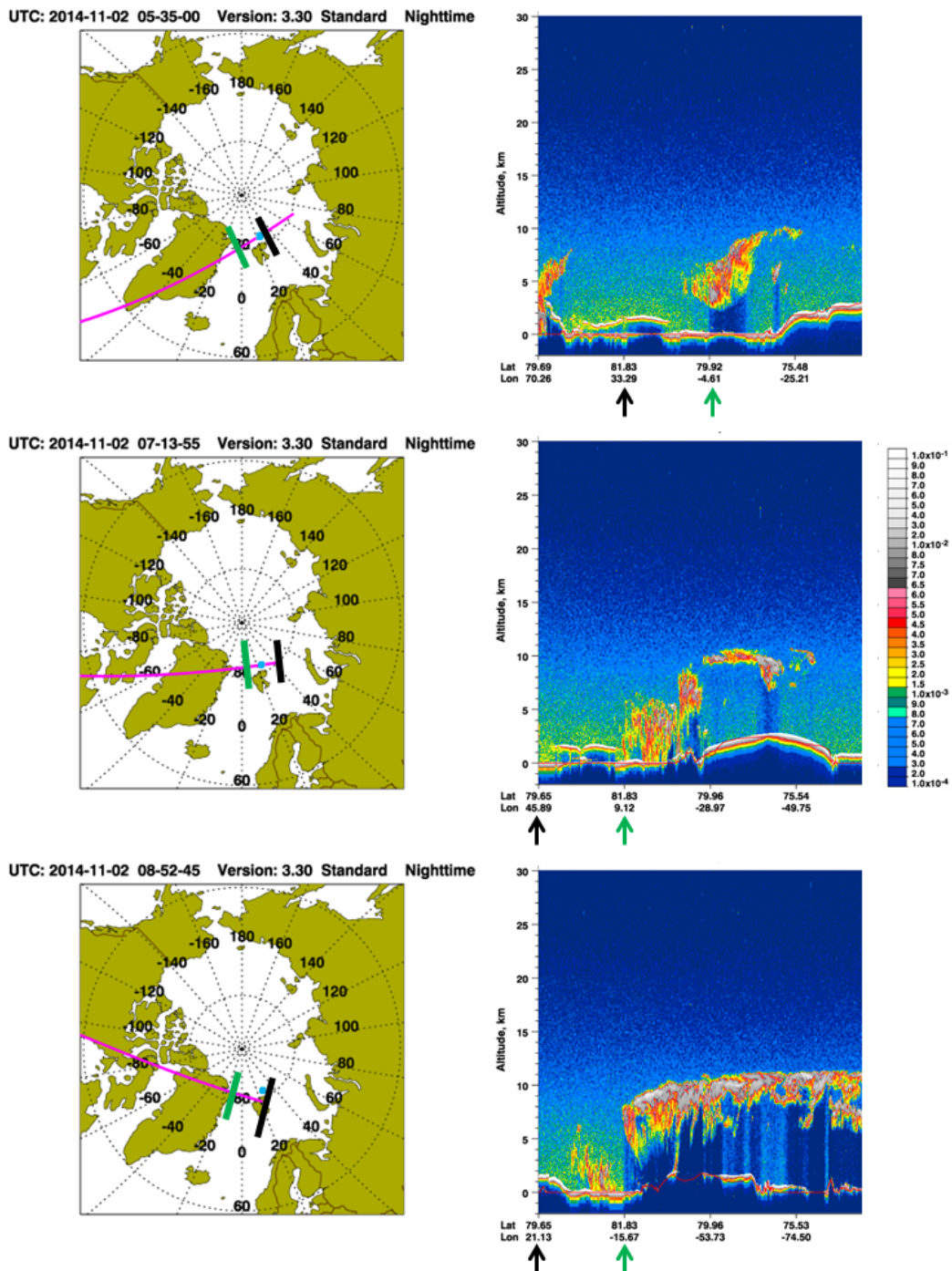


FIGURE 6.23 – Différentes observations de CALIPSO en arctique de 5h34 à 5h48 (haut), de 7h13 à 7h27 (milieu) et de 8h52 à 9h06 (bas) le 2 novembre 2014 (d'après <http://www-calipso.larc.nasa.gov/>). Gauche : traces (trait rose) correspondantes aux différentes périodes précédentes, avec la position de la bouée (point bleu). Droite : représentation temporelle du coefficient de rétrodiffusion atténué total. Les flèches noire et verte correspondent à des zone délimitées par des traits de même couleur sur les traces.



## 6.3 Bilan radiatif à la surface

Sachant que l'information concernant les aérosols est pour l'instant assez limitée (leur absorption est par exemple inconnue) seules les répercussions liées au flux solaire et infrarouge (IR) des nuages sont étudiées ici. Cette étude se concentre sur la première période de la campagne Barneo (mi-avril jusque fin juin 2014) pendant laquelle le givre était limité et la bouée verticale.

Il est possible d'estimer les flux IR et solaire descendants à la surface par plusieurs méthodes nécessitant plus ou moins d'observations. En effet de nombreuses paramétrisations ont été réalisées, en se basant sur la loi de Stefan-Boltzman dans le cas des flux IR, mais dont les coefficients étaient généralement adaptés à la région concernée par les analyses. Key a résumé l'ensemble des paramétrisations effectuées avant 1996 [Key 1996], en particulier celles concernant la région arctique.

Lorsque le flux concerne uniquement le cas d'un ciel clair il aura un indice *clair*, lorsqu'il considère le cas nuageux il aura l'indice *nuage* et lorsque la paramétrisation prend tout en compte le flux aura l'indice *tout*.

### 6.3.1 Flux IR

#### 6.3.1.1 Méthodes de calcul

A partir de comparaisons avec des observations réalisées sur les bases de Barrow et Resolute Key a préconisé l'utilisation des paramétrisations, ou des combinaisons de paramétrisations, provenant des développements de Efimova [Efimova 1961] et Jacobs [Jacobs 1978]. Ces paramétrisations se basent uniquement sur la température au dessus de la surface  $T_{2m}$  et sur la fraction nuageuse  $c$ . Ces flux seront reconnaissables par la suite par leur indice  $E.J.$ .

$$LW \downarrow_{clair,E.J.} = \sigma \cdot T_{2m}^4 \cdot (0.746 + 0.006 \cdot e_{2m}) \quad (6.2)$$

$$LW \downarrow_{tout,E.J.} = LW \downarrow_{clair} \cdot (1 + 0.26c)$$

avec :

$e_{2m}$  : pression de vapeur d'eau au dessus de la surface (mbar)

$\sigma$  : constante de Stefan Boltzman ( $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ )

La température au dessus de la surface est mesurée par la station météo (cf Figure 6.24) de la bouée à environ 1,5m ce qui permet également, en supposant une humidité relative de 80% (crédible vis à vis de certaines observations réalisées pendant SHEBA [Andreas 2002]), de déduire une estimation grossière de la pression de vapeur d'eau  $e_{2m}$  :

$$e_{2m} = RH \cdot e_{2m,sat} \quad (6.3)$$

avec :

$$e_{2m,sat} = (1.0007 + 3.46 * P_{2m} \cdot 10^{-6}) \cdot 6.112 \cdot \exp\left(\frac{17.62 \cdot T_{2m}}{243.12 + T_{2m}}\right) \quad (6.4)$$

En supposant exacte l'humidité relative  $RH$ , une incertitude de 1K sur la température proche de la surface entraîne une incertitude de 7 à 10% sur la pression en vapeur d'eau pour la période considérée. Quant à l'incertitude liée à la valeur fixe d'humidité relative elle est estimée à 30%. Ceci entraîne une incertitude sur le flux IR, estimé avec l'équation 6.2, inférieure à 2%.

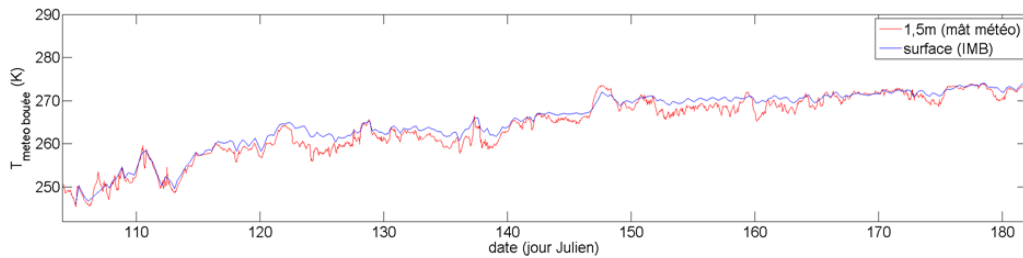


FIGURE 6.24 – Températures à 1,5m ( $T_{2m}$ ) (courbe rouge) et de la surface (courbe bleue) mesurées sur la bouée pendant la première période de la campagne Barneo 2014.

La fraction nuageuse est supposée unitaire pour les observations LiDAR dont le profil d'écart type ne possède pas les caractéristiques attendues en cas de ciel clair (cf Annexe G). Dans le cas contraire elle est considérée nulle.

Il est également possible d'évaluer les flux IR descendants et montants à la surface en estimant les flux émis par la surface et par le nuage, et en prenant en compte les interactions entre ces deux milieux (cf Equation 6.5). Il est pour cela nécessaire d'estimer l'émissivité de la masse nuageuse pour chaque profil. En se basant sur les développements de Hall [Hall Jr 1968], Platt [Platt 1973] puis Liou [Liou 1990], Minnis [Minnis 1993] a défini pour différents nuages les valeurs des paramètres apparaissant dans l'équation établie par Liou liant l'émissivité à l'épaisseur optique dans le visible. Ne connaissant pas précisément le type de nuage observé pour chaque profil de la campagne Barneo, et puisque les valeurs établies par Minnis sont similaires entre les types de nuage, la moyenne de ces valeurs est ici considérée pour l'estimation de l'émissivité (cf Equation 6.7), dont un histogramme pour la période considérée est présentée en figure 6.25. Ces flux seront distingués par l'indice  $IAOOS$ . Afin de simplifier l'approche la transmission est ici négligée.

$$\begin{aligned}
LW \downarrow_{\text{tout, IAOS}} = & c_{LiDAR} \cdot \varepsilon_{\text{surf}} \cdot \sigma \cdot T_{\text{surf}}^4 \cdot (1 - \varepsilon_{\text{nuage}}) \\
& + c_{LiDAR} \cdot \varepsilon_{\text{nuage}} \cdot \sigma \cdot T_{\text{nuage}}^4 \\
& + (1 - c_{LiDAR}) \cdot \sigma \cdot T_{2m}^4 \cdot \varepsilon_{\text{ciel}}
\end{aligned} \tag{6.5}$$

$$\begin{aligned}
LW \uparrow_{\text{tout, IAOS}} = & c_{LiDAR} \cdot \varepsilon_{\text{surf}} \cdot \sigma \cdot T_{\text{surf}}^4 \\
& + c_{LiDAR} \cdot \varepsilon_{\text{nuage}} \cdot \sigma \cdot T_{\text{nuage}}^4 \cdot (1 - \varepsilon_{\text{surf}}) \\
& + (1 - c_{LiDAR}) \cdot \sigma \cdot T_{\text{surf}}^4 \cdot \varepsilon_{\text{surf}} \\
& + (1 - c_{LiDAR}) \cdot \sigma \cdot \varepsilon_{\text{ciel}} \cdot T_{\text{surf}}^4 \cdot \varepsilon_{\text{surf}}
\end{aligned} \tag{6.6}$$

$$\varepsilon_{\text{nuage}} = 1 - \exp \left( a_{\text{moy}} \cdot \frac{COD_v^{b_{\text{moy}}}}{\cos(SZA)} \right) \tag{6.7}$$

avec :

$a_{\text{moy}} = -0.4734$  (moyenne des paramètres de Minnis [Minnis 1993])

$b_{\text{moy}} = 1.0216$  (moyenne des paramètres de Minnis [Minnis 1993])

$SZA$  : angle solaire zénithal ;

$COD$  : épaisseur optique des nuages ;

$\sigma$  : constante de Stefan Boltzman ( $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ ) ;

$c_{LiDAR}$  : la fraction nuageuse égale à 1 si un nuage est détectée par le LiDAR, 0 sinon

$\varepsilon_{\text{ciel}}$  : estimation de l'émissivité du "ciel clair"

$\varepsilon_{\text{surf}}$  : estimation de l'émissivité de surface

L'épaisseur optique considérée est celle qui a été estimée par la variation de la luminance avec les simulations du modèle MOMO, en retenant préférentiellement les valeurs élevées. Celles-ci sont rappelées sur la figure 6.25. La fraction nuageuse est prise soit égal à 1 si un nuage est détecté par le LiDAR soit égale à 0 dans le cas contraire car il faut que  $T_{\text{nuage}}$  puisse être associée à une base effective de nuage. Les cas où un nuage n'est pas détecté par le LiDAR (trop de givre et/ou nuage trop haut) mais pour lesquels le profil d'écart type indique une présence nuageuse, sont écartés. L'angle solaire zénithal est obtenu pour chaque profil par la connaissance de la position GPS et de l'heure de la mesure. Enfin l'émissivité du ciel clair  $\varepsilon_{\text{ciel}}$  est prise ici constante à 0,7 [Herrero 2012].

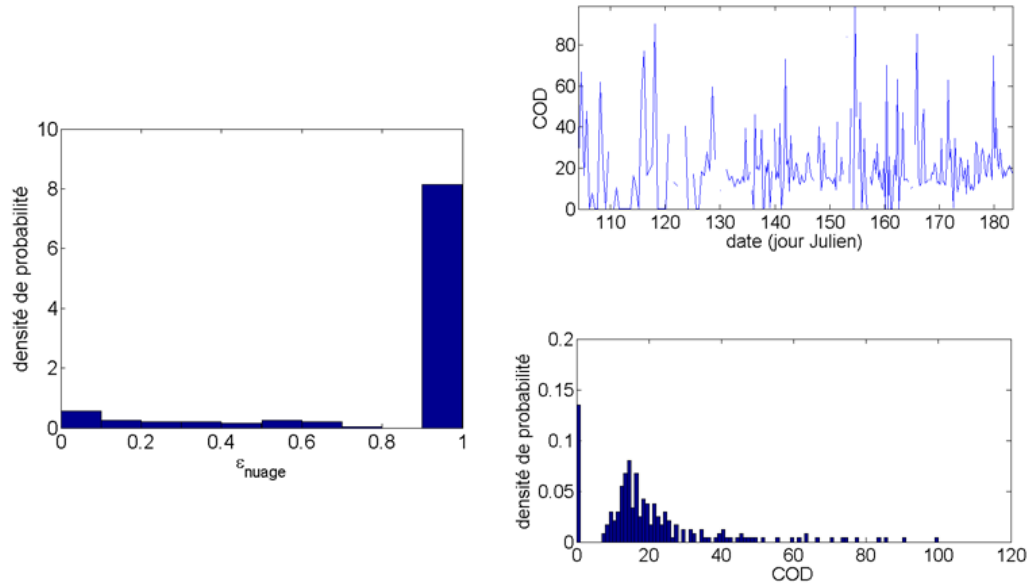


FIGURE 6.25 – Gauche : densité de probabilité de l'émissivité évaluée à partir de l'équation 6.7 en utilisant les épaisseurs optiques déterminées par l'étude de la variation du fond de ciel (à droite représentation temporelle et densité de probabilité pour la première période de Barneo).

Il est également nécessaire de connaître la température de la base des nuages  $T_{nuage}$ . En l'absence de mesure de température de brillance ou de lâcher de ballon sonde cette valeur ne peut être qu'estimée. Connaissant l'altitude de la base des nuages les profils de température ERA-Interim sont utilisés pour réaliser cette estimation. Enfin on considère qu'à cette période la surface est recouverte de neige dont l'émissivité peut être prise égale à 0,95 [Warren 1982], bien que celle-ci soit variable en fonction du type de neige et de l'angle zénithal. La température de surface est obtenue grâce aux mesures de l'IMB de la bouée. La valeur utilisée correspond à la moyenne sur 9 thermistances aux environs de l'interface neige/atmosphère. Cette valeur peut parfois avoir un écart de 5K avec celle mesurée au dessus de la surface par le mât météo (cf Figure 6.24) et donc être à l'origine d'un écart d'une vingtaine de  $W.m^{-2}$  pour l'estimation du flux IR montant à la surface.

Les approches précédentes (paramétrisation basée sur les travaux de Efimova et Jacobs ( $LW \downarrow_{tout, E.J.}$ )) ne prennent absolument pas en compte la hauteur de la base des nuages qui est a priori un paramètre important, puisque ce paramètre est directement lié à la température de la base des nuages. Le calcul direct avec les observations du LiDAR IAOOS ( $LW \downarrow_{tout, IAOOS}$ ) prend en revanche indirectement en compte cette altitude en utilisant la température à la base du nuage. Une étude récente a permis d'étudier la modulation du flux IR descendant à la surface par cette hauteur [Viúdez-Mora 2015]. Celui-ci sera reconnaissable à l'indice  $V - M$  (cf Equation 6.8), et ne correspondra donc que aux cas où un nuage a été détecté.

Cependant cette étude, et la paramétrisation qui en a été déduite, a été réalisée à Gérone en Espagne, et peut donc aboutir à de légères différences, principalement liées à la prise en compte ou non de la vapeur d'eau, avec une paramétrisation adaptée à des observations en région arctique. Le résultat attendu doit néanmoins être très proche car il a été montré de nombreuses fois le lien direct du flux IR descendant à la surface avec la température au dessus de celle-ci, indépendamment de considérations macrophysiques liées aux nuages. Enfin il a été souligné dans la conclusion de cette étude qu'aucune tendance n'avait pu être clairement établie entre la hauteur des nuages et le flux IR vers la surface en utilisant des observations réalisées à Barrow en Alaska. Il est malgré tout possible de comparer pour cette première période de la campagne Barneo le flux IR directement calculée à partir des observations IAOS (cf Equation 6.5) et les bases des nuages.

$$LW \downarrow_{\text{nuage}, V-M} = 0.952 \cdot \sigma \cdot T^4 \cdot (1.031 - 0.025 \cdot h_{\text{base}}) \quad (6.8)$$

avec :

$T$  : température de surface (K)

$h_{\text{base}}$  : hauteur de la base du nuage (km)

### 6.3.1.2 Résultats et comparaisons

Les flux IR descendant à la surface calculés pour chaque observation de la première période de Barneo 2014 d'après les trois approches décrites précédemment ( $LW \downarrow_{\text{tout}, E.J.}$ ,  $LW \downarrow_{\text{tout}, IAOS}$  et  $LW \downarrow_{\text{tout}, V-M}$ ) sont indiqués sur la figure 6.26. Comme attendu les estimations par les paramétrisations  $LW \downarrow_{\text{tout}, E.J.}$  et  $LW \downarrow_{\text{tout}, V-M}$  montrent une bonne corrélation. En revanche le calcul basé sur la surface (au lieu de la température au dessus de celle-ci) et les nuages comme sources est visiblement décalé par rapport aux deux autres. Les moyennes de chaque méthode pour les 3 mois de la période considérée sont répertoriées dans le tableau 6.13. Celle en avril de  $LW \downarrow_{\text{tout}, V-M}$  est significativement plus élevée que celle de  $LW \downarrow_{\text{tout}, E.J.}$  car ce flux correspond uniquement aux cas nuageux donc les valeurs plus faibles de cas clairs ne sont pas estimées avec cette méthode.

Ces différentes estimations sont en accord avec l'augmentation progressive sur ces trois mois d'après l'établissement de moyennes mensuelles réalisées sur des observations satellites entre 1979 et 2001 [Francis 2004]. A part la moyenne en avril de  $LW \downarrow_{\text{tout}, V-M}$ , ces moyennes sont cohérentes avec la moyenne annuelle qui a été calculée par différentes méthodes (observations de SHEBA, NASA/GISS GCM, observations spatiale TOVS) si on prend en compte la tendance décennale qui a été relevée dans cette étude ( $8-10 W.m^{-2}.dec^{-1}$  pour mars-avril-mai et  $3-6 W.m^{-2}.dec^{-1}$  pour juin-juillet-août).

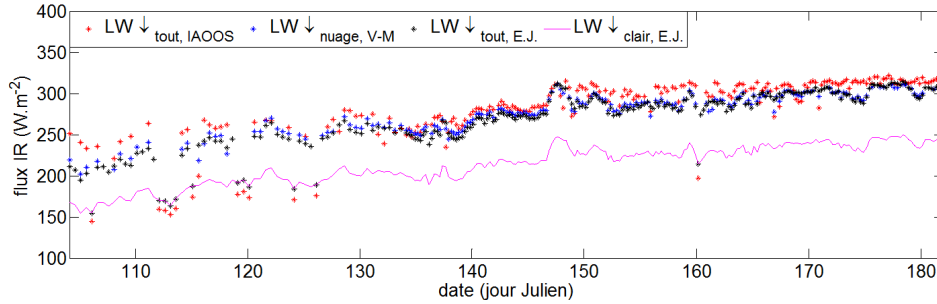


FIGURE 6.26 – En rouge le flux IR descendant à la surface évalué d’après les formules simples établies par Efimova (1961) et Jacobs (1979) utilisant les mesures de température au dessus de la surface de la bouée et une estimation binaire de la fraction nuageuse basée sur les observations du LiDAR. En noir le même flux avec l’utilisation des observations et en particulier des épaisseurs optiques nuageuses déduite des simulations de MOMO à partir desquelles l’émissivité à été évaluée. En bleu le même flux évalué avec la paramétrisation de Viudez-Mora (2015) qui, pour rappel, ne correspond qu’au flux dans les cas nuageux. La courbe rose continue correspond au flux en ciel clair établi par Efimova  $LW \downarrow_{\text{clair}, E.J.}$ .

Flux IR descendants	avril 2014	mai 2014	juin 2014
$LW \downarrow_{\text{tout}, E.J.} (W.m^{-2})$	$211,6 \pm 26,04$	$264,9 \pm 21,63$	$294,4 \pm 12,92$
$LW \downarrow_{\text{nuage}, V-M} (W.m^{-2})$	$230,0 \pm 15,8$	$270,9 \pm 16,81$	$296,1 \pm 9,45$
$LW \downarrow_{\text{tout}, IAOOS} (W.m^{-2})$	$219,21 \pm 43,60$	$274,6 \pm 24,22$	$306,4 \pm 14,06$

TABLEAU 6.13 – Moyennes et écarts types liés à la dispersion des observations du flux IR descendant calculés pour les trois premiers mois de la campagne Barneo 2014 en utilisant différentes mesures réalisées sur la bouée (température au dessus de la surface, température de la surface), et depuis la bouée (altitude de la base des nuages) (cf 6.3.1.1 pour un détail des méthodes de calcul).

Le mois d’avril présente plus de cas clair que mai et juin, comme cela avait déjà été constaté précédemment. Ceci explique la différence plus importante pour ce mois entre  $LW \downarrow_{\text{nuage}, V-M}$  et les deux autres méthodes car ces dernières prennent en compte également les cas clairs, contrairement à la paramétrisation de Viudez-Mora. Pour les mois de mai et juin 2014 le flux *IAOOS* est plus élevé en moyenne que les deux autres méthodes (de +5 à +10  $W.m^{-2}$ ).

N’ayant pas de mesures radiométriques simultanées le calcul utilisant les observations et l’émissivité ( $LW \downarrow_{\text{tout}, IAOOS}$ ) est utilisé comme référence. Seuls les mois de mai et juin sont étudiés ici car il y a peu ou pas de jour clair dans ces périodes ce qui permet de comparer également le flux déduit des bases des nuages  $LW \downarrow_{\text{nuage}, V-M}$  (cf Figure 6.27). La combinaison de paramétrisations de Efimova et Jacobs et celle de Viudez-Mora sous-estiment en moyenne les flux IR pris pour référence respectivement d’environ  $-12W.m^{-2}.km^{-1}$  et  $-9W.m^{-2}.km^{-1}$ .

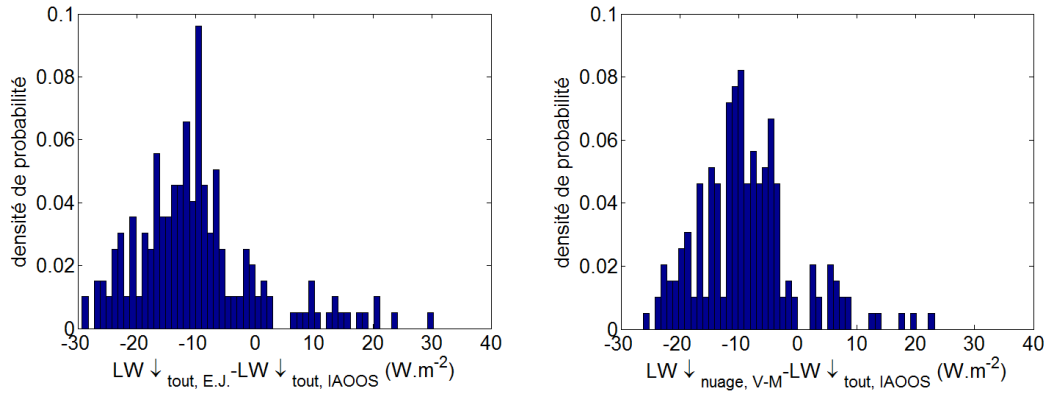


FIGURE 6.27 – Densités de probabilité de la différence entre  $LW \downarrow_{\text{tout}, E.J.}$  et  $LW \downarrow_{\text{tout}, \text{obs}}$  (gauche), et entre  $LW \downarrow_{\text{tout}, V-M}$  et  $LW \downarrow_{\text{tout}, \text{obs}}$  (droite) pour mai et juin 2014.

A partir des estimations du flux IR en utilisant les épaisseurs optiques déduites des observations du LiDAR ( $LW \downarrow_{\text{nuage}, \text{obs}}$ ) il est possible d'analyser la variation de ce flux en fonction de la base du nuage. La tendance obtenue est d'environ  $-16W.m^{-2}.km^{-1}$  (cf Figure 6.28) pour les nuages dont la base est au dessus de 200m, donc un peu plus élevée que celle déduite par Viudez-Mora des observations en Espagne ( $-12W.m^{-2}.km^{-1}$ ). Pour une altitude donnée l'écart type est de l'ordre de  $22.6W.m^{-2}.km^{-1}$  entre 200 et 1000m et d'environ  $21.8W.m^{-2}.km^{-1}$  entre 1000 et 2500m.

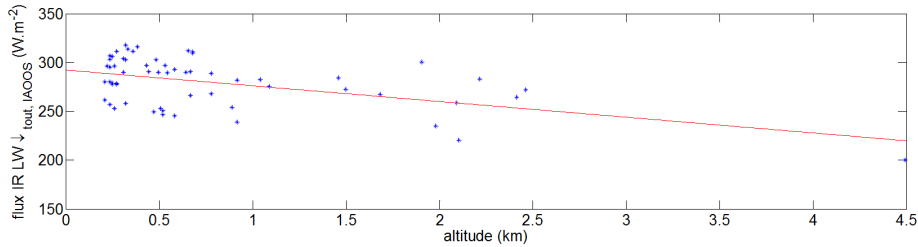


FIGURE 6.28 – Flux IR descendant à la surface évalué avec l'équation 6.5 en fonction de l'altitude de la base des nuages et ajustement linéaire.

Enfin il est possible d'estimer le flux IR net à la surface défini par l'équation 6.9 et représenté pour la première période de Barneo sur la figure 6.29.

$$LW_{\text{surface, net}, IAOOS} = LW \downarrow_{\text{tout}, IAOOS} - LW \uparrow_{\text{tout}, IAOOS} \quad (6.9)$$

Les moyennes obtenues pour chaque mois sont indiquées dans le tableau 6.14. Il y a assez peu de différence entre les mois, ce qui est cohérent avec ce qui a été

observé en moyenne entre 1982 et 1999 sur la région arctique au nord de 60°N, notamment un minimum en avril lorsque la couverture nuageuse est la moins importante [Wang 2005]. Les valeurs et les différences entre ces trois mois sont également cohérentes avec les observations de la campagne SHEBA. Cependant l'évolution constatée ici durant cette période est plutôt inversée par rapport aux mesures réalisées pendant SHEBA [Intrieri 2002a]. Cette différence pourrait par exemple s'expliquer, sans pouvoir être confirmée pour l'instant, par une nébulosité différente en termes d'altitude et/ou de fréquence, ou encore par des inversions de température plus ou moins importantes et/ou fréquentes. Les flux net calculés ici correspondent à un refroidissement de la surface de 5 à 7°C.

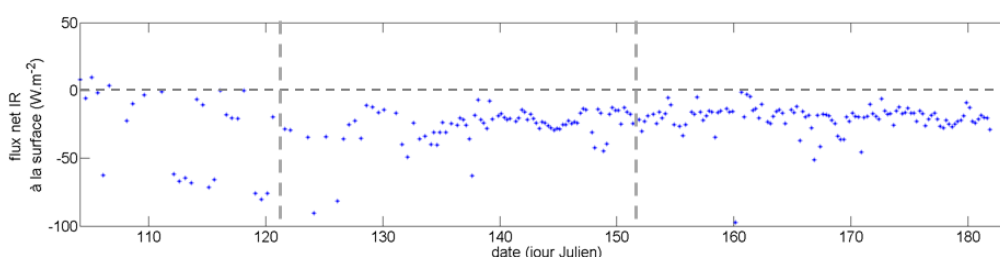


FIGURE 6.29 – Flux IR net à la surface évalué avec les flux montants et descendants,  $LW \uparrow_{\text{tout}, IAOOS}$  et  $LW \downarrow_{\text{tout}, IAOOS}$  de mi-avril à fin juin 2014 : les tiretés verticaux représentent les transitions entre les différents mois.

Flux IR net surface	avril 2014	mai 2014	juin 2014
$LW_{\text{surface, net, IAOOS}} (W.m^{-2})$	$-30,0 \pm 31,9$	$-25,9 \pm 13,3$	$-20,5 \pm 10,7$

TABLEAU 6.14 – Moyennes et écarts types liés à la dispersion des observations du flux IR nets calculés pour les trois premiers mois de la campagne Barneo 2014 en utilisant différentes mesures et observations réalisées sur la bouée (température au dessus de la surface, température de la surface, l'altitude de la base des nuages) (cf 6.3.1.1 pour un détail des méthodes de calcul).

### 6.3.1.3 Bilan

Grâce à la mesure de température par le mât météo de la bouée il est possible d'avoir une estimation du flux IR descendant à la surface par diverses paramétrisations car de nombreuses études ont mis en évidence que celui-ci dépend majoritairement de la température au dessus de la surface. Les résultats obtenus pour les mois d'avril, mai et juin 2014 sont cohérents avec des études précédentes, quelle que soit la méthode de calcul, notamment vis à vis d'observations de la campagne SHEBA ou des observations spatiales sur plus de deux décennies.

En l'absence de mesures réelles du flux IR descendant à la surface il n'est actuellement pas possible de privilégier une approche plutôt qu'une autre. Néanmoins en considérant comme référence une approche basée sur l'utilisation des épaisseurs optiques (déduites des variations de la luminance spectrale diffuse) permettant d'estimer l'émissivité des nuages, un écart de 12 et 9  $W.m^{-2}$  a été mis en évidence avec



les paramétrisations établies respectivement par Efimova et Jacobs, et par Viudez-Mora pour les mois de mai et juin 2014.

### 6.3.2 Flux solaire

#### 6.3.2.1 Méthodes de calcul

A partir de comparaisons avec les mêmes observations réalisées sur les bases de Barrow et Resolute que pour les flux IR, Key (1998) a préconisé l'utilisation des paramétrisations de Shine [Shine 1984], distinguées par la suite avec l'indice  $Sh$ .

$$SW \downarrow_{clair, Sh} = \frac{S_0 \cdot \cos(SZA)^2}{1.2 \cdot \cos(SZA) + (1 + \cos(SZA)) \cdot 10^{-3} \cdot e_{2m} + 0.0455}$$

$$SW \downarrow_{nuage, Sh} = \frac{(53.5 + 1274.5 \cdot \cos(SZA)) \cdot \sqrt{\cos(SZA)}}{1 + 0.139 \cdot (1 - 0.9345 \cdot a) \cdot COD} \quad (6.10)$$

$$SW \downarrow_{tout, Sh} = (1 - c) \cdot SW \downarrow_{clair} + c \cdot SW \downarrow_{nuage}$$

avec :

$S_0$  : constante solaire ;

$SZA$  : angle solaire zénithal ;

$e_{2m}$  : pression de vapeur d'eau au dessus de la surface ;

$a$  : albedo de surface ;

$COD$  : épaisseur optique des nuages ;

Bien qu'il n'y ait pas de mesure du flux solaire disponible pour l'instant à ces périodes, le LiDAR reçoit une luminance diffuse qui peut être comparée dans un premier temps aux estimations fournies par la paramétrisation de Shine.

#### 6.3.2.2 Résultats

Le flux solaire descendant à la surface par la paramétrisation établies par Shine (cf Equation 6.10) est indiquée sur la figure 6.30. L'albedo de surface pour la période considérée a été fixé à 0,85 et les épaisseurs optiques déduites de la variation de la luminance diffuse ont été utilisées (cf Figure 6.25). Les moyennes par mois, en prenant en compte les nuages, sont indiquées dans le tableau 6.15. La nébulosité étant sensiblement la même pour les trois mois considérés (cf Section 6.1.4), on retrouve l'augmentation attendue entre avril et juin. Les moyennes obtenues pour chaque mois sont cohérentes avec ce qui avait été observées durant la campagne SHEBA [Gorodetskaya 2008], et également avec la moyenne sur 21 ans de mesures à Ny-Alesund pour le mois de mai pour lequel un écart de l'ordre de  $40W.m^{-2}$  peut être observé.

