

# THESE

Présentée à  
**L'université de sciences et technologie de Lille**

Pour obtenir le grade de :  
**Docteur de l'université**

Spécialité :  
**Lasers, Molécules et Rayonnement Atmosphérique**

Par  
**Bertrand OVIGNEUR**

## **Description des propriétés macrophysiques et microphysiques des nuages par télédétection active et passive – Application à la campagne aéroportée FRENCH/DIRAC**

Soutenue le 15 décembre 2005

M.	<b>Bernard GUILLEMET</b>	MdC, LaMP, Université B. Pascal	Rapporteur
M.	<b>Jacques PELON</b>	DR, SA, Université P. et M. Curie	Rapporteur
M.	<b>Laurent C.-LABONNOTE</b>	MdC, LOA, USTL	Examinateur
Mme.	<b>Claudia STUBENRAUCH</b>	DR, LMD, Ecole polytechnique	Examinatrice
M.	<b>Frédéric PAROL</b>	Pr, LOA, USTL	Directeur de thèse
M.	<b>Gérard BROGNIEZ</b>	Pr, LOA, USTL	Co-directeur de thèse
M.	<b>Yvonick HURTAUD</b>	Ing, DGA	Membre invité

**Laboratoire d'Optique Atmosphérique**  
UFR de Physique  
Ecole doctorale Sciences de la Matière, du Rayonnement et de l'Environnement  
Université de Sciences et Technologies de Lille



## Résumé

Les nuages sont l'une des principales sources d'incertitude de la prévision du climat futur de la Terre. L'étude présentée vise à développer des méthodes affinant la description tant macrophysique que microphysique des nuages à partir de mesures aéroportées. Ces méthodes peuvent être à terme appliquées à des mesures spatiales du type de celles du train de l'espace, l'A-train. A cet effet, les mesures de deux radiomètres (POLDER et MiniMIR) et d'un lidar (LEANDRE) acquises pendant la campagne aéroportée FRENCH/DIRAC sont exploitées.

Une méthode d'absorption différentielle est développée et utilisée pour corriger les mesures des deux radiomètres POLDER et MiniMIR de l'absorption par les gaz atmosphériques. POLDER, avec son large champ de vue, effectue une mesure radiométrique multidirectionnelle. La luminance multidirectionnelle d'une scène nuageuse est obtenue en la suivant sur plusieurs acquisitions successives de l'instrument.

POLDER et LEANDRE permettent une évaluation de l'altitude des nuages. Le lidar fournit l'information la plus précise et peut permettre de discriminer les sommets et les bases de plusieurs couches nuageuses. Par des méthodes stéréoscopiques ou basées sur l'absorption par le dioxygène, POLDER fournit une information sur l'altitude des nuages. Celle-ci est moins précise mais présente l'avantage de rendre compte du large champ spatial couvert par l'instrument.

Les mesures polarisées de POLDER ou de LEANDRE permettent une estimation de la phase thermodynamique des nuages, mais par commodité, une méthode simple basée sur le rapport des luminances mesurées dans le visible et le moyen infrarouge par MiniMIR est développée et privilégiée dans cette étude.

Finalement, une méthode d'estimation optimale est développée et mise en œuvre pour déterminer l'épaisseur optique des nuages et la dimension des particules qui les constituent à partir de mesures passives dans le visible et dans le moyen infrarouge. Comparée aux méthodes précédemment développées au laboratoire, cette méthode permet d'obtenir des précisions similaires sur les paramètres nuageux déterminés. Toutefois, elle offre l'avantage d'exploiter naturellement les mesures multidirectionnelles de POLDER ainsi que d'autres informations ou données auxiliaires. De part sa modularité, cette méthode pourrait permettre d'exploiter en synergie les mesures de l'A-train.

# **Description of the macrophysical and microphysical properties of clouds through active and passive remote sensing – Application to the FRENCH/DIRAC airborne campaign**

## **Abstract**

Clouds are one of the largest uncertainties in climate forcing assessments. This study aims to develop methods to improve the macrophysical and microphysical cloud description. These methods could use spatial measurements like the ones provided by the A-Train. For that purpose, measurements from two radiometers (POLDER and MiniMIR) and a lidar (LEANDRE) acquired during the FRENCH/DIRAC airborne campaign are processed and analysed.

A differential absorption method is developed and used to correct the measurements of the two radiometers POLDER and MiniMIR for absorption by the atmospheric gases. POLDER, with its large field of view, provides multidirectional radiometric measurements. The multidirectional radiance of a cloudy scene is obtained by following this scene on several successive instrument acquisitions.

Both POLDER and LEANDRE allow the evaluation of the clouds altitude. The highest accurate information is provided by the lidar which permits additionally to find cloud top and bottom level on several layers. Through stereoscopy or molecular oxygen absorption, POLDER provides information on cloud altitude. This last one is less accurate but has the advantage of using the instrument's large spatial field.

POLDER's or LEANDRE's polarised measurements can be used to estimate the cloud thermodynamic phase, however in this study, we focus on the ratio between radiances measured by MiniMIR in the visible and in the middle infrared.

Finally, an optimal estimation method is developed and used to determine the cloud optical thickness and the particle size of these clouds through passive measurements in the visible and in the middle infrared. In terms of accuracy, this method is in good agreement with the ones previously developed in the lab. In addition, the optimal estimation method allows the exploitation of POLDER's multidirectional measurements and of some other information or data.

Compare to methods afore developed in the laboratory, this method give the same accuracy. However, it permits to naturally exploited POLDER's multidirectional measurements and some other information or data. Through its modularity, this method could permit the processing of the A-Train's measurements.

## **Remerciements**

Ce manuscrit conclut trois ans (et quelques mois) de travail, je tiens en ces quelques lignes à exprimer ma reconnaissance à tous ceux qui de près ou de loin y ont contribué.

J'exprime en premier lieu ma gratitude à Frédéric Parol. Pour cette direction de thèse, il a encadré ce travail, m'a guidé et fait confiance en me laissant une grande liberté d'action. En tant que co-directeur de thèse, je remercie également Gérard Brogniez, en particulier pour son "coaching" de fin de thèse.

Je remercie la Délégation Générale pour l'Armement qui a financé cette étude ainsi que mon interlocuteur en son sein Yvonick Hurtaud.

Pour avoir accepté de rapporter ce travail bien que les délais soient tendus, j'assure ma reconnaissance à Bernard Guillemet et Jacques Pelon. Ce dernier a joué le rôle de président de jury et aurait par ailleurs déjà gagné sa place dans ces lignes pour la mise à disposition et la hotline des données LEANDRE. Que soient remerciés les autres jurés Claudia Strubenrauch et Laurent C.-Labonnote. Outre ce rôle académique, ce dernier m'aura particulièrement aidé en répondant à nombre de mes questions relatives au code IHM ou à la mise en œuvre d'une méthode d'estimation optimale.

Nombreux sont ceux à avoir au fil de ma thèse apporté leur contribution scientifique voire leurs secours. Je tiens ainsi à remercier Philippe François qui a géré la base de données aéroportées et qui a accordé ainsi qu'à Anne-Claire Anselme bien du temps pour rechercher les divers problèmes rencontrés lors de la prise en main des données POLDER. Relativement à la simulation du rayonnement diffusé je remercie Bernard Bonnel et Lucile Duforet. Sans quitter le littoral, je remercie Philippe Dubuisson pour les informations relatives au calcul de l'absorption gazeuse. Les simulations exploitent les propriétés optiques de particules de glace aussi je remercie Anthony Baran qui a accepté de communiquer celles des bullet-rosettes. Concernant le lidar, je suis reconnaissant à Cyrille Flamant de m'avoir entretenu de l'exploitation de ses mesures. Une estimation rapide de la phase a été un point clef de cette étude aussi, que Jérôme Riédi soit remercié des informations distillées en ce sens. En fin de documents, les résultats sont comparés à leurs homologues émanant de mesures in-situ, or ceux-ci n'ont été possibles que par la participation d'Olivier Jourdan. A croire que tout ceci ne faisait que froter la perfection, ils ont été plusieurs à bien vouloir relire ce document. Aussi, en complément d'autres déjà sus-nommés, je remercie Celine Cornet. D'autres ont ici été omis, je m'en désole mais ne les remercie pas moins.

La campagne FRENCH regroupe assurément une poignée de thésards aussi je remercie Laurianne Bécu de m'avoir passé le relais de la composante nuage et Fabien Waquet pour les propriétés des aérosols rencontrés.

A une campagne aéroportée, il convient d'adjoindre une instrumentation dédiée. Aussi, je remercie pour avoir répondu à mes questions relatives à POLDER, MiniMIR et aux transferts de données, respectivement Jean-Yves Balois, Frédérique Auriol et Christian Verwaerde.

Pour m'avoir accompagné pour mes premiers pas dans le monde de la recherche, je suis reconnaissant à Michèle Vespérini qui a été en DEA ma directrice de stage.

J'ignore s'il convient davantage de remercier le baron von Sauerbronn ou les frères Michaux mais dans leurs rôles de pionniers, ils ont peut être apporté sans le savoir des solutions au problème climatique qui cerne ces étude. Ainsi, outre la détente et la condition physique optimale nécessaire à une thèse, n'auront t'ils pas contribué en 3 ans à éviter le rejet de plus de 2 tonnes de dioxyde carbone.

Ce travail a bien sur été facilité par la bonne ambiance qui règne au Laboratoire d'Optique Atmosphérique et en particulier des joyeuses drilles thésitifs. Merci pour leur comportement exemplaire à Benjamin et Gaëlle qui m'ont supporté alors que nous faisons bureau commun.

Pour leur soutien, je remercie famille et proches, en particulier Nathalie qui m'a épaulée alors qu'en fin de thèse nous ne parvenions au mieux qu'à nous croiser.

Merci enfin au lecteur qui par essence justifie la rédaction de ce document.

<b>INTRODUCTION .....</b>	<b>11</b>
<b>PREMIERE PARTIE .....</b>	<b>17</b>
<b>LA CAMPAGNE DE MESURES FRENCH/DIRAC ET LES INSTRUMENTS .....</b>	<b>17</b>
<b>I/ L'instrumentation utilisée dans cette étude .....</b>	<b>18</b>
I.A/ Le radiomètre POLDER.....	18
I.A.1/ Multidirectionnel.....	18
I.A.2/ Champ large .....	19
I.A.3/ Mesures spectrales .....	19
I.A.4/ Mesures polarisées .....	20
I.A.5/ Résolution spatiale .....	20
I.A.6/ Configuration de POLDER pendant FRENCH.....	21
I.A.7/ La version spatiale.....	21
I.B/ L'instrument MiniMIR.....	22
I.C/ LEANDRE .....	23
I.C.1/ Principe du lidar .....	23
I.C.2/ LEANDRE .....	24
I.D/ Le néphélomètre polaire.....	25
<b>II/ La campagne de mesures FRENCH/DIRAC.....</b>	<b>26</b>
II.A/ Présentation générale de l'expérience.....	26
II.A.1/ La campagne .....	26
II.A.2/ Les avions .....	26
II.A.3/ Bilan des vols.....	28
II.B/ Les objectifs de la campagne de mesures .....	30
II.B.1/ Caractérisation des scènes.....	31
II.B.2/ A-train.....	31
II.B.3/ De FRENCH à l'A-train.....	34
<b>SECONDE PARTIE .....</b>	<b>36</b>
<b>MISE EN FORME DES MESURES .....</b>	<b>36</b>
<b>I/ Définition des paramètres optiques.....</b>	<b>37</b>
I.A/ Coefficient d'extinction .....	37
I.B/ Albédo de diffusion simple .....	37
I.C/ Fonction de phase et de diffusion.....	37
I.D/ Unités.....	38
<b>II/ La mesure passive .....</b>	<b>39</b>
II.A/ Luminances et grandeurs dérivées.....	39
II.A.1/ Convention angulaire .....	39
II.A.2/ Flux .....	39
II.A.3/ Eclairage solaire .....	40
II.A.4/ Luminance .....	40
II.A.5/ Luminance normalisée .....	41
II.A.6/ Réflectance.....	41
II.B/ La polarisation .....	42
II.B.1/ Définition .....	42
II.B.2/ Luminances pour les canaux polarisés .....	43
II.C/ Principe de la mesure radiométrique.....	45
II.C.1/ Mesure instrumentale .....	45
II.C.2/ Etalonnage.....	45

II.C.3/ Le facteur 2 induit lors de l'étalonnage des voies polarisées .....	45
II.C.4/ Incertitudes.....	46
II.D/ Correction des zéros optiques.....	46
II.D.1/ Principe.....	47
II.D.2/ Evolution de la correction.....	47
II.D.3/ Mise en œuvre de la correction du zéro optique .....	49
<b>III/ Les paramètres de vol .....</b>	<b>51</b>
III.A/ Attitude de l'avion et des instruments.....	51
III.B/ Position.....	53
<b>IV/ Mesures multidirectionnelles de POLDER .....</b>	<b>56</b>
IV.A/ Recalage des trois voies d'un canal spectral polarisé.....	56
IV.B/ Reprojection des images POLDER aéroportées.....	58
IV.B.1/ La reprojection.....	59
IV.B.2/ Intérêt de la reprojection.....	62
IV.B.3/ Repérer le plan solaire .....	62
IV.C/ Moyenne des images.....	63
IV.C.1/ Des variations de luminance.....	63
IV.C.2/ Intérêt de calculer la moyenne des images successives.....	64
IV.C.3/ Mise en pratique du calcul de la moyenne.....	64
IV.C.4/ Image divisée par la moyenne .....	65
IV.D/ Suivi de scènes nuageuses entre les images .....	67
IV.D.1/ Définition .....	67
IV.D.2/ Principe .....	67
IV.D.3/ Recherche d'un décalage global.....	69
IV.D.4/ Décalage variable au cœur de l'image.....	74
IV.D.5/ Suivi sur plusieurs acquisitions .....	75
<b>V/ Les données de LEANDRE .....</b>	<b>79</b>
V.A/ Signal mesuré.....	79
V.A.1/ Inventaire.....	79
V.A.2/ Normalisation sur le signal moléculaire .....	80
V.B/ Interaction avec l'atmosphère.....	80
V.B.1/ Equation lidar.....	80
V.B.2/ Diffusion multiple.....	82
V.B.3/ Coefficient de rétrodiffusion apparente .....	84
V.B.4/ Cas des voies polarisées.....	85
<b>TROISIEME PARTIE .....</b>	<b>89</b>
<b>CORRECTIONS DES MESURES RADIOMETRIQUES.....</b>	<b>89</b>
<b>I/ L'absorption gazeuse .....</b>	<b>90</b>
I.A/ Caractère non monochromatique du rayonnement.....	90
I.A.1/ L'absorption – raies et continua .....	90
I.A.2/ Base de donnée spectroscopique – code raie par raie.....	91
I.A.3/ Largeur des filtres spectraux des instruments .....	92
I.B/ Calcul direct des transmissions .....	93
I.C/ Simulation du couplage absorption - diffusion .....	95
I.C.1/ Couplage de l'absorption gazeuse au code de transfert radiatif .....	95
I.C.2/ Décomposition des luminances .....	96
I.C.3/ Inconvénient.....	97
I.D/ Détermination des transmissions à partir des mesures.....	98
I.D.1/ Diffusion efficace en terme d'absorption.....	98
I.D.2/ Calcul des transmissions gazeuses .....	100
I.D.3/ Création de tables de transmissions gazeuses .....	101
I.D.4/ L'ozone .....	101
I.D.5/ La vapeur d'eau.....	105