En considérant toujours un albedo de  $0,85 \pm 0,03$ , les estimations des flux solaires montant et net à la surface sont également indiqués dans le tableau 6.15. Par rapport aux observations réalisées durant SHEBA, le flux solaire net est environ deux fois moins important. Ceci peut en partie s'expliquer par la localisation à des latitudes beaucoup plus basses de la campagne SHEBA à cette période, mais également pour le mois de juin par la valeur d'albedo importante considérée ici, par rapport à celle mesurée lors de SHEBA (figure 5 de [Intrieri 2002a]).

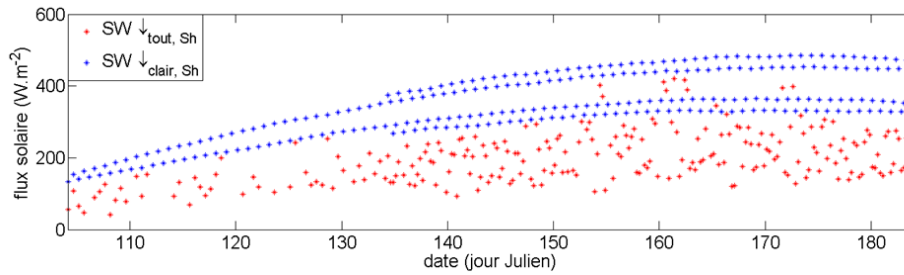


FIGURE 6.30 – En bleu le flux solaire descendant à la surface évalué d'après la formule établie par Shine en ciel clair utilisant les mesures de température au dessus de la surface. Les courbes en tiretés bleus donnent la valeur du flux en ciel clair pour les angles solaires minimum et maximum observés au cours de la journée. En rouge le même flux en ajoutant l'apport des nuages à partir d'une autre formule établie également par Shine nécessitant l'utilisation des épaisseurs optiques évaluées d'après les observations LiDAR, ainsi que la température de surface.

	avril 2014	mai 2014	juin 2014
$SW \downarrow_{\text{tout}, Sh}$	$132,8 \pm 58,4$	$181,5 \pm 48,9$	$232,3 \pm 73,9$
$SW \uparrow_{\text{tout},}$	$112,9 \pm 53,6$	$154,3 \pm 47$	$197,5 \pm 69,8$
$SW_{\text{net}, \text{tout},}$	$19,9 \pm 12,7$	$27,2 \pm 12,8$	$34,8 \pm 18$

TABLEAU 6.15 – Moyennes et écarts types liés à la dispersion des observations du flux solaire descendant à la surface estimés d'après la paramétrisation prenant en compte les nuages établie par Shine.

### 6.3.3 Comparaisons modèles - mesures

L'un des intérêts de la multiplication des mesures en région arctique est de pouvoir s'assurer que les modèles représentent correctement la réalité et dans le cas contraire de les améliorer en se basant sur les observations. Différentes observations et résultats d'analyses ont ainsi été comparés aux sorties du modèle WRF (Weather Research and Forecasting model) utilisé au laboratoire LATMOS. Ces comparaisons ont été possible grâce à la contribution et aux simulations réalisées par Jean-Christophe Raut, Tatsuo Onishi et Louis Marelle.

Les simulations se sont basées sur les données GFS et des comparaisons sont réa-

lisées concernant la température de surface, la détection de nuage et les flux solaire et IR descendants à la surface. Suite à la résolution d'un problème, par l'équipe de modélisation du laboratoire, concernant la température de surface au moment de la fonte de la neige, la température déterminée par WRF à 2m de hauteur est en bon accord avec celle mesurée par la bouée à une hauteur équivalente (cf Figure 6.31). La comparaison simultanée avec les données GFS et ECMWF montrent une excellente correspondance entre GFS et les observations, alors qu'ECMWF à l'instar des sorties WRF s'éloignent légèrement des observations à partir du 150<sup>ieme</sup> jour, période à laquelle les températures avoisinent 0°C et la neige commence à fondre.

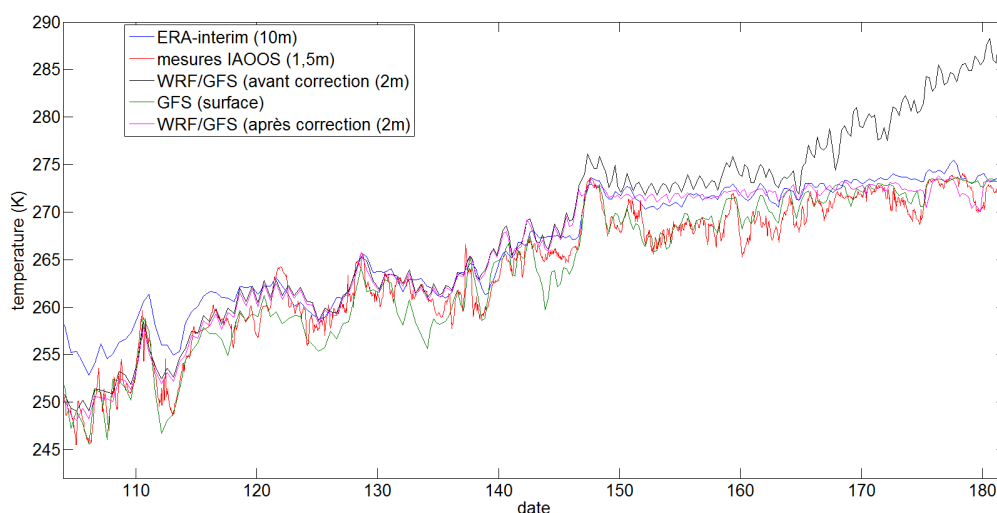


FIGURE 6.31 – Représentation temporelle sur la première période de la campagne Barneo de la température de surface ou proche de la surface fournie par différents modèles. En noir et rose les sorties du modèle WRF respectivement avant et après la résolution d'un problème concernant l'évolution de la température de surface lié à la paramétrisation de la fonte de la neige, induisant des variations importantes après le jour 142. On remarque par ailleurs que la température donnée par ERA-I est plus élevée de 5K que la température mesurée à la mi-avril, l'écart diminuant ensuite.

Concernant les nuages, qu'ils soient d'eau liquide ou de glace, WRF ne parvient pas à l'heure actuelle à former une couverture nuageuse équivalente à celle observée en arctique lors de la première période de la campagne Barneo concernant l'occurrence et la structure (cf Figure 6.32).

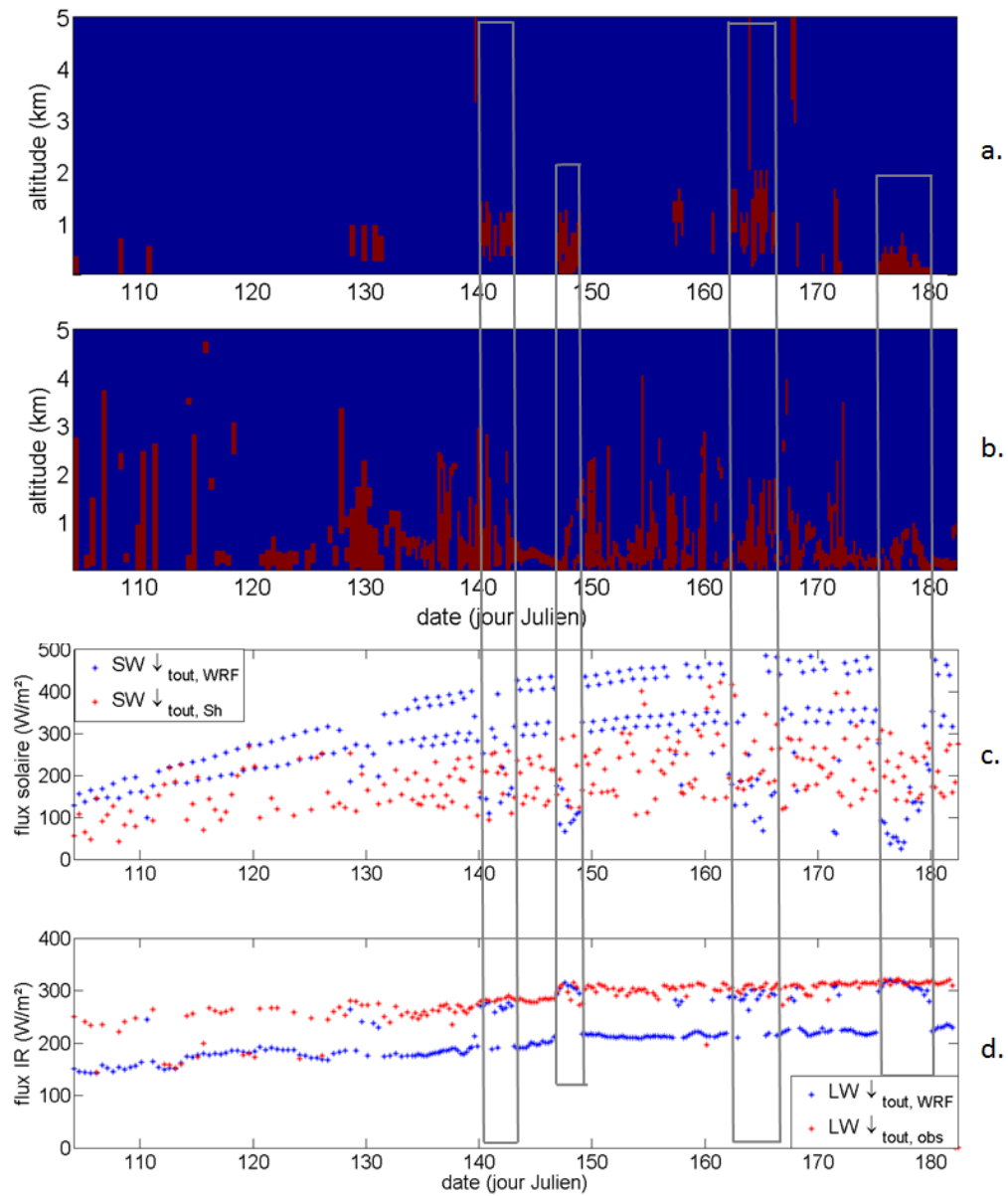


FIGURE 6.32 – De haut en bas : première période de Barneo 2014 : a. localisation des nuages formés par WRF ; b. nuages détectés par le LiDAR ; c. flux solaire évalué par WRF et par la paramétrisation de Shine. ; d. flux IR évalué par WRF (en bleu) et par l'utilisation des mesures LiDAR et météo (en rouge).

Ceci a pour conséquence une modification importante des flux solaires et IR fourni par WRF, notamment ceux descendants à la surface, puisque la plupart du temps un cas de ciel clair sera considéré ce qui sous-estime et surestime respectivement les flux IR et solaire (cf Figure 6.32). Pour les cas où un nuage

Méthode de calcul	Flux solaire ( $W.m^{-2}$ )	Flux IR ( $W.m^{-2}$ )
WRF (GFS)	$172.0 \pm 97.23$	$282.7 \pm 34.28$
$LW \downarrow_{tout, obs}$	-	$301.9 \pm 18.41$
$SW \downarrow_{nuage, Sh}$	$216.6 \pm 74.92$	-

TABLEAU 6.16 – Moyennes et écarts types liés à la dispersion des observations des flux solaire et IR calculés par WRF et estimés par deux méthodes décrites dans le texte, pour les cas de présence simultanée de nuage entre WRF et les observations.

est effectivement formé par WRF on remarque un biais ( $+20W.m^{-2}$ ) entre les flux IR déduits des observations ( $LW \downarrow_{tout, IAOOS}$ ) et ceux provenant des simulations (cf Figure 6.33). Celui-ci correspond à un écart d'environ  $+5K$  en faveur de  $LW \downarrow_{tout, IAOOS}$ . La différence d'altitude des bases des nuages détectés de part et d'autre sur un même profil (cf Figure 6.32) pourrait être à l'origine d'une partie de ce biais (cf Figure 6.34). Des recherches plus poussées doivent être menées pour notamment comprendre la méthode de calcul de WRF (émissivité des nuages, de la surface, prise en compte de la vapeur d'eau). Dans le cas du flux solaire (évalué avec la paramétrisation de Shine  $SW \downarrow_{nuage, Sh}$ ) la correspondance est beaucoup moins évidente. Ceci peut avoir différentes origines comme une mauvaise estimation de l'albedo ou de l'épaisseur optique. Cependant pour les rares cas de ciel clair en avril (ex : le 112 et 113<sup>ieme</sup> jour), la paramétrisation de Shine fournit les même valeurs que WRF (cf Figure 6.32 c.).

Enfin pour les profils où WRF détecte également un nuage, les moyennes de flux calculés par WRF et par les méthodes décrites précédemment sont indiquées dans le tableau 6.16.

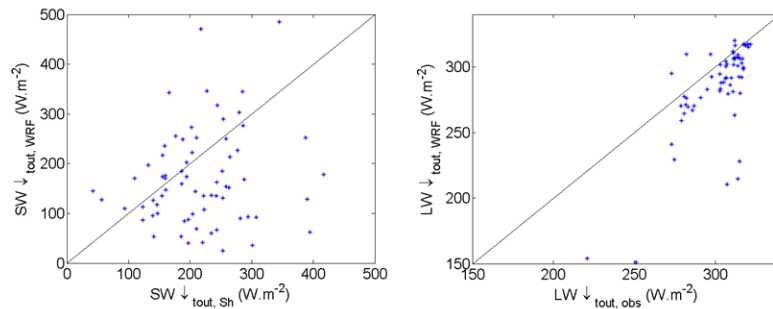


FIGURE 6.33 – Gauche : flux solaire descendant à la surface déterminé par WRF en fonction de  $SW \downarrow_{tout, Sh}$  (cf Equation 6.10) pour les profils où WRF forme effectivement un nuage.

Droite : flux IR descendant à la surface déterminé par WRF en fonction de  $LW \downarrow_{tout, IAOOS}$  (cf Equation 6.5) pour les profils où WRF forme effectivement un nuage.

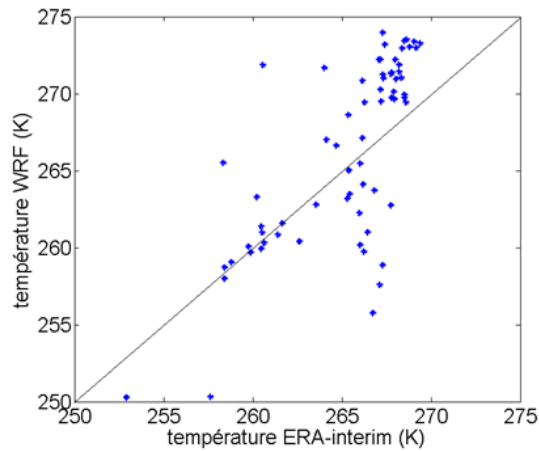


FIGURE 6.34 – Température de la base des nuages de WRF en fonction de la température de la base des nuages du LiDAR calculée avec les données de ERA-interim, pour les profils où WRF détecte un nuage en même temps que le LiDAR,

#### 6.3.4 Bilan

Différentes méthodes d'estimation des flux IR ont été proposées. Certaines sont basées sur des paramétrisations mises en place à l'aide d'observations obtenues dans d'autres régions et utilisent essentiellement la température au dessus de la surface. Nous les avons testées en utilisant celle mesurée au niveau de la bouée par une station météo. L'une d'elle prend en plus en compte la base des nuages. Les moyennes mensuelles calculées sur les mois d'avril, mai et juin 2014 sont en bon accord avec des mesures passées, et ont un biais d'environ  $3W.m^{-2}$  entre elles pour les mois de mai et juin 2014, et  $15W.m^{-2}$  pour le mois d'avril (ce qui est normal puisque l'une des méthodes n'estime pas les cas de ciel clair, très fréquent en avril). Une autre méthode a été proposée en estimant les flux provenant de la surface et des nuages, en utilisant une approche plus rigoureuse avec la température de la surface mesurée lors de la campagne par un IMB et la température de la base des nuages a été estimée par les données de ERA-interim. L'émissivité de ceux-ci a été calculée d'après les épaisseurs optiques déterminées par étude de la variation de la luminance diffuse. Les résultats ont montré un écart d'une dizaine de  $W.m^{-2}$  avec les méthodes précédentes.

Des comparaisons de flux infrarouge descendant à la surface ont également été effectuées entre l'estimation utilisant la température de surface et les sorties du modèle WRF. Un biais d'environ  $20W.m^{-2}$  a été constaté, qui n'a pour l'instant pas pu être expliqué par une différence de température de la base des nuages détectés par le LiDAR ou par WRF. Une étude de sensibilité sur les épaisseurs optiques (donc les émissivités) devrait permettre de mieux comprendre cet écart.

Le flux solaire a également été brièvement étudié. Les résultats obtenus avec la paramétrisation établie par Shine et confirmés par Key sur un ensemble d'observations en région arctique ont peu de similarité avec les sorties de WRF, notamment

parce que celui-ci semble clairement avoir des difficultés avec la gestion de la couverture nuageuse en arctique à cette période de l'année. Ce flux étant très sensible et dépendant de l'épaisseur optique des nuages et aérosols, ainsi que de l'albedo il sera nécessaire à l'avenir de simuler différentes situation avec le code de transfert radiatif MOMO pour pouvoir réaliser une correspondance entre la luminance diffuse détectée par le LiDAR et le flux solaire descendant à la surface.

## 6.4 Conclusion

Grâce au déploiement de trois systèmes lors des deux premières campagnes du projet IAOOS des données ont été obtenues sur presque une année entière, d'avril 2014 à avril 2015 (avec un "trou" de décembre 2014 à janvier 2015 et de mi-mars à mi-avril) dans la région définie de 80 à 88° N et de 5 à 30° E, autrement dit entre le pôle Nord et le nord du Svalbard.

Un premier système non polarisé a été déployé lors de la campagne Barneo en 2014 il n'a pas été possible d'obtenir des informations concernant la phase des nuages d'avril à novembre 2014. Les analyses menées sur les quatre périodes définissant cette campagne ont mis régulièrement en évidence de nombreux cas d'aérosols, en incluant les précipitations. Ces aérosols, plus facilement détectés en début de campagne avant l'augmentation significative d'une basse et opaque nébulosité, sont généralement compris entre la surface et 3km d'altitude. Ceci ne signifie pas une absence à des altitudes plus élevées, car outre les nuages opaques l'autre raison de la faible portée du LiDAR est tout simplement ses performances intrinsèques ne lui permettant pas de détecter des aérosols au delà de 4-5km. Différents types de couches d'aérosols/poussière cristalline/précipitations ont été détectées, plus ou moins atténuantes, certaines avec une valeur d'épaisseur optique très faible et incertaine inférieure à 0,01, et d'autres avec des épaisseurs optiques pouvant aller jusque 0,2 pour les cas de précipitations plutôt en été ou de brouillard mi-avril.

Sur l'ensemble de la campagne les bases et sommets apparents détectés des nuages étaient très bas, essentiellement en dessous du premier kilomètre pour les trois premières périodes (correspondant au printemps, été et début de l'automne) et vers 1km pour la dernière période (plus centrée vers la fin de l'automne). Cette nébulosité très basse n'a pas favorisé la détection de valeurs plus élevées de bases et sommets apparents. En inversant la formule établie par Platt ou en utilisant directement l'intégrale du coefficient de rétrodiffusion atténué (les deux méthodes avec un rapport LiDAR de 19sr, et pour la formule de Platt un coefficient de diffusion multiple de 0,85) les épaisseurs optiques des nuages ont été estimées dans les cas où le givre n'est pas trop important et où le détecteur n'est pas saturé. Cette méthode d'estimation de l'épaisseur optique ne permet pas de restituer des valeurs élevées (sensibilité limitée aux COD inférieures à environ 3). Les résultats ont montré que la plupart des épaisseurs optiques estimées par cette méthode sont inférieures à 1. Une estimation des épaisseurs optiques de chaque profil en fonction de la variation du bruit a également été réalisée. Cette méthode s'appuie sur des simulations de luminance spectrale en fonction de l'épaisseur optique pour différents angles zénithaux (de 0 à 90°) et une observation au zénith. Par conséquent seules les périodes 1 et 3 pouvaient être concernées (inclinaison faible), dans le cas de la période 3

seulement la première moitié car les angles zénithaux devenaient supérieurs à  $90^\circ$  dans la seconde partie. Deux valeurs d'épaisseur optique étant possible pour une luminance spectrale donnée, les deux résultats ont été présentés. L'un correspondant au choix systématique de la valeur minimale de l'épaisseur optique, et l'autre correspondant au choix préférentiel de la valeur maximale tant que celle-ci n'était pas supérieure à une valeur seuil (60) établie d'après des observations précédentes, auquel cas la valeur minimale était considérée. Le premier résultat indique des valeurs assez uniformément réparties entre 0 et 3 pour les deux périodes. Le second résultat indique un mode significatif centré sur une épaisseur optique de 15 quelle que soit la période. Ce résultat paraît plus probable d'après des études antérieures concernant des nuages d'eau liquides opaques pour lesquelles des comparaisons ont été réalisées avec d'autres données, notamment celles provenant de photomètres utilisés dans le réseau AERONET [Chiu 2014].

Enfin une première analyse des flux IR et solaire a été réalisée en utilisant les observations de la bouée IAOOS (LiDAR, mâât météo, IMB). Différentes méthodes ont été utilisées, prenant plus ou moins en compte les observations. Les premiers résultats indiquent que le réseau de bouées déployées en arctique permettra sur plusieurs années de réaliser un suivi des variations du flux IR. En l'absence d'étalonnage radiométrique il n'est en revanche par possible actuellement d'assurer une estimation absolue, bien que l'ensemble de ces méthodes, y compris les sorties du modèle WRF, indiquent la même valeur mensuelle à une dizaine de  $W.m^{-2}$  près. Le flux solaire en revanche sera beaucoup plus difficile à estimer sans étalonnage radiométrique de la luminance diffuse mesurée par le LiDAR. Des simulations avec le code de transfert radiatif MOMO seront indispensables pour estimer les variations des différents flux en fonction de l'altitude et du type de nuage, en réalisant notamment des études de sensibilité. La mise en place sur les bouées d'instruments permettant des mesures complémentaires infrarouge et visible pourra être utile par la suite.





# Conclusion générale

## Synthèse

Dans le cadre de ce travail de thèse les premiers LiDAR compacts et autonomes ont été conçus et déployés sur des bouées sur l'océan arctique pour répondre aux objectifs de l'EQUIPEX IAOS.

Pour réaliser ces systèmes, une étude analytique et numérique a permis de mettre en évidence les paramètres instrumentaux sensibles en terme de contrôle de performances. A l'issue de cette étude, un modèle simple a été utilisé afin d'estimer la performance, définie par la portée du signal moléculaire en ciel clair, de différentes configurations du système. Un compromis a finalement été trouvé entre la prise en compte de contraintes liées au projet (autonomie du système, budget, encombrement, sécurité oculaire, variabilité thermique) et les résultats du modèle, menant à l'optimisation d'un LiDAR innovant basé sur une diode laser émettant dans le très proche infrarouge. Une recherche technologique active a conduit à un fournisseur proposant une diode laser émettant vers 800nm répondant partiellement à nos besoins, pouvant évoluer. Guidées par l'étude théorique, et à partir d'une maquette émettant à 905nm puis à 808nm, de multiples évolutions et optimisations instrumentales ont été réalisées. Des échanges dynamiques ont eu lieu tout au long de ces développements avec la Division Technique (DT) de l'INSU/Meudon chargée de la réalisation, concernant entre autre la conception et l'encombrement optomécanique de la tête optique, mais également les tests et la mise en place d'une stabilisation thermique de la source par système Peltier afin d'éviter une variation du spectre émis entre les températures du laboratoire et arctique. La DT a de plus travaillé au développement d'un système de chauffage du hublot pour tenter de supprimer le givre qui pourrait s'y déposer, ainsi qu'à l'étude de technologies pouvant éventuellement permettre de prolonger la durée des batteries. Ces développements instrumentaux, associés à des tests en laboratoire et sur le terrain (ex : en rade de Brest), ont conduit au bout d'un an à l'obtention d'un système possédant des performances (portée de 4-5km et supérieure à 10km respectivement pour les observations de jour et de nuit sur 10min d'acquisition) suffisantes pour un premier déploiement d'un prototype totalement intégré par la DT/Meudon et Brest.

Ce premier prototype a ainsi été déployé pour la première fois sur une bouée multi-instrumentée IAOS en avril 2014 au niveau du camp russe de Barneo proche du pôle Nord (environ 8 mois de dérive). Le second déploiement s'est déroulé à l'occasion de la campagne norvégienne N-ICE2015 l'année suivante (environ 3 mois de dérive cumulée) lors de laquelle les deux premiers systèmes industriels ont été déployés, dont une version polarisée. Grâce à la présence de capteurs au sein du tube accueillant le LiDAR un suivi de son fonctionnement a pu être réalisé pendant ces deux premiers déploiements. L'emplacement des composants thermiquement sensibles dans le bas du tube a ainsi été confirmé grâce à une chaîne de thermistances. Un accéléromètre a également fourni des indications concernant l'inclinaison de la bouée (modifiée à cause de la formation de crêtes de compression ou de fracturations de la glace), permettant d'obtenir l'altitude réelle des nuages et des aérosols.

Au cours de ces deux premiers déploiements le LiDAR a réalisé 2 à 4 profils par jour qui étaient reçus quotidiennement par communication satellite, fournissant ainsi des données régulières sur les nuages et aérosols. En parallèle du premier déploiement à Barneo une industrialisation a été mise en place avec de multiples industriels. Un suivi de la réalisation et des performances des premiers LiDAR produit par l'industriel concerné a été mis en place. Ce suivi concernait également le développement d'une version polarisée dont les résultats sur Paris étaient cohérents avec les structures observées. Les données ont mis en évidence la nécessité de modifier le système de chauffage du hublot pour éliminer un givre particulièrement important en hiver. Une correction a été développée pour prendre en compte ce phénomène de givre sur le signal mesuré, en modifiant la constante système effective, afin de pouvoir effectuer des analyses quantitatives des propriétés optiques. Bien que cette correction reste assez incertaine, elle n'est pas critique pour l'étude des propriétés macrophysiques des nuages et les premiers résultats concernant la nébulosité sont en bon accord avec ceux provenant de campagnes précédentes et d'observations satellite en termes d'occurrence (de 70 à plus de 90%) et d'altitude (inférieure à 1km). La majorité des nuages détectés étant très opaques, leur sommet réel ne pouvait pas être atteint et par conséquent leur épaisseur optique devait être estimée autrement. Une méthode utilisant la variation de la luminance diffuse a été utilisée pour estimer leur épaisseur optique, à l'aide de simulations fournies par le code de transfert radiatif MOMO. Les résultats sont également cohérents avec de précédentes études, et indiquent une épaisseur optique moyenne entre 15 et 20. Des cas d'aérosols ont pu régulièrement être détectés tout au long des campagnes. Ceux-ci étaient néanmoins peu nombreux malgré la quantité de données reçues, notamment à cause de la présence importante de nuages opaques à très basse altitude. Différentes structures ont pu être observées, pouvant être des précipitations glacées, des poussières cristallines ou des aérosols "classiques". Certaines observations de ces aérosols ont conduit à l'estimation de rapport LiDAR globalement compris entre 20 et 70sr. Les épaisseurs optiques calculées, en considérant en général un rapport LiDAR de 40sr, sont comprises entre 0,01 et 0,2. D'autre part une comparaison qualitative avec des observations du LiDAR spatial CALIOP a mis en évidence l'intérêt de ce système pour détecter les structures (aérosols ou nuages) sous les nuages trop opaques pour CALIOP. Concernant la version polarisée, des premières analyses ont effectivement montré une réelle capacité du système à pouvoir détecter des masses nuageuses très dépolarisantes bien que le taux de dépolarisation soit pour l'instant à considérer qualitativement en l'absence de connaissance supplémentaire sur les variations engendrées par le givre. Enfin les observations LiDAR et la température au dessus de la surface mesurée par le mât météo de la bouée ont été utilisées pour estimer les flux IR descendants à la surface par différentes méthodes. Les variations et valeurs moyennes mensuelles déduites sont proches de celles effectuées lors de la campagne SHEBA, ce qui conforte l'utilité et la qualité des mesures réalisées par les instruments sur une bouée IAOOS, mais requiert des observations supplémentaires par d'autres bouées sur plusieurs années pour réellement pouvoir établir une tendance.

## Perspectives

Des modifications du chauffage du hublot doivent permettre de mieux s'affranchir du problème de givre récurrent à certaines périodes de l'année. Un premier réseau de six bouées multi-instrumentées a été déployé durant l'été 2015 à partir de deux brise glace. Il va permettre d'accumuler des informations concernant l'atmosphère, la glace et l'océan. Ces informations sur une longue période seront notamment utiles pour compléter les bases de données et permettront d'améliorer les modèles comme WRF pour représenter correctement ces paramètres aux latitudes les plus élevées. D'autre part ces observations complèteront efficacement les données satellites en fournissant des informations sur les plus basses couches de la troposphère. D'autres instruments sont à l'étude (radiomètre IR (8-14 $\mu$ m) pour la mesure de température de brillance, caméra pour aider à la détermination des couches détectées et analyser l'albedo de surface) permettant de compléter les informations recueillies sur les prochaines bouées déployées.

En dehors de leur altitude et opacité, la portée du système est très dépendante de la présence ou non de nuages car ceux-ci augmentent significativement le bruit via l'augmentation de la luminance diffuse. Une réduction spectrale de la voie de réception peut être envisagée pour quelques bouées du réseau car l'industriel fournissant la source a récemment développé à notre demande une nouvelle version de la source. Cette version possède une largeur spectrale inférieure à 0,1nm qui permettra d'améliorer la portée actuelle en ciel clair, tout en réduisant les incertitudes liées à la correction du détecteur.

Une autre voie d'amélioration requérant peu de modification de la portée sera d'augmenter la fréquence de fonctionnement à 10kHz. Bien qu'une telle fréquence réduise l'altitude maximale pouvant être étudiée, ceci ne poserait aucun problème car augmenter la portée du LiDAR de jour ou de nuit au dessus de 15km nécessiterait des modifications opto-mécaniques importantes et inconcevables pour l'encombrement actuel des bouées.

Enfin la première utilisation des simulations du modèle de transfert radiatif MOMO a permis d'estimer l'épaisseur optique des nuages. De nouvelles simulations seront effectuées en modifiant les propriétés optiques des structures nuageuses afin de préciser les variations induites et d'améliorer l'utilisation de la radiométrie LiDAR.