I.D.6/ Le dioxygène.....	108
I.D.7/ Autres gaz .....	115
I.D.8/ Ordres de grandeurs .....	118
<b>II/ Cohérence des mesures radiométriques passives .....</b>	<b>121</b>
II.A/ Solidarité de POLDER et de MiniMIR.....	121
II.B/ Comparaison radiométrique : POLDER - MiniMIR.....	121
II.B.1/ Constats.....	121
II.B.2/ Hypothèses et explications.....	123
II.B.3/ Conclusion .....	130
II.C/ Comparaison inter-bandes POLDER.....	130
II.C.1/ Allure générale des luminances des canaux centrés à 865 nm et à 910 nm .....	131
II.C.2/ Rapprochement des mesures de POLDER et de LEANDRE.....	132
II.C.3/ Autres canaux.....	133
II.C.4/ Conclusion .....	134
II.D/ Cohérence inter pixels de POLDER.....	134
II.D.1/ Etalonnage inter pixels.....	134
II.D.2/ Des artéfacts sur les images POLDER.....	135
II.D.3/ Conclusion .....	137
II.E/ Conclusion globale.....	138
<b>QUATRIEME PARTIE .....</b>	<b>139</b>
<b>DETERMINATION ET ANALYSE DES PROPRIETES DES NUAGES .....</b>	<b>139</b>
<b>I/ Altimétrie .....</b>	<b>140</b>
I.A/ Localisation des nuages avec le lidar .....	140
I.A.1/ Détection visuelle.....	140
I.A.2/ Détection par seuil constant .....	141
I.A.3/ Détection par seuil oblique et dynamique .....	142
I.A.4/ Détermination des limites du nuage .....	143
I.B/ Altitude du nuage par stéréoscopie avec POLDER.....	144
I.B.1/ Principe.....	144
I.B.2/ Détail de l'altitude au sein d'une image POLDER.....	145
I.C/ Altitude du nuage via la pression apparente dioxygène .....	149
I.C.1/ Principe.....	149
I.C.2/ Détail de l'altitude au sein d'une image POLDER.....	149
I.D/ Comparaison altimétrique le long des vols .....	153
I.D.1/ Analyse du vol du 7 octobre 2001.....	154
I.D.2/ Analyse du vol du 5 octobre au matin.....	158
I.D.3/ Autres vols .....	160
I.E/ Conclusion.....	162
<b>II/ Phase des nuages .....</b>	<b>164</b>
II.A/ Détermination de la phase des nuages à partir de mesures multidirectionnelles de polarisation .....	164
II.A.1/ Principe .....	164
II.A.2/ Application.....	166
II.B/ Détermination de la phase des nuages avec le rapport de mesures visibles et infra rouges .....	168
II.B.1/ Principe .....	168
II.B.2/ Application.....	170
II.B.3/ Illustration sur un vol .....	172
II.C/ Détermination de la phase des nuages avec le taux de dépolarisation du lidar .....	175
II.C.1/ Principe .....	175
II.C.2/ Application.....	175
II.C.3/ Illustration sur un vol .....	176
II.D/ Conclusion .....	180
<b>III/ Détermination de l'épaisseur optique .....</b>	<b>182</b>
III.A/ Définition .....	182

III.B/ Simulation du rayonnement diffusé par un nuage .....	183
III.B.1/ Le formalisme de Stokes.....	183
III.B.2/ Calcul des propriétés optiques des particules .....	184
III.B.3/ Code de transfert radiatif : l'Adding-Doubling.....	191
III.B.4/ Intégration des matrices de diffusion au code Adding-Doubling.....	193
III.B.5/ Modélisation de la surface maritime.....	196
III.C/ Evaluation de l'épaisseur optique des nuages avec des mesures radiométriques passives .....	199
III.C.1/ Epaisseur optique monodirectionnelle.....	199
III.C.2/ Epaisseur optique multidirectionnelle.....	204
III.C.3/ Analyse des épaisseurs optiques trouvées.....	206
III.C.4/ Méthode d'estimation optimale .....	208
III.C.5/ Conclusion relative aux épaisseurs optiques "passives".....	214
III.D/ Evaluation de l'épaisseur optique avec le lidar .....	215
III.D.1/ Méthode.....	215
III.D.2/ Résultats .....	217
III.D.3/ Conclusion.....	218
<b>IV/ Dimension des particules nuageuses .....</b>	<b>220</b>
IV.A/ Impact de la dimension des particules sur l'épaisseur optique.....	220
IV.B/ Sensibilité des luminances à la dimension des particules et à l'épaisseur optique du nuage.....	221
IV.B.1/ Choix des mesures pour déterminer l'épaisseur optique .....	221
IV.B.2/ Choix des longueurs d'onde pour déterminer la dimension des particules nuageuses .....	222
IV.B.3/ Détail de la sensibilité des luminances à l'épaisseur optique .....	222
IV.B.4/ Détail de la sensibilité des luminances à la dimension des particules .....	223
IV.B.5/ Conclusion.....	226
IV.C/ Détermination des rayons des particules et de l'épaisseur optique .....	226
IV.C.1/ Utilisation d'un réseau de luminances simulées .....	226
IV.C.2/ Utilisation d'une méthode d'estimation optimale.....	228
IV.C.3/ Résultats de la méthode d'estimation optimale .....	233
IV.D/ Influence du type de cristal .....	242
IV.D.1/ Comparaison des paramètres nuageux .....	242
IV.D.2/ Apport de la mesure polarisée multidirectionnelle.....	246
IV.D.3/ Impact de l'indice d'absorption de la glace.....	247
IV.E/ Mesures in situ.....	249
IV.E.1/ Principe.....	249
IV.E.2/ Application .....	250
IV.F/ Conclusion.....	251
<b>CONCLUSION.....</b>	<b>252</b>
<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES .....</b>	<b>258</b>

# **Introduction**

Le climat de la terre a connu, à diverses échelles temporelles, d'importantes variations. Certaines de ces variations naturelles sont, à l'exemple des glaciations, périodiques tandis que d'autres, par exemple des périodes de volcanisme intense, revêtent un caractère exceptionnel. Ces variations se produisent sur des temps dit "géologiques" d'un ordre de grandeur de loin supérieur à la durée de vie d'un être vivant. Toutefois, depuis le début de l'ère industrielle, la terre s'est réchauffée. En moyenne, ce réchauffement est supérieur à 0,6°C depuis 1860 (*Jones et Moberg, 2003*). Il semble dorénavant acquis, avec l'expansion démographique humaine et l'explosion de la société de consommation, que l'homme est le principal instigateur de ce dérèglement climatique. Pour faire face à ses besoins en énergie toujours croissants et la biomasse étant déjà fortement réduite, l'homme a exploité les combustibles à très hauts rendements énergétiques que sont le charbon et le pétrole. Or, l'exploitation de ces ressources fossiles induit, en détruisant les réserves, une perturbation du cycle du carbone qui se traduit par une augmentation de la concentration du dioxyde de carbone dans l'atmosphère (mesures du laboratoire d'observation de Mauna – *Thoning, 1989*). Par l'entremise de l'effet de serre auquel ce gaz contribue, cette perturbation implique une augmentation de la température terrestre.

Le système climatique est très complexe et les interactions entre ses différents composants sont multiples. Ainsi, le réchauffement est très hétérogène et il affecte notamment la nébulosité (surface du globe couverte par les nuages), les précipitations ou le niveau de la mer. Or, s'il peut être opportun de gagner un degré sur la côte d'Opale, il en est tout autre d'un raz-de-marée au Bangladesh ou d'une intensification de la désertification. Les répercussions d'un changement climatique sur les écosystèmes de la planète sont nombreuses avec notamment la modification de certaines niches écologiques. A de toutes autres échelles, des changements climatiques peuvent expliquer la toujours controversée crise crétacé - tertiaire ou la plus récente disparition des mammoths à la fin de la dernière période glaciaire (*Stuart, 2004*). Et si bon nombre d'espèces, comme l'homme, ont su s'adapter à des milieux très diversifiés, il est vraisemblable que, par exemple, la remontée en latitude de la mouche tsé-tsé ne serait pas sans conséquence.

Nous comprenons donc que le réchauffement climatique soit au cœur des préoccupations. Par contre, au delà de ce simple constat d'un actuel réchauffement de la planète, il est tant primordial que complexe de prévoir l'évolution de ce réchauffement et son impact sur les constituants de l'atmosphère et de la biosphère. La prévision de ces changements pourrait permettre de déterminer quelle conduite (notamment industrielle) pourrait les limiter. Des modèles ont déjà été développés et se révèlent plus ou moins pessimistes, prévoyant des réchauffements entre 1,4° et 5,5° d'ici 2100 (*IPCC 2001*). Aussi, il

convient également, si le changement climatique est inexorable, d'anticiper et de se préparer à ses conséquences tant biologiques qu'économiques.

Ces prévisions sont rendues difficiles par la très forte inertie du système climatique et par les multiples interactions entre les composants atmosphériques. Il arrive que ces interactions induisent un réchauffement ou un refroidissement des températures, on parle alors de rétroaction. Ainsi, à titre d'exemple, si la température augmente, les glaciers fondent, l'albédo terrestre diminue et la terre absorbe davantage le rayonnement solaire, ce qui a pour effet d'accentuer le réchauffement. Une telle rétroaction amplifiant la cause initiale est qualifiée de positive et de négative dans le cas contraire. Sans juger ici de l'amplitude de la rétroaction, le mécanisme est fort simple dans le cas de glacier. Mais, sur d'autres exemples, les rétroactions peuvent être plus complexes comme c'est le cas pour le couvert végétal dont la photosynthèse (et donc l'absorption de dioxyde de carbone) est favorisée par le surplus de dioxyde de carbone mais dont la respiration (et donc le rejet de dioxyde de carbone) est augmentée par la hausse de température (*Dufresne et al, 2002*).

Dans le système climatique, les nuages constituent l'un des éléments les plus influents mais aussi l'un des plus incertains. L'impact radiatif des nuages est double. De par leur albédo, ils réfléchissent une partie du rayonnement solaire, limitant la part de rayonnement absorbée par la surface. Ils tendent alors à refroidir l'atmosphère, c'est l'effet "parasol". D'un autre côté, ils absorbent le rayonnement émis par la surface et rayonnent à leur tour aussi bien vers l'espace que vers la surface. Ils réchauffent ainsi les basses couches de l'atmosphère. En outre, le rayonnement émis par un corps est, comme le montre la loi de Stefan, proportionnel à la puissance quatre de sa température. Le nuage, en vertu de sa plus faible température, émet alors, toutes directions confondues, moins que la surface. Les nuages modulent ainsi le rayonnement tellurique et contribuent au réchauffement de la planète, c'est l'effet de serre. Sur les  $340 \text{ W.m}^{-2}$  reçus en moyenne par la terre, l'effet parasol entraîne une diminution de l'ordre de  $50 \text{ W.m}^{-2}$  et l'effet de serre une augmentation de l'ordre de  $30 \text{ W.m}^{-2}$  (*Ramanathan, 1989*). Ces chiffres sont bien sûr moyens puisque, en particulier, si l'effet parasol n'a de sens que de jour, l'effet de serre est tant diurne que nocturne.

Toutefois, les parts respectives de ces deux effets antagonistes dépendent des propriétés tant macrophysiques que microphysiques des nuages. La nébulosité, en premier lieu, affecte les deux effets, mais plus elle est importante plus le rôle joué par les nuages sera grand. Par contre, les nuages les plus hauts étant les plus froids, ils sont moins émissifs et augmentent l'effet de serre. A l'opposé, les nuages possédant les contenus en eau (ou en glace) les plus importants sont les plus réfléchissants et augmentent l'effet parasol. Ces propriétés des nuages sont mal connues et donc l'incertitude quand à leur influence sur le climat est importante.

De même, l'évolution des propriétés des nuages avec le réchauffement climatique est également mal connue. Ainsi, la rétroaction des nuages sur le réchauffement climatique est particulièrement méconnue et même son signe est incertain (*Stephens et al, 1990 – Le Treut et McAvaney, 2000*). Il est, en effet, difficile de prévoir si compte tenu de l'élévation de température, les nuages accroissent ce réchauffement ou au contraire le limitent. Par exemple, avec une hausse des températures, la quantité de vapeur d'eau dans l'atmosphère augmente, offrant un potentiel apport d'eau supplémentaire aux nuages. Mais, d'un autre côté, en vertu de la loi de Clausius - Clapeyron, lorsque la température est plus importante, il y a moins de condensation et la formation des nuages est limitée.

Si les besoins énergétiques accrus de l'homme sont à la base de ce réchauffement climatique, ils engendrent également de fortes productions d'aérosols (*Novakov et al, 2003*). Or, ces fines particules affectent la formation et l'évolution des nuages (*Haywood et Boucher, 2000*). Les aérosols font office de noyaux de condensation pour les particules nuageuses. Ainsi, à contenu en eau identique, davantage d'aérosols induit des particules nuageuses plus nombreuses et plus petites. Les nuages deviennent alors plus réfléchissants et tendent à refroidir la surface terrestre, c'est le premier effet indirect des aérosols (*Twomey, 1974*). En outre, ces plus petites particules nuageuses sont moins précipitantes et la "durée de vie" du nuage est allongée, augmentant de fait sa nébulosité et son albédo, c'est le second effet indirect des aérosols (*Pincus et Baker, 1994*). Ces aérosols peuvent, par contre, réchauffer localement l'atmosphère et limiter la formation des nuages ou modifier leurs altitudes de formation, c'est l'effet semi-direct des aérosols (*Johnson et al, 2004*). La dimension des particules nuageuses est donc un paramètre essentiel du comportement radiatif des nuages et de leur évolution.

Ainsi, les nuages sont un paramètre clef dans le devenir climatique de notre planète et leur impact est très mal estimé du fait de la méconnaissance de leurs propriétés et de l'évolution de ces dernières. Parmi les différents types de nuage, les cirrus sont à la source des plus grandes incertitudes. Leur rôle est de tout premier plan puisqu'ils couvrent en moyenne 20 % de la surface du globe (*Woodbury et Mc Cormick, 1986*). Toutefois, ceux-ci sont peu connus car leurs hautes altitudes les rendent difficilement accessibles aux avions. En outre, ils sont souvent fins et semi transparents et leur étude, voire leur détection, est compliquée. Par ailleurs, les nuages de glace nécessitent la description microphysique la plus précise. En effet, ils sont composés de cristaux de glace aux dimensions et aux formes très hétéroclites (*Krupp, 1991*). Les variations de l'impact radiatif de ces différents types de particules sont notamment illustrées par les halos et autres arcs circumzénithaux. La grande variété et la complexité des cristaux rendent une modélisation réaliste impossible, aussi, des modèles radiativement équivalents doivent être utilisés (*Labonnote et al, 2001*). La description de ces cristaux doit

être d'autant plus fine que les cristaux équivalents doivent rendre compte de phénomènes radiatifs à des longueurs d'onde dans le visible aussi bien que dans l'infrarouge thermique.

Les propriétés des nuages sont très fortement dépendantes de la position géographique ou des saisons. En outre, les caractéristiques moyennes des nuages peuvent varier d'une année sur l'autre avec par exemple les phénomènes el niño. Le satellite est ainsi un outil performant pour l'étude des nuages puisqu'il assure une couverture globale de la terre sur de longues périodes. Ces dernières années, des instruments toujours plus performants et de natures variées ont donc été placés en orbites. Néanmoins, les nuages évoluent relativement rapidement : suivant les masses d'airs, ils se déplacent, se développent et disparaissent tandis que d'autres apparaissent ; de même leurs particules grossissent par condensation, s'agrègent, changent d'états thermodynamiques ou précipitent. Ainsi, il est souvent difficile de comparer les résultats issus de ces différentes plateformes satellitaires. Une expérience spatiale internationale intitulée A-Train a été mise en œuvre pour placer sur une même orbite et avec des temps de passage rapprochés un essaim de six satellites à l'instrumentation éclectique et dédiée à l'étude de l'atmosphère. Ainsi, les résultats pourront être facilement comparés et les mesures combinées.