# Bibliographie

- [Abou Chacra 2009] Maya Abou Chacra. *Caractérisation des particules fines atmosphériques par télédétection Lidar multi-spectrale sensible en polarisation*. PhD thesis, Lyon 1, 2009. (Cité en page 33.)
- [Ackerman 2000] Andy S Ackerman, OB Toon, DE Stevens, AJ Heymsfield, V Ramanathan et EJ Welton. *Reduction of tropical cloudiness by soot*. *Science*, vol. 288, no. 5468, pages 1042–1047, 2000. (Cité en page 13.)
- [Alley 1965] CO Alley, PL Bender, RH Dicke, JE Faller, PA Franken, HH Plotkin et DT Wilkinson. *Optical radar using a corner reflector on the Moon*. *Journal of Geophysical Research*, vol. 70, no. 9, pages 2267–2269, 1965. (Cité en page 231.)
- [Alvarez 2006] JM Alvarez, Mark A Vaughan, Chris A Hostetler, WH Hunt et David M Winker. *Calibration technique for polarization-sensitive lidars*. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, vol. 23, no. 5, pages 683–699, 2006. (Cité en pages 65 et 89.)
- [Andreas 2002] Edgar L Andreas, Peter S Guest, P Ola G Persson, Christopher W Fairall, Thomas W Horst, Richard E Moritz et Steven R Semmer. *Near-surface water vapor over polar sea ice is always near ice saturation*. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, vol. 107, no. C10, pages SHE–8, 2002. (Cité en pages 143 et 170.)
- [Bailey 2004] Matthew Bailey et John Hallett. *Growth rates and habits of ice crystals between -20 and -70 C*. *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 61, no. 5, pages 514–544, 2004. (Cité en page 41.)
- [Barkan 2010] Joseph Barkan et Pinhas Alpert. *Synoptic analysis of a rare event of Saharan dust reaching the Arctic region*. *Weather*, vol. 65, no. 8, pages 208–211, 2010. (Cité en pages 1 et 222.)
- [Barrie 1986] Leonard A Barrie. *Arctic air pollution : an overview of current knowledge*. *Atmospheric Environment (1967)*, vol. 20, no. 4, pages 643–663, 1986. (Cité en page 8.)
- [Bates 1984] DR Bates. *Rayleigh scattering by air*. *Planetary and Space Science*, vol. 32, no. 6, pages 785–790, 1984. (Cité en pages 33 et 34.)
- [Behrendt 2002] Andreas Behrendt et Takuji Nakamura. *Calculation of the calibration constant of polarization lidar and its dependency on atmospheric temperature*. *Optics express*, vol. 10, no. 16, pages 805–817, 2002. (Cité en page 39.)
- [Bennartz 2000] Ralf Bennartz et Jürgen Fischer. *A modified k-distribution approach applied to narrow band water vapour and oxygen absorption estimates in the near infrared*. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 66, no. 6, pages 539–553, 2000. (Cité en page 253.)
- [Bierwirth 2013] E Bierwirth, A Ehrlich, M Wendisch, J-F Gayet, C Gourbeyre, R Dupuy, A Herber, R Neuber et A Lampert. *Optical thickness and effective*

- radius of Arctic boundary-layer clouds retrieved from airborne nadir and imaging spectrometry.* Atmospheric Measurement Techniques, vol. 6, no. 5, pages 1189–1200, 2013. (Cité en page 162.)
- [Bintanja 2011] R Bintanja, RG Graversen et W Hazeleger. *Arctic winter warming amplified by the thermal inversion and consequent low infrared cooling to space.* Nature Geoscience, vol. 4, no. 11, pages 758–761, 2011. (Cité en page 1.)
- [Blanchard 1985] Duncan C Blanchard. *The oceanic production of atmospheric sea salt.* Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012), vol. 90, no. C1, pages 961–963, 1985. (Cité en page 218.)
- [Blanchard 2014] Yann Blanchard, Jacques Pelon, Edwin W Eloranta, Kenneth P Moran, Julien Delanoë et Geneviève Sèze. *A synergistic analysis of cloud cover and vertical distribution from A-Train and ground-based sensors over the high Arctic station EUREKA from 2006 to 2010.* Journal of Applied Meteorology and Climatology, vol. 53, no. 11, pages 2553–2570, 2014. (Cité en page 22.)
- [Böckmann 2004] Christine Böckmann, Ulla Wandinger, Albert Ansmann, Jens Bösenberg, Vassilis Amiridis, Antonella Boselli, Arnaud Delaval, Ferdinando De Tomasi, Max Frioud, Ivan Videnov Grigorov et al. *Aerosol lidar intercomparison in the framework of the EARLINET project. 2. Aerosol backscatter algorithms.* Applied Optics, vol. 43, no. 4, pages 977–989, 2004. (Cité en page 227.)
- [Bodhaine 1989] Barry A Bodhaine. *Barrow surface aerosol : 1976–1986.* Atmospheric Environment (1967), vol. 23, no. 11, pages 2357–2369, 1989. (Cité en page 220.)
- [Boucher 1998] O Boucher, SE oa Schwartz, TP Ackerman, TL Anderson, B Bergstrom, B Bonnel, P Chylek, A Dahlback, Y Fouquart, Q Fuet al. *Intercomparison of models representing direct shortwave radiative forcing by sulfate aerosols.* Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012), vol. 103, no. D14, pages 16979–16998, 1998. (Cité en page 13.)
- [Boudala 2004] Faisal S Boudala, George A Isaac, Stewart G Cober et Qiang Fu. *Liquid fraction in stratiform mixed-phase clouds from in situ observations.* Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, vol. 130, no. 603, pages 2919–2931, 2004. (Cité en page 12.)
- [Bradley 1992] Raymond S Bradley, Frank T Keimig et Henry F Diaz. *Climatology of surface-based inversions in the North American Arctic.* Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012), vol. 97, no. D14, pages 15699–15712, 1992. (Cité en page 8.)
- [Brandt 2005] Richard E Brandt, Stephen G Warren, Anthony P Worby et Thomas C Grenfell. *Surface albedo of the Antarctic sea ice zone.* Journal of Climate, vol. 18, no. 17, pages 3606–3622, 2005. (Cité en page 1.)
- [Brock 2011] CA Brock, J Cozic, R Bahreini, KD Froyd, AM Middlebrook, A McComiskey, J Brioude, OR Cooper, A Stohl, KC Aikin et al. *Characteristics,*

- sources, and transport of aerosols measured in spring 2008 during the aerosol, radiation, and cloud processes affecting Arctic Climate (ARCPAC) Project.* Atmospheric Chemistry and Physics, vol. 11, no. 6, pages 2423–2453, 2011. (Cité en pages 8 et 153.)
- [Bruneau 1994] D Bruneau, T Arnaud Des Lions, P Quaglia et J Pelon. *Injection-seeded pulsed alexandrite laser for differential absorption lidar application.* Applied optics, vol. 33, no. 18, pages 3941–3950, 1994. (Cité en page 232.)
- [Bruneau 2001a] Didier Bruneau, Philippe Quaglia, Cyrille Flamant, Mireille Meissonnier et Jacques Pelon. *Airborne lidar LEANDRE II for water-vapor profiling in the troposphere. I. System description.* Applied optics, vol. 40, no. 21, pages 3450–3461, 2001. (Cité en page 229.)
- [Bruneau 2001b] Didier Bruneau, Philippe Quaglia, Cyrille Flamant et Jacques Pelon. *Airborne lidar LEANDRE II for water-vapor profiling in the troposphere. II. First results.* Applied optics, vol. 40, no. 21, pages 3462–3475, 2001. (Cité en page 229.)
- [Bucholtz 1995] Anthony Bucholtz. *Rayleigh-scattering calculations for the terrestrial atmosphere.* Applied Optics, vol. 34, no. 15, pages 2765–2773, 1995. (Cité en pages 33, 34 et 63.)
- [Cahalan 2005] Robert F Cahalan, Matthew McGill, John Kolasinski, Tam s V rnai et Ken Yetzer. *THOR-cloud THickness from Offbeam lidar Returns.* Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, vol. 22, no. 6, pages 605–627, 2005. (Cité en page 32.)
- [Cairo 1999] Francesco Cairo, Guido Di Donfrancesco, Alberto Adriani, Lucio Pulvirenti et Federico Fierli. *Comparison of various linear depolarization parameters measured by lidar.* Applied Optics, vol. 38, no. 21, pages 4425–4432, 1999. (Cité en page 39.)
- [Cattrell 2005] Christopher Cattrell, John Reagan, Kurt Thome et Oleg Dubovik. *Variability of aerosol and spectral lidar and backscatter and extinction ratios of key aerosol types derived from selected Aerosol Robotic Network locations.* Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012), vol. 110, no. D10, 2005. (Cité en page 36.)
- [Chann 2000] B Chann, I Nelson et TG Walker. *Frequency-narrowed external-cavity diode-laser-array bar.* Optics letters, vol. 25, no. 18, pages 1352–1354, 2000. (Cité en page 74.)
- [Chen 2002] Wei-Nai Chen, Chih-Wei Chiang et Jan-Bai Nee. *Lidar ratio and depolarization ratio for cirrus clouds.* Applied Optics, vol. 41, no. 30, pages 6470–6476, 2002. (Cité en page 89.)
- [Chiu 2014] JC Chiu, JA Holmes, RJ Hogan et EJ O’Connor. *The interdependence of continental warm cloud properties derived from unexploited solar background signals in ground-based lidar measurements.* Atmospheric Chemistry and Physics, vol. 14, no. 16, pages 8389–8401, 2014. (Cité en pages 155, 160 et 185.)
- [Chylek 1995] Petr Chylek et J Wong. *Effect of absorbing aerosols on global radiation budget.* Geophysical Research Letters, vol. 22, no. 8, pages 929–931, 1995. (Cité en page 13.)



- [Clark 1975] M.A.G. Clark et Q.V. Davis. *Avalanche photo-diodes for high frequency applications*. Optics & Laser Technology, 1975. (Cité en page 235.)
- [Cober 2001] Stewart G Cober, George A Isaac, Alexei V Korolev et J Walter Strapp. *Assessing cloud-phase conditions*. Journal of Applied Meteorology, vol. 40, no. 11, pages 1967–1983, 2001. (Cité en page 12.)
- [Coesa 1976] US Coesa. *Standard Atmosphere 1976*. US Government Printing Office, Washington, DC, 1976. (Cité en page 63.)
- [Collis 1965] Ronald TH Collis. *Lidar observation of cloud*. Science, vol. 149, no. 3687, pages 978–981, 1965. (Cité en page 231.)
- [Connor 2009] Laurence N Connor, Seymour W Laxon, Andrew L Ridout, William B Krabill et David C McAdoo. *Comparison of Envisat radar and airborne laser altimeter measurements over Arctic sea ice*. Remote sensing of environment, vol. 113, no. 3, pages 563–570, 2009. (Cité en page 21.)
- [Cuesta 2010] Juan Cuesta et Pierre H Flamant. *Lidar beams in opposite directions for quality assessment of Cloud-Aerosol Lidar with Orthogonal Polarization spaceborne measurements*. Applied optics, vol. 49, no. 12, pages 2232–2243, 2010. (Cité en page 229.)
- [Curry 1988] Judith A Curry, EE Ebert et GF Herman. *Mean and turbulence structure of the summertime Arctic cloudy boundary layer*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, vol. 114, no. 481, pages 715–746, 1988. (Cité en page 10.)
- [Curry 1992] Judith A Curry et Elizabeth E Ebert. *Annual cycle of radiation fluxes over the Arctic Ocean : Sensitivity to cloud optical properties*. Journal of Climate, vol. 5, no. 11, pages 1267–1280, 1992. (Cité en pages 11 et 13.)
- [Curry 1996] Judith A Curry, Julie L Schramm, William B Rossow et David Randall. *Overview of Arctic cloud and radiation characteristics*. Journal of Climate, vol. 9, no. 8, pages 1731–1764, 1996. (Cité en page 13.)
- [Curry 1998] Judith A Curry, PV Hobbs, MD King, DA Randall, P Minnis, GA Isaac, JO Pinto, T Uttal, A Bucholtz, DG Cripe et al. *FIRE Arctic clouds experiment*. 1998. (Cité en page 20.)
- [Daniel 2000] F Yu Daniel et Jeffrey A Fessler. *Mean and variance of single photon counting with deadtime*. Physics in medicine and biology, vol. 45, no. 7, page 2043, 2000. (Cité en page 57.)
- [Dautet 1993] Henri Dautet, Pierre Deschamps, Bruno Dion, Andrew D MacGregor, Darleene MacSween, Robert J McIntyre, Claude Trottier et Paul P Webb. *Photon-counting techniques with silicon avalanche photodiodes*. In OE/LASE'93 : Optics, Electro-Optics, & Laser Applications in Science & Engineering, pages 240–250. International Society for Optics and Photonics, 1993. (Cité en page 235.)
- [David 2012] Grégory David, Alain Miffre, Benjamin Thomas et Patrick Rairoux. *Sensitive and accurate dual-wavelength UV-VIS polarization detector for optical remote sensing of tropospheric aerosols*. Applied Physics B, vol. 108, no. 1, pages 197–216, 2012. (Cité en pages 65 et 89.)

- [de Boer 2008] Gijs de Boer, Gregory J Tripoli et Edwin W Eloranta. *Preliminary comparison of CloudSAT-derived microphysical quantities with ground-based measurements for mixed-phase cloud research in the Arctic*. Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012), vol. 113, no. D8, 2008. (Cité en page 22.)
- [de Villiers 2010] R Adam de Villiers, Gérard Ancellet, Jacques Pelon, Boris Quennehen, A Schwarzenboeck, Jean-François Gayet et Kathy S Law. *Airborne measurements of aerosol optical properties related to early spring transport of mid-latitude sources into the Arctic*. Atmospheric Chemistry and Physics, vol. 10, no. 11, pages 5011–5030, 2010. (Cité en pages 132 et 154.)
- [Deiters 2000] K Deiters, Q Ingram, Y Musienko, S Nicol, P Patel, D Renker, S Reucroft, R Rusack, T Sakhelashvili, J Swain et al. *Properties of the avalanche photodiodes for the CMS electromagnetic calorimeter*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 453, no. 1, pages 223–226, 2000. (Cité en page 235.)
- [Del Guasta 2003] Massimo Del Guasta et Edgar Vallar. *In-cloud variability of LIDAR depolarization of polar and midlatitude cirrus*. Geophysical research letters, vol. 30, no. 11, 2003. (Cité en pages 39 et 89.)
- [Delanoë 2008] Julien Delanoë et Robin J Hogan. *A variational scheme for retrieving ice cloud properties from combined radar, lidar, and infrared radiometer*. Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012), vol. 113, no. D7, 2008. (Cité en page 22.)
- [Di Pierro 2013] M Di Pierro, L Jaeglé, EW Eloranta et S Sharma. *Spatial and seasonal distribution of Arctic aerosols observed by the CALIOP satellite instrument (2006–2012)*. Atmospheric Chemistry and Physics, vol. 13, no. 14, pages 7075–7095, 2013. (Cité en pages 143 et 153.)
- [Donovan 1993] DP Donovan, JA Whiteway et Allan I Carswell. *Correction for nonlinear photon-counting effects in lidar systems*. Applied optics, vol. 32, no. 33, pages 6742–6753, 1993. (Cité en page 238.)
- [Donovan 1997] DP Donovan, H Fast, Y Makino, JC Bird, AI Carswell, J Davies, TJ Duck, JW Kaminski, CT McElroy, RL Mittermeier et al. *Ozone, column ClO, and PSC measurements made at the NDSC Eureka observatory (80 N, 86 W) during the spring of 1997*. Geophysical research letters, vol. 24, no. 22, pages 2709–2712, 1997. (Cité en page 17.)
- [Doppler 2014a] Lionel Doppler, Cintia Carbajal-Henken, Jacques Pelon, François Ravetta et Jürgen Fischer. *Extension of radiative transfer code MOMO, matrix-operator model to the thermal infrared—Clear air validation by comparison to RTTOV and application to CALIPSO-IIR*. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, vol. 144, pages 49–67, 2014. (Cité en page 253.)
- [Doppler 2014b] Lionel Doppler, René Preusker, Ralf Bennartz et Jürgen Fischer. *k-bin and k-IR : k-distribution methods without correlation approximation for non-fixed instrument response function and extension to the thermal infrared : Applications to satellite remote sensing*. Journal of Quantitative

- Spectroscopy and Radiative Transfer, vol. 133, pages 382–395, 2014. (Cité en page 253.)
- [Dutton 1984] Ellsworth G Dutton, John J DeLuisi et Barry A Bodhaine. *Features of aerosol optical depth observed at Barrow, March 10-20, 1983*. Geophysical research letters, vol. 11, no. 5, pages 385–388, 1984. (Cité en page 17.)
- [Dutton 1992] Ellsworth G Dutton et John R Christy. *Solar radiative forcing at selected locations and evidence for global lower tropospheric cooling following the eruptions of El Chichón and Pinatubo*. Geophysical Research Letters, vol. 19, no. 23, pages 2313–2316, 1992. (Cité en page 219.)
- [Eberhard 1992] Wynn L Eberhard. *Ice-cloud depolarization of backscatter for CO<sub>2</sub> and other infrared lidars*. Applied optics, vol. 31, no. 30, pages 6485–6490, 1992. (Cité en page 39.)
- [Efimova 1961] NA Efimova. *On methods of calculating monthly values of net long-wave radiation*. Meteorol. Gidrol, vol. 10, pages 28–33, 1961. (Cité en page 170.)
- [Ehrlich 2009a] A Ehrlich, M Wendisch, E Bierwirth, J-F Gayet, G Mioche, Astrid Lampert et B Mayer. *Evidence of ice crystals at cloud top of Arctic boundary-layer mixed-phase clouds derived from airborne remote sensing*. Atmospheric Chemistry and Physics, vol. 9, no. 24, pages 9401–9416, 2009. (Cité en pages 10 et 13.)
- [Ehrlich 2009b] André Ehrlich. *The impact of ice crystals on radiative forcing and remote sensing of arctic boundary-layer mixed-phase clouds*. PhD thesis, Ph. D. thesis, Johannes Gutenberg University Mainz, Germany, 2009. (Cité en page 13.)
- [Eloranta 1998] Edwin W Eloranta. *Practical model for the calculation of multiply scattered lidar returns*. Applied optics, vol. 37, no. 12, pages 2464–2472, 1998. (Cité en pages 32 et 64.)
- [Eloranta 2006] Edwin W Eloranta et Taneil Uttal. *Arcitic observation with the University of Wisconsin high spectral resolution LIDAR*. Reviewed and Revised Papers Presented at the 23rd International Laser Radar Conference, edited by : Nagasawa, C. and Sugimoto., 2006. (Cité en page 18.)
- [Engvall 2008] A-C Engvall, Radovan Krejci, Johan Ström, Renate Treffeisen, Rinus Scheele, Ove Hermansen et Jussi Paatero. *Changes in aerosol properties during spring-summer period in the Arctic troposphere*. Atmospheric Chemistry and Physics, vol. 8, no. 3, pages 445–462, 2008. (Cité en page 220.)
- [Esselborn 2008] Michael Esselborn, Martin Wirth, Andreas Fix, Matthias Tesche et Gerhard Ehret. *Airborne high spectral resolution lidar for measuring aerosol extinction and backscatter coefficients*. Applied optics, vol. 47, no. 3, pages 346–358, 2008. (Cité en page 33.)
- [Fell 2001] Frank Fell et Juergen Fischer. *Numerical simulation of the light field in the atmosphere–ocean system using the matrix-operator method*. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, vol. 69, no. 3, pages 351–388, 2001. (Cité en pages 48 et 253.)

- [Fernald 1972] Frederick G Fernald, Benjamin M Herman et John A Reagan. *Determination of aerosol height distributions by lidar*. Journal of Applied meteorology, vol. 11, no. 3, pages 482–489, 1972. (Cité en page 67.)
- [Fernald 1984] Frederick G Fernald. *Analysis of atmospheric lidar observations : some comments*. Applied optics, vol. 23, no. 5, pages 652–653, 1984. (Cité en page 67.)
- [Fischer 1984] Juergen Fischer et Hartmut Grassl. *Radiative transfer in an atmosphere–ocean system : an azimuthally dependent matrix-operator approach*. Applied Optics, vol. 23, no. 7, pages 1032–1039, 1984. (Cité en page 253.)
- [Flentje 2010] H Flentje, B Heese, J Reichardt et W Thomas. *Aerosol profiling using the ceilometer network of the German Meteorological Service*. Atmospheric Measurement Techniques Discussions, vol. 3, pages 3643–3673, 2010. (Cité en page 227.)
- [Flyckt 2002] S-O Flyckt. Photomultiplier tubes : principles and applications. Photonics, 2002. (Cité en page 236.)
- [Fox 2006] Mark Fox. Quantum optics : An introduction : An introduction, volume 6. Oxford university press, 2006. (Cité en page 241.)
- [Francis 2004] Jennifer Francis et J Secora. *A 22-year dataset of surface longwave fluxes in the Arctic*. In Fourteenth ARM Science Team Meeting Proceedings, pages 22–26, 2004. (Cité en page 174.)
- [Freudenthaler 2009] Volker Freudenthaler, Michael Esselborn, Matthias Wiegner, Birgit Heese, Matthias Tesche, Albert Ansmann, Detlef Müller, Dietrich Althausen, Martin Wirth, Andreas Fixet al. *Depolarization ratio profiling at several wavelengths in pure Saharan dust during SAMUM 2006*. Tellus B, vol. 61, no. 1, pages 165–179, 2009. (Cité en page 65.)
- [Fridlind 2007] AM Fridlind, AS Ackerman, G McFarquhar, G Zhang, MR Poellot, PJ DeMott, AJ Prenni et AJ Heymsfield. *Ice properties of single-layer stratocumulus during the Mixed-Phase Arctic Cloud Experiment : 2. Model results*. Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012), vol. 112, no. D24, 2007. (Cité en page 20.)
- [Fuchs 2015] Julia Fuchs et Jan Cermak. *Where Aerosols Become Clouds-Potential for Global Analysis Based on CALIPSO Data*. Remote Sensing, vol. 7, no. 4, pages 4178–4190, 2015. (Cité en page 133.)
- [Galvez 1999] Maria Cecilia D Galvez, Minella C Alarcon et Takao Kobayashi. *Angstrom coefficient of tropospheric cloud and aerosol derived from a three-wavelength Mie lidar system*. In Lasers and Electro-Optics, 1999. CLEO/Pacific Rim’99. The Pacific Rim Conference on, volume 3, pages 939–940. IEEE, 1999. (Cité en page 37.)
- [Gao 1998] Bo-Cai Gao, Wei Han, Si Chee Tsay et North F Larsen. *Cloud detection over the Arctic region using airborne imaging spectrometer data during the daytime*. Journal of Applied Meteorology, vol. 37, no. 11, pages 1421–1429, 1998. (Cité en page 1.)

- [Gardner 1997] Robin P Gardner et Lianyan Liu. *On extending the accurate and useful counting rate range of GM counter detector systems*. Applied radiation and isotopes, vol. 48, no. 10, pages 1605–1615, 1997. (Cité en page 57.)
- [Garrett 2006] Timothy J Garrett et Chuanfeng Zhao. *Increased Arctic cloud longwave emissivity associated with pollution from mid-latitudes*. Nature, vol. 440, no. 7085, pages 787–789, 2006. (Cité en page 14.)
- [Gassó 2000] Santiago Gassó, DA Hegg, DS Covert, D Collins, KJ Noone, E Öström, B Schmid, PB Russell, JM Livingston, PA Durkee et al. *Influence of humidity on the aerosol scattering coefficient and its effect on the upwelling radiance during ACE-2*. Tellus B, vol. 52, no. 2, 2000. (Cité en page 37.)
- [Gayet 2009] J-F Gayet, G Mioche, A Dörnbrack, A Ehrlich, Astrid Lampert et M Wendisch. *Microphysical and optical properties of Arctic mixed-phase clouds. The 9 April 2007 case study*. Atmospheric Chemistry and Physics, vol. 9, no. 17, pages 6581–6595, 2009. (Cité en page 253.)
- [Gorodetskaya 2008] Irina V Gorodetskaya, L Tremblay et al. *Arctic cloud properties and radiative forcing from observations and their role in sea ice decline predicted by the NCAR CCSM3 model during the 21st century*. Arctic Sea Ice Decline : Observations, Projections, Mechanisms, and Implications, pages 47–62, 2008. (Cité en page 178.)
- [Goyer 1963] GG Goyer et Robert Watson. *The laser and its application to meteorology*. Bulletin of the American Meteorological Society, vol. 44, no. 9, pages 564–575, 1963. (Cité en page 231.)
- [Graul 2014] Jacob Graul et Taylor Lilly. *Coherent Rayleigh-Brillouin scattering measurement of atmospheric atomic and molecular gas temperature*. Optics express, vol. 22, no. 17, pages 20117–20129, 2014. (Cité en page 33.)
- [Greenaway 1950] Keith Rogers Greenaway. *Experiences with arctic flying weather*. Royal Meteorological Society, Canadian Branch, 1950. (Cité en page 1.)
- [Gregorio 2006] Eduard Gregorio, Francesc Rocadenbosch et Adolfo Comerón. *905-nm biaxial lidar ceilometer prototype*. In Proc. SPIE, volume 6362, page 63621L, 2006. (Cité en page 227.)
- [Gu 2013] Ziyu Gu, Benjamin Witschas, Willem van de Water et Wim Ubachs. *Rayleigh-Brillouin scattering profiles of air at different temperatures and pressures*. Applied optics, vol. 52, no. 19, pages 4640–4651, 2013. (Cité en page 33.)
- [Haitz 1963] Roland H Haitz, A Goetzberger, RM Scarlett et W Shockley. *Avalanche Effects in Silicon p-n Junctions. I. Localized Photomultiplication Studies on Microplasmas*. Journal of Applied Physics, vol. 34, no. 6, pages 1581–1590, 1963. (Cité en page 235.)
- [Hall Jr 1968] Freeman F Hall Jr et al. *A Physical Model of Cirrus 8–13- $\mu$  Infrared Radiance*. Applied optics, vol. 7, no. 11, pages 2264–2269, 1968. (Cité en page 171.)
- [Hansen 1997] J Hansen, Mki Sato et R Ruedy. *Radiative forcing and climate response*. Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012), vol. 102, no. D6, pages 6831–6864, 1997. (Cité en page 13.)



- [Hansen 2004] James Hansen et Larissa Nazarenko. *Soot climate forcing via snow and ice albedos*. Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America, vol. 101, no. 2, pages 423–428, 2004. (Cité en page 15.)
- [Harrison 1990] EF Harrison, P Minnis, BR Barkstrom, V Ramanathan, RD Cess et GG Gibson. *Seasonal variation of cloud radiative forcing derived from the Earth Radiation Budget Experiment*. Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012), vol. 95, no. D11, pages 18687–18703, 1990. (Cité en page 11.)
- [Haywood 1995] JM Haywood et KP Shine. *The effect of anthropogenic sulfate and soot aerosol on the clear sky planetary radiation budget*. Geophysical Research Letters, vol. 22, no. 5, pages 603–606, 1995. (Cité en page 13.)
- [Haywood 1997] JM Haywood et KP Shine. *Multi-spectral calculations of the direct radiative forcing of tropospheric sulphate and soot aerosols using a column model*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, vol. 123, no. 543, pages 1907–1930, 1997. (Cité en page 13.)
- [Held 2000] Isaac M Held et Brian J Soden. *Water vapor feedback and global warming 1*. Annual Review of Energy and the Environment, vol. 25, no. 1, pages 441–475, 2000. (Cité en page 11.)
- [Hendrick 2011] F Hendrick, J-P Pommereau, Florence Goutail, RD Evans, Dmitry Ionov, Andrea Pazmino, E Kyrö, Gerhard Held, P Eriksen, V Dorokhov et al. *NDACC/SAOZ UV-visible total ozone measurements : improved retrieval and comparison with correlative ground-based and satellite observations*. Atmospheric Chemistry and Physics, vol. 11, no. 12, pages 5975–5995, 2011. (Cité en page 228.)
- [Herman 1965] Benjamin M Herman. *Multiple scatter effects on the radar return from large hail*. Journal of Geophysical Research, vol. 70, no. 5, pages 1215–1225, 1965. (Cité en page 32.)
- [Herrero 2012] J Herrero et MJ Polo. *Parameterization of atmospheric longwave emissivity in a mountainous site for all sky conditions*. Hydrology and Earth System Sciences, vol. 16, no. 9, pages 3139–3147, 2012. (Cité en page 172.)
- [Heymsfield 1984] Andrew J Heymsfield et CMR Platt. *A parameterization of the particle size spectrum of ice clouds in terms of the ambient temperature and the ice water content*. Journal of the atmospheric sciences, vol. 41, no. 5, pages 846–855, 1984. (Cité en page 39.)
- [Hollstein 2012] André Hollstein et Jürgen Fischer. *Radiative transfer solutions for coupled atmosphere ocean systems using the matrix operator technique*. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, vol. 113, no. 7, pages 536–548, 2012. (Cité en page 253.)
- [Hu 2007a] Yongxiang Hu. *Depolarization ratio–effective lidar ratio relation : Theoretical basis for space lidar cloud phase discrimination*. Geophysical research letters, vol. 34, no. 11, 2007. (Cité en pages 40 et 65.)
- [Hu 2007b] Yongxiang Hu, Mark Vaughan, Zhaoyan Liu, Bing Lin, Ping Yang, David Flittner, Bill Hunt, Ralph Kuehn, Jiangping Huang, Dong Wuet et al.

- The depolarization-attenuated backscatter relation : CALIPSO lidar measurements vs. theory.* Optics Express, vol. 15, no. 9, pages 5327–5332, 2007. (Cité en page 40.)
- [Hulst 1957] Hendrik Christoffel Hulst et HC Van De Hulst. Light scattering by small particles. Courier Corporation, 1957. (Cité en page 33.)
- [Intrieri 2002a] JM Intrieri, CW Fairall, MD Shupe, POG Persson, EL Andreas, PS Guest et RE Moritz. *An annual cycle of Arctic surface cloud forcing at SHEBA.* Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012), vol. 107, no. C10, pages SHE–13, 2002. (Cité en pages 9, 13, 177 et 179.)
- [Intrieri 2002b] JM Intrieri, MD Shupe, T Uttal et BJ McCarty. *An annual cycle of Arctic cloud characteristics observed by radar and lidar at SHEBA.* Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012), vol. 107, no. C10, pages SHE–5, 2002. (Cité en pages 12 et 142.)
- [IPC 2007] Ipcc (intergovernmental panel on climate change) : Summary for policymakers, contribution of working group i to the 4th assessment report. 2007. (Cité en pages 1 et 218.)
- [Jacobs 1978] JD Jacobs. *Radiation climate of Broughton Island.* Energy budget studies in relation to fast-ice breakup processes in Davis Strait, vol. 26, pages 105–120, 1978. (Cité en page 170.)
- [Jacobson 2001] Mark Z Jacobson. *Global direct radiative forcing due to multicomponent anthropogenic and natural aerosols.* Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012), vol. 106, no. D2, pages 1551–1568, 2001. (Cité en page 13.)
- [Jayaweera 1965] KOLF Jayaweera et BJ Mason. *The behaviour of freely falling cylinders and cones in a viscous fluid.* Journal of Fluid Mechanics, vol. 22, no. 04, pages 709–720, 1965. (Cité en page 39.)
- [Jourdan 2003] Olivier Jourdan, Sergey Oshchepkov, Valery Shcherbakov, Jean-Francois Gayet et Harumi Isaka. *Assessment of cloud optical parameters in the solar region : Retrievals from airborne measurements of scattering phase functions.* Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012), vol. 108, no. D18, 2003. (Cité en page 160.)
- [Kaskaoutis 2007] DG Kaskaoutis, HD Kambezidis, N Hatzianastassiou, PG Kosmopoulos et KVS Badarinath. *Aerosol climatology : dependence of the Angstrom exponent on wavelength over four AERONET sites.* Atmospheric chemistry and physics discussions, vol. 7, no. 3, pages 7347–7397, 2007. (Cité en page 37.)
- [Kerker 1969] Milton Kerker. The scattering of light and other electromagnetic radiation, volume 16. Academic press, 1969. (Cité en page 33.)
- [Key 1996] Jeffrey R Key, Robert A Silcox et Robert S Stone. *Evaluation of surface radiative flux parameterizations for use in sea ice models.* Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012), vol. 101, no. C2, pages 3839–3849, 1996. (Cité en page 170.)
- [Kim 2008] S-W Kim, Sebastien Berthier, J-C Raut, Patrick Chazette, Francois Dulac et S-C Yoon. *Validation of aerosol and cloud layer structures from*

- the space-borne lidar CALIOP using a ground-based lidar in Seoul, Korea.* Atmospheric Chemistry and Physics, vol. 8, no. 13, pages 3705–3720, 2008. (Cité en page 229.)
- [King 1993] Michael D King, Lawrence F Radke et Peter V Hobbs. *Optical properties of marine stratocumulus clouds modified by ships.* Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012), vol. 98, no. D2, pages 2729–2739, 1993. (Cité en page 20.)
- [King 2004] Michael D King, Steven Platnick, Ping Yang, G Thomas Arnold, Mark A Gray, Jérôme C Riedi, Steven A Ackerman et Kuo-Nan Liou. *Remote sensing of liquid water and ice cloud optical thickness and effective radius in the Arctic : Application of airborne multispectral MAS data.* Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, vol. 21, no. 6, pages 857–875, 2004. (Cité en page 255.)
- [Klett 1981] James D Klett. *Stable analytical inversion solution for processing lidar returns.* Applied Optics, vol. 20, no. 2, pages 211–220, 1981. (Cité en pages 67 et 68.)
- [Klingebiel 2014] M Klingebiel, Alberto de Lozar, S Molleker, R Weigel, A Roth, Lukas Schmidt, J Meyer, A Ehrlich, Roland Neuber, M Wendisch et al. *Arctic low-level boundary layer clouds : in situ measurements and simulations of mono- and bimodal supercooled droplet size distributions at the top layer of liquid phase clouds.* Atmospheric Chemistry and Physics, vol. 15, no. 2, pages 617–631, 2014. (Cité en page 253.)
- [Korolev 2003] Alexei V Korolev, George A Isaac, Stewart G Cober, J Walter Strapp et John Hallett. *Microphysical characterization of mixed-phase clouds.* Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, vol. 129, no. 587, pages 39–65, 2003. (Cité en page 12.)
- [Kotchenruther 1999] Robert A Kotchenruther, Peter V Hobbs et Dean A Hegg. *Humidification factors for atmospheric aerosols off the mid-Atlantic coast of the United States.* Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012), vol. 104, no. D2, pages 2239–2251, 1999. (Cité en page 37.)
- [Kovalev 2004] Vladimir A Kovalev et William E Eichinger. *Elastic lidar : theory, practice, and analysis methods.* John Wiley & Sons, 2004. (Cité en page 42.)
- [Kunkel 1976] Kenneth Edward Kunkel et JA Weinman. *Monte Carlo analysis of multiply scattered lidar returns.* Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 33, no. 9, pages 1772–1781, 1976. (Cité en page 64.)
- [Lakkala 2003] K Lakkala, E Kyr  et T Turunen. *Spectral UV measurements at Sodankyl  during 1990–2001.* Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012), vol. 108, no. D19, 2003. (Cité en page 17.)
- [Lampert 2009] Astrid Lampert, A Ehrlich, A D rnbrack, O Jourdan, J-F Gayet, G Mioche, V Shcherbakov, Christoph Ritter et M Wendisch. *Microphysical and radiative characterization of a subvisible midlevel Arctic ice cloud by airborne observations—a case study.* Atmospheric Chemistry and Physics, vol. 9, no. 8, pages 2647–2661, 2009. (Cité en page 48.)