Dans une thématique bien différente, l'un des objectifs de la Délégation Générale pour l'Armement (DGA) est la modélisation de scènes complètes dans l'infrarouge thermique. Ces modélisations doivent prendre en compte une caractérisation précise de l'environnement, c'est à dire les différents éléments d'un paysage comme le fond de ciel, le sol, la végétation, les milieux urbains, mais aussi les nuages. En parallèle, l'un des objectifs du PEA MIRA (Plan d'Etudes Amont Méthodologie de développement et de validation expérimentale de modèles de rayonnements des fonds dans l'InfraRouge et de leur propagation dans l'atmosphère) dans lequel s'inscrit cette étude est la conception et le redimensionnement de capteurs ou de cibles. Ces cibles ou contre-mesures seront ensuite ajoutées aux modèles pour étudier leur discrimination dans l'environnement.

Or, dans cet environnement, les nuages affectent la transmission du rayonnement et en constituent même une source dans l'infrarouge thermique. Il est ainsi de grand intérêt de déterminer les propriétés microphysiques et macrophysiques des nuages.

La campagne de mesures aéroportées FRENCH/DIRAC a alors été mise en œuvre pour permettre l'étude des nuages à partir d'instruments couvrant une large bande spectrale.

La première partie de ce document présentera la campagne et les instruments aéroportés mis en œuvre. Nous verrons que ces instruments sont conceptuellement proches de ceux embarqués dans l'A-Train. La campagne FRENCH/DIRAC permet, en ce sens, de présumer de certaines des possibilités offertes par le train de l'espace.

Parmi les instruments disponibles, les deux radiomètres MiniMIR et POLDER ainsi que le lidar LEANDRE auront été plus particulièrement utilisés. La seconde partie de ce document présentera les divers traitements effectués pour rendre les mesures des instruments exploitables. En particulier, il sera fait état de l'important travail nécessaire à l'exploitation de l'information multidirectionnelle de POLDER dans le cadre de mesures aéroportées.

Dans un troisième temps, nous verrons comment l'absorption gazeuse est évaluée et prise en compte pour les mesures radiométriques passives. Quelques éléments indiquant une perturbation des mesures radiométriques de POLDER seront également évoqués.

Dans une quatrième partie, différentes méthodes de description des propriétés des nuages seront présentées et mises en œuvre. Nous présenterons d'abord la complémentarité des mesures de POLDER et du lidar pour déterminer l'altitude des nuages. Nous verrons ensuite que différentes méthodes exploitant les mesures passives et actives permettent l'estimation de la phase thermodynamique des nuages. Enfin, la comparaison des mesures radiométriques et de simulations permettra alors de déterminer l'épaisseur optique du nuage et de caractériser les particules qui le constituent au travers, notamment, leurs dimensions. Pour cela, une méthode d'estimation optimale sera mise en œuvre.

**Première Partie**  
**La campagne de mesures**  
**FRENCH/DIRAC et les**  
**instruments**

# **I/ L'instrumentation utilisée dans cette étude**

## **I.A/ Le radiomètre POLDER**

POLDER est l'acronyme de POLarization and Directionality of the Earth's Reflectances. (*Deschamps et al, 1994*).

Cet instrument développé au Laboratoire d'Optique Atmosphérique de Lille (LOA) est un radiomètre imageur polarisé à large champ de vue. Un radiomètre mesure la puissance du rayonnement électromagnétique qui lui parvient. Ce type d'instrument n'émet aucun rayonnement, il mesure celui émanant de sources externes. En ce sens, il s'agit d'un instrument passif.

POLDER est sensible au rayonnement visible et proche infrarouge. Ainsi, il permet l'étude du rayonnement solaire renvoyé par le système terre - atmosphère.

### **I.A.1/ Multidirectionnel**

Le radiomètre POLDER est un imageur, c'est-à-dire un instrument qui ne se limite pas à une unique direction de visée et permet l'obtention d'images à partir de ses mesures.

Certains imageurs utilisent un capteur couplé à un système mécanique pour balayer différentes directions de visées. D'autres utilisent une barrette de capteurs. Mais dans le cas de POLDER, toutes les mesures sont effectuées simultanément puisque l'instrument dispose d'une matrice de capteurs CCD (Charge Coupled Device). POLDER est, à ce titre, multidirectionnel. A chaque acquisition sont donc associées autant de mesures que de directions observées.

Plusieurs configurations de POLDER sont possibles. Ainsi, d'une campagne de mesure à l'autre, des éléments peuvent changer. En 2001, comme nous le verrons plus loin, l'instrument a participé à la campagne aéroportée FRENCH. Dans le cadre de cette campagne, la version de l'instrument utilisée était équipée d'une matrice de (288 x 242) cellules dont la dimension de chacune est de (32 x 27)  $\mu\text{m}^2$ .

Grâce à la matrice CCD, contrairement aux instruments à balayage, POLDER permet des visées multiples sur deux dimensions : transversalement et longitudinalement. Cette originalité permettra d'observer plusieurs fois les mêmes scènes au cours des acquisitions successives avec des géométries de visées variables.

## **I.A.2/ Champ large**

En complément de ces propriétés multidirectionnelles, l'instrument dispose d'un large champ d'observations. En effet, la couverture angulaire mesurée depuis le nadir est de  $52^\circ$  pour la direction associée à la longueur du capteur et  $42^\circ$  dans le sens de la largeur. En diagonale, le champ de vue atteint  $57^\circ$ .

Afin d'optimiser la qualité des mesures, l'optique à large champ est également télécentrique et asphérique.

Une optique télécentrique permet aux rayons lumineux d'atteindre le capteur perpendiculairement à celui-ci. Chaque cellule CCD est ainsi éclairée sous la même incidence. Ceci assure la même sensibilité en tout point du capteur.

L'asphéricité de la lentille évite les distorsions de l'image aux grands angles d'observation. Ainsi, la surface au sol observée par un pixel de la matrice CCD demeure constante et la trace au sol de ce pixel est rectangulaire. En somme, l'image projetée sur le capteur est une homothétie de la zone observée au sol.

## **I.A.3/ Mesures spectrales**

POLDER effectue ses mesures dans d'étroites bandes spectrales. L'instrument utilise un seul capteur et différents filtres spectraux sont placés devant celui-ci. D'un point de vue technique, ces filtres sont montés sur une roue installée de sorte qu'en tournant, les filtres viennent successivement occulter le capteur. La roue permet l'installation de 9 filtres. Cette roue et les différents éléments constitutifs de l'instrument sont visibles sur la Figure 1.

Pour un canal spectral donné, une nouvelle mesure est effectuée à chaque tour de roue. Ainsi, dans la suite de cette étude, nous utiliserons le terme "tour" pour identifier le numéro de la mesure faite par POLDER. Compte tenu des temps d'exposition du capteur et des temps de transferts, la durée d'un tour est de l'ordre de 4 secondes.