- [Lampert 2010a] Astrid Lampert. *Airborne lidar observations of tropospheric arctic clouds*. *Berichte zur Polar-und Meeresforschung (Reports on Polar and Marine Research)*, vol. 608, 2010. (Cité en page 160.)
- [Lampert 2010b] Astrid Lampert, Christoph Ritter, Anja Hoffmann, J-F Gayet, G Mioche, A Ehrlich, A D rnbrack, M Wendisch et Masataka Shiobara. *Lidar characterization of the Arctic atmosphere during ASTAR 2007 : four cases studies of boundary layer, mixed-phase and multi-layer clouds*. *Atmospheric Chemistry and Physics*, vol. 10, no. 6, pages 2847–2866, 2010. (Cité en pages 10, 143 et 153.)
- [Larsen 2009] Michael L Larsen et Alexander B Kostinski. *Simple dead-time corrections for discrete time series of non-Poisson data*. *Measurement Science and Technology*, vol. 20, no. 9, page 095101, 2009. (Cité en page 240.)
- [Law 2014] Katharine S Law, Andreas Stohl, Patricia K Quinn, Charles A Brock, John F Burkhart, Jean-Daniel Paris, Gerard Ancellet, Hanwant B Singh, Anke Roiger, Hans Schlager et al. *Arctic Air Pollution : New Insights from POLARCAT-IPY*. *bulletin of the american meteorological Society*, vol. 95, no. 12, pages 1873–1895, 2014. (Cité en page 8.)
- [Lee 2000] Sang Hoon Lee et Robin P Gardner. *A new G–M counter dead time model*. *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 53, no. 4, pages 731–737, 2000. (Cité en page 57.)
- [Lee 2006] Chang-Hee Lee, Wayne V Sorin et Byoung Yoon Kim. *Fiber to the home using a PON infrastructure*. *Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 12, pages 4568–4583, 2006. (Cité en page 235.)
- [Leontyeva 1994] E Leontyeva et K Stamnes. *Estimations of cloud optical thickness from ground-based measurements of incoming solar radiation in the Arctic*. *Journal of climate*, vol. 7, no. 4, pages 566–578, 1994. (Cité en pages 162, 165, 253 et 255.)
- [Lesins 2009] G Lesins, L Bourdages, TJ Duck, JR Drummond, EW Eloranta et VP Walden. *Large surface radiative forcing from topographic blowing snow residuals measured in the High Arctic at Eureka*. *Atmos. Chem. Phys*, vol. 9, no. 6, pages 1847–1862, 2009. (Cité en page 132.)
- [Lin 2001] Bing Lin, Patrick Minnis, Alice Fan, Judith A Curry et H Gerber. *Comparison of cloud liquid water paths derived from in situ and microwave radiometer data taken during the SHEBA/FIREACE*. *Geophysical research letters*, vol. 28, no. 6, pages 975–978, 2001. (Cité en page 20.)
- [Lindeman 2011] JD Lindeman, Z Boybeyi et I Gultepe. *An examination of the aerosol semi-direct effect for a polluted case of the ISDAC field campaign*. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012)*, vol. 116, no. D1, 2011. (Cité en page 14.)
- [Liou 1971] Kuo-Nan Liou et Richard M Schotland. *Multiple backscattering and depolarization from water clouds for a pulsed lidar system*. *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 28, no. 5, pages 772–784, 1971. (Cité en page 32.)
- [Liou 1974] Kuo-nan Liou et Henry Lahore. *Laser sensing of cloud composition : a backscattered depolarization technique*. *Journal of Applied Meteorology*, vol. 13, no. 2, pages 257–263, 1974. (Cité en page 39.)

- [Liou 1990] KN Liou, SC Ou, Y Takano, FPJ Valero et TP Ackerman. *Remote sounding of the tropical cirrus cloud temperature and optical depth using 6.5 and 10.5  $\mu\text{m}$  radiometers during STEP*. Journal of Applied Meteorology, vol. 29, no. 8, pages 716–726, 1990. (Cité en page 171.)
- [Liou 2002] Kuo-Nan Liou. An introduction to atmospheric radiation, volume 84. Academic press, 2002. (Cité en page 47.)
- [Liu 2004] Yinghui Liu, Jeffrey R Key, Richard A Frey, Steven A Ackerman et W Paul Menzel. *Nighttime polar cloud detection with MODIS*. Remote sensing of environment, vol. 92, no. 2, pages 181–194, 2004. (Cité en page 21.)
- [Liu 2006] Zhaoyan Liu, William Hunt, Mark Vaughan, Chris Hostetler, Matthew McGill, Kathleen Powell, David Winker et Yongxiang Hu. *Estimating random errors due to shot noise in backscatter lidar observations*. Applied optics, vol. 45, no. 18, pages 4437–4447, 2006. (Cité en page 240.)
- [Liu 2010] Yinghui Liu, Steven A Ackerman, Brent C Maddux, Jeffrey R Key et Richard A Frey. *Errors in cloud detection over the Arctic using a satellite imager and implications for observing feedback mechanisms*. Journal of Climate, vol. 23, no. 7, pages 1894–1907, 2010. (Cité en page 22.)
- [Liu 2012] Yinghui Liu, Jeffrey R Key, Steven A Ackerman, Gerald G Mace et Qiuqing Zhang. *Arctic cloud macrophysical characteristics from CloudSat and CALIPSO*. Remote Sensing of Environment, vol. 124, pages 159–173, 2012. (Cité en page 142.)
- [Liu 2013] Bo Liu et Zhien Wang. *Improved calibration method for depolarization lidar measurement*. Optics express, vol. 21, no. 12, pages 14583–14590, 2013. (Cité en pages 65 et 88.)
- [Lohmann 2005] Ulrike Lohmann et Johann Feichter. *Global indirect aerosol effects : a review*. Atmospheric Chemistry and Physics, vol. 5, no. 3, pages 715–737, 2005. (Cité en page 14.)
- [MacCracken 1986] Michael C MacCracken, Robert D Cess et Gerald L Potter. *Climatic effects of anthropogenic arctic aerosols : An illustration of climate feedback mechanisms with one-and two-dimensional climate models*. Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012), vol. 91, no. D13, pages 14445–14450, 1986. (Cité en page 1.)
- [Maiman 2013] TH Maiman. *Optical and microwave-optical experiments in ruby*. Essentials of Lasers : The Commonwealth and International Library : Selected Readings in Physics, page 129, 2013. (Cité en page 231.)
- [Manabe 1967] Syukuro Manabe et RICHARD T WETHERALD. *Thermal equilibrium of the atmosphere with a given distribution of relative humidity*. 1967. (Cité en page 11.)
- [Martin 1994] GM Martin, DW Johnson et An Spice. *The measurement and parameterization of effective radius of droplets in warm stratocumulus clouds*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 51, no. 13, pages 1823–1842, 1994. (Cité en page 14.)
- [Matthais 2004] Volker Matthais, Volker Freudenthaler, Aldo Amodeo, Ioan Balin, Dimitris Balis, Jens Bösenberg, Anatoly Chaikovsky, Georgius Chourdakis,

- Adolfo Comeron, Arnaud Delavalet *al.* *Aerosol lidar intercomparison in the framework of the EARLINET project. 1. Instruments.* Applied Optics, vol. 43, no. 4, pages 961–976, 2004. (Cité en page 227.)
- [Maturilli 2014] Marion Maturilli, Andreas Herber et Gert König-Langlo. *Surface radiation climatology for Ny-Ålesund, Svalbard (78.9 N), basic observations for trend detection.* Theoretical and Applied Climatology, vol. 120, no. 1-2, pages 331–339, 2014. (Cité en pages 17 et 18.)
- [Mauritsen 2011] Thorsten Mauritsen, Joseph Sedlar, Michael Tjernström, Caroline Leck, M Martin, M Shupe, S Sjogren, B Sierau, POG Persson, IM Brookset *al.* *An Arctic CCN-limited cloud-aerosol regime.* Atmospheric Chemistry and Physics, vol. 11, no. 1, pages 165–173, 2011. (Cité en page 10.)
- [McBride 2011] PJ McBride, KS Schmidt, P Pilewskie, AS Kittelman et DE Wolfe. *A spectral method for retrieving cloud optical thickness and effective radius from surface-based transmittance measurements.* Atmospheric Chemistry and Physics, vol. 11, no. 14, pages 7235–7252, 2011. (Cité en page 51.)
- [McFarquhar 2007] Greg M McFarquhar, Gong Zhang, Michael R Poellot, Gregory L Kok, Robert McCoy, Tim Tooman, Ann Fridlind et Andrew J Heymsfield. *Ice properties of single-layer stratocumulus during the Mixed-Phase Arctic Cloud Experiment : 1. Observations.* Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012), vol. 112, no. D24, 2007. (Cité en page 20.)
- [McKay 1999] Jack A McKay. *Single and tandem Fabry-Perot etalons as solar background filters for lidar.* Applied optics, vol. 38, no. 27, pages 5851–5858, 1999. (Cité en page 40.)
- [Measures 1984] Raymond M. Measures. *Laser remote sensing : fundamentals and applications.* Krieger, 1984. (Cité en pages 30 et 58.)
- [Michaud 2009] Vincent Michaud. *Etude des propriétés hygroscopiques des aérosols atmosphériques.* PhD thesis, Université Blaise Pascal-Clermont-Ferrand II, 2009. (Cité en page 38.)
- [Mielonen 2013] Tero Mielonen, Veijo Aaltonen, Heikki Lihavainen, Antti-Pekka Hyvärinen, Antti Arola, Mika Komppula et Rigel Kivi. *Biomass burning aerosols observed in northern Finland during the 2010 wildfires in Russia.* Atmosphere, vol. 4, no. 1, pages 17–34, 2013. (Cité en page 143.)
- [Miles 2001] Richard B Miles, Walter R Lempert et Joseph N Forkey. *Laser rayleigh scattering.* Measurement Science and Technology, vol. 12, no. 5, page R33, 2001. (Cité en page 33.)
- [Minnis 1993] Patrick Minnis, Kuo-Nan Liou et Yoshihide Takano. *Inference of cirrus cloud properties using satellite-observed visible and infrared radiances. Part I : Parameterization of radiance fields.* Journal of the atmospheric sciences, vol. 50, no. 9, pages 1279–1304, 1993. (Cité en pages 171 et 172.)
- [Mioche 2015] G Mioche, O Jourdan, Marie Ceccaldi et Julien Delanoë. *Variability of mixed-phase clouds in the Arctic with a focus on the Svalbard region : a study based on spaceborne active remote sensing.* Atmospheric Chemistry and Physics, vol. 15, no. 5, pages 2445–2461, 2015. (Cité en page 9.)

- [Mishchenko 1998] Michael I Mishchenko et Kenneth Sassen. *Depolarization of lidar returns by small ice crystals : An application to contrails*. Geophysical research letters, vol. 25, no. 3, pages 309–312, 1998. (Cité en page 32.)
- [Mitchell 1957] JM Mitchell. *Visual range in the polar regions with particular reference to the Alaskan Arctic*. J. Atmos. Terr. Phys. Spec. Suppl, pages 195–211, 1957. (Cité en page 1.)
- [Mizutani 2007] Kohei Mizutani, Toshikazu Itabe, Motoaki Yasui, Tetsuo Aoki, Shoken Ishii, Yasuhiro Murayama, Masahiko Sasano, Kensuke Yoshioka, Yoshiko Ohtani et Richard L Collins. *NICT Lidar Systems at Poker Flat Research Range*. Journal of the National Institute of Information and Communications Technology, vol. 54, 2007. (Cité en page 19.)
- [Morrison 2012] Hugh Morrison, Gijs de Boer, Graham Feingold, Jerry Harrington, Matthew D Shupe et Kara Sulia. *Resilience of persistent Arctic mixed-phase clouds*. Nature Geoscience, vol. 5, no. 1, pages 11–17, 2012. (Cité en page 9.)
- [Moss 2012] A Moss, RJ Sica, E McCullough, K Strawbridge, K Walker et J Drummond. *Calibration and validation of water vapour lidar measurements from Eureka, Nunavut using radiosondes and the Atmospheric Chemistry Experiment fourier transform spectrometer*. Atmospheric Measurement Techniques Discussions, vol. 5, no. 4, pages 5665–5689, 2012. (Cité en page 18.)
- [Müller 1973] Jörg W Müller. *Dead-time problems*. Nuclear Instruments and Methods, vol. 112, no. 1, pages 47–57, 1973. (Cité en page 238.)
- [Müller 2004] Detlef Müller, Ina Mattis, Albert Ansmann, Birgit Wehner, Dietrich Althausen, Ulla Wandinger et Oleg Dubovik. *Closure study on optical and microphysical properties of a mixed urban and Arctic haze air mass observed with Raman lidar and Sun photometer*. Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012), vol. 109, no. D13, 2004. (Cité en page 143.)
- [Müller 2007] D. Müller, A. Ansmann, I. Mattis, M. Tesche, U. Wandinger, D. Althausen et G. Pisani. *Aerosol-type-dependent lidar ratios observed with Raman lidar*. Journal of Geophysical Research, vol. 112, no. D16, 2007. (Cité en page 36.)
- [Neely III 2013] Ryan R Neely III, Matthew Hayman, Robert Stillwell, Jeffrey P Thayer, R Michael Hardesty, Michael O’Neill, Matthew D Shupe et Catherine Alvarez. *Polarization Lidar at Summit, Greenland, for the Detection of Cloud Phase and Particle Orientation*. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, vol. 30, no. 8, pages 1635–1655, 2013. (Cité en page 18.)
- [Nemesure 1995] Seth Nemesure, Richard Wagener et Stephen E Schwartz. *Direct shortwave forcing of climate by the anthropogenic sulfate aerosol : Sensitivity to particle size, composition, and relative humidity*. Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012), vol. 100, no. D12, pages 26105–26116, 1995. (Cité en page 13.)
- [Nicolet 1984] Marcel Nicolet. *On the molecular scattering in the terrestrial atmosphere : An empirical formula for its calculation in the homosphere*. Planetary and Space Science, vol. 32, no. 11, pages 1467–1468, 1984. (Cité en page 34.)

- [Noel 2004] Vincent Noel, David M Winker, Matthew McGill et Paul Lawson. *Classification of particle shapes from lidar depolarization ratio in convective ice clouds compared to in situ observations during CRYSTAL-FACE*. Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012), vol. 109, no. D24, 2004. (Cité en page 39.)
- [Noel 2005] Vincent Noel et Kenneth Sassen. *Study of planar ice crystal orientations in ice clouds from scanning polarization lidar observations*. Journal of applied meteorology, vol. 44, no. 5, pages 653–664, 2005. (Cité en page 133.)
- [Noel 2006] Vincent Noel, Hélène Chepfer, Martial Haeffelin et Yohann Morille. *Classification of ice crystal shapes in midlatitude ice clouds from three years of lidar observations over the SIRTa observatory*. Journal of the atmospheric sciences, vol. 63, no. 11, pages 2978–2991, 2006. (Cité en page 39.)
- [Nott 2011] Graeme J Nott et Thomas J Duck. *Lidar studies of the polar troposphere*. Meteorological Applications, vol. 18, no. 3, pages 383–405, 2011. (Cité en pages 157 et 160.)
- [O’Connor 2004] Ewan J O’Connor, Anthony J Illingworth et Robin J Hogan. *A technique for autocalibration of cloud lidar*. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, vol. 21, no. 5, pages 777–786, 2004. (Cité en page 64.)
- [Oltmans 2012] Samuel J Oltmans, Bryan J Johnson et Joyce M Harris. *Springtime boundary layer ozone depletion at Barrow, Alaska : Meteorological influence, year-to-year variation, and long-term change*. Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012), vol. 117, no. D14, 2012. (Cité en page 17.)
- [Osinski 1987] Marek Osinski et Jens Buus. *Linewidth broadening factor in semiconductor lasers—An overview*. Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 23, no. 1, pages 9–29, 1987. (Cité en page 233.)
- [Pabœuf 2011] David Pabœuf, Deepak Vijayakumar, Ole Bjarlin Jensen, Birgitte Thestrup, Jun Lim, Slawomir Sujecki, Eric Larkins, Gaëlle Lucas-Leclin et Patrick Georges. *Volume Bragg grating external cavities for the passive phase locking of high-brightness diode laser arrays : theoretical and experimental study*. JOSA B, vol. 28, no. 5, pages 1289–1299, 2011. (Cité en page 74.)
- [Pal 1973] SR Pal et AI Carswell. *Polarization properties of lidar backscattering from clouds*. Applied Optics, vol. 12, no. 7, pages 1530–1535, 1973. (Cité en page 39.)
- [Parkinson 1999] Claire L Parkinson, Donald J Cavalieri, Per Gloersen, H Jay Zwally et Josefino C Comiso. *Arctic sea ice extents, areas, and trends, 1978–1996*. Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012), vol. 104, no. C9, pages 20837–20856, 1999. (Cité en page 1.)
- [Parol 2004] Frédéric Parol, Jean-Claude Buriez, Claudine Vanbauce, Jérôme Riédi, M Doutriaux-Boucher, M Vesperini, G Sèze, P Couvert, M Viollier, FM Bréonet *al.* *Review of capabilities of multi-angle and polarization cloud measurements from POLDER*. Advances in Space Research, vol. 33, no. 7, pages 1080–1088, 2004. (Cité en page 21.)
- [Parol 2007] Frédéric Parol, Claudine Vanbauce, Jérôme Riédi, François Thieuleux, Zegbeu Poussi et Anne Lifermann. *Comparison and statistical analysis of*



- cloud properties derived from POLDER and MODIS*. In EUMETSAT Meteorological Satellite Conf. and the 15th AMS Satellite Meteorology and Oceanography Conf, 2007. (Cité en page 21.)
- [Peck 1972] Edson R Peck et Kaye Reeder. *Dispersion of air*. JOSA, vol. 62, no. 8, pages 958–962, 1972. (Cité en page 34.)
- [Pedrós 2010] Roberto Pedrós, Víctor Estellés, Michaël Sicard, José Luis Gómez-Amo, María Pilar Utrillas, José A Martínez-Lozano, Francesc Rocadenbosch, Carlos Pérez et José María Baldasano Recio. *Climatology of the aerosol extinction-to-backscatter ratio from sun-photometric measurements*. Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on, vol. 48, no. 1, pages 237–249, 2010. (Cité en page 227.)
- [Personick 1977] SD Personick. *Receiver design for optical fiber systems*. In IEEE Proceedings, volume 65, pages 1670–1678, 1977. (Cité en page 235.)
- [Pilinis 1995] Christodoulos Pilinis, Spyros N Pandis et John H Seinfeld. *Sensitivity of direct climate forcing by atmospheric aerosols to aerosol size and composition*. Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012), vol. 100, no. D9, pages 18739–18754, 1995. (Cité en page 13.)
- [Pinnick 1983] RG Pinnick, SG Jennings, Petr Chýlek, Chris Ham et WT Grandy. *Backscatter and extinction in water clouds*. Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012), vol. 88, no. C11, pages 6787–6796, 1983. (Cité en page 64.)
- [Piskozub 2011] Jacek Piskozub et David McKee. *Effective scattering phase functions for the multiple scattering regime*. Optics express, vol. 19, no. 5, pages 4786–4794, 2011. (Cité en page 32.)
- [Plass 1971] Gilbert N Plass et George W Kattawar. *Reflection of light pulses from clouds*. Applied optics, vol. 10, no. 10, pages 2304–2310, 1971. (Cité en page 33.)
- [Platt 1973] CMR Platt. *Lidar and radioinetric observations of cirrus clouds*. Journal of the atmospheric sciences, vol. 30, no. 6, pages 1191–1204, 1973. (Cité en pages 32, 40, 64 et 171.)
- [Platt 1974] CMR Platt et K Bartusek. *Structure and optical properties of some middle-level clouds*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 31, no. 4, pages 1079–1088, 1974. (Cité en page 32.)
- [Platt 1978] CMR Platt, NL Abshire et GT McNice. *Some microphysical properties of an ice cloud from lidar observation of horizontally oriented crystals*. Journal of Applied Meteorology, vol. 17, no. 8, pages 1220–1224, 1978. (Cité en page 39.)
- [Platt 1981] CMR Platt. *Remote sounding of high clouds. III : Monte Carlo calculations of multiple-scattered lidar returns*. Journal of the atmospheric sciences, vol. 38, no. 1, pages 156–167, 1981. (Cité en page 64.)
- [Pueschel 1995] RF Pueschel et SA Kinne. *Physical and radiative properties of Arctic atmospheric aerosols*. Science of the total environment, vol. 160, pages 811–824, 1995. (Cité en page 1.)

- [Quinn 2002] PK Quinn, TL Miller, TS Bates, JA Ogren, E Andrews et GE Shaw. *A 3-year record of simultaneously measured aerosol chemical and optical properties at Barrow, Alaska*. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* (1984–2012), vol. 107, no. D11, pages AAC–8, 2002. (Cité en page 220.)
- [Quinn 2008] PK Quinn, TS Bates, E Baum, N Doubleday, AM Fiore, M Flanner, A Fridlind, TJ Garrett, D Koch, S Menonet *al.* *Short-lived pollutants in the Arctic : their climate impact and possible mitigation strategies*. *Atmospheric Chemistry and Physics*, vol. 8, no. 6, pages 1723–1735, 2008. (Cité en page 1.)
- [Radke 1989] Lawrence F Radke, James A Coakley et Michael D King. *Direct and remote sensing observations of the effects of ships on clouds*. *Science*, vol. 246, no. 4934, pages 1146–1149, 1989. (Cité en page 20.)
- [Ramanathan 1987] V Ramanathan. *The role of earth radiation budget studies in climate and general circulation research*. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* (1984–2012), vol. 92, no. D4, pages 4075–4095, 1987. (Cité en page 11.)
- [Ramanathan 1989] VLRD Ramanathan, RD Cess, EF Harrison, P Minnis, BR Barkstrom, E Ahmad et D Hartmann. *Cloud-radiative forcing and climate : Results from the Earth Radiation Budget Experiment*. *Science*, vol. 243, no. 4887, pages 57–63, 1989. (Cité en page 11.)
- [Ramanathan 2006] Veerabhadran Ramanathan et Anand Inamdar. *The radiative forcing due to clouds and water vapor*. Cambridge University Press, 2006. (Cité en page 11.)
- [Reagan 1982] John A Reagan, Dale M Byrne et Benjamin M Herman. *Bistatic LIDAR : A Tool for Characterizing Atmospheric Particulates : Part I—The Remote Sensing Problem*. *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, no. 3, pages 229–235, 1982. (Cité en page 224.)
- [Refaat 1999] Tamer F Refaat, William S Luck Jr et Russell J DeYoung. *Temperature control of avalanche photodiode using thermoelectric cooler*. 1999. (Cité en page 236.)
- [Reichardt 2002] J Reichardt, S Reichardt, M Hess et TJ McGee. *Correlations among the optical properties of cirrus-cloud particles : Microphysical interpretation*. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* (1984–2012), vol. 107, no. D21, pages AAC–8, 2002. (Cité en page 89.)
- [Renker 2007] D Renker. *New trends on photodetectors*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 571, no. 1, pages 1–6, 2007. (Cité en page 235.)
- [Ritter 2005] Christoph Ritter, Justus Notholt, Jürgen Fischer et Carsten Rathke. *Direct thermal radiative forcing of tropospheric aerosol in the Arctic measured by ground based infrared spectrometry*. *Geophysical research letters*, vol. 32, no. 23, 2005. (Cité en page 13.)
- [Roiger 2015] Anke Roiger, J-L Thomas, Hans Schlager, Kathy S Law, Jin Kim, A Schäfler, B Weinzierl, F Dählkötter, I Krisch, Louis Marelle *et al.* *Quantifying emerging local anthropogenic emissions in the Arctic region : the AC-*

- CESS aircraft campaign experiment*. bulletin of the american meteorological Society, vol. 96, no. 3, pages 441–460, 2015. (Cité en page 20.)
- [Rossow 1989] William B Rossow, Christopher L Brest et Leonid C Garder. *Global, seasonal surface variations from satellite radiance measurements*. Journal of climate, vol. 2, no. 3, pages 214–247, 1989. (Cité en page 1.)
- [Rowell 1971] RL Rowell, GM Aval et JJ Barrett. *Rayleigh–Raman depolarization of laser light scattered by gases*. The Journal of Chemical Physics, vol. 54, no. 5, pages 1960–1964, 1971. (Cité en page 33.)
- [Sanderson 2011] Benjamin M Sanderson, Brian C O'Neill, Jeffrey T Kiehl, Gerald A Meehl, Reto Knutti et Warren M Washington. *The response of the climate system to very high greenhouse gas emission scenarios*. Environmental Research Letters, vol. 6, no. 3, page 034005, 2011. (Cité en page 1.)
- [Sassen 1974] Kenneth Sassen. *Depolarization of laser light backscattered by artificial clouds*. Journal of Applied Meteorology, vol. 13, no. 8, pages 923–933, 1974. (Cité en page 39.)
- [Sassen 1982] Kenneth Sassen et Gregory C Dodd. *Lidar crossover function and misalignment effects*. Applied optics, vol. 21, no. 17, pages 3162–3165, 1982. (Cité en page 58.)
- [Sassen 1986] Kenneth Sassen et Richard L Petrilla. *Lidar depolarization from multiple scattering in marine stratus clouds*. Applied optics, vol. 25, no. 9, pages 1450–1459, 1986. (Cité en page 39.)
- [Sassen 1991] Kenneth Sassen. *The polarization lidar technique for cloud research : A review and current assessment*. Bulletin of the American Meteorological Society, vol. 72, no. 12, pages 1848–1866, 1991. (Cité en page 39.)
- [Sassen 2012] Kenneth Sassen, Vinay Kumar Kayetha et Jiang Zhu. *Ice cloud depolarization for nadir and off-nadir CALIPSO measurements*. Geophysical Research Letters, vol. 39, no. 20, 2012. (Cité en pages 39 et 133.)
- [Satheesh 2005] SK Satheesh et K Krishna Moorthy. *Radiative effects of natural aerosols : A review*. Atmospheric Environment, vol. 39, no. 11, pages 2089–2110, 2005. (Cité en page 219.)
- [Schotland 1971] Richard M Schotland, Kenneth Sassen et Richard Stone. *Observations by lidar of linear depolarization ratios for hydrometeors*. Journal of Applied Meteorology, vol. 10, no. 5, pages 1011–1017, 1971. (Cité en page 39.)
- [Screen 2010] James A Screen et Ian Simmonds. *The central role of diminishing sea ice in recent Arctic temperature amplification*. Nature, vol. 464, no. 7293, pages 1334–1337, 2010. (Cité en page 1.)
- [Seinfeld 2006] John H Seinfeld et Spyros N Pandis. *Atmospheric chemistry and physics : from air pollution to climate change*. John Wiley & Sons, 2006. (Cité en page 220.)
- [Serreze 2011] Mark C Serreze et Roger G Barry. *Processes and impacts of Arctic amplification : A research synthesis*. Global and Planetary Change, vol. 77, no. 1, pages 85–96, 2011. (Cité en page 1.)



- [Sharma 2006] S Sharma, E Andrews, LA Barrie, JA Ogren et D Lavoue. *Variations and sources of the equivalent black carbon in the high Arctic revealed by long-term observations at Alert and Barrow : 1989–2003*. Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012), vol. 111, no. D14, 2006. (Cité en page 8.)
- [Sharma 2007] S Sharma, JA Ogren, A Jefferson, K Eleftheriadis, E Chan, P K Quinn et J F Burkhart. Equivalent black carbon in the arctic. <http://www.esrl.noaa.gov/psd/iasoa/>, 2007. (Cité en page 16.)
- [She 2001] Chiao-Yao She. *Spectral structure of laser light scattering revisited : bandwidths of nonresonant scattering lidars*. Applied optics, vol. 40, no. 27, pages 4875–4884, 2001. (Cité en pages 33 et 39.)
- [Shindell 2008] DT Shindell, M Chin, F Dentener, RM Doherty, G Faluvegi, AM Fiore, P Hess, DM Koch, IA MacKenzie, MG Sanderson *et al.* *A multi-model assessment of pollution transport to the Arctic*. Atmospheric Chemistry and Physics, vol. 8, no. 17, pages 5353–5372, 2008. (Cité en pages 8 et 9.)
- [Shine 1984] KP Shine. *Parametrization of the shortwave flux over high albedo surfaces as a function of cloud thickness and surface albedo*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, vol. 110, no. 465, pages 747–764, 1984. (Cité en page 178.)
- [Shupe 2004] Matthew D Shupe et Janet M Intrieri. *Cloud radiative forcing of the Arctic surface : The influence of cloud properties, surface albedo, and solar zenith angle*. Journal of Climate, vol. 17, no. 3, pages 616–628, 2004. (Cité en page 12.)
- [Shupe 2011] Matthew D Shupe, Von P Walden, Edwin Eloranta, Taneil Uttal, James R Campbell, Sandra M Starkweather et Masataka Shiobara. *Clouds at Arctic atmospheric observatories. Part I : Occurrence and macrophysical properties*. Journal of Applied Meteorology and Climatology, vol. 50, no. 3, pages 626–644, 2011. (Cité en pages 9, 10 et 142.)
- [Slinn 1978] WGN Slinn, L Hasse, BB Hicks, AW Hogan, D Lal, PS Liss, KO Munich, GA Sehmel et O Vittori. *Some aspects of the transfer of atmospheric trace constituents past the air-sea interface*. Atmospheric Environment (1967), vol. 12, no. 11, pages 2055–2087, 1978. (Cité en page 221.)
- [Soloman 2007] S Soloman, D Qin, M Manning, Z Chen, M Marquis, K Averyt *et al.* Contribution of working group I to the fourth assessment report of the intergovernmental panel on climate change, 2007. Intergovernmental Panel on Climate Change. Cambridge, UK and New York, NY, USA : Cambridge University Press, 2007. (Cité en page 14.)
- [Stein 1994] B Stein, M Del Guasta, J Kolenda, M Morandi, P Rairoux, L Stefanutti, JP Wolf et L W ste. *Stratospheric aerosol size distributions from multispectral lidar measurements at Sodankyl  during EASOE*. Geophysical research letters, vol. 21, no. 13, pages 1311–1314, 1994. (Cité en page 18.)
- [Stephens 2002] Graeme L Stephens, Deborah G Vane, Ronald J Boain, Gerald G Mace, Kenneth Sassen, Zhien Wang, Anthony J Illingworth, Ewan J O’Connor, William B Rossow, Stephen L Durden *et al.* *The CloudSat mission*

- and the A-Train : A new dimension of space-based observations of clouds and precipitation.* Bulletin of the American Meteorological Society, vol. 83, no. 12, pages 1771–1790, 2002. (Cité en page 21.)
- [Stohl 2006] A Stohl. *Characteristics of atmospheric transport into the Arctic troposphere.* Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012), vol. 111, no. D11, 2006. (Cité en pages 8 et 20.)
- [Stone 2014] R. S. Stone, S. Sharma, A. Herber, K. Eleftheriadis et D. W. Nelson. *A characterization of Arctic aerosols on the basis of aerosol optical depth and black carbon measurements.* Elementa : Science of the Anthropocene, vol. 2, page 000027, Jun 2014. (Cité en pages 8 et 154.)
- [Stroeve 2012] Julianne C Stroeve, Vladimir Kattsov, Andrew Barrett, Mark Serreze, Tatiana Pavlova, Marika Holland et Walter N Meier. *Trends in Arctic sea ice extent from CMIP5, CMIP3 and observations.* Geophysical Research Letters, vol. 39, no. 16, 2012. (Cité en page 1.)
- [Stubenrauch 2013] CJ Stubenrauch, WB Rossow, Stefan Kinne, S Ackerman, G Cesana, H Chepfer, L Di Girolamo, B Getzewich, A Guignard, A Heindinger et al. *Assessment of global cloud datasets from satellites : Project and database initiated by the GEWEX Radiation Panel.* Bulletin of the American Meteorological Society, vol. 94, no. 7, pages 1031–1049, 2013. (Cité en page 11.)
- [Sugimoto 2001] Nobuo Sugimoto, Atsushi Shimizu et Ichiro Matsui. *Development of a two-color dual-polarization pulsed bistatic lidar for measuring water cloud droplet size.* In Lasers and Electro-Optics, 2001. CLEO/Pacific Rim 2001. The 4th Pacific Rim Conference on, volume 1, pages I–I. IEEE, 2001. (Cité en page 224.)
- [Sun 1989] Yi-Yi Sun et Zhi-Ping Li. *Depolarization of polarized light caused by high altitude clouds. 2 : Depolarization of lidar induced by water clouds.* Applied optics, vol. 28, no. 17, pages 3633–3638, 1989. (Cité en page 39.)
- [Talbot 2005] CL Talbot, MEJ Friese, D Wang, I Brereton, NR Heckenberg et H Rubinsztein-Dunlop. *Linewidth reduction in a large-smile laser diode array.* Applied optics, vol. 44, no. 29, pages 6264–6268, 2005. (Cité en page 74.)
- [Tans 1989] PP Tans, KW Thoning, WP Elliott et TJ Conway. *Background Atmospheric CO<sub>2</sub> patterns from weekly flask samples at Barrow, Alaska : Optimal signal recovery and error estimates, in The Statistical Treatment of CO<sub>2</sub> Data Records.* 1989. (Cité en page 17.)
- [Tjernström 2014] Michael Tjernström, Caroline Leck, CE Birch, JW Bottenheim, BJ Brooks, IM Brooks, L Bäcklin, RY-W Chang, G De Leeuw, L Di Liberto et al. *The Arctic Summer Cloud Ocean Study (ASCOS) : overview and experimental design.* Atmospheric Chemistry and Physics, vol. 14, no. 6, pages 2823–2869, 2014. (Cité en page 14.)
- [Trefffeisen 2007] Renate Trefffeisen, Peter Tunved, Johan Ström, Andreas Herber, Jörg Bareiss, A Helbig, RS Stone, W Hoyningen-Huene, Radovan Krejci, Andreas Stohlet et al. *Arctic smoke-aerosol characteristics during a record*