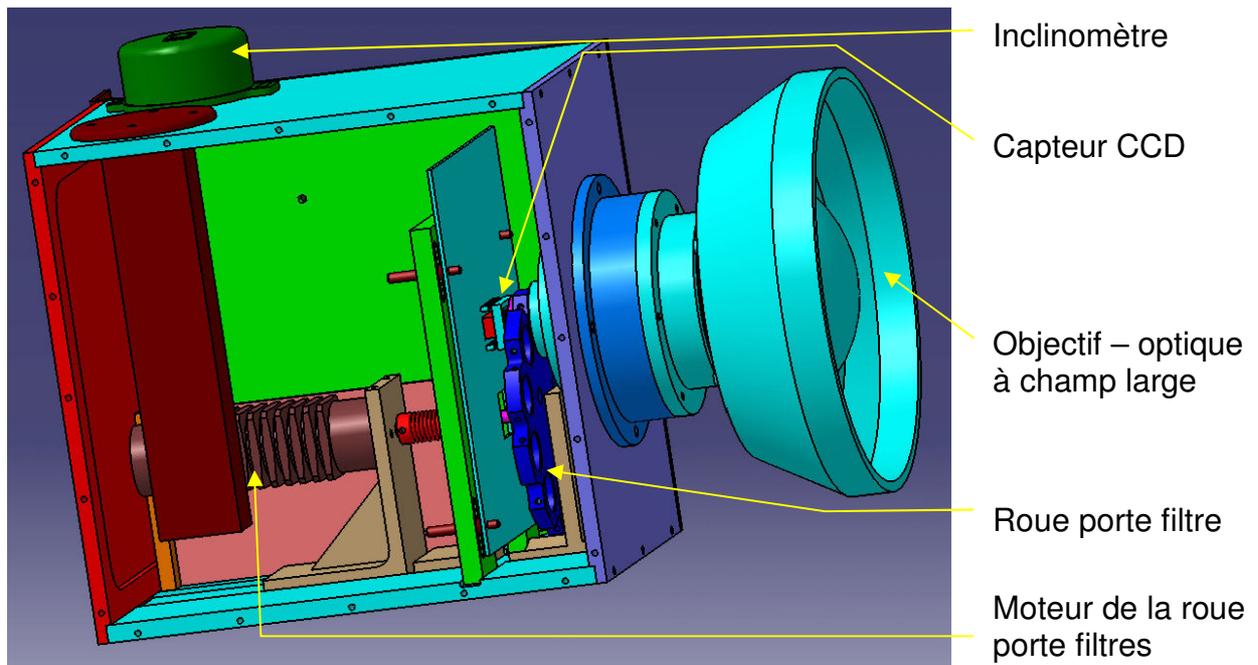


Figure 1 : Instrument POLDER “ouvert” : *vue d’artiste*  
*L’instrument possède un seul capteur et une roue porte filtres.*

#### **I.A.4/ Mesures polarisées**

Pour compléter l’analyse spectrale du rayonnement mesuré, la polarisation de la lumière est analysée avec 3 filtres polariseurs orientés de 60° entre eux. Ces nouveaux filtres sont ajoutés aux filtres spectraux sur la roue. De ce fait, une mesure en polarisation dans un canal spectral donné nécessite trois mesures et monopolise trois places dans la roue porte filtres.

#### **I.A.5/ Résolution spatiale**

Les cellules CCD mesurent 32  $\mu\text{m}$  par 27  $\mu\text{m}$  et la distance focale de l’instrument est de 3,47 mm. Le champ d’observation d’un pixel central est donc de 0,52° par 0,44°. Dans le cas d’une mesure aéroportée à 10 km d’altitude, la résolution au sol est de 92 m par 78 m et le champ total observé est de 26,5 km par 18,8 km.

## I.A.6/ Configuration de POLDER pendant FRENCH

A l'occasion de la campagne aéroportée FRENCH détaillée plus loin, le radiomètre POLDER a été installé dans le Mystère 20 dans sa position dite "along track". C'est à dire que le coté le plus long du capteur CCD est dans la direction du vol. Ceci permet d'augmenter le nombre de géométries d'observations.

Pour cette campagne, les filtres suivants équipent l'instrument:

- 3 filtres centrés à 443 nm avec analyseurs pour une mesure du signal polarisé.
- 2 filtres centrés à 765 nm mais de largeurs spectrales différentes
- 3 filtres centrés à 865 nm avec analyseurs pour une mesure du signal polarisé.
- 1 filtre centré à 910 nm

Les réponses spectrales des filtres de POLDER sont représentés sur la Figure 2.

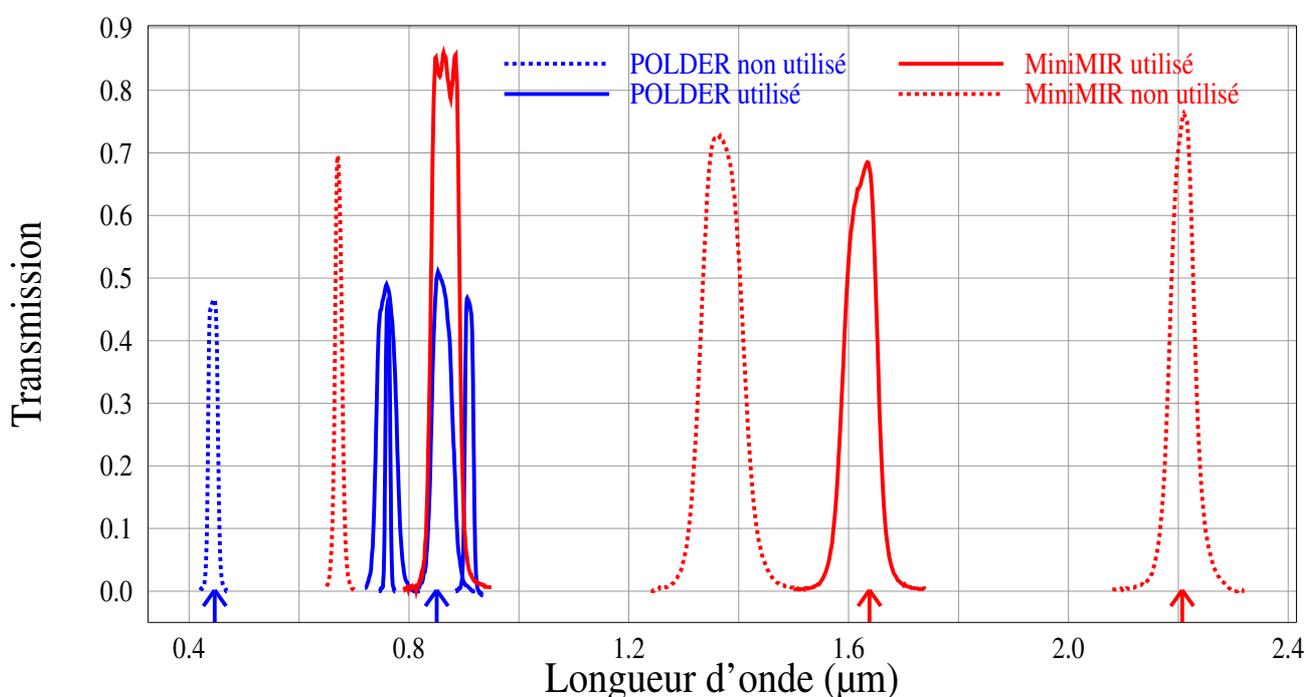


Figure 2 : Réponses spectrales des filtres de POLDER et MiniMIR

*Les filtres utilisés pour l'étude sont en trait continu*

*Les flèches indiquent les canaux polarisés*

## I.A.7/ La version spatiale

Cette étude exploite les mesures de la version aéroportée de POLDER mais l'instrument existe également dans des versions spatiales. Ainsi, de septembre 1996 à juin 1997, POLDER équipait la plate-forme japonaise ADEOS1 en orbite héliosynchrone puis la

plate-forme ADEOS2 de décembre 2002 à octobre 2003. Enfin, depuis le 18 décembre 2004, sous le nom de Parasol, il est en orbite sur un microsatellite Myriade. Parasol s'intègre dans un groupement de satellites nommé "A-train", présenté dans les pages qui suivent.

## I.B/ L'instrument MiniMIR

MIR est l'acronyme de Middle Infrared Radiometer ou radiomètre moyen infrarouge. Le préfixe Mini a été ajouté car l'instrument est un prototype de petite taille. Ces dimensions réduites lui permettent d'être facilement intégré dans un avion de recherche.

Cet instrument développé au LOA est un radiomètre monodirectionnel polarisé. Il permet la mesure du rayonnement solaire diffusé par le système terre - atmosphère du visible au moyen infrarouge.

Contrairement à POLDER où un seul capteur est utilisé avec une roue porte filtre, dans le cas de MiniMIR, les mesures sont faites avec 9 capteurs et un filtre pour chacun d'eux. Les mesures des différents canaux peuvent donc être effectuées simultanément. Les neuf voies sont visibles sur la Figure 3 qui présente une vue d'artiste de l'instrument. Neuf capteurs sont utilisés mais seulement cinq canaux spectraux sont disponibles. En effet, deux canaux sont polarisés et chacun d'eux requiert trois polariseurs orientés de  $60^\circ$  les uns par rapport aux autres.

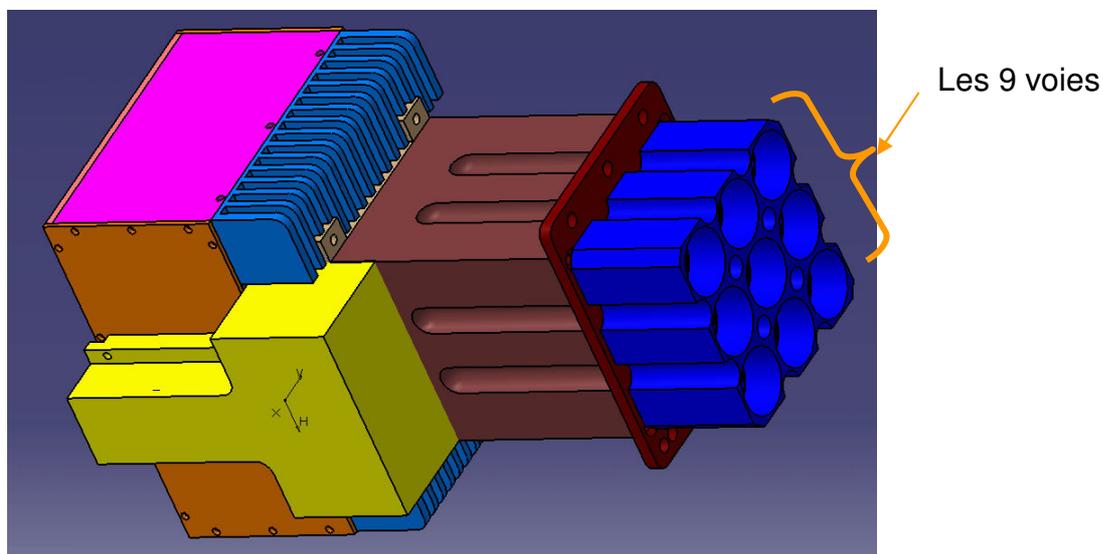


Figure 3 : Instrument MiniMIR : *Vue d'artiste*  
A chaque voie est associée un capteur. L'instrument étant monodirectionnel, il n'y a pas d'objectif.

Les 5 canaux spectraux sont définis par les filtres utilisés. Pour la campagne FRENCH, ceux-ci sont centrés sur les longueurs d'onde 670 nm, 865 nm, 1370 nm, 1600 nm et 2200 nm. Les canaux à 1600 nm et à 2200 nm permettent la mesure de la polarisation. Les réponses spectrales des filtres de MiniMIR sont représentées sur la Figure 2.

L'instrument possède une résolution angulaire de 20 milliradians. Ainsi, pour un vol à 10 km d'altitude, l'empreinte au sol est de 200 m.

Lors de la campagne FRENCH, MiniMIR était solidaire de POLDER et placé de manière à viser 20° en arrière par rapport à la visée centrale de POLDER. Cette configuration permet lors d'un vol aller-retour d'obtenir des mesures avec deux angles de diffusion différents.

## **I.C/ LEANDRE**

### **I.C.1/ Principe du lidar**

Lidar signifie Light Detection And Ranging. Un lidar permet d'associer une mesure de signal diffusé à l'altitude à laquelle s'est produite la diffusion.

L'instrument est constitué d'une source laser et d'un télescope. Un laser pulsé est utilisé. Ainsi, à intervalle régulier, une brève impulsion lumineuse est émise. Une partie de ce rayonnement est rétrodiffusée (diffusée vers l'arrière) pour être captée par le télescope qui en mesure l'intensité. Connaissant l'heure d'émission et l'heure de réception, il est possible, compte tenu de la célérité de la lumière, de déterminer la distance aller-retour de parcours du signal et donc l'altitude de diffusion. Afin d'obtenir un profil vertical, la mesure du rayonnement rétrodiffusé est effectuée de nombreuses fois entre l'émission de deux impulsions lumineuses successives. Le principe de la mesure Lidar est illustré avec la Figure 4. Bien sûr, la période des impulsions doit être supérieure au temps mis par la lumière pour parcourir deux fois la distance séparant le lidar du point de rétrodiffusion le plus éloigné. Ce point est le sol dans le cas d'une visée vers le bas.

Le fonctionnement d'un lidar est similaire à celui du radar mais si ce dernier utilise des ondes radio, le lidar utilise quant à lui des ondes situées entre l'ultraviolet et infrarouge.

L'instrument est qualifié d'actif car il mesure un rayonnement qu'il avait préalablement émis. Ceci nous conduira dans ce document à utiliser le terme "tir" pour évoquer une mesure effectuée par le lidar.

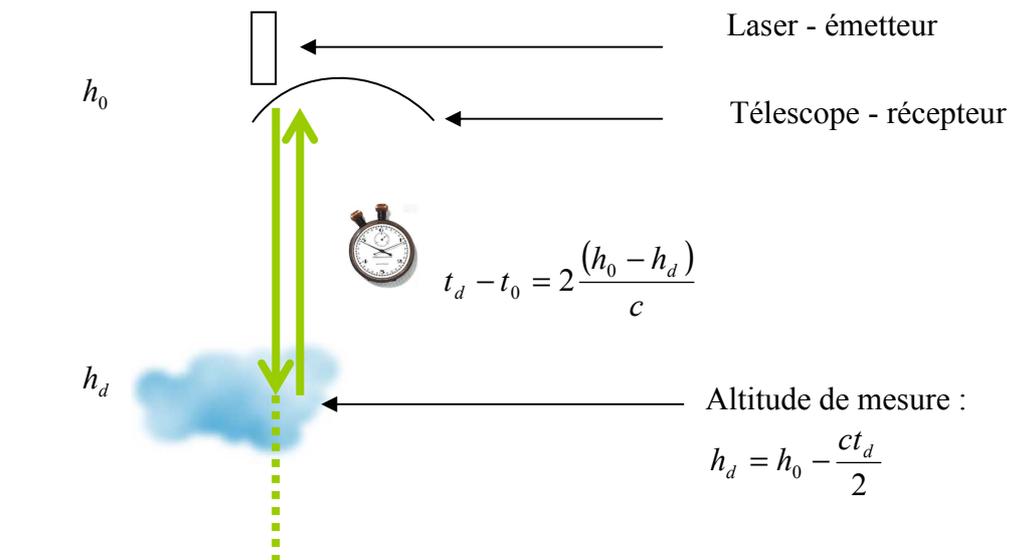


Figure 4 : Principe de la mesure lidar  
*La mesure est corrélée à l'altitude*

## I.C.2/ LEANDRE

LEANDRE est l'acronyme de Lidar Embarqué pour l'étude de l'Atmosphère : Nuages Dynamique, Rayonnement et cycle de l'Eau. (*Pelon et al, 1990*) La fréquence propre du laser lui confère un fonctionnement à 1064 nm. Néanmoins, cette fréquence est doublée pour obtenir également un fonctionnement à 532 nm. Le signal émis à 532 nm est polarisé linéairement et une mesure de la polarisation est effectuée après diffusion grâce à deux polariseurs orientés parallèlement et perpendiculairement à la direction de polarisation du signal émis.

LEANDRE permet des mesures au nadir aussi bien qu'au zénith. Lors de la campagne FRENCH, il était à bord d'un avion évoluant à haute altitude et effectuait des mesures au nadir.

La résolution verticale est induite par la fréquence à laquelle l'intensité du signal rétrodiffusé est mesurée. Dans le cas de LEANDRE, elle est de 15 mètres. Les mesures que nous utiliserons par la suite sont disponibles toutes les 8 secondes. Ces mesures sont en fait le résultat de la moyenne de près d'une centaine de tirs acquis à une bien plus grande cadence. Cette moyenne permet une augmentation du rapport signal sur bruit des mesures.

La résolution horizontale est induite par le champ de vue du télescope. Leandre possède ainsi une résolution angulaire de 3 milliradians. A une altitude de 10 km, l'empreinte au sol est alors de 30 m.