- smoke event in the European Arctic and its radiative impact*. Atmospheric Chemistry and Physics, vol. 7, no. 11, pages 3035–3053, 2007. (Cité en page 13.)
- [Trenberth 2009] Kevin E Trenberth, John T Fasullo et Jeffrey Kiehl. *Earth’s global energy budget*. Bulletin of the American Meteorological Society, vol. 90, no. 3, pages 311–323, 2009. (Cité en page 12.)
- [Tsaknakis 2011] G Tsaknakis, A Papayannis, P Kokkalis, V Amiridis, HD Kambezidis, RE Mamouri, G Georgoussis et G Avdikos. *Inter-comparison of lidar and ceilometer retrievals for aerosol and Planetary Boundary Layer profiling over Athens, Greece*. Atmospheric Measurement Techniques Discussions, vol. 4, no. 1, pages 73–99, 2011. (Cité en page 73.)
- [Tsay 1989] Si-Chee Tsay, Knut Stamnes et Kolf Jayaweera. *Radiative energy budget in the cloudy and hazy Arctic*. Journal of the atmospheric sciences, vol. 46, no. 7, pages 1002–1018, 1989. (Cité en page 12.)
- [Turner 2005] David D Turner. *Arctic mixed-phase cloud properties from AERI lidar observations : Algorithm and results from SHEBA*. Journal of applied meteorology, vol. 44, no. 4, pages 427–444, 2005. (Cité en page 10.)
- [Twomey 1977] Sean Twomey. *The influence of pollution on the shortwave albedo of clouds*. Journal of the atmospheric sciences, vol. 34, no. 7, pages 1149–1152, 1977. (Cité en page 14.)
- [Vaughan 2009] Mark A Vaughan, Kathleen A Powell, David M Winker, Chris A Hostetler, Ralph E Kuehn, William H Hunt, Brian J Getzewich, Stuart A Young, Zhaoyan Liu et Matthew J McGill. *Fully automated detection of cloud and aerosol layers in the CALIPSO lidar measurements*. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, vol. 26, no. 10, pages 2034–2050, 2009. (Cité en page 132.)
- [Verlinde 2007] J Verlinde, JY Harrington, GM McFarquhar, VT Yannuzzi, A Avramov, S Greenberg, N Johnson, G Zhang, MR Poellot, JH Mather *et al*. *The mixed-phase Arctic cloud experiment (M-PACE)*. 2007. (Cité en pages 10 et 20.)
- [Vieitez 2008] MO Vieitez, TI Ivanov, W Ubachs, BR Lewis et CA de Lange. *On the complexity of the absorption spectrum of molecular nitrogen*. Journal of Molecular Liquids, vol. 141, no. 3, pages 110–117, 2008. (Cité en page 47.)
- [Vihma 2014] Timo Vihma, R Pirazzini, I Fer, IA Renfrew, Joseph Sedlar, Michael Tjernström, Christof L pkes, Tiina Nygard, D Notz, J Weisset *al*. *Advances in understanding and parameterization of small-scale physical processes in the marine Arctic climate system : a review*. Atmospheric Chemistry and Physics (ACP), vol. 14, no. 17, pages 9403–9450, 2014. (Cité en page 16.)
- [Vi dez-Mora 2015] A Vi dez-Mora, M Costa-Sur s, J Calb  et JA González. *Modeling atmospheric longwave radiation at the surface during overcast skies : The role of cloud base height*. Journal of Geophysical Research : Atmospheres, vol. 120, no. 1, pages 199–214, 2015. (Cité en page 173.)
- [Volodin 2004] BL Volodin, SV Dolgy, ED Melnik, E Downs, J Shaw et VS Ban. *Wavelength stabilization and spectrum narrowing of high-power multimode*

- laser diodes and arrays by use of volume Bragg gratings*. Optics letters, vol. 29, no. 16, pages 1891–1893, 2004. (Cité en page 74.)
- [Walling 1980] JC Walling, O Peterson, H Jenssen, RC Morris et E O’Dell. *Tunable alexandrite lasers*. Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 16, no. 12, pages 1302–1315, 1980. (Cité en page 232.)
- [Wandinger 1998] Ulla Wandinger. *Multiple-scattering influence on extinction- and backscatter-coefficient measurements with Raman and high-spectral-resolution lidars*. Applied optics, vol. 37, no. 3, pages 417–427, 1998. (Cité en page 254.)
- [Wandinger 2010] U Wandinger, M Tesche, P Seifert, A Ansmann, D Müller et D Althausen. *Size matters : Influence of multiple scattering on CALIPSO light-extinction profiling in desert dust*. Geophysical Research Letters, vol. 37, no. 10, 2010. (Cité en page 32.)
- [Wang 2003] X Wang, JA Reagan, J Dobler et M Rubio. *Cabannes versus Rayleigh scattering and terrestrial backscatter ratio revisited in LITE in support of CALIPSO*. In Geoscience and Remote Sensing Symposium, 2003. IGARSS’03. Proceedings. 2003 IEEE International, volume 7, pages 4407–4409. IEEE, 2003. (Cité en page 39.)
- [Wang 2005] Xuanji Wang et Jeffrey R Key. *Arctic surface, cloud, and radiation properties based on the AVHRR Polar Pathfinder dataset. Part I : Spatial and temporal characteristics*. Journal of Climate, vol. 18, no. 14, pages 2558–2574, 2005. (Cité en page 177.)
- [Warren 1982] Stephen G Warren. *Optical properties of snow*. Rapport technique, DTIC Document, 1982. (Cité en page 173.)
- [Weinman 1969] JA Weinman et K Ueyoshi. *The effect of the phase function at forward angles on light pulses scattered backward from a thin turbid medium*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 26, no. 3, pages 600–603, 1969. (Cité en page 32.)
- [Welton 2001] Ellsworth J Welton, James R Campbell, James D Spinhirne et V Stanley Scott III. *Global monitoring of clouds and aerosols using a network of micropulse lidar systems*. In Second International Asia-Pacific Symposium on Remote Sensing of the Atmosphere, Environment, and Space, pages 151–158. International Society for Optics and Photonics, 2001. (Cité en page 228.)
- [Welton 2005] Ellsworth J Welton, James R Campbell, Timothy A Berkoff, Sandra Valencia, James D Spinhirne, Brent Holben et Si-Chee Tsay. *The NASA micro-pulse lidar network (MPLNET) : co-location of lidars with AERONET sunphotometers and related earth science applications*. 2005. (Cité en page 228.)
- [Werner 2014] Frank Werner, F Ditas, H Siebert, M Simmel, B Wehner, P Pilewskie, T Schmeissner, RA Shaw, S Hartmann, H Wex et al. *Twomey effect observed from collocated microphysical and remote sensing measurements over shallow cumulus*. Journal of Geophysical Research : Atmospheres, vol. 119, no. 3, pages 1534–1545, 2014. (Cité en pages 10 et 162.)

- [Whitby 1976] KT Whitby et B Cantrell. *Fine particles*. In International Conference of Environmental Sensing and Assessment, Las Vegas, NV, Institute of Electrical and Electronic Engineers, 1976. (Cité en pages 37, 219 et 220.)
- [Wiegner 2014] M Wiegner, F Madonna, I Biniotoglou, R Forkel, J Gasteiger, A Geiß, G Pappalardo, K Schäfer et W Thomas. *What is the benefit of ceilometers for aerosol remote sensing? An answer from EARLINET*. Atmospheric Measurement Techniques Discussions, vol. 7, no. 3, pages 2491–2543, 2014. (Cité en pages 73 et 227.)
- [Williams 2009] George M Williams, Madison A Compton et Andrew S Huntington. *High-speed photon counting with linear-mode APD receivers*. In SPIE Defense, Security, and Sensing, pages 732012–732012. International Society for Optics and Photonics, 2009. (Cité en page 235.)
- [Winker 1996] David M Winker, Richard H Couch et MPatrick McCormick. *An overview of LITE : NASA's lidar in-space technology experiment*. Proceedings of the IEEE, vol. 84, no. 2, pages 164–180, 1996. (Cité en pages 229 et 235.)
- [Winker 2003] David M Winker. *Accounting for multiple scattering in retrievals from space lidar*. In Lidar Multiple Scattering Experiments, pages 128–139. International Society for Optics and Photonics, 2003. (Cité en page 32.)
- [Winker 2007] David M Winker, William H Hunt et Matthew J McGill. *Initial performance assessment of CALIOP*. Geophysical Research Letters, vol. 34, no. 19, 2007. (Cité en page 229.)
- [Winker 2013] DM Winker, JL Tackett, BJ Getzewich, Z Liu, MA Vaughan et RR Rogers. *The global 3-D distribution of tropospheric aerosols as characterized by CALIOP*. Atmospheric Chemistry and Physics, vol. 13, no. 6, pages 3345–3361, 2013. (Cité en page 43.)
- [Winton 2008] Michael Winton. *Sea ice–albedo feedback and nonlinear Arctic climate change*. Arctic sea ice decline : Observations, projections, mechanisms, and implications, pages 111–131, 2008. (Cité en page 1.)
- [Wu 2005] Peili Wu, Richard Wood et Peter Stott. *Human influence on increasing Arctic river discharges*. Geophysical Research Letters, vol. 32, no. 2, 2005. (Cité en page 1.)
- [Wu 2011] Yonghua Wu, Lina Cordero, Chuen-meei Gan, Barry Gross, Fred Moshary et Sam Ahmed. *Retrieval of aerosol and cloud properties using multiwavelength elastic-Raman lidar*. In SPIE Remote Sensing, pages 81770M–81770M. International Society for Optics and Photonics, 2011. (Cité en page 143.)
- [Wuttke 2006] Sigrid Wuttke et G Seckmeyer. *Spectral radiance and sky luminance in Antarctica : a case study*. Theoretical and applied climatology, vol. 85, no. 3-4, pages 131–148, 2006. (Cité en page 48.)
- [Xie 1999] Yu-Long Xie, Philip K Hopke, Pentti Paatero, Leonard A Barrie et Shao-Meng Li. *Identification of Source Nature and Seasonal Variations of Arctic Aerosol by positive matrix factorization*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 56, no. 2, pages 249–260, 1999. (Cité en page 8.)

- [Yang 2011] Zining Yang, Hongyan Wang, Yuandong Li, Qisheng Lu, Weihong Hua, Xiaojun Xu et Jinbao Chen. *A smile insensitive method for spectral line-width narrowing on high power laser diode arrays*. Optics Communications, vol. 284, no. 21, pages 5189–5191, 2011. (Cité en page 74.)
- [Zhang 1996] T Zhang, K Stamnes et SA Bowling. *Impact of clouds on surface radiative fluxes and snowmelt in the Arctic and subarctic*. Journal of Climate, vol. 9, no. 9, pages 2110–2123, 1996. (Cité en page 13.)
- [Zhou-Ping 2007] Su Zhou-Ping, Lou Qi-Hong, Dong Jing-Xing, Zhou Jun et Wei Yun-Rong. *Line-width reduction of a laser diode array using an external cavity with two feedback mirrors*. Chinese Physics Letters, vol. 24, no. 9, page 2587, 2007. (Cité en page 74.)
- [Zhu 2005] H Zhu, IC Ruset et FW Hersman. *Spectrally narrowed external-cavity high-power stack of laser diode arrays*. Optics letters, vol. 30, no. 11, pages 1342–1344, 2005. (Cité en page 74.)
- [Zuev 1983] Vladimir Evseevich Zuev et Igor Eduardovič Naats. *Inverse problems of lidar sensing of the atmosphere*. Springer Verlag Springer Series on Optical Sciences, vol. 29, 1983. (Cité en page 30.)





# Structure et composition de l'atmosphère

## A.1 Couches macroscopiques et composition gazeuse

L'atmosphère est divisée en cinq couches en fonction du gradient de température. Du sol aux altitudes les plus élevées on trouve : la troposphère, la stratosphère, la mésosphère, la thermosphère et enfin l'exosphère (cf Figure A.1).

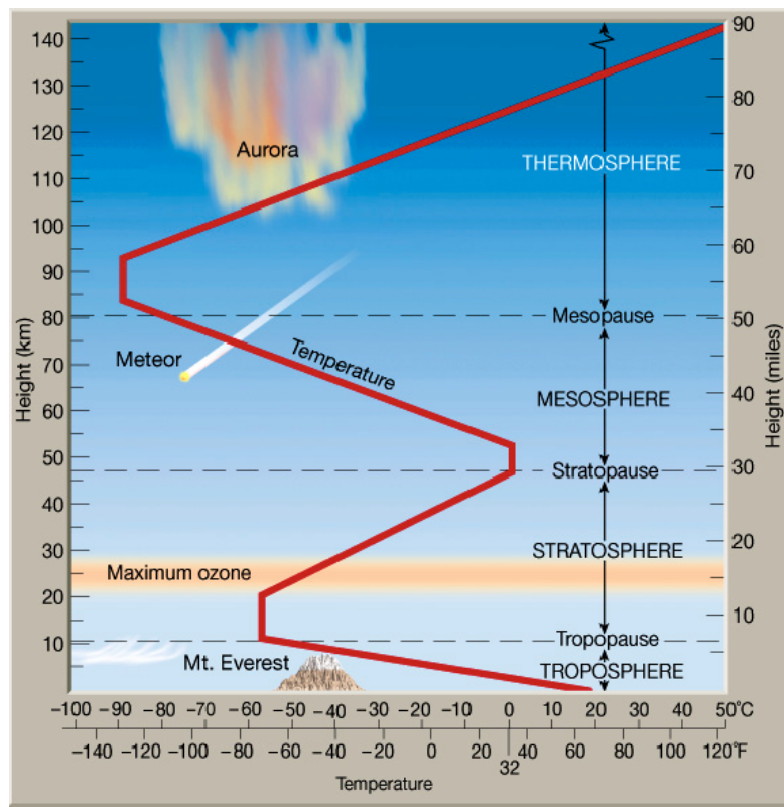


FIGURE A.1 – Schéma des différentes couches atmosphériques et évolution de la température en fonction de l'altitude

De nombreux gaz font parti de sa composition, mais dans le cas de l'air sec les principaux sont  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $A$  et  $CO_2$ , les deux premier représentant plus de 98%. En général l'air n'étant pas parfaitement sec il contient une quantité variable de vapeur d'eau pouvant atteindre quelques pour cents de sa composition totale.



Les deux couches les plus étudiées pour comprendre les phénomènes climatiques sont la troposphère et la stratosphère. La première contient plus de 80% de la masse de l'atmosphère, et s'étend du sol à 6-8km aux pôles et à 12km aux latitudes équatoriales. En dehors d'évènements volcaniques intenses c'est dans la troposphère que sont contenus la plupart des aérosols, dont une grande partie dans ce qui est appelée la *couche limite* dont l'épaisseur varie entre quelques centaines de mètres à plusieurs kilomètres en fonction de la saison, de la région du globe considérée et du moment de la journée. La stratosphère est également beaucoup étudiée car elle contient plus de 90% de l'ozone atmosphérique absorbant les UV-B solaires qui sont nocifs à toutes formes de vie. Bien qu'à cette altitude ce gaz stratosphérique ait une action protectrice, lorsqu'il se trouve dans les plus basses couches de la troposphère il intervient en tant que polluant en participant notamment à la formation de pluies acides et à l'apparition de toux. L'origine principale de cet ozone troposphérique est l'activité humaine qui, en rejetant des oxydes d'azote NOX (ex : automobiles) et des composées organiques volatiles COV (ex : industriels), contribue à sa formation.

## A.2 Particules

En dehors de ces composés gazeux, ayant une durée de vie plus ou moins élevée et bloquant plus ou moins certaines parties du rayonnement solaire, l'atmosphère contient également des particules appelées *aérosols*. Il n'y a pas de limite de taille précise, mais ce qui est considéré comme un aérosol est en général plus volumineux que l'agrégat de plusieurs molécules et plus petit qu'une goutte d'eau liquide présente dans un nuage. Ce sont les aérosols qui sont aujourd'hui considérés comme la source majeure d'incertitude dans les modélisations du climat [IPC 2007]. Leur origine est anthropique ou naturelle, cette dernière pouvant être également influencé par l'activité humaine.

Les aérosols d'origine naturelle proviennent de différentes sources :

- les aérosols terrigènes : ceux ci correspondent aux soulèvements des particules aux sols dont font partis par exemple les poussières provenant des tempêtes de sable. Leur concentration dépendra fortement de l'intensité du vent, du type de sol et de l'humidité de celui-ci. L'activité humaine peut accentuer la présence de ce type d'aérosols notamment avec l'intensification de la déforestation.
- les aérosols marins : à l'instar des aérosols de source terrigène, la concentration de certains de ces aérosols dépendra de l'intensité et de la direction du vent qui viendra "arracher" en surface de fines gouttelettes. Ils sont classés en trois catégories [Blanchard 1985] : les embruns, les gouttes de film et les gouttes de jet. Dans le cas des gouttes de film, c'est la remontée de bulles et leur éclatement à la surface qui sera à l'origine de la libération de sels marin dans l'atmosphère.
- les aérosols volcaniques : comme leur nom l'indiquent ceux-ci sont surtout présents suite à une éruption volcanique qui va relâcher des cendres mais également de nombreux composés gazeux qui seront par exemple à l'origine

de la formation d'aérosols soufrés secondaires. Étant donné la puissance de certaines éruptions ces aérosols sont parfois injectés très haut dans l'atmosphère, ce qui leur confère une durée de vie assez élevée, puisqu'ils ne seront pas facilement lessivés par des précipitations. Ce fut ainsi le cas suite à l'éruption du Pinatubo en 1991, dont les aérosols ont perduré dans l'atmosphère ce qui a eu pour conséquence un refroidissement global de  $0.4^{\circ}\text{C}$  [Dutton 1992].

- aérosols biologiques : les êtres vivants peuvent dégager des aérosols, notamment les plantes qui produisent du pollen ou des spores. Néanmoins la principale cause de présence d'aérosols d'origine biologique reste la combustion de biomasse qui génère en particuliers des composés carboniques volatiles (COV). Cette combustion correspond en général à des incendies de forêts, comme ceux qui se produisent tous les ans en Sibérie ou au Canada où plusieurs millions d'hectares de végétation sont brûlés. L'Homme est bien entendu régulièrement responsable, volontairement ou non, de tels feux.

Mais il y a donc également des aérosols d'origine anthropique qui, bien que minoritaires, contribuent considérablement à l'épaisseur optique due aux aérosols [Satheesh 2005]. Ces aérosols proviennent de la combustion d'énergies fossiles riches en composés carbonés tels que le charbon et le pétrole. Outre une utilisation massive par certaines industries (ex : centrales à charbon en Allemagne), la principale source de ce type d'aérosols est le transport routier, en particuliers avec les véhicules diesel non équipés de filtre à particules.

Qu'ils soient d'origine anthropique ou naturelle les aérosols peuvent également être classifiés selon leur type de formation. On peut ainsi distinguer les aérosols primaires qui sont émis directement dans l'atmosphère par exemple suite à une action mécanique comme l'érosion du vent sur le sol ou les embruns marins, ou suite à une combustion incomplète de combustibles fossiles ou de biomasse dans le cas des suies. Les aérosols secondaires sont quant à eux formés suite à des processus chimiques gazeux. Il est alors possible d'obtenir soit des nouvelles particules, on parle alors de nucléation homogène, soit plus généralement une condensation à la surface d'une particule existante ce qui correspond à une nucléation hétérogène.

Depuis la fin des années 70 [Whitby 1976] les aérosols sont également différenciés en fonction de leur distribution en taille qui présente en général des modes particuliers :

- diamètres inférieurs  $0.1\mu\text{m}$  : mode de nucléation ou Aitken
- diamètres entre  $0.1\mu\text{m}$  et  $2\mu\text{m}$  : mode d'accumulation
- diamètre supérieurs à  $2\mu\text{m}$  : mode grossier

Les aérosols de diamètre inférieur à  $2\mu\text{m}$  sont considérées comme étant des particules fines.

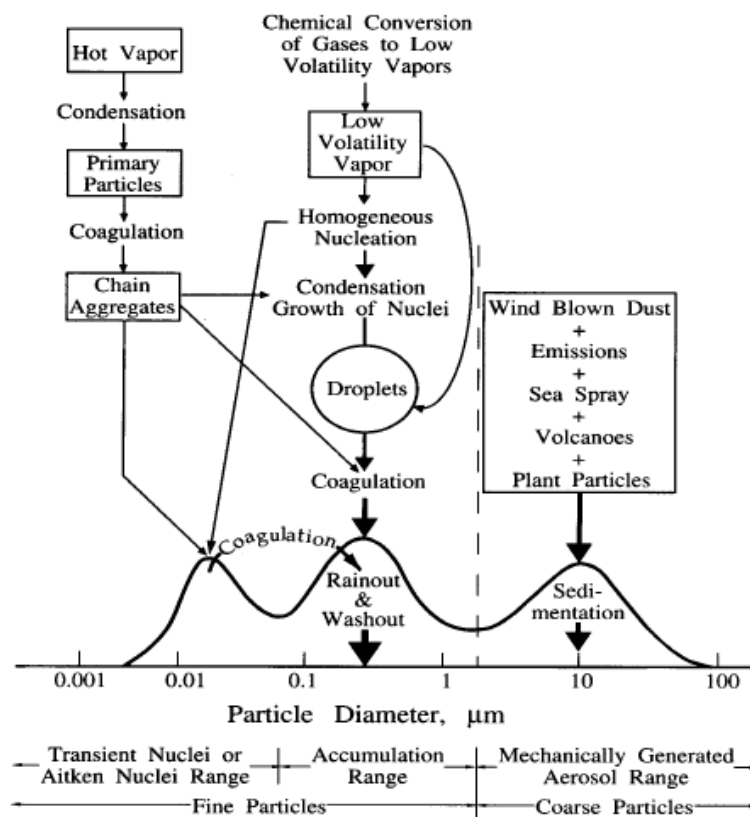


FIGURE A.2 – Schéma des différents modes existant dans la distribution en taille des aérosols. Les processus de formation et de dépôt sont également représentés (d'après [Whitby 1976]).

Le type d'aérosols rencontré en région arctique va dépendre de la saison considérée, les principaux changements se produisant entre le printemps et l'été, et entre l'automne et l'hiver [Bodhaine 1989] [Quinn 2002]. Les aérosols estivaux font en général parti du mode Aitken et leur concentration est moindre, en comparaison des aérosols hivernaux prédominant dans le mode d'accumulation, donc plus âgés, et en plus grande concentration notamment lors des phénomènes de brumes arctiques. Néanmoins les mécanismes de ces brusques modifications de la population des aérosols sont complexes et restent peu connus [Engvall 2008].

### A.3 Types de dépôts

Le dépôt sec, qui concerne les aérosols situées jusqu'à quelques dizaines de mètre au dessus de la surface, correspond à leur sédimentation et va être fonction de sa taille, donc de son poids, et de sa concentration. Le processus peut être décrit en 3 étapes [Seinfeld 2006] :

- un transport par diffusion turbulente à travers la couche atmosphérique surfacique (quelques dizaines de mètre, dépendant du type de surface), lors duquel les phénomènes tourbillonnaires affectent de façon équivalente les petites et larges particules. Le dépôt des plus larges particules peuvent également accélérer ce processus par impact lors de leur "chute".
- le transport précédent amène les aérosols au contact d'une fine couche d'air stagnant au dessus de la surface, connue sous l'appellation "sous-couche quasi-laminaire". La traversée de cette couche se fait uniquement par diffusion pour les composés gazeux, et par diffusion et sédimentation pour les particules plus grosses. Contrairement à la précédente couche atmosphérique, le mouvement Brownien a ici une influence importante sur le dépôt des particules.
- enfin lorsque les aérosols atteignent la surface, le dépôt effectif dépendra grandement de leur capacité d'adhérence, donc par exemple de l'humidité de la surface et de sa rugosité.

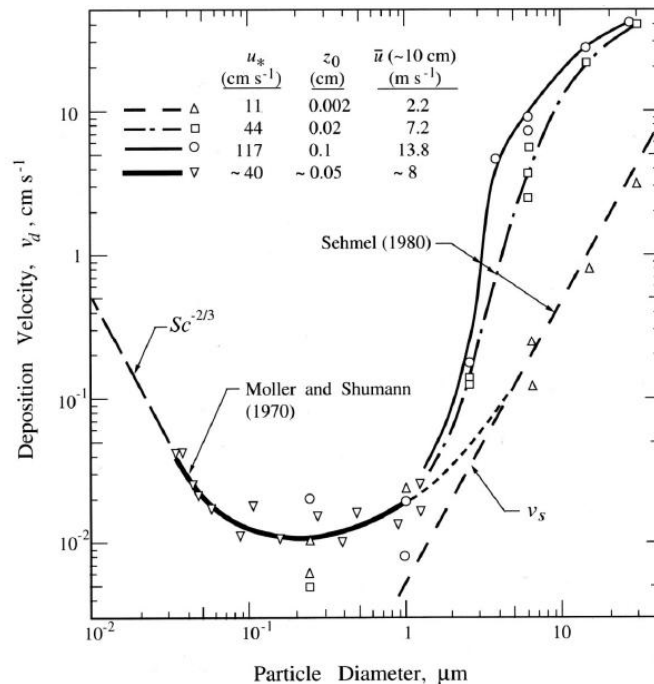


FIGURE A.3 – Vitesse de dépôt sec en fonction de la taille des particules, dans le cas d'une surface aqueuse (d'après [Slinn 1978])

L'efficacité particulière du mouvement brownien pour les petites particules ( $<0.05\mu\text{m}$ ) dans la sous-couche laminaire a pour conséquence une vitesse de dépôt très rapide comparée à d'autres particules un peu plus grosses. Néanmoins lorsque leur taille dépasse une certaine dimension, les impacts et la gravité fournissent également une vitesse élevée aux particules les plus grosses (cf Figure A.3). Se produisant jusqu'à quelques dizaines de mètres au dessus de la surface ce dépôt

concerne ainsi les plus petites et les plus grosses particules dont il réduit la durée de vie et limite le transport sur de longues distances. Il est ainsi peu fréquent de détecter en arctique des grosses particules provenant de régions éloignées, mais des sources locales peuvent malgré tout émettre des aérosols dans le mode grossier.

Le dépôt humide correspond au lessivage des aérosols présents dans l'atmosphère par l'ensemble des précipitations aqueuses (pluie, neige, grêle, brouillard,...), et à la capacité des grosses particules à servir de noyau de condensation pour de nouvelles gouttelettes. Trois conditions sont nécessaires pour que ce type de dépôt soit effectif :

- les aérosols doivent être en présence d'eau en phase condensée, sous l'une des formes indiquées précédemment
- les aérosols doivent entrer en contact avec cette eau condensée
- l'ensemble eau + aérosols piégés doit entrer en contact avec la surface.

On pourra noter que dans le cas de dépôt humide la plupart des processus sont réversibles, comme par exemple l'expulsion d'aérosols dans l'atmosphère suite à l'évaporation de goutte d'eau. Ce type de dépôt ne concerne en général pas les aérosols stratosphériques, sauf éventuellement en tant que noyau de condensation pour les nuages stratosphériques polaires.

Le temps de résidence des aérosols troposphériques peut ainsi varier de quelques minutes à plusieurs mois en fonction de leurs propriétés microphysiques et des forçages dynamiques subis pendant leur transport. Ce temps de résidence potentiellement élevé leur permet d'être transportés sur de longues distances, ce qui explique qu'on puisse parfois retrouver des poussières provenant du Sahara en région arctique [Barkan 2010].

# Types de LiDAR

---

Différents types de LiDAR à rétrodiffusion existent, ne permettant pas tous d'analyser les mêmes types de constituants atmosphériques :

- les LiDARs DIAL (Differential Absorption LiDAR) : leur fonctionnement est basé sur l'absorption à une longueur précise par un composant atmosphérique gazeux (méthane, eau, ozone,...). le signal rétrodiffusé à cette longueur d'onde est alors comparé à celui d'une raie proche non absorbé, ce qui permet de remonter à la concentration. Si la concentration du composé est a priori connue (ex :  $O_2$ ), alors cette technique permet également de remonter au profil de température.
- les LiDAR Raman : cette technique s'appuie sur la rétrodiffusion inélastique (c'est à dire avec un décalage de fréquence) des composés atmosphériques gazeux soumis à la longueur d'onde d'émission du système. Ces systèmes peuvent permettre également de remonter à la concentration d'un composé gazeux.
- les LiDAR Doppler : leur fonctionnement est similaire aux LiDAR Raman dans le sens où ils s'appuient également sur un décalage de fréquence, mais dû à l'effet Doppler. Deux méthodes de détection sont utilisées : la détection directe et la détection hétérodyne. Dans le cas des systèmes vendus par la société française Léosphère le choix s'est porté sur la détection hétérodyne, qui implique un mélange de fréquence plus efficace dans l'infrarouge. La longueur d'onde est optimisée pour les aérosols et particules atmosphériques, et non pas pour des composés gazeux. L'entraînement de ces particules par le vent va entraîner en partie une rétrodiffusion élastique décalée due à l'effet Doppler, dont on peut déduire la vitesse du vent.
- les LiDAR Mie : en général ces systèmes émettent une longueur d'onde présentant un compromis en terme de sensibilité entre les signaux moléculaires et particulaires rétrodiffusés élastiquement. Ils permettent ainsi d'avoir des informations sur les aérosols en ayant comme référence le signal moléculaire dont le profil peut être facilement modélisé.

C'est ce dernier type de LiDAR qui a été retenu pour être déployé en réseau dans le cadre de l'EQUIPEX IAOS, puisqu'il permettra d'approfondir nos connaissances sur les aérosols (transport et propriété optique), ainsi que sur la nébulosité arctique.

Les différents systèmes LiDAR à rétrodiffusion présentés précédemment ont schématiquement tous la même structure :

- une source laser en régime impulsionnel
- une voie d'émission opto-mécanique composé de miroirs et/ou lentilles, qui permettra de modifier (agrandissement, diminution de la divergence,...) le faisceau émis par la source laser
- une voie de réception opto-mécanique composée de miroirs et/ou lentilles et d'un ou plusieurs systèmes de filtrage fréquentiel, selon le nombre et le type de signaux recherchés. Cette voie récoltera entre autre le signal diffusé par les particules atmosphériques soumises au flux émis par le système.
- un système de détection adapté au flux de signal reçu

Cependant des différences mécaniques importantes peuvent exister, ce qui séparent les LiDAR en deux familles : les LiDAR bi-statiques et les LiDAR mono-statiques. Les premiers correspondent à des systèmes dont l'ensemble source-voie d'émission est physiquement séparé (jusqu'à quelques dizaines de mètres) [Sugimoto 2001] de l'ensemble voie de réception - détecteur. De tel systèmes ont été initialement développés pour utiliser des sources continues. L'information sur l'altitude des composés atmosphériques était alors déterminée par la géométrie de l'ensemble des deux sous-ensembles (émission et réception) plutôt que par la résolution temporelle. De tels systèmes sont encore utilisés notamment parce qu'ils permettent d'avoir accès à l'efficacité angulaire de diffusion [Reagan 1982], ou encore parce que c'est le seul moyen pour des systèmes ayant une fonction de recouvrement unitaires à plusieurs kilomètres d'avoir accès aux basses couches de l'atmosphère.

Les systèmes dont les sous-ensembles émission et réception sont situés au même endroit sont regroupés dans la famille mono-statique. La résolution spatiale est alors liée à la durée écoulée entre l'émission et les photons rétro-diffusé, ce qui nécessite des impulsions inférieures à la micro seconde pour une bonne résolution. Des différences notables peuvent être observées entre les systèmes de cette famille et des sous-classes de système peuvent être mises en évidence. Le LiDAR monoaxial a une seule et même voie pour l'émission et la réception permettant d'obtenir une fonction de recouvrement constante unitaire, la réception du signal dans les basses altitudes étant alors limitée par les lois d'optique géométrique. Ceci présente l'avantage de limiter les réglages contrairement au LiDAR bi-axial (voir ci après), mais ne facilite pas la mise en place d'une réception polarisée. Un exemple de ce type d'architecture est le LiDAR CE370 de la société Cimel Electronique, basé sur l'utilisation d'une fibre optique unique pour l'émission et la réception.

Une architecture proche est celle du LiDAR coaxial. Comme son nom tend à l'indiquer les axes optiques des voies d'émission et de réception sont théoriquement superposés, mais leurs champs de vue ne sont pas nécessairement identiques. Le LiDAR MPL de la société américaine SigmaSpace utilise une telle architecture en se servant d'un miroir pour la réception percé en son centre pour l'émission. L'avantage recherché ici est encore l'obtention d'une fonction de recouvrement constante unitaire, mais cette architecture permet aussi d'obtenir plus facilement

une réception polarisée, au détriment de réglages plus complexes.

Il existe enfin le LiDAR bi-axial, dont les voies d'émission et de réception sont séparées de plusieurs centimètres, ce qui peut paraître moins complexe en terme de conception. A l'instar du système co-axial, une réception polarisée peut être facilement envisagée. En revanche ce type de LiDAR présente une fonction de recouvrement difficilement unitaire dans les basses altitudes, sauf si le champ de vue de la voie de réception est suffisamment large, ce qui est un inconvénient pour les performances du système comme nous le verrons par la suite. De nombreux LiDARs présentent ce type de conception opto-mécanique qu'ils soient fabriqués par des industriels (LiDAR Raman (LR111-D200) de Raymetrics, LIDAR à rétrodiffusion polarisé (CE374) de Ciel Electronique) (cf Tableau B.1), ou par des laboratoires (Leandre du LATMOS, MOBILIS du LMD).

	<b>Ciel Electronique (Fr)</b>	<b>SigmaSpace (US)</b>	<b>Raymetrics (Gr)</b>	<b>Leosphere (Fr)</b>
<b>Paramètres</b>				
Architecture	mono-axial	co-axial	bi-axial	bi-axial
Longueur d'onde (nm)	532	532	355	355
Énergie de l'impulsion laser	30 $\mu$ J	6-10 $\mu$ J	30-90mJ	-
Diamètre de l'optique de réception (mm)	200	178	200-400	-
Fréquence (Hz)	4700	2500	-	-
Type de source	Nd-YAG	Nd-YAG	Nd-YAG	Nd-YAG
Consommation (W)	100	500	-	-

TABLEAU B.1 – Exemple de LiDAR commerciaux et leurs principales caractéristiques.





# Quelques systèmes LiDAR dans le monde

---

Cette annexe présente différentes utilisations de LiDAR dans le monde ainsi que divers organismes regroupant de tels systèmes. Elle ne se veut pas exhaustive sur ces différents aspects.

Il n'y a pas à l'heure actuelle de quadrillage mondial par un réseau de LiDAR, mais quelques réseaux sont malgré tout connus pour leur implication au niveau continental et/ou mondial. Il y a ainsi le réseau européen EARLINET (European Aerosol Research LIDar NETwork) créé en 2000, ayant pour but une meilleure compréhension des phénomènes de transport des aérosols et de l'impact de ceux-ci à l'échelle du continent. Ce réseau, qui a évolué en infrastructure européenne ACTRIS, peut actuellement compter sur les contributions d'une trentaine de laboratoires ou groupements de laboratoires européens, parmi lesquels se trouve l'IPSL (Institut Pierre Simon Laplace). Un nombre équivalent de plateformes LiDAR fonctionnent ainsi en réseau à travers l'Europe dans une quinzaine de pays (Allemagne, Biélorussie, Bulgarie, Chypre, Espagne, Finlande, France, Grèce, Irlande, Italie, Norvège, Pays-Bas, Pologne, Portugal, Roumanie, Suisse). Chaque laboratoire ayant son propre système en général "fait maison", la plus grande difficulté pour un tel réseau est d'uniformiser les données et les méthodes de calibration, d'où la nécessité de faire des intercomparaisons avec les différents systèmes [Matthais 2004] [Böckmann 2004]. Cette nécessaire initiative ne propose néanmoins pour le moment qu'un quadrillage assez lâche. Une des causes du nombre réduit de LiDAR en activité provient du coût d'achat ou de développement qui sont prohibitifs compte tenu des budgets en général alloués à la recherche. Une des solutions envisagées pour resserrer le maillage de mesurer atmosphérique est de s'appuyer sur celui des ceilomètres qui sont très largement répandus. En effet des études [Wiegner 2014] ont montré que, en dépit des problèmes de calibration que peuvent présenter ces instruments, dont le ceilomètre CHM15k de Jenoptik, et la durée d'acquisition plus ou moins longue nécessaire à l'obtention d'un rapport signal à bruit (RSB) suffisant, les ceilomètres étudiés sont en général capable de restituer la hauteur de la couche limite. Ils sont d'ailleurs utilisés au sein du réseau mis en place par le Deutscher Wetterdienst (DWD) (<http://www.dwd.de/ceilomap>) [Flentje 2010]. On pourra noter que l'intérêt porté aux ceilomètres, ou en tout cas à une architecture de LiDAR basée sur une diode laser à 905nm, date déjà de quelques années puisqu'EARLINET avait été précédemment impliqué dans le financement et la tentative de réalisation d'un tel système [Gregorio 2006]. D'autre part l'utilisation d'un ceilomètre en synergie avec un photomètre, instrument de télédétection passive fournissant entre autre l'épaisseur optique intégré sur la colonne [Pedrós 2010], facilite grandement la récupération des

propriété physiques des constituants atmosphériques. Cette association pourrait représenter une solution au problème de maillage du territoire, d'autant plus que les photomètres solaires et lunaires de l'entreprise Cimel Electronique s'appuient sur le robuste réseau mondial franco-américain AERONET (AErosol RObotic NETwork) mis en place par la NASA et PHOTONS (PHOtométrie pour le Traitement Opérationnel de Normalisation Satellitaire).

Un réseau similaire à EARLINET s'est également développé à la même période à travers le globe par une initiative américaine [Welton 2001] [Welton 2005] : MPLNET (Micro Pulse Lidar NETwork). Les objectifs visés sont les mêmes que ceux d'EARLINET, à savoir une meilleure compréhension de la distribution verticale atmosphérique et du transport des aérosols et des nuages. Leur réseau est en étroite collaboration avec le NDACC (Network for the Detection of Atmospheric Composition Change) qui possèdent non seulement des sites en région arctique, mais également de nombreux autres à travers le globe, ce qui permet de nombreuses synergies entre des mesures in situ et/ou passives et les mesures LiDAR [Hendrick 2011]. La plupart des grands réseaux de LiDAR (ALINE, AD-NET, CIS-LiNet, CORAL-Net, EARLINET, NDACC, REALM/CREST, MPLNET) travaillent actuellement en collaboration dans le cadre du programme GALION (cf Figure C.1) (the GAW Aerosol Lidar Observation Network) afin de préciser nos connaissances concernant la distribution spatiale des aérosols dans le monde entier.

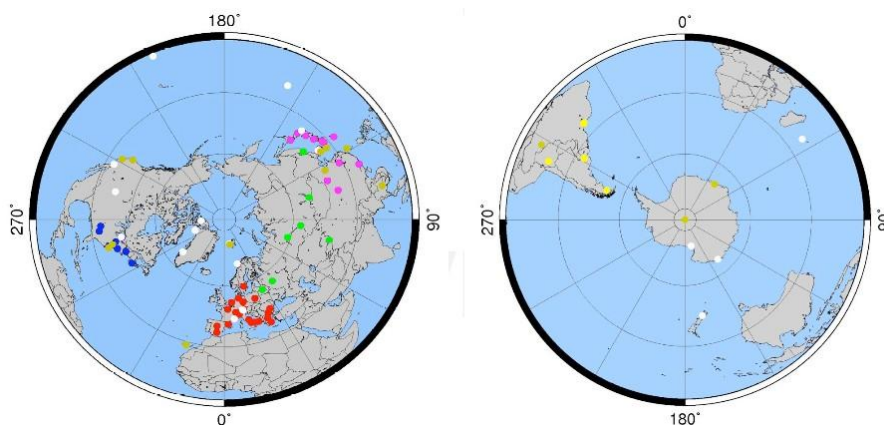


FIGURE C.1 – Répartition sur la surface du globe des LiDAR répertoriés dans les différents réseaux contributeurs au projet GALION (d'après <http://www.wmo.int>). AD-NET : violet ; ALINE : jaune ; CIS-LiNet : vert ; EARLINET : rouge ; MPLNET : marron ; NDACC : blanc ; CLN : bleu

En dehors de ces deux importants réseaux, quelques initiatives émergent au niveau régional. Parmi celles-ci le réseau du LOA (Laboratoire d'Optique Atmosphérique) à Lille qui s'appuient sur quelques instruments, dont un à Mbour au Sénégal. La plupart de leur LiDAR sont des systèmes à rétrodiffusion simple ne présentant qu'une voie de réception, mais ils possèdent aussi un système beaucoup plus performant possédant 9 voies et étant capable de définir seul la taille, la forme

---

et les propriétés optiques des particules. Bien entendu ce type de système est relativement onéreux et requiert une maintenance régulière.

Bien que de nombreux LiDAR sont en dehors des réseaux principaux, les statistiques et études importantes effectuées avec leurs données sont en général publiées et alimentent ainsi la connaissance de plus en plus précise que l'on a des constituants atmosphériques. Ces systèmes peuvent être des systèmes au sol effectuant des mesures au zénith, ou des systèmes aéroportés effectuant des mesures au nadir. Les mesures faites par des LiDAR au sol, qu'ils fassent partis d'un réseau ou non, peuvent être actuellement ponctuellement corrélés avec celles obtenues par le LiDAR spatial CALIOP (Cloud-Aerosol Lidar with Orthogonal Polarization) [Winker 2007] [Kim 2008] [Cuesta 2010]. Ce n'est pas le premier LiDAR à avoir été spatialisé, puisque dès les années 90 ce type de système est apparu comme le moyen le plus direct, mais pas le moins onéreux, pour observer la distribution verticale des aérosols et des nuages de l'atmosphère terrestre régulièrement, ce qui a conduit au lancement du LiDAR LITE en 1994 (Lidar In-space Technology Experiment) puis à celui de GLAS qui a fonctionné de 2003 à 2009. Ce système était à l'époque également basé sur un laser Nd-YAG et émettait aux trois longueurs d'onde habituelles de cette source : 1064nm, 532nm et 355nm [Winker 1996]. Les mesures par LiDAR aéroporté peuvent également être corrélées à celles des satellites, mais demande un minimum de préparation pour caler le vol de l'avion sur la trace de CALIOP. Ce type de mesure s'est développé à partir des années 90 grâce à l'apparition et à l'amélioration des systèmes GPS mais reste malgré tout dédié à des analyses régionales. Ces campagnes aéroportées présentent l'avantage de pouvoir bénéficier de mesures in situ simultanées grâce à d'autres instruments installés sur l'avion, ce qui permet par la suite de plus facilement inverser les données LiDAR. Pouvoir installer et utiliser un LiDAR en avion demande des adaptations mécaniques et une certaine stabilité de l'appareil, ce qui limite également le nombre de LiDAR candidat. Le système LEANDRE 1 pour les aérosols et nuages et LEANDRE 2 basé sur un laser Alexandrite en fait ainsi parti et a été développé pour obtenir des profils de vapeur d'eau [Bruneau 2001a] [Bruneau 2001b].



# Présentation des différentes sources laser existantes

---

Nous avons précédemment vu que tout système LiDAR possède un sous-ensemble d'émission comprenant une source qui est de type source LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) adaptée au besoin de la mesure. Dès son apparition [Maiman 2013] le LASER a en effet trouvé son utilité pour de la télédétection par LiDAR [Goyer 1963] [Alley 1965] [Collis 1965], grâce aux fortes puissances qui pouvaient être obtenues, que ce soit en fonctionnement continu ou pulsé. Sa très bonne cohérence spatiale et temporelle est également appréciable puisqu'elle permet l'utilisation d'une bande spectrale ( $<0.1\text{nm}$ ) tout aussi réduite en réception, améliorant considérablement les performances du LiDAR. Son utilisation s'est donc démocratisée dans le domaine de la télédétection et différents types de sources LASER sont actuellement disponibles, plus ou moins utilisées dans les LiDAR. Pour rappel un LASER est composé de trois éléments : un milieu amplificateur, une source externe d'énergie et une cavité résonnante. La source externe d'énergie (optique ou électrique) permet l'excitation d'électrons passant ainsi à un niveau d'énergie supérieur (inversion de population par rapport à la statistique de Boltzmann par pompage). La désexcitation de ces électrons à leur niveau initial est à l'origine de l'émission d'un photon d'énergie égale à la différence d'énergie des niveaux d'occupation des électrons. Le rôle de la cavité résonnante est d'amplifier l'émission effective du LASER, par une adaptation adéquate de sa longueur, en "forçant" les photons émis par désexcitation à repasser dans le milieu amplificateur.

## D.1 Sources laser historiques

Les sources LASER considérées ici comme historiques sont celles qui sont apparues rapidement après le premier laser rubis de Maiman, et possèdent une source optique ou électrique d'énergie externe pour effectuer le pompage. Les sources les plus répandues encore actuellement sont celles basées sur une matrice cristalline (YAG, verre, saphir,...) dopé avec un ion (néodyme, ytterbium,...). Ce couple matrice cristalline-ion dopant va définir l'émission du LASER.

Ces mêmes ions néodyme utilisés dans une matrice de verre entraineraient plutôt une émission vers  $1.5\mu\text{m}$ . Les autres milieux amplificateurs cristallins les plus connus sont sans doute le saphir dopé au titane (absorption principalement dans le "vert", et émission étendue permettant une grande accordabilité), et le rubis dopé aux ions chrome permettant des impulsions à  $694,3\text{nm}$  de forte puissance, pour une absorption entre  $400$  et  $550\text{nm}$ . L'utilisation d'un modulateur optique ou d'un absorbant saturable dans la cavité résonnante permet de contrôler la fréquence et

la durée des impulsions d'un laser qu'on souhaite faire fonctionner en mode pulsé (mode Q-switch actif ou passif). Lorsqu'il n'y a pas de milieu amplificateur connu pour obtenir une longueur d'onde il est possible de s'en rapprocher en doublant ou triplant la fréquence initiale d'un laser en intégrant dans la même cavité un matériau présentant des propriétés optiques non linéaires (ex : LBO). Ceci permet par exemple d'obtenir une émission à 532nm ou 355nm à partir d'un laser Nd-YAG. La plupart des LiDAR commerciaux utilisent les laser Nd-YAG, dont la fréquence initiale est généralement doublée ou triplée.

Le cristal d'Alexandrite dopé au chrome est un autre milieu amplificateur cristallin principalement utilisé actuellement dans le milieu médical pour l'épilation. Ses performances proches de celles du Nd-YAG et son accordabilité [Walling 1980] en font un candidat adapté pour de la télédétection par LiDAR, en particulier pour les versions DIAL [Bruneau 1994]. Un des inconvénients des laser avec de tels milieux amplificateurs est la nécessité d'une régulation thermique, le gain étant thermiquement dépendant, qui augmente d'autant plus leur consommation électrique.

D'autres milieux amplificateurs moins utilisés peuvent également être rencontrés : les gaz ou les liquides. Les laser à gaz sont pompés par des arcs électriques (là encore nécessité d'une grande puissance électrique) qui vont ioniser le milieu amplificateur. Soit la désexcitation s'effectue entre des bandes d'énergie du même gaz, soit elle s'effectue vers les bandes d'énergie d'un autre gaz présent dans la cavité, comme c'est le cas pour le plus connu des laser à gaz, le He-Ne (excitation de He et désexcitation dans Ne). Des laser à base Argon, de Krypton ou de CO<sub>2</sub> (cas du LiDAR aéroporté WIND construit avec le DLR pour la mesure du vent atmosphérique, en détection hétérodyne) sont également utilisés, en fournissant différentes longueurs d'onde dans l'UV, le visible ou l'infrarouge. Enfin les laser à liquide ou laser à colorant correspondent à un composé fluorescent en solution dans un liquide. Ces laser présentent l'avantage d'être accordable sur tout le spectre visible (par plage en fonction du colorant) mais nécessite un pompage optique par un autre laser, ce qui diminue considérablement leur rendement. Outre la nécessité de changer régulièrement les colorants, la toxicité de ceux-ci n'a facilitée l'utilisation des laser à colorant ailleurs que dans le domaine de la recherche.

Différentes techniques permettent d'effectuer un pompage optique du milieu à exciter, les plus courantes étant l'utilisation d'une lampe flash ou d'une diode laser. Cette dernière est la plus efficace car une diode laser à un spectre beaucoup moins large qu'une lampe flash, donc peut être adapté à la bande d'absorption du milieu où s'effectuera l'émission stimulée, et une émission beaucoup plus directive qui peut donc être optimisée aux dimensions du milieu amplificateur. Ces avantages fournissent une bien plus grande efficacité (jusqu'à 10 fois supérieure) au pompage par diode laser, dont la consommation est donc inférieure à celle d'un laser pompé par flash. D'autre part la durée de vie des diodes laser est bien supérieure à celle des lampes flash, ces dernières devant donc être changées régulièrement.

## D.2 Sources laser "récentes"

Déjà évoqué précédemment pour le pompage de milieu cristallin, les diodes laser sont un autre type de source laser qui a quant à lui envahi notre vie quotidienne depuis la fin du XX<sup>ième</sup> siècle. Ces sources sont basées sur des matériaux semiconducteurs (matériau quasi-isolant) pour lesquels l'écart énergétique entre bandes de conduction et de valence (bande interdite) est faible et peut être équivalente à celle d'un photon dans le spectre visible ou NIR. La diode laser correspond à la réunion autour d'un semiconducteur intrinsèque de deux morceaux de semiconducteurs (à gap direct (ex :GaAs)) dopés par des ions pour être respectivement déficitaire (dopage de type P) ou excédentaire (dopage de type N) en électron : on obtient alors une jonction PIN (hétérojonction). La polarisation en direct de la diode va amener les électrons et trous excédentaires dans les régions N et P opposées à se recombiner dans la région centrale I, ce qui va entraîner l'émission d'un photon. Le clivage des bords de la couche centrale va permettre l'obtention d'une cavité résonnante.

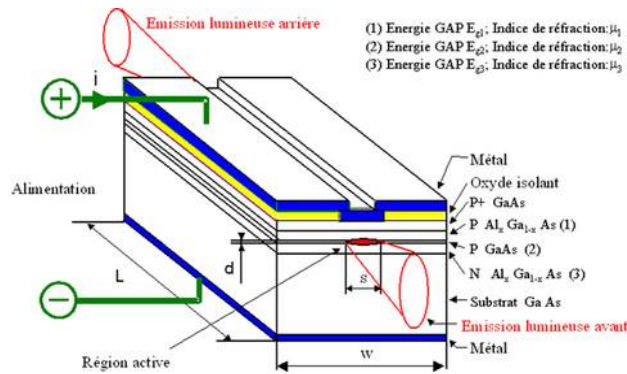


FIGURE D.1 – Schéma d'un exemple d'hétérostructure d'une diode laser (d'après [www.optique-ingenieur.org](http://www.optique-ingenieur.org)).

Outre leur utilisation dans des biens de grande consommation (lecteur CD, imprimante laser,...), elles ont également trouvé leur utilité pour la télédétection, en particulier celles émettant vers 905nm qui sont par exemple utilisées dans les ceilomètres (systèmes utilisés pour la détection des nuages) de la société finlandaise VAISALA. L'intérêt d'utiliser des diodes laser réside dans leur relative facilité de reproductibilité (donc un coût moindre), leur faible taille et leur très faible consommation. Elles présentent en revanche une moins bonne cohérence temporelle (quelques nanomètres). Leur largeur spectrale va en effet dépendre de la longueur de la cavité et de la courbe de gain du milieu dépendant elle-même du courant appliquée et de la température [Osinski 1987]. En général plusieurs modes transversaux peuvent exister ce qui explique l'observation d'un spectre avec plusieurs pics.





# Détection utilisée dans les LiDAR

---

## E.1 Présentation des technologies

Le second sous-ensemble dans un système LiDAR est l'assemblage opto-électromécanique de réception comprenant entre autre le détecteur et l'électronique associée. Deux types de détecteurs sont majoritairement utilisés dans le domaine des LiDAR (pour l'UV, le visible et le très proche infrarouge) : les tubes photomultiplicateur (PMT) et les photodiodes à avalanche (APD ou SPAD). Les PMT peuvent être considérés comme les détecteurs historiques pour les systèmes LiDAR, puisqu'ils furent les premiers détecteurs à être très sensibles à de très faibles flux lumineux [Clark 1975]. Pour éviter d'utiliser ces coûteux et encombrants détecteurs sensibles aux champs magnétiques, les photodiodes PIN ont fait leur apparition. Elles ne possèdent cependant pas le gain interne important des PMT permettant à ces derniers d'avoir un bruit interne très faible et d'être ainsi sensible à de très faibles flux, autorisant même du comptage de photon [Renker 2007]. En effet le bruit interne des photodiodes PIN provient du nécessaire circuit amplificateur en aval qui peut être considérable et équivalent au bruit de fond de ciel dans le cas d'un LiDAR fonctionnant à une longueur d'onde comprise entre l'UV et le très proche infrarouge [Winker 1996]. Ceci est donc particulièrement critique pour les performances d'un tel système, que ce soit pour des mesures de jour ou de nuit. Les besoins de plus en plus croissant de détecteurs sensibles avec une large bande passante pour répondre à l'utilisation des fibres optiques [Personick 1977] [Lee 2006] ont donné jour aux APD possédant les avantages des photodiodes PIN en termes d'encombrement et de coût et possédant un gain interne important en polarisant le détecteur à la limite de sa tension de claquage. Même si l'emploi d'amplificateurs en aval était donc devenu limité, le bruit interne restait trop important pour pouvoir faire du comptage de photon. Bien que de nombreuses études visant à réduire ce bruit furent menées [Deiters 2000], le mode Geiger [Dautet 1993] des APD est privilégié au mode linéaire et à sa dynamique de comptage élevé [Williams 2009], pour pouvoir détecter de très faible flux lumineux et faire du comptage de photon. Ce mode de fonctionnement est connu depuis longtemps [Haitz 1963] mais n'avait pas connu initialement de réel intérêt à cause de la nécessité de disposer d'une très petite surface de détection pour limiter le bruit. Le détecteur est alors plutôt appelée SPAD (Single Photon Avalanche photoDiode) et est polarisée inversement au delà de sa tension de claquage.

L'avalanche déclenchée par l'arrivée d'un photon est rapidement stoppée par un circuit électronique adapté (dans la littérature "quenching circuit") pour permettre

la détection du photon suivant. L'architecture de ce circuit est donc d'une grande importance, puisqu'il sera donc à l'origine d'un "temps mort" pendant lequel aucune détection ne sera possible (cf Section E.2). Une réduction conséquente du bruit est malgré tout toujours requise et une stabilisation du composant à basse température doit être mise en place [Refaat 1999].

D'un point de vue efficacité de détection, les PMT possèdent une efficacité quantique de détection inférieure à celle des APD, en particulier pour les longueurs d'onde dans le proche infrarouge, quel que soit le matériau de la photo-cathode [Flyckt 2002]. Au mieux un rendement quantique de 40% peut être obtenu pour une longueur d'onde inférieure à 600nm.

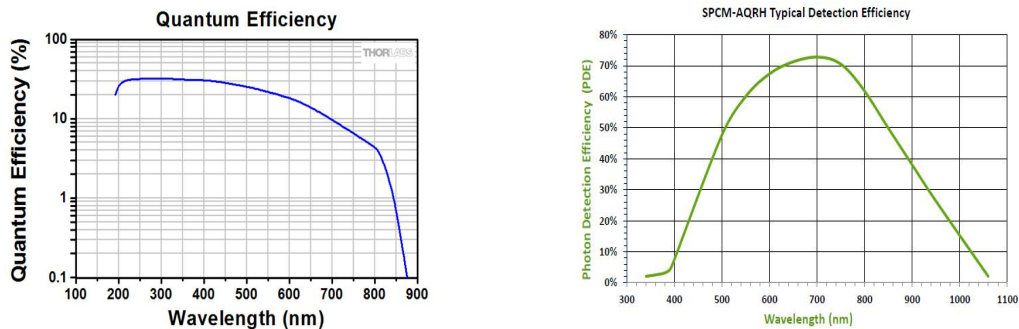


FIGURE E.1 – Exemple de rendement quantique. À gauche un photomultiplicateur (PMTSS de Thorlabs), à droite une photodiode à avalanche (SPCM-AQRH de Excelitas)

Il est ainsi actuellement possible de trouver des APD (ou SPAD) commercialement disponibles beaucoup plus sensibles aux longueurs d'onde dans le visible et le proche infrarouge que les PMT, mais présentant une faiblesse dans les ultraviolets.

## E.2 APD Excelitas : correction nécessaire

La correction de la non-linéarité préconisée par Excelitas pour les faibles valeurs de taux de comptes ( $< 1\text{Mc/s}$ ) se base sur l'équation d'un système non paralysable et donc sur l'hypothèse que le signal suit une statistique de Poisson. Une valeur de temps mort est fournie pour chaque détecteur, et lui est spécifique (cf fiche technique donnée en exemple sur la figure E.2).

Pour des taux plus élevés Excelitas fournit des facteurs de correction pour différentes valeurs de taux. Si la correction proposée est adaptée alors le signal corrigée d'une cible/source fixe devrait être constant quelque soit le biais engendré par une augmentation du bruit. Des tests en laboratoire ont donc été réalisés afin de valider cette correction (cf montage indiqué sur la figure E.3). La variation du bruit de fond est contrôlée par occultation ou ouverture de la boîte afin d'obtenir des valeurs moyennes pouvant être observées (quelques comptes pour la nuit et jusqu'à 6000 comptes si un nuage est présent). Une LED est alimentée par un

GBF (Générateur Basse Fréquence) de telle sorte que les impulsions lumineuses détectées par l'APD, et une carte de comptage, correspondent électroniquement à la diffusion par une couche "d'aérosols" d'environ 300m d'épaisseur à une altitude de 600m. L'amplitude de ce signal "utile" s'ajoute donc au bruit de fond sur les canaux concernés. Elle est fixée à très faible valeur de bruit et peut être contrôlée par simple variation de la tension d'alimentation de la LED afin de pouvoir obtenir des amplitudes très faibles liées par exemple à des aérosols ou très importantes liées par exemple à un nuage. Les "comptes" indiqués en légende ou sur les axes correspondent à l'accumulation moyenne de photons détectés, suite à 4096 impulsions laser, dans une porte de 100ns.

Ces tests ont montré que l'utilisation de la correction de Excelitas ne permet pas de récupérer un signal constant (cf Figure E.4).

Identification		Performance Data		
Part Number: SPCM-AQRH-10-FC				
Module Serial Number: 25228				
Parameters	Minimum	Measured	Maximum	Units
Dark Count	---	1142	1500	Hz
Maximum Light Count	10	39.2	---	MHz
Dead Time (@ < 1 Mc/s)	---	20.6	65	ns
Pulse Width	---	6.9	---	ns
Connectorized PD @ 550nm	45	50	---	%
Correction factor:				
- @ 5 Mc/s	---	0.93	1.67	---
(See attached curve)				
- @ 10 Mc/s	---	1.13	---	---
Total After-pulse: 100ns to 500ns	---	0.4	1	%

FIGURE E.2 – Extrait d'un procès verbal de mesures fournit par Excelitas pour un détecteur type SPCM-AQRH-10-FC possédant le numéro de série 25228. Un temps mort de 20.6ns a été mesuré pour un taux inférieur à 1Mc/s. Cependant il est également indiquée une valeur maximale qui pourrait signifier qu'une variation du temps mort est possible.

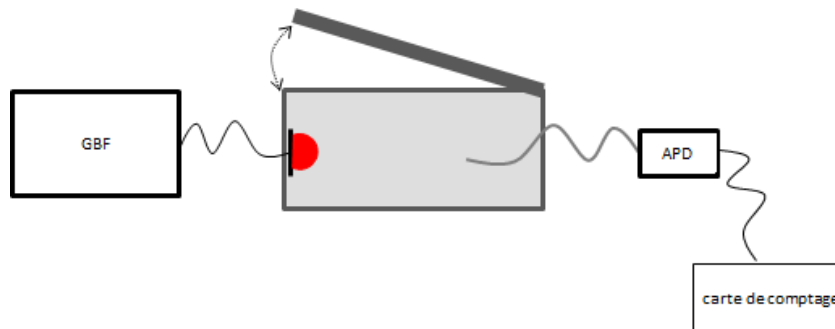


FIGURE E.3 – Schéma du dispositif expérimental de contrôle de la correction du signal de l'APD.

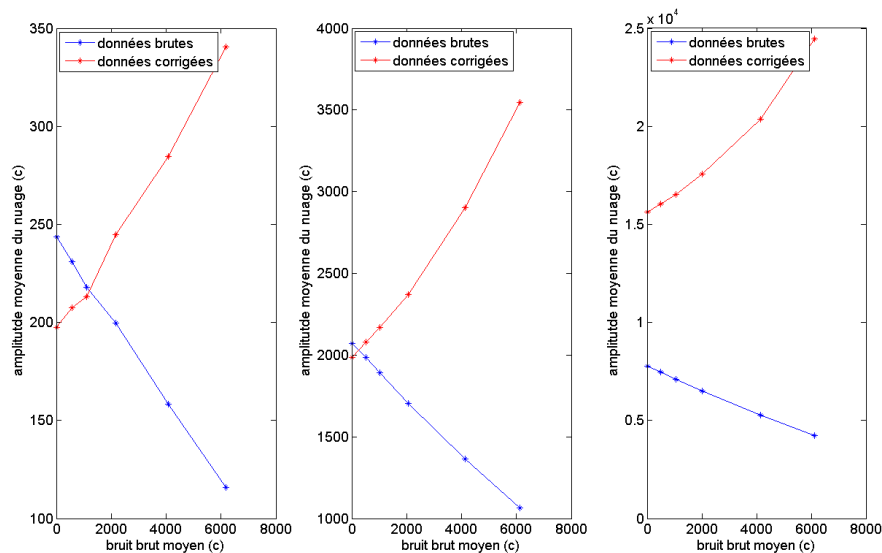


FIGURE E.4 – Utilisation des facteurs correctifs proposés par Excelitas pour différentes amplitudes de nuages simulés. De gauche à droite l'amplitude du nuage a été fixée, avec un bruit de quelques comptes, à environ 250, 2000 et 8000 comptes. Comme attendu l'amplitude brute diminue avec l'augmentation du niveau de bruit moyen à cause du temps mort. En revanche les facteurs correctifs de Excelitas ne permettent pas d'obtenir un signal constant quel que soit le niveau de bruit. On pourra également noter que les valeurs corrigées sont inférieures aux valeurs brutes, pour de faibles amplitudes. Ceci correspond donc à des facteurs correctifs inférieurs à 1, peut être pour corriger des effets de "pileup" qui aboutissent à de fausse détection [Donovan 1993].

Puisqu'au comptage de photon est généralement associée une statistique de Poisson [Müller 1973], on généralise l'équation corrective E.1 à tous les taux de comptage mesurés ( $\theta_m$ ) pour différentes valeurs de temps mort. Les résultats

(cf Figure E.5a., b. et c.) indiquent qu'il est possible de trouver une valeur de temps mort constante permettant, à partir de la correction pour un système non paralysable, de retrouver un signal quasiment constant quelque soit l'amplitude de bruit. La figure E.5d. indique que l'incertitude sur le signal utile liée au choix du temps mort augmente avec le bruit. L'erreur est ainsi limitée à 5% nulle quelle que soit la valeur de temps mort pour un bruit très faible (10c), mais elle atteint environ 20% si une variation de 20% est appliquée au temps mort avec un bruit de 6000c.

$$\text{correction système non paralysable : } \theta = \frac{\theta_m}{1 - \theta_m \tau_{np}} \quad (\text{E.1})$$

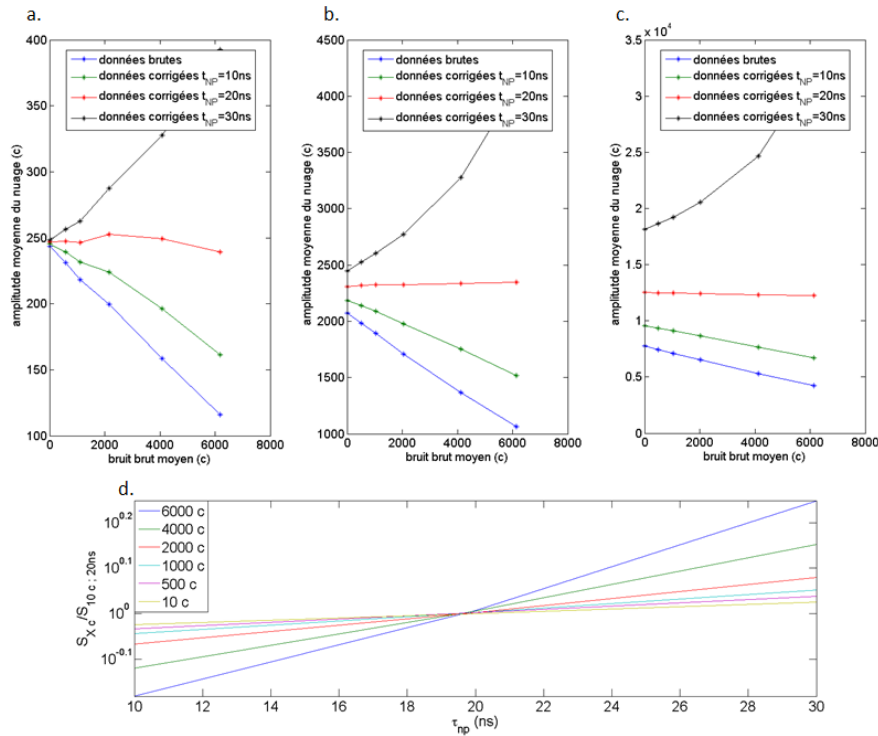


FIGURE E.5 – Haut : correction des données brutes en utilisant l'équation E.1 pour différentes valeurs de temps mort. On s'aperçoit que dans le cas de l'APD utilisé pour l'étude, un temps mort constant d'environ 20ns permet de restituer une amplitude de signal constante quel que soit le bruit. On notera également dans le cas d'une amplitude brute très faible (figure de gauche) les valeurs corrigées diffèrent peu pour un bruit faible puisque pour de telles valeurs de signal et de bruit le facteur correctif est proche de 1.

Bas : les mesures corrigées du cas b. sont considérées. Amplitudes des signaux utiles normalisées par l'amplitude du signal utile pour un bruit 10c et un temps mort de 20ns, en fonction du temps mort pour différentes valeurs de bruit.

La restitution du signal réel semble donc possible si la valeur du temps mort est

connue. Cette correction étant basée sur une hypothèse poissonnienne, les données corrigées doivent posséder les caractéristiques de ce type de statistique. En effet à cause de la présence du temps mort le comportement poissonien n'est plus observé pour les données brutes, ce qui se traduit par une inégalité entre la moyenne et la variance du signal. La variance devient inférieure à la moyenne pour des taux de comptes élevés, et suit un comportement qui peut être décrit par l'équation établie par Larsen et Kostinski [Larsen 2009], dans le cas d'un système non paralysable :

$$\frac{\sigma_{N(t)}^2}{\overline{N(t)}} \Big|_m \simeq 3 - 4\theta_m\tau - 2 \cdot \exp\left(\frac{-\theta_m\tau}{1 - \theta_m\tau}\right) \quad (\text{E.2})$$

où :

$\sigma_{N(t),m}^2$  : est la variance associée au nombre de comptes mesurés pendant la durée  $t$   
 $\overline{N_m(t)}$  : est la moyenne associée au nombre de comptes mesurés pendant la durée  $t$   
 (et dans le cas de la carte de comptage utilisée :  $\theta_m = \frac{\overline{N_m(t)}}{4096 \cdot 100 \cdot 10^{-9}}$  )

La figure E.6 indique que le bruit brut semble effectivement suivre cette relation (superposition des points bleus et verts), pour une valeur de temps mort permettant de retrouver un signal utile quasiment constant. Ceci indique donc que le système peut effectivement être considéré comme non paralysable. Cependant les résultats expérimentaux corrigés s'éloignent de cette loi pour des taux plus élevés, pour lesquels la variance devient supérieure aux valeurs attendues (points rouges). Ceci a pour conséquence une inégalité entre la moyenne et la variance des données corrigées, cette dernière devenant bien supérieure pour les taux les plus élevés. Une telle variation peut être expliquée par des corrélations existantes entre les mesures dues aux fluctuations rapides du rayonnement atmosphérique, et qui sont à l'origine d'un terme supplémentaire dans l'égalité poissonnienne entre la variance et la moyenne [Liu 2006]. Ce type de corrélation est connu dans le domaine de la détection thermique sous l'expression "photon bunching" (regroupement de photons) qui correspond schématiquement à des groupes de photons incidents plutôt qu'à des incidences aléatoires (cf Figure E.7). Ce phénomène se traduit par une probabilité plus importante d'avoir un autre photon incident juste après la détection d'un premier photon, ce qui biaise donc la caractéristique stochastique d'un phénomène considéré comme poissonien. Au lieu d'avoir une égalité entre la moyenne et la variance, la relation obtenue ici est (trait violet sur la figure E.6 :

$$\frac{\sigma_{N(t)}^2}{\overline{N(t)}} \simeq 1 + 0,73 \cdot 10^{-4} \cdot \overline{N(t)} \quad (\text{E.3})$$

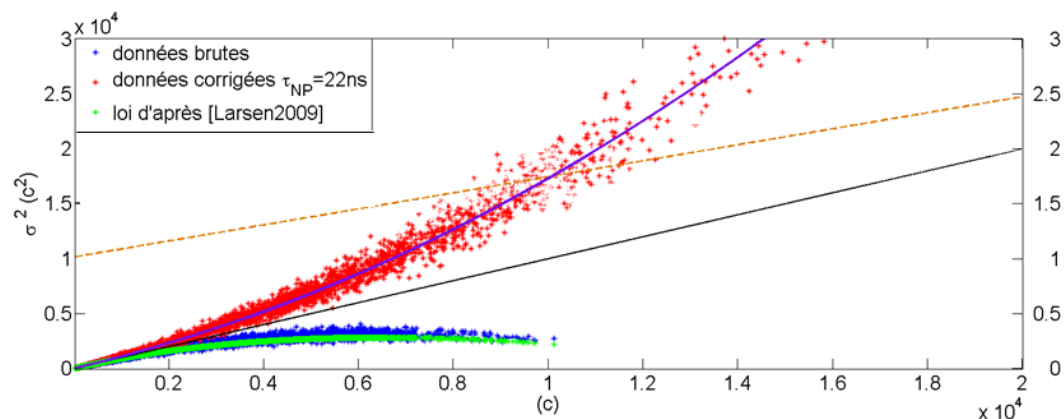


FIGURE E.6 – Variance en fonction de la valeur moyenne du bruit calculée sur les derniers canaux de chaque profil. La loi théorique établie par Larsen est ici tracée (courbe verte) pour un temps mort de 22ns. Le trait noir continu correspond à l'égalité théorique entre la moyenne et la variance dans la théorie de Poisson. Le trait en pointillés beiges correspond au rapport (valeurs sur l'axe de droite) entre la variance des données corrigées et la moyenne des données corrigées, donc à l'écart avec la théorie de Poisson. La courbe violette correspond à la relation établie précédemment (cf Équation E.3) entre la variance et la moyenne des données corrigées.

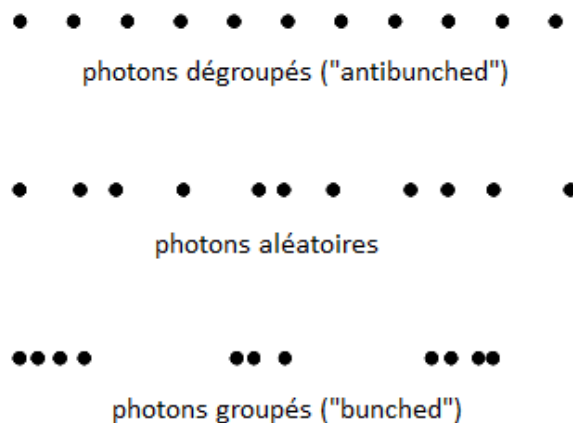


FIGURE E.7 – Comparaison de la fréquence d'incidence des photons pour différents processus. En haut : les photons ont des incidences régulières ( $\equiv$  jamais groupés  $\equiv$  "antibunched"); au milieu : les photons arrivent aléatoirement ( $\equiv$  Poisson); en bas : les photons arrivent groupés ( $\equiv$  "bunched") (d'après [Fox 2006])



### E.2.0.1 Temps mort : conséquences sur les données

L'incertitude sur le temps mort va entraîner une incertitude sur les mesures réalisées, en particulier pour les flux les plus élevés tels que les signaux rétrodiffusés par les nuages bas. On peut estimer avoir une incertitude de 20% sur la valeur de temps mort que fournit Excelitas dans chaque rapport de mesure (cf Figure E.2). Sauf évolution majeure dans l'électronique utilisée par Excelitas pour chaque SPCM, et d'après les premiers éléments reçus, ceux qui seront utilisés dans le projet IAOS auront un temps mort qui devrait être compris entre 18 et 26ns, soit une valeur moyenne à 22ns et une variation possible de 20%. L'incertitude lié à cette correction du détecteur s'exprime de la façon suivante :

$$\frac{\delta corr_{detect}}{corr_{detect}} = \sqrt{\frac{\left(\frac{\delta t_d \cdot \text{comptes}_{bruts}}{4096.100.10^{-9}}\right)^2}{\left(1 - \frac{t_d \cdot \text{comptes}_{bruts}}{4096.100.10^{-9}}\right)^2}} \quad (E.4)$$

Ceci permet donc d'estimer une erreur inférieure à 15% pour des signaux (utile ou bruit) mesurés inférieurs à 8000 comptes, et supérieure à 30% pour des amplitudes supérieures à 11000 comptes (cf Figure E.8). Une incertitude de 5% peut être considérée comme acceptable, ce qui signifie chercher à optimiser le système pour éviter de dépasser 3700 comptes.

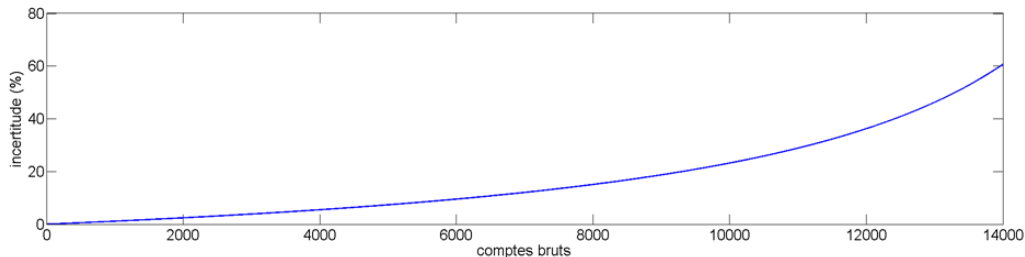


FIGURE E.8 – Courbe d'incertitude en fonction des données brutes mesurées pour une variation de 20% d'un temps mort de 24ns.

### E.2.0.2 Undershoot : origine et correction

Le premier déploiement en région arctique a mis en évidence un problème de saturation intense du détecteur. La couverture nuageuse est en effet très basse dans cette région (cf Chapitre 6) et le signal rétrodiffusé par ces nuages est particulièrement intense ( $>40\text{Mc/s}$ ), au delà de la limite indiquée dans les rapports d'Excelitas. La conséquence de ce signal intense est une incapacité accrue de l'APD à détecter les photons incidents pendant quelques microsecondes, ce qui se traduit visuellement par un signal mesuré inférieur au bruit (cf Figure E.9). Cependant une régression polynomiale adéquate utilisant comme référence la valeur de bruit à plus haute altitude (lorsque l'effet de l'undershoot ne se fait plus ressentir) permet de globalement corriger le signal sur quelques centaines de mètres et d'avoir une meilleure

estimation du sommet apparent du nuage.

La précision de la correction du phénomène d'undershoot n'est pas critique, puisque le nuage est en général optiquement très épais et atténué donc la totalité du signal LiDAR, empêchant toute observation à des altitudes plus élevées. Il y a en revanche un problème lors des mesures de nuit si le signal rétrodiffusé par un hublot givré est très élevé. En effet la correction précédente ne peut alors plus être appliquée car il n'y aura pas de variation du bruit, celui-ci étant déjà à sa valeur minimale (bruit électronique). Par conséquent le signal utile, qui peut parfois être détecté lors des mesures de nuit en cas de givrage intense, ne peut pas être corrigé. D'autre part des tests en laboratoire de reproduction de phénomène d'undershoot ont montré que pour des mesures de nuit, c'est à dire avec un bruit très faible, un signal intense peut être à l'origine non pas d'un phénomène d'undershoot mais plutôt d'un phénomène d'"after pulse", c'est à dire une décroissance lente du pic intense sans atteindre la valeur de bruit avant 15 à 20 kilomètres.

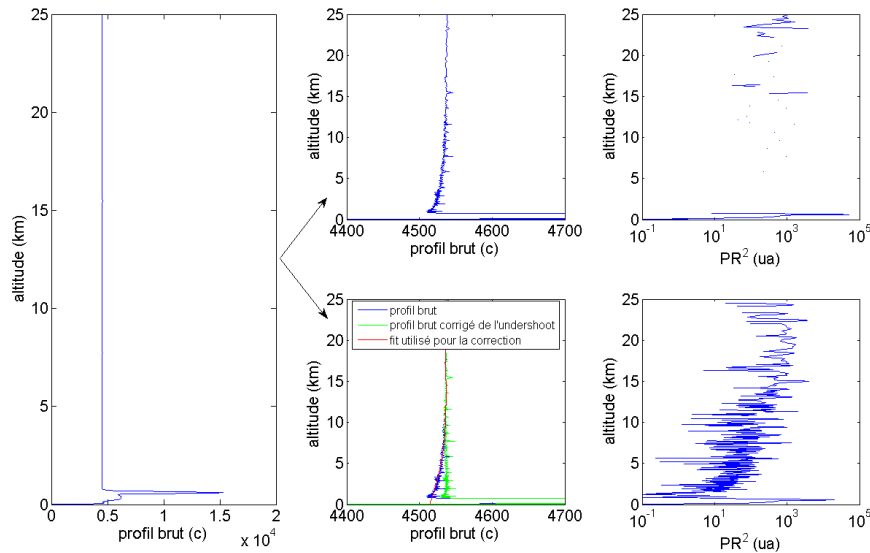


FIGURE E.9 – Gauche : profil brut moyenné sur 10 minutes obtenu en région arctique. Haut : (milieu) zoom sur le profil brut où on peut voir la décroissance du signal suite à l'intense signal rétrodiffusé par le nuage, et (droite) conséquence sur le profil corrigé du bruit et de l'altitude où de larges pans du signal sont inutilisables. Bas : (milieu) zoom sur le profil brut et superposition du signal brut corrigé de l'undershoot ainsi que du fit utilisé, et (droite) conséquence de la correction de l'undershoot sur le signal corrigé du bruit et de l'altitude







# Profil d'écart type des fichiers LiDAR IAOOS

---

Chaque fichier d'observation LiDAR contient un profil de signal résultant de moyennes temporelles et spatiales, ainsi qu'un profil associé d'écart type calculés pour chaque canal. Comme indiqué dans le corps du manuscrit (cf Section 5.1.3), ce profil d'écart type est calculé de la façon suivante :

$$\sigma = \sqrt{\frac{C_2}{N} - \frac{C_1^2}{N}} \quad (\text{G.1})$$

où  $C_1$  et  $C_2$  sont les sommes cumulées respectivement des  $X_i$  et des  $X_i^2$  avec  $X_i$  un profil LiDAR correspondant à l'accumulation par la carte de comptage du signal total pendant 4096 tirs de la diode laser.

Entre deux zones d'altitude possédant une moyenne et un écart type communs, il y a formation d'une "marche" à cause des différentes moyennes spatiales préalablement réalisées sur chaque profil fournit par la carte de comptage.

En revanche lorsqu'il y a des variations importantes d'un profil à un autre (exemple : passage d'un nuage entraînant une brusque augmentation du fond de ciel) ces marches disparaissent. Cette disparition visuelle peut s'expliquer à travers l'expression de l'écart type. Considérons dans un premier cas  $N_T$  profils poissonniens de même moyenne, on a donc pour chaque canal :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N_T} \cdot \sum_{i=1}^{N_T} (x_i - \bar{x})^2} \quad (\text{G.2})$$

avec :  $x_i = \bar{x}_i + \tilde{x}_i$  où  $\bar{x}_i$  est la moyenne spatiale dans le profil  $i$ , et  $\tilde{x}_i$  est une variation par rapport à cette valeur moyenne. Puisque tous les profils dans ce cas ont la même moyenne spatiale on peut écrire l'égalité entre la moyenne spatiale sur un profil et la moyenne temporelle sur un canal :  $\bar{x}_i = \bar{x}$ . On obtient ainsi :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N_T} \cdot \sum_{i=1}^{N_T} \tilde{x}_i^2} \quad (\text{G.3})$$

Par conséquent en moyennant entre eux certains canaux on va faire diminuer l'écart par rapport à la moyenne,  $\tilde{x}_i$ , dans les zones d'altitudes concernées et ainsi faire apparaître les marches entre les différents compactages. En effet si on considère un canal résultant d'une moyenne sur  $n$  canaux on a :

$$x_i = \frac{1}{n} \cdot \sum_{ii=1}^n x_{ii} = \frac{1}{n} \cdot \sum_{ii=1}^n \bar{x}_{ii} + \tilde{x}_{ii} = \frac{1}{n} \cdot \sum_{ii=1}^n \bar{x}_i + \tilde{x}_{ii} = \bar{x}_i + \frac{1}{n} \cdot \sum_{ii=1}^n \tilde{x}_{ii} \quad (\text{G.4})$$

et par conséquent :

$$\tilde{x}_i = \frac{1}{n} \cdot \sum_{ii=1}^n \tilde{x}_{ii} \quad (\text{G.5})$$

Considérons à présent la formule de Koenig utilisée sur les bouées avant l'envoi des données par satellite :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N_T} \cdot \sum_{i=1}^{N_T} x_i^2 - \left( \frac{1}{N_T} \cdot \sum_{i=1}^{N_T} x_i \right)^2} \quad (\text{G.6})$$

Appliquée à  $N_T$  profils poissoniens composés de deux populations de  $N_i$  et  $N_j$  ( $N_T = N_i + N_j$ ) profils poissoniens de moyennes différentes, cette formule peut s'écrire pour un canal donné :

$$\begin{aligned} \sigma &= \sqrt{\frac{1}{N_T} \cdot \sum_{i=1}^{N_i} x_i^2 + \frac{1}{N_T} \cdot \sum_{i=1}^{N_j} x_j^2 - \left( \frac{1}{N_T} \cdot \sum_{i=1}^{N_i} x_i + \frac{1}{N_T} \cdot \sum_{i=1}^{N_j} x_j \right)^2} \\ &= \sqrt{\frac{N_i}{N_T} \cdot \bar{x}_i^2 + \frac{N_j}{N_T} \cdot \bar{x}_j^2 - \frac{1}{N_T^2} \cdot (N_i^2 \bar{x}_i^2 + N_j^2 \bar{x}_j^2 + 2N_i \cdot N_j \cdot \bar{x}_i \cdot \bar{x}_j) + \frac{1}{N_T} \cdot \left( \sum_{i=1}^{N_i} \tilde{x}_i^2 + \sum_{i=1}^{N_j} \tilde{x}_j^2 \right)} \\ &= \sqrt{\frac{N_i \cdot N_j}{N_T^2} \cdot (\bar{x}_i - \bar{x}_j)^2 + \frac{1}{N_T} \cdot \left( \sum_{i=1}^{N_i} \tilde{x}_i^2 + \sum_{i=1}^{N_j} \tilde{x}_j^2 \right)} \end{aligned} \quad (\text{G.7})$$

Cette formule met en évidence le fait que la multiplication de profils de moyennes différentes va brouiller le phénomène visuel de "marches" car seul le dernier terme est directement influencé par la moyenne spatiale sur plusieurs canaux. Une illustration de ce phénomène est donnée par la figure G.1.

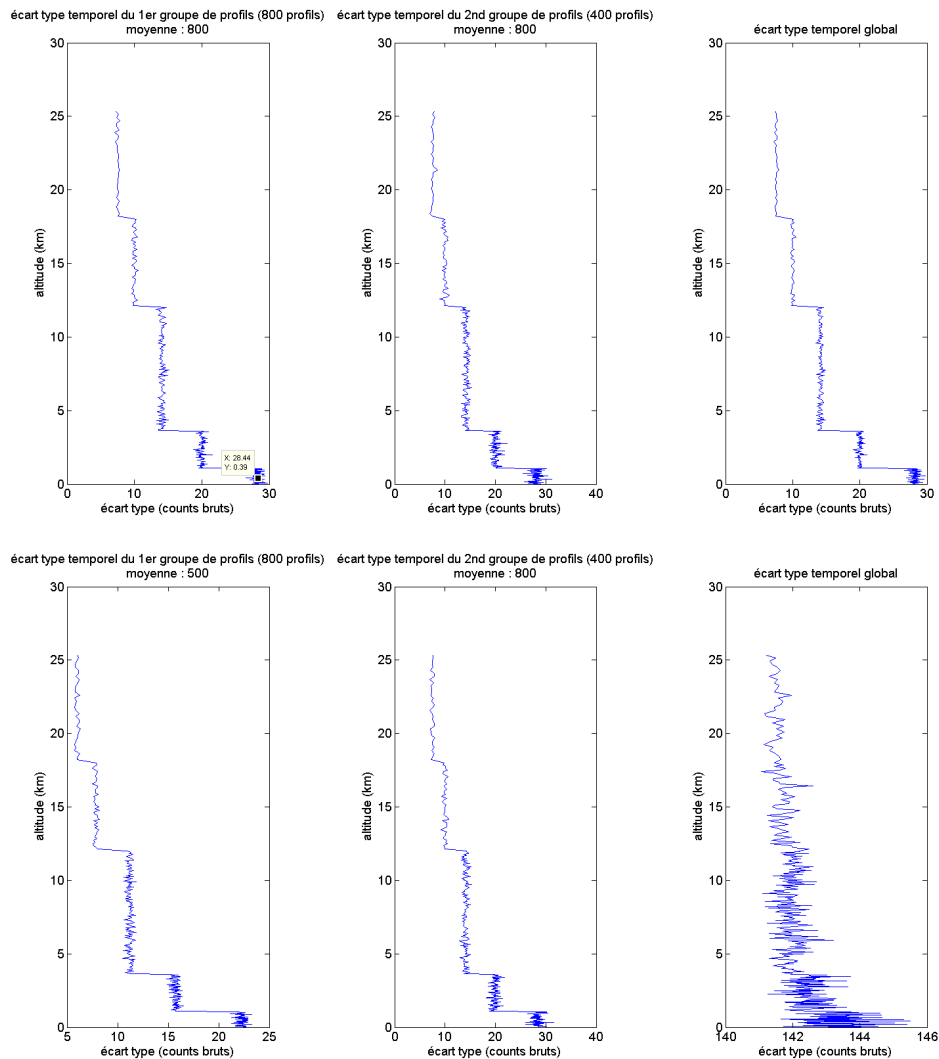


FIGURE G.1 – Haut à gauche et au milieu : profils d'écart type obtenus sur deux populations poissonniennes de même moyenne. Les marches sont clairement visibles, et leur amplitude correspond aux différentes moyennes spatiales. Haut à droite : profil d'écart type obtenu sur la réunion des deux populations précédentes. Comme on peut s'y attendre les marches sont toujours visibles avec les mêmes amplitudes que les populations réduites.

Bas à gauche et au milieu : profils d'écart type obtenus sur deux populations poissonniennes de moyenne différente. Les marches sont clairement visibles, et leur amplitude correspond aux différentes moyennes spatiales. Bas à droite : profil d'écart type obtenu sur la réunion des deux populations précédentes. Les marches ont ici disparu car  $N_j$  n'est pas négligeable devant  $N_i$  et  $\bar{x}_i$  et  $\bar{x}_j$  sont très éloignées. De plus les valeurs de l'écart type sur la population totale sont beaucoup plus importantes et ne respectent plus la caractéristique d'une population poissonnienne concernant l'égalité entre le carré de l'écart type et de la moyenne.



La variation d'amplitude de ce phénomène de "marches" peut être mis à profit pour repérer, lors des mesures de jour, les profils obtenus en ciel clair, sans passage de nuage. En effet dans de telles conditions atmosphériques il n'y a pas de variations importantes du signal de fond de ciel d'un profil à un autre, donc l'amplitude de la marche correspondant au changement de moyenne spatiale à 18km doit être environ égale à :  $\sqrt{\frac{14}{8}} = 1,75$  (cf Figures G.2- G.3- G.4).

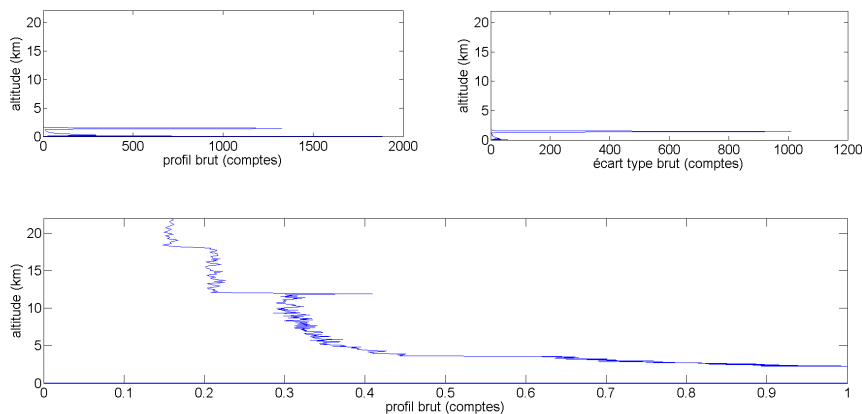


FIGURE G.2 – Exemple de profils contenus dans un fichier LiDAR lors de mesures de nuit. En haut à gauche le profil de données brutes. En haut à droite le profil d'écart type. En bas un zoom du profil d'écart type pour mettre en évidence les "marches" correspondantes aux transitions entre deux moyennes spatiales. On remarque ainsi bien le changement de moyenne à 12km et 18km. Le bruit des données de nuit n'est pas influencé par la présence de nuage, donc la variation d'amplitude des marches ne peut pas être utilisée pour détecter la présence d'un nuage lors de la mesure LiDAR.

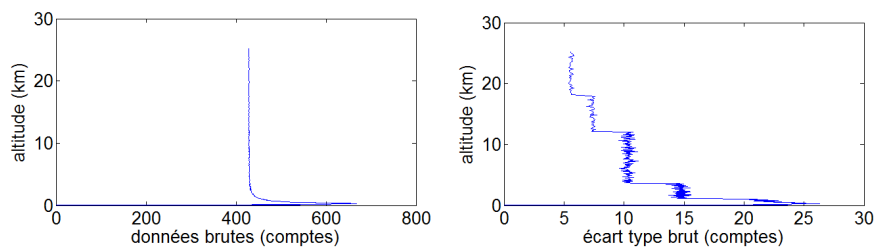


FIGURE G.3 – Exemple de profils contenus dans un fichier LiDAR lors d'observations de jour sans nuage pendant l'observation. A gauche le profil de données brutes. A droite le profil d'écart type. On remarque ainsi bien le changement de moyenne à 12km et 18km, dont l'amplitude est celle attendue suite à la moyenne spatiale.

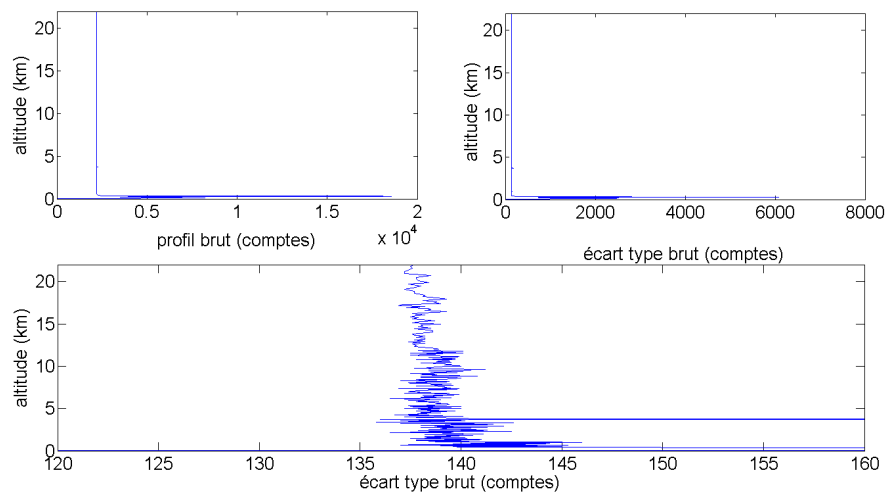


FIGURE G.4 – Exemple de profils contenus dans un fichier LiDAR lors d’observations de jour avec nuage pendant l’observation. En haut à gauche le profil de données brutes. En bas un zoom du profil d’écart type pour mettre en évidence l’absence des marches et la valeur élevée de l’écart type lié au bruit. Cet exemple est similaire à ce qui a été précédemment simulé.



# Modèle de transfert radiatif MOMO

---

MOMO (Matrix Operator Model [Fischer 1984] [Fell 2001] [Hollstein 2012] [Doppler 2014a]) est un code 1-D de transfert radiatif en milieu atmosphérique et océanique. MOMO utilise une méthode dite "adding-doubling" pour résoudre l'équation de transfert radiatif en sous-divisant l'atmosphère (ou l'océan) en de multiples sous-couches de fines épaisseurs optiques, et la méthode dite "Matrix-Operator" [Fischer 1984] basée sur le produit matriciel de matrices "t" (transmission d'une sous-couche), "r" (réflexion entre sous-couches) et "j" (source de radiation au sein d'une sous-couche). Cette méthode est particulièrement précise pour décrire la diffusion multiple au sein d'un environnement atmosphérique turbide (nuages, aérosols). MOMO permet de caractériser les phénomènes de diffusion, absorption, transmission et émission (infra-rouge thermique) au sein de la neige et de l'atmosphère. MOMO reçoit en entrée (input) le profil océanique et/ou atmosphérique et fournit en sortie (output) la valeur des flux radiatifs (luminance spectrale, luminance spectrale totale) pour diverses altitudes dans l'atmosphère (et/ou profondeur dans l'océan), différentes directions d'observations et différentes positions du soleil.

La spectroscopie des gaz atmosphériques est réalisée raie par raie par le module CGASA (Coefficients of GAS Absorption [Doppler 2014a]). Puis intégrée spectralement suivant une méthode de k-distribution KISS (K-distribution of the Institute for Space Sciences [Bennartz 2000] [Doppler 2014b]) selon la réponse spectrale d'un instrument ou pour une bande spectrale pour laquelle on souhaite simuler les flux radiatifs. Le domaine spectral de simulation de MOMO est  $[0.2 - 100 \mu m]$  (de l'ultraviolet à l'infrarouge thermique), en utilisant la même modélisation physique des flux radiatifs. MOMO fut développé originellement pour la télédétection spatiale de paramètres et composants atmosphériques et océaniques. MOMO se distingue par rapport aux autres codes par sa précision et sa modélisation très physique des phénomènes radiatifs et sa versatilité (grande flexibilité pour adapter le code à un problème donné, possibilité de jouer sur le curseur précision/rapidité en évaluant la base d'erreur due aux approximations faites).

Ce code a fournit un jeu de courbes, valables dans le cas d'une observation du sol vers le zénith, de la luminance spectrale centrée à 800nm en fonction de l'angle zénithal et de l'épaisseur optique d'un nuage type stratus continental situé entre 3500 et 4000m, pour une distribution de taille de gouttes centrée à 5 ou  $25\mu m$  (cf Figure H.1 et H.2). Néanmoins seule la première distribution est envisagée pour estimer l'épaisseur optique des nuages car elle est plus représentative de ce qu'il est possible de trouver en arctique [Klingebiel 2014] [Leontyeva 1994] [Gayet 2009].

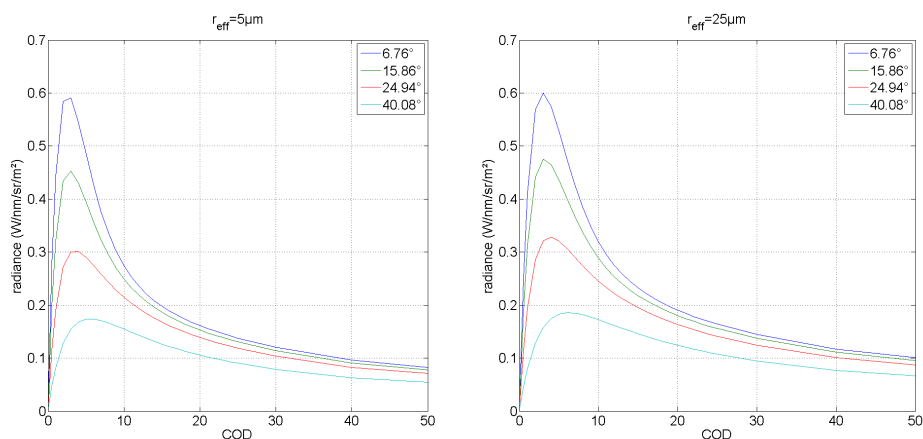


FIGURE H.1 – Pour deux distributions en taille différentes, évolution de la luminance spectrale centrée à 800nm en fonction de l'épaisseur optique d'un stratus continental localisé entre 3500 et 4000m pour divers angles zénithaux. Pour chaque distribution le maximum se produit globalement pour la même épaisseur optique, mais la luminance est légèrement plus élevée pour des épaisseurs optiques importantes dans le cas de la distribution centrée sur 25 $\mu\text{m}$ .

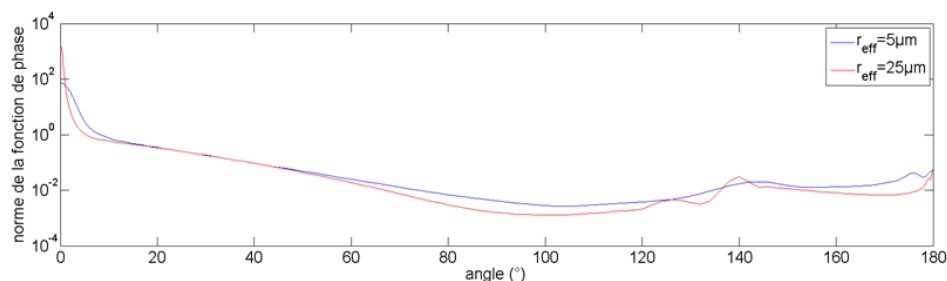


FIGURE H.2 – Fonction de phase des gouttes d'eau liquide simulée par le code de transfert radiatif franco-allemand MOMO. La fonction de phase pour la distribution centrée à 25 $\mu\text{m}$  est plus "piquée" vers l'avant ce qui favorise la diffusion multiple [Wandinger 1998] et l'augmentation de luminance.

Sans calibration radiométrique préalable du LiDAR il faut sélectionner, pour une inclinaison très faible de la bouée, un profil sans nuage, et sans givre, obtenu lors d'une mesure de jour possédant le plus faible bruit. Connaissant les positions GPS et la date de la mesure on en déduit l'angle zénithal au moment de la mesure, ce qui nous oriente vers une courbe simulée par MOMO. Puis on fait alors l'hypothèse d'une épaisseur optique nulle pour obtenir une valeur de luminance spectrale qui servira de référence. Les caractéristiques opto-mécaniques sont considérées comme constantes d'un profil à un autre, donc une évolution du bruit lors des mesures de

---

jour (toujours pour les cas où la bouée est verticale) correspondra à une évolution de la luminance spectrale (cf Équation 2.1). Deux hypothèses fortes sont faites ici : d'une part la supposition d'une épaisseur optique nulle et d'autre part la variation du bruit uniquement liée à la luminance (donc un bruit propre du détecteur ou de diffusion parasite très faible). La première peut être mise en défaut par la présence d'aérosols ou d'un cirrus non détecté par le LiDAR lors des mesures de jour, qui augmentent très légèrement la luminance. La seconde est également erronée pour beaucoup de profils à cause du givre qui modifie la transmission globale du système. Néanmoins, grâce à la correction établie pour estimer la constante système en présence de givre, il est à présent possible de prendre en partie en compte cette variation due au givre. En effet le coefficient correctif appliqué à la constante système dans le cas d'un hublot clair correspond à une double prise en compte de la transmission du hublot (atténuation par le givre sur la voie d'émission ET sur la voie de réception). La racine carrée de ce coefficient est donc considérée pour corriger le bruit de chaque profil avant de réaliser un simple produit en croix avec le bruit et la luminance spectrale de référence établis précédemment.

Enfin reste la difficulté de savoir quelle valeur d'épaisseur optique considérer puisque d'après les courbes de variation de la luminance il existe deux valeurs correspondant à une même luminance. Les résultats de deux approches sont présentés dans les analyses (cf Chapitre 6), effectuées pour une microphysique donnée :

- soit on garde toujours la valeur maximale d'épaisseur optique, sauf si celle-ci est au dessus d'un certain seuil qu'on fixe à 100 (ordre de grandeur déjà obtenu lors d'une étude précédente à Barrow, Alaska [Leontyeva 1994] et lors d'observations satellite [King 2004]), auquel cas la valeur minimale d'épaisseur optique est conservée
- soit on ne garde que la plus petite valeur valeur d'épaisseur optique



# Données des campagnes

---

## I.1 Campagne Barneo 2014

Comme indiqué dans le corps du manuscrit (cf Section 5.1.2.2) l'étude de cette campagne est séparée en 4 périodes en fonction de l'amplitude de l'inclinaison qu'a subi le LIDAR.

### I.1.1 Période 1

Cette première période commence le 14 avril 2014 à 3h et s'achève le 2 juillet 2014 à 9h, soit 258 profils. Les inclinaisons minimale et maximale enregistrées sont respectivement de  $0,6^\circ$  et  $3^\circ$ .

D'après l'amplitude du signal de diffusion au niveau du hublot 46 profils présentent un givre trop important pour être corrigés en limitant les incertitudes, ce qui nous amène à l'étude de 212 profils pour les aérosols. Enfin 6 profils possèdent un indice de givre inférieur à 0.005, ne permettant pas la moindre détection, ce qui limite le nombre de profils potentiellement utilisable pour cette période à 252.



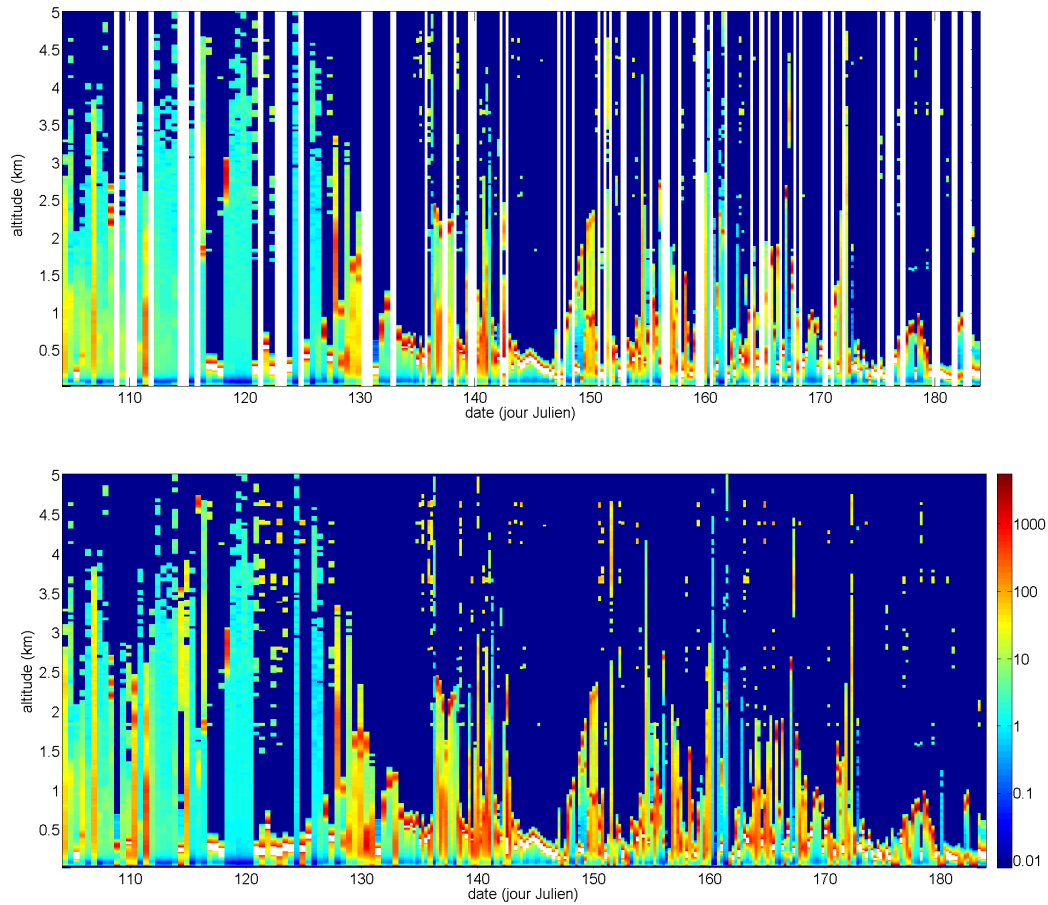


FIGURE I.1 – Représentation temporelle correspondant à la première période de la campagne Barneo en 2014 du  $P_u \cdot z^2$  filtré des indices de givre inférieurs à 0,1 (haut) et du rapport de diffusion atténué (bas).

On pourra remarquer l'augmentation significative du nombre de cas de nuage saturant le détecteur (pixel blanc) et de nuage opaque très bas (base inférieure à 1,5km) limitant considérablement la portée à partir du 120<sup>ieme</sup> jour Julien

### I.1.2 Période 2

Cette seconde période commence le 2 juillet 2014 à 15h et s'achève le 17 août 2014 à 3h, soit 180 profils. Les inclinaisons minimale et maximale enregistrées sont respectivement de  $51^\circ$  et  $76^\circ$ . C'est donc la première période de forte inclinaison de la bouée.

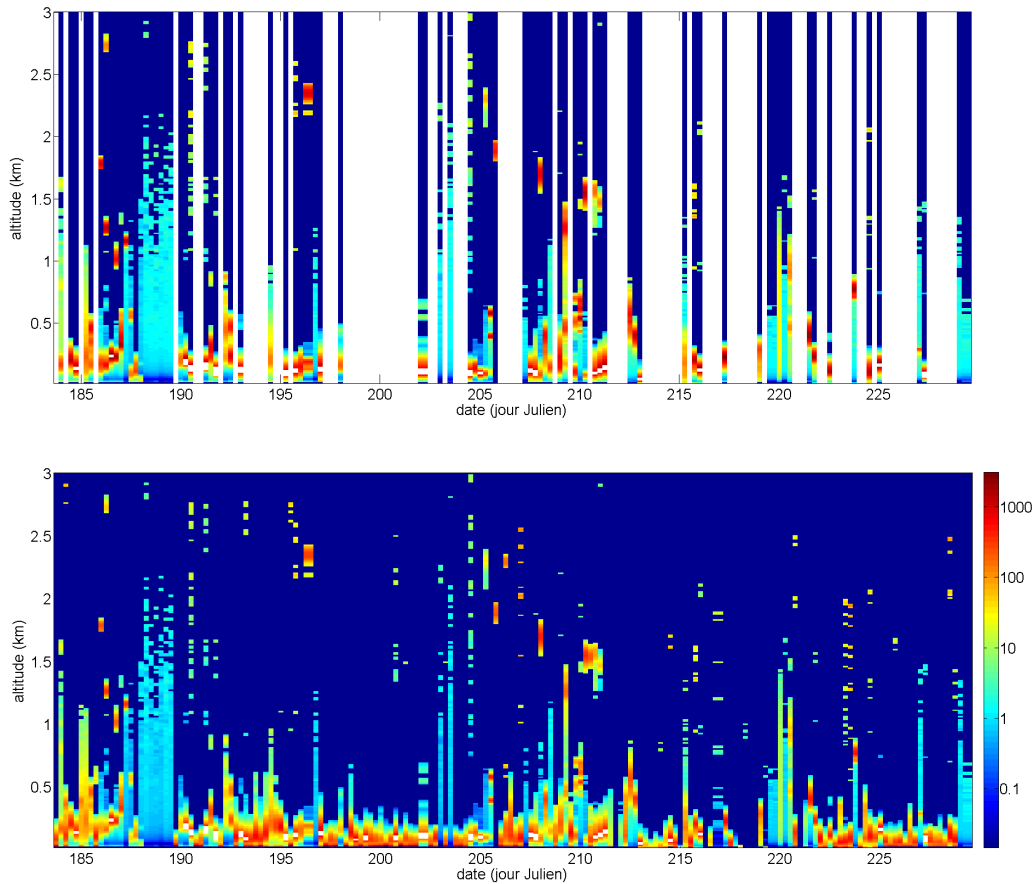


FIGURE I.2 – Représentation temporelle correspondant à la seconde période de la campagne Barneo en 2014 du  $P_u \cdot z^2$  filtré des indices de givre inférieurs à 0,15 (haut) et du rapport de diffusion atténué (bas).

Les conséquences d'une inclinaison importante se font clairement ressentir sur la portée générale en altitude de cette seconde période (l'échelle verticale a d'ailleurs été adaptée). D'autre part on peut également noter la présence toujours importante de nuages opaques à très basse altitude (signaux de couleur jaune à rouge, c'est à dire  $R_d > 10$ ) dans cette période correspondant à la première moitié de la période estivale. Une position plus horizontale du hublot à cause de l'inclinaison a pu contribuer aux phénomènes de givre plus nombreux et plus longs en facilitant le dépôt.

D'après l'amplitude du signal de diffusion au niveau du hublot 90 profils présentent un givre trop important pour être corrigé en limitant les incertitudes, ce qui nous amène à l'étude de 90 profils pour les aérosols. Enfin 17 profils possèdent un indice de givre inférieur à 0.005 ce qui limite le nombre de profils potentiellement utilisables pour cette période à 163.

### I.1.3 Période 3

Cette troisième période commence le 17 août 2014 à 9h et s'achève le 8 octobre 2014 à 3h, soit 208 profils. Les inclinaisons minimale et maximale enregistrées sont respectivement de  $0,4^\circ$  et  $16^\circ$ , le second maximum étant à  $8,9^\circ$ . D'après l'amplitude du signal de diffusion au niveau du hublot 112 profils présentent un givre trop important pour être corrigé en limitant les incertitudes, ce qui limite l'étude à 96 profils pour les aérosols. Enfin 33 profils possèdent un indice de givre inférieur à 0.005 ce qui limite le nombre de profils potentiellement utilisable pour cette période à 175.

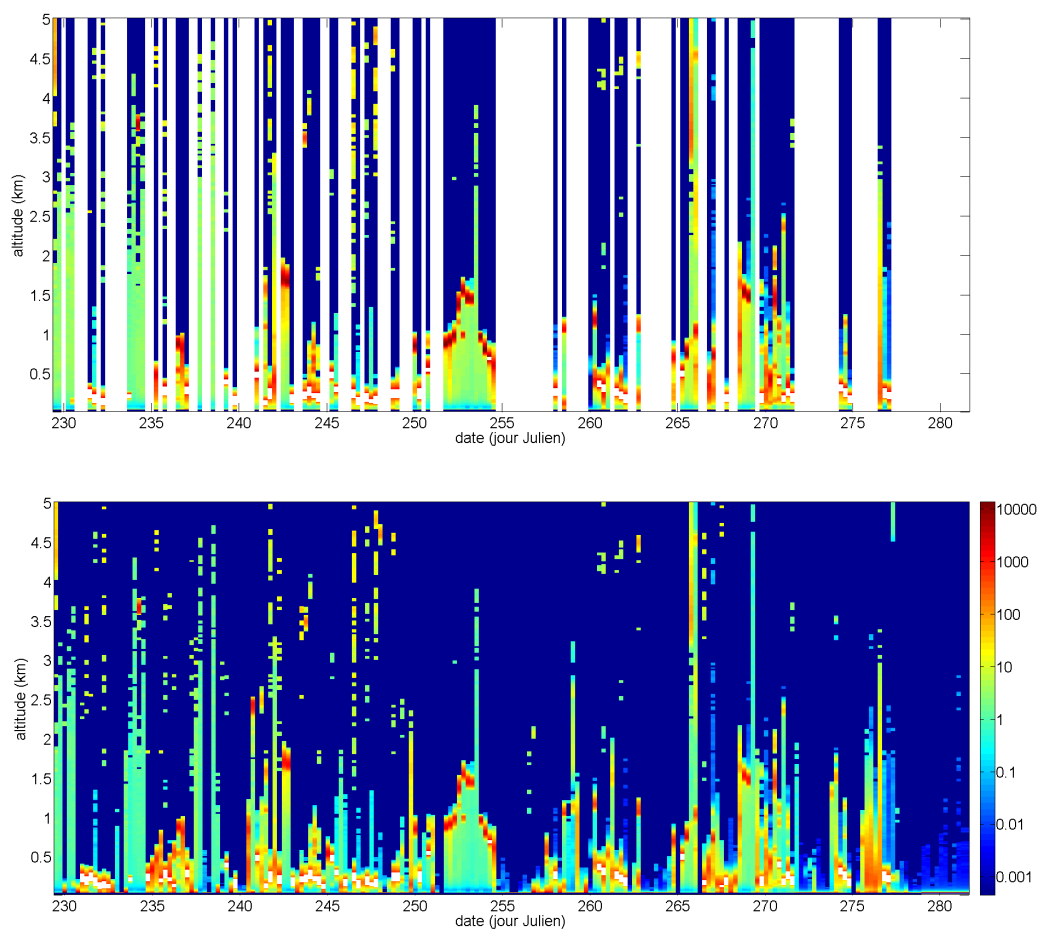


FIGURE I.3 – Représentation temporelle correspondant à la troisième période de la campagne Barneo en 2014 du  $P_u \cdot z^2$  filtré des indices de givre inférieurs à 0,15 (haut) et du rapport de diffusion atténué (bas).

Par comparaison avec la première période de verticalité de la bouée les phénomènes de givre sont relativement plus nombreux et durent plus longtemps durant cette période correspondant à la seconde moitié de la période estivale.

## I.1.4 Période 4

Cette dernière période commence le 8 octobre 2014 à 9h et s'achève le 1 décembre 2014 à 15h, soit 123 profils. En mettant de côté les profils du 10 novembre (3h) au 15 novembre (3h) (6 profils), cette période peut éventuellement être subdivisée en deux parties. D'une part du 8 octobre à 9h au 10 novembre 3h avec des inclinaisons maximale et minimale respectivement de  $66^\circ$  et  $75^\circ$ , et d'autre part du 16 novembre à 3h au 1 décembre à 15h avec des inclinaisons maximale et minimale respectivement de  $19^\circ$  et  $26^\circ$ .

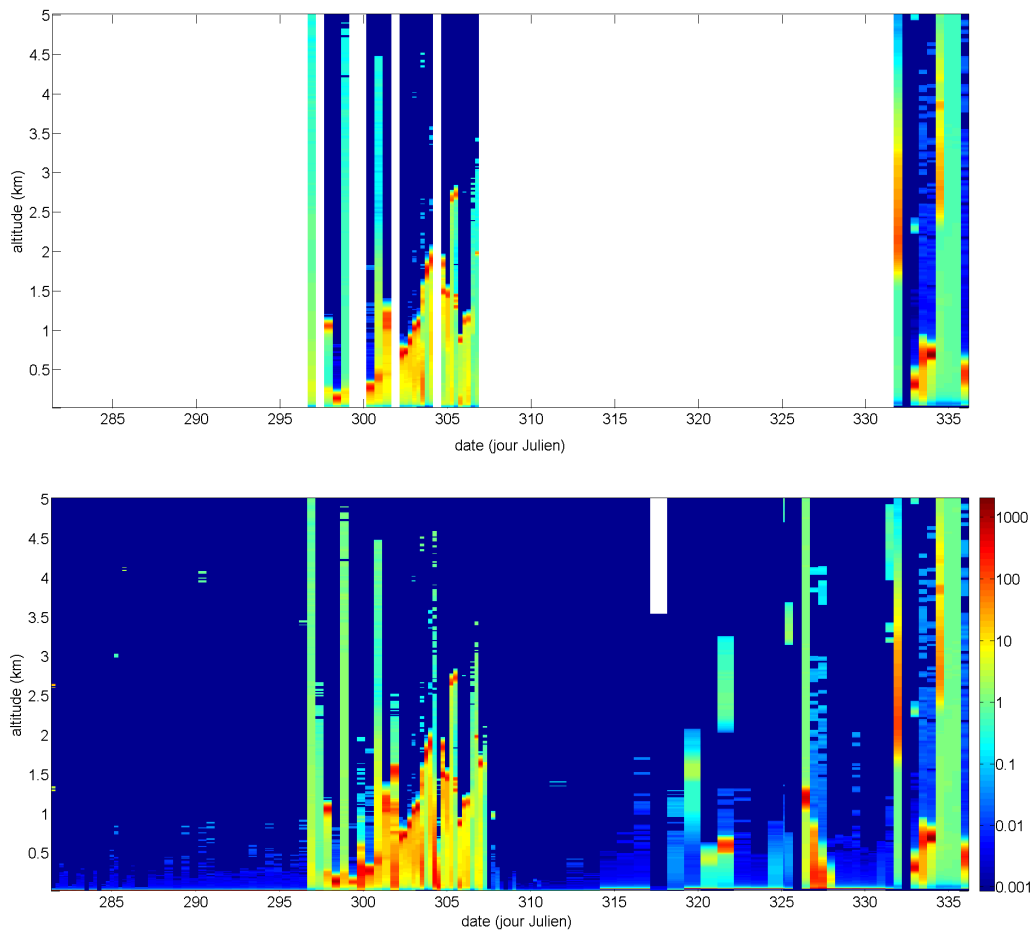


FIGURE I.4 – Représentation temporelle correspondant à la quatrième période de la campagne Barneo en 2014 du  $P_u.z^2$  filtré des indices de givre inférieurs à 0,15 (haut) et du rapport de diffusion atténué (bas).

Les périodes de givre sont particulièrement intenses durant cette partie de la campagne et ont également pu être favorisées, à l'instar de la seconde période, par l'inclinaison de la bouée.

D'après l'amplitude du signal de diffusion au niveau du hublot 85 profils présentent un givre trop important pour être corrigé en limitant les incertitudes, ce qui nous amène à l'étude de 38 profils pour les aérosols. Enfin 67 profils ont un indice de givre inférieur à 0,005, ce qui revient à considérer pour cette période 56 profils utilisables.

## I.2 Campagne N-ICE 2015

### I.2.1 Système non polarisé

Les deux périodes de dérive du système non polarisé correspondent respectivement aux dates du 23 janvier 2015 à 3h au 14 mars 2015 à 9h (166 profils) et du 27 avril 2015 à 3h au 4 juin 2015 à 3h (73 profils).

Pour la première période en écartant les profils trop givrés il en reste 14 pouvant potentiellement être utilisés pour des analyses quantitatives et 68 profils pour la seconde période. Pour le premier déploiement 105 profils ont un indice de givre indiquant qu'a priori aucun signal utile ne peut en être tiré, ce qui revient à considérer 61 profils utilisables. Pour le second déploiement aucun profil avec un indice de givre trop faible n'a été détecté ce qui, pour rappel, ne signifie pas qu'il ne puisse pas y avoir malgré tout quelques cas où l'amplitude du givre soit totalement décorrélée de l'opacité du hublot.

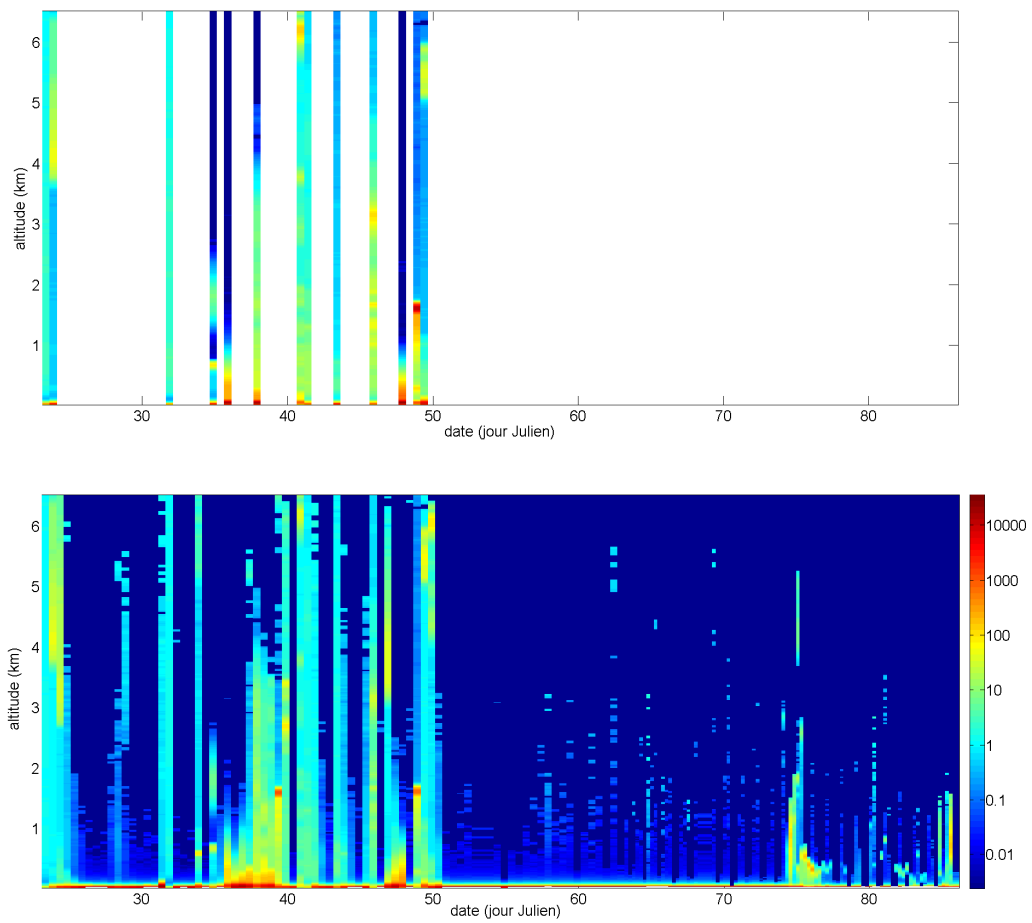


FIGURE I.5 – Représentation temporelle correspondant au premier déploiement du système non polarisé de la campagne N-ICE en 2015 du  $P_u \cdot z^2$  (haut) et du rapport de diffusion atténué (bas).

Les périodes de givre sont particulièrement intenses durant cette partie de la campagne qui s'est déroulée pendant l'hiver arctique.

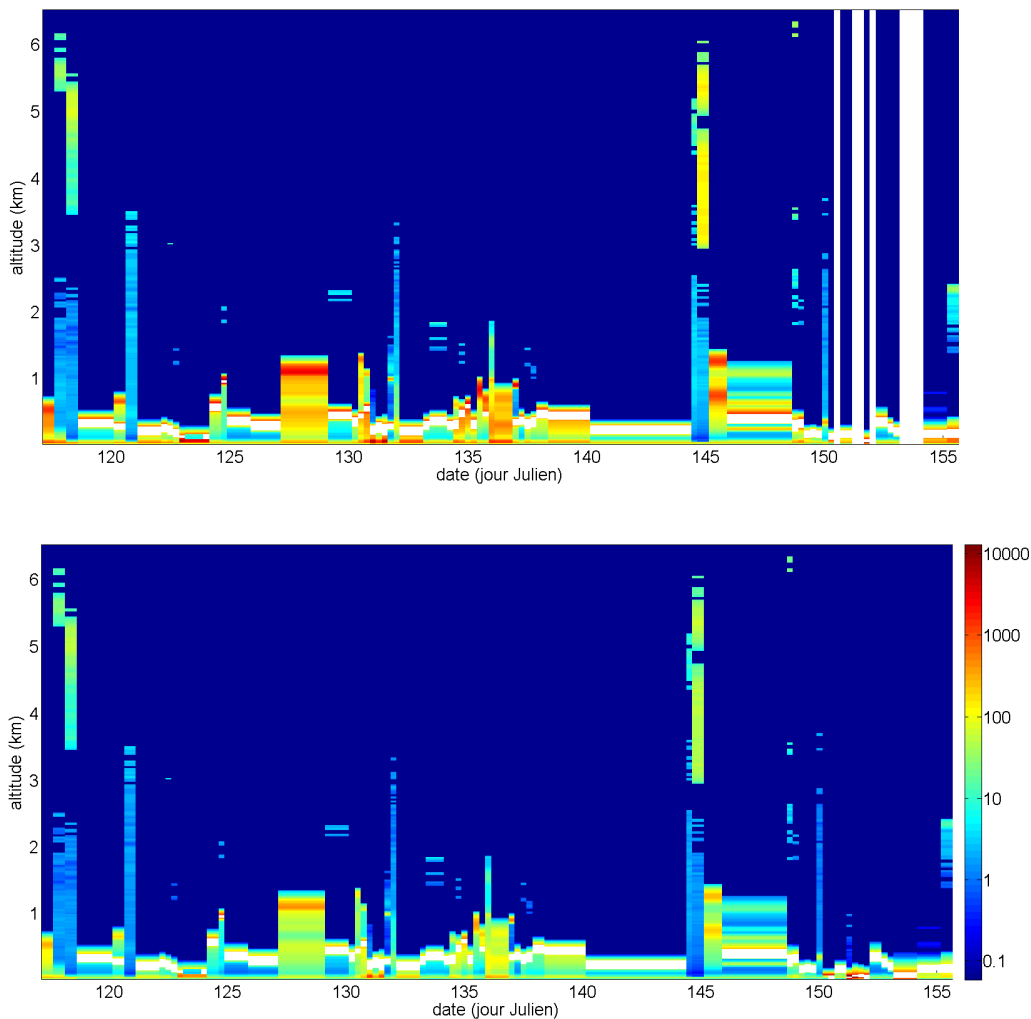


FIGURE I.6 – Représentation temporelle correspondant au second déploiement du système non polarisé de la campagne N-ICE en 2015 du  $P_u \cdot z^2$  (haut) et du rapport de diffusion atténué (bas).

On retrouve comme à la première période de la campagne Barneo une fréquence élevée de nuage opaque saturant le détecteur dans le premier kilomètre.

### I.2.2 Système polarisé

Le premier système polarisé a été déployé deux fois pendant de très courtes périodes, la première fois du 27 janvier 2015 à 3h au 21 février 2015 à 3h (45 profils), et la seconde fois du 7 mars 2015 à 15h au 15 mars 2015 à 15h (16 profils). L'impact du givre sur la dépolarisation donc l'atténuation n'est pour l'instant pas quantifiable donc aucune discrimination entre les profils n'est réalisée. Ci-dessous sont indiquées les représentations temporelles des  $P_u \cdot z^2$  des voies parallèle et perpendiculaire pour

la première période du système polarisée.

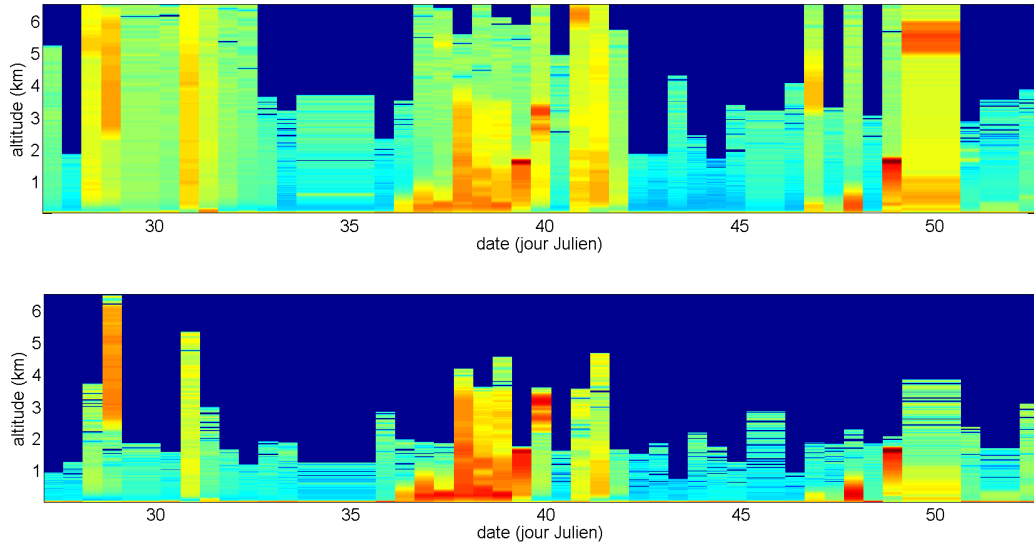


FIGURE I.7 – Représentation temporelle correspondant au premier déploiement du système polarisé de la campagne N-ICE en 2015 du  $P_u.z^2$  de la voie parallèle (haut) et perpendiculaire (bas).





# Article en préparation

## IAOOS microlidar-on-buoy development and first results obtained during 2014 and 2015 arctic drifts

Vincent Mariage<sup>1,3\*</sup>, Jacques Pelon<sup>1</sup>, Frédéric Blouzon<sup>2</sup>, Stéphane Victori<sup>3</sup>, Nicolas Geyskens<sup>2</sup>, Nadir Amarouche<sup>2</sup>, Christine Drezen<sup>4</sup>, Antoine Guillot<sup>4</sup>, Michel Calzas<sup>4</sup>, Magali Garracio<sup>5</sup>, Nicolas Wegmuller<sup>6</sup>, Nathalie Sennéchaël<sup>7</sup>, Christine Provost<sup>7</sup>

<sup>1</sup>LATMOS, UPMC-UVSQ-CNRS, Paris, France

<sup>2</sup>DT/INSU, Meudon, France

<sup>3</sup>Cimel Electronique, Paris, France

<sup>4</sup>DT/INSU, Brest, France

<sup>5</sup>IPEV, Brest, France

<sup>6</sup>PIT, OVSQ, Guyancourt, France

<sup>7</sup>LOCEAN, UPMC-CNRS, Paris, France

\*vincent.mariage@latmos.ipcl.fr

**Abstract:** The development of first ever autonomous aerosol and cloud backscatter LIDAR (Light Detection and Ranging) systems implemented on buoys for Arctic observations has been achieved in 2015 within the French EQUIPEX IAOOS project. The environmental and operational constraints were met by adopting the concept of fibered diode laser based microlidar systems for both systems with and without polarization analysis capability. This implied a specific optical design for polarization discrimination. The main features of these instruments are reported. Pre-operational systems have been tested in 2014 and 2015 at latitudes higher than 80N. First results have been obtained for the non-polarized system from spring to autumn 2014 after the buoy was placed at the North Pole at the Barneo Russian camp. The polarized system was tested in winter-spring 2015 north of Svalbard during the Norwegian campaign N-ICE 2015. An overall good behavior of the two systems has been observed, allowing low cloud characterization as shown by first results presented here.

©2015 Optical Society of America

OCIS codes: (010.0010) Atmospheric and oceanic optics; (010.0280) Remote sensing and sensors; (010.3640) Lidar; (010.1350) Backscattering; (010.1615) Clouds.

### References and links

1. M. D. Shupe, J. M. Intrieri, "Cloud radiative forcing of the Arctic surface: The influence of cloud properties, surface albedo, and solar zenith angle", *Journal of Climate*, **17**, 616-628 (2004)
2. J. M. Intrieri, M. D. Shupe, T. Uttal, B. J. McCarty, "An annual cycle of Arctic cloud characteristics observed by radar and lidar at SHEBA", *Journal of Geophysical Research: Oceans*, **107** (C10), SHE 5-1-SHE 5-15 (2002)
3. D. M. Winker, J. Pelon, J. A. Coakley Jr., S. A. Ackerman, R. J. Charlson, P. R. Colarco, P. Flamant, Q. Fu, R. Hoff, C. Kittaka, T. L. Kubar, H. Le Treut, M. P. McCormick, G. Megie, L. Poole, K. Powell, C. Trepte, M. A. Vaughan, B. A. Wielicki, "The CALIPSO Mission: A Global 3D View Of Aerosols And Clouds", *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **91**, 1211-1229
4. Y. Blanchard, J. Pelon, E. W. Eloranta, K. P. Moran, J. Delanoë, and G. Sèze, "A Synergistic Analysis of Cloud Cover and Vertical Distribution from A-Train and Ground-Based Sensors over the High Arctic Station Eureka from 2006 to 2010." *J. Appl. Meteor. Climatol.*, **53**, 2553-2570 (2014)
5. S. Tanelli, S. L. Durden, E. Im, K. S. Pak, D. G. Reinke, P. Partain, J. M. Haynes, and R. T. Marchand, "CloudSat's cloud profiling radar after two years in orbit: Performance, calibration and processing", *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **46**, 3560-3573 (2008).
6. M. L. Larsen, A. B. Kostinski, "Simple dead-time corrections for discrete time series of non-Poisson data", *Meas. Sci. Technol.*, **20**, 095101 (2009)

---

## **Développement et mise en œuvre de LiDAR embarqués sur bouées dérivantes pour l'étude des propriétés des aérosols et des nuages en arctique et des forçages radiatifs induits**

### **Résumé :**

Afin de multiplier les mesures en région arctique pour mieux comprendre les processus et interaction qui s'y déroulent entre l'atmosphère, la glace de mer et l'océan, un EQUIPEX a été financé afin de développer et déployer en réseau des bouées multi-instrumentées. Pour la partie atmosphère un LiDAR innovant à rétrodiffusion de Rayleigh et de Mie répondant aux contraintes du projet et de l'environnement arctique est développé. Un modèle simple et les différentes contraintes ont orienté la conception vers un système basé sur une diode laser émettant dans le très proche infrarouge. Un prototype optimisé a finalement pu être réalisé dans le planning serré de cet EQUIPEX, avant une première dérive d'avril à décembre 2014. Malgré un problème de givre les premiers résultats concernant la nébulosité et les flux IR descendants à la surface sont cohérents avec ceux de précédentes campagnes. Des couches d'aérosols jusque 3km et des précipitations ont également pu parfois être détectées. Les résultats des deux premiers déploiements présentés dans cette thèse fournissent un bon aperçu de l'apport que représentera ce réseau de bouées multi-instrumentées en région centrale arctique.

**Mots clés :** LiDAR, arctique, aérosols, nuages, bilan radiatif

---

---

**Development and deployment of autonomous LiDAR set on drifting buoys to study aerosols and clouds arctic properties, and induced radiative forcing**

**Abstract :**

In order to multiply measurements in the arctic region to improve our knowledge of process and feedback between atmosphere, sea ice and ocean, a french project EQUIPEX was funded to develop and deploy a network of multi-instrumented buoys. For the atmospheric studies an innovative Rayleigh and Mie backscattering LiDAR meeting project and arctic environment constraints has been developed. The results from a simple model and the different constraints led to the conception of a laser diode based system emitting in the very near infrared spectrum. Tight deadlines of the project were respected and an optimized prototype was produced before a first drift from April to December 2014. Despite an icing problem first results concerning nebulosity and infrared fluxes show good agreement with those obtained during former campaign. Aerosols layers up to 3km and precipitation were also detected. The results obtained from the two first deployments are presented in this thesis, and give a good overview of the future contribution of this central arctic located network of multi-instrumented buoys.

**Keywords :** LiDAR, arctic, aerosols, clouds, radiative budget

---