## I.D/ Le néphélomètre polaire

Le néphélomètre polaire a été conçu et développé au Laboratoire de Météorologie Physique de Clermont-Ferrand (LaMP). Il permet la caractérisation in situ de l'indicatrice de diffusion (et par la suite de la fonction de phase) des particules. (Gayet *et al*, 1997)

L'instrument est destiné à des mesures aéroportées. En traversant un nuage, sous l'effet de la vitesse relative de l'avion par rapport à l'air, une étroite gerbe de gouttelettes ou de cristaux traverse le néphélomètre. Un faisceau laser de longueur d'onde 804 nm rencontre cet échantillon de particules. Une partie de l'énergie lumineuse est alors diffusée. Des photodiodes permettent ensuite de déterminer l'intensité du rayonnement diffusé pour différents angles de diffusion.

Pour des raisons techniques, la lumière diffusée est réfléchiée sur un miroir parabolique avant d'atteindre une couronne circulaire de photodiodes. Celles-ci sont au nombre de 44 et permettent des mesures à des angles de diffusion compris entre 3,5 et 169°. De 3,5 à 10,5° la résolution est de 0,8° avant de passer à 3,5° aux plus grands angles. Le schéma de la Figure 5 présente le principe de l'instrument.

Le néphélomètre polaire est sensible à une large gamme de particules dont le rayon est compris entre quelques micromètres et près de 800  $\mu\text{m}$ .

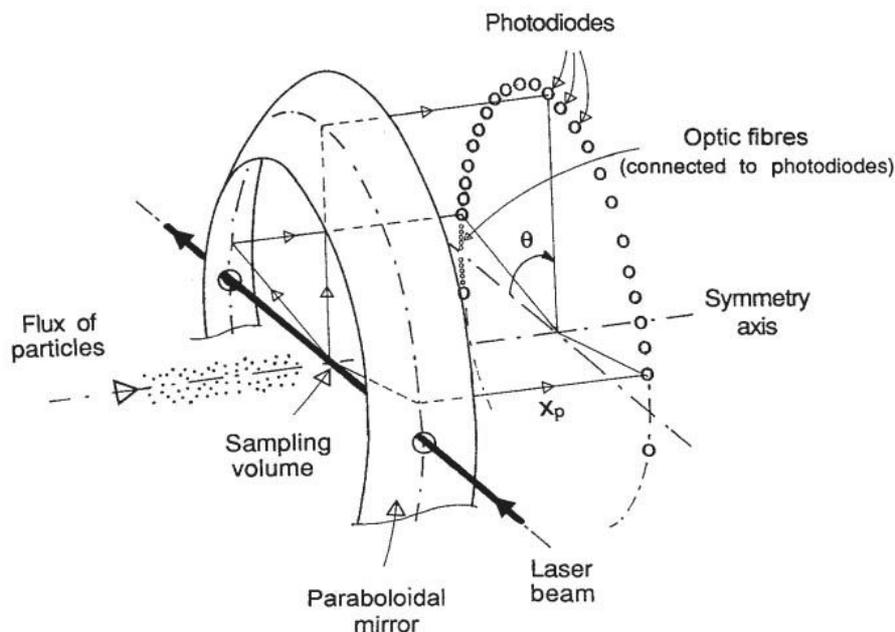


Figure 5 : Néphélomètre polaire  
Le réseau de photodiodes permet la mesure in situ de l'indicatrice de diffusion.

## **II/ La campagne de mesures FRENCH/DIRAC**

### **II.A/ Présentation générale de l'expérience**

#### **II.A.1/ La campagne**

FRENCH est l'acronyme de Field Radiation Experiment on Natural Cirrus and High-level clouds. DIRAC est l'acronyme de Démonstrateur InfraRouge Aéroportée pour l'étude des Cirrus.

Cette campagne aéroportée s'est déroulée du 17 septembre au 28 octobre 2001 en France. FRENCH constitue la première période de cette expérience du 17 septembre au 12 octobre 2001, tandis que DIRAC correspond à la seconde période. Dans cette étude, nous n'exploiterons que la partie FRENCH de la campagne puisque lors de la partie DIRAC, les instruments POLDER et MiniMIR ont cédé leur place à l'instrument DIRAC. En effet, ces instruments partagent le même emplacement dans l'avion. DIRAC est un radiomètre imageur, conçu par le Service d'Aéronomie et le Laboratoire de Météorologie Dynamique du CNRS (SA/LMD), opérant dans l'infrarouge thermique avec un champ de vue de 40 degrés.

Ces campagnes ont été mises en œuvre par la DGA (Délégation Générale pour l'Armement) avec le soutien de l'INSU (Institut National des Sciences de l'Univers) et plusieurs laboratoires :

- Le Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA) de l'Université de Sciences et Technologies de Lille (USTL).
- Le Laboratoire de Météorologie Physique (LaMP) de l'Université Blaise Pascal de Clermont Ferrand.
- Le Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD) de l'université Pierre et Marie Curie de Paris.
- Le Service d'Aéronomie (SA) du CNRS.

#### **II.A.2/ Les avions**

Lors de la campagne, deux avions ont volé conjointement : Un biréacteur de type Mystère 20 et un mono turbopropulseur de type TBM 700. Le Mystère 20 permet de voler à 13000 m d'altitude à une vitesse maximale de 840 km.h<sup>-1</sup>. Le TBM 700 permet de voler à 10000 m d'altitude à une vitesse maximale de 555km.h<sup>-1</sup>.

Le Mystère 20 embarque à son bord une instrumentation dédiée à des mesures de télédétection. Il vole à haute altitude pour se placer, dans la mesure du possible, au dessus de la couche nuageuse.

Le TBM 700 est destiné à des mesures in situ. De ce fait, il vole au travers du couvert nuageux et effectue même des déplacements verticaux afin de générer des profils. Cette configuration de vol pour ces deux avions est illustrée Figure 6.



Figure 6 : Configuration en vol des deux avions durant FRENCH  
*Le Mystère 20 survole les nuages à haute altitude et le TBM 700 évolue en leur sein.*

Les vols complexes du TBM 700 conjugués à l'écart de vitesse de croisière des deux avions font qu'il est difficile dans ces conditions de voler "en formation". Ce point, comme nous le verrons plus loin, laisse présager de la difficulté de comparer les mesures des deux avions.

Le Mystère 20 emmène à son bord une instrumentation active et passive couvrant un large domaine spectral. Le lidar LEANDRE y représente le seul instrument de télédétection active présent durant FRENCH. L'imager POLDER et le radiomètre MiniMIR y sont également installés. Ces instruments passifs effectuent des mesures du visible au moyen infrarouge. Notons cependant, que certains vols de la campagne FRENCH étaient dédiés à l'étude des aérosols. Dans ce cas, MiniMIR cédait sa place à MicroPol, dont le concept demeure relativement proche de MiniMIR, mais pour lequel la sensibilité des capteurs est mieux adaptée à l'étude des aérosols. Des mesures sont enfin effectuées dans l'infrarouge thermique par le radiomètre CLIMAT pour Conveyable Low-noise Infrared radiometer for Measurements of Atmosphere and ground surface Targets (*Legrand et al, 2000 ; Brogniez et al, 2003*).

Le TBM 700 embarque le néphélomètre et une sonde 2D-C ou de type Knollenberg. Cette dernière a malheureusement connue des dysfonctionnements pendant la campagne et aucune mesure n'est exploitable.

Les deux avions étaient également équipés d'un récepteur GPS (Global Positioning Satellite system) et d'une centrale à inertie permettant à tout instant de connaître leurs positions et leurs orientations. Le GPS permet de connaître la position de l'avion dans

l'espace par triangulation à partir du signal émanant d'un réseau de satellite. La centrale à inertie, permet à partir des accélérations dans toutes les directions de l'espace et des inclinaisons mesurées de connaître, par intégration, la position de l'appareil.

Le travail présenté dans cette thèse s'appuie essentiellement sur les instruments équipant le Mystère 20 et plus particulièrement POLDER, MiniMIR et LEANDRE.

### II.A.3/ Bilan des vols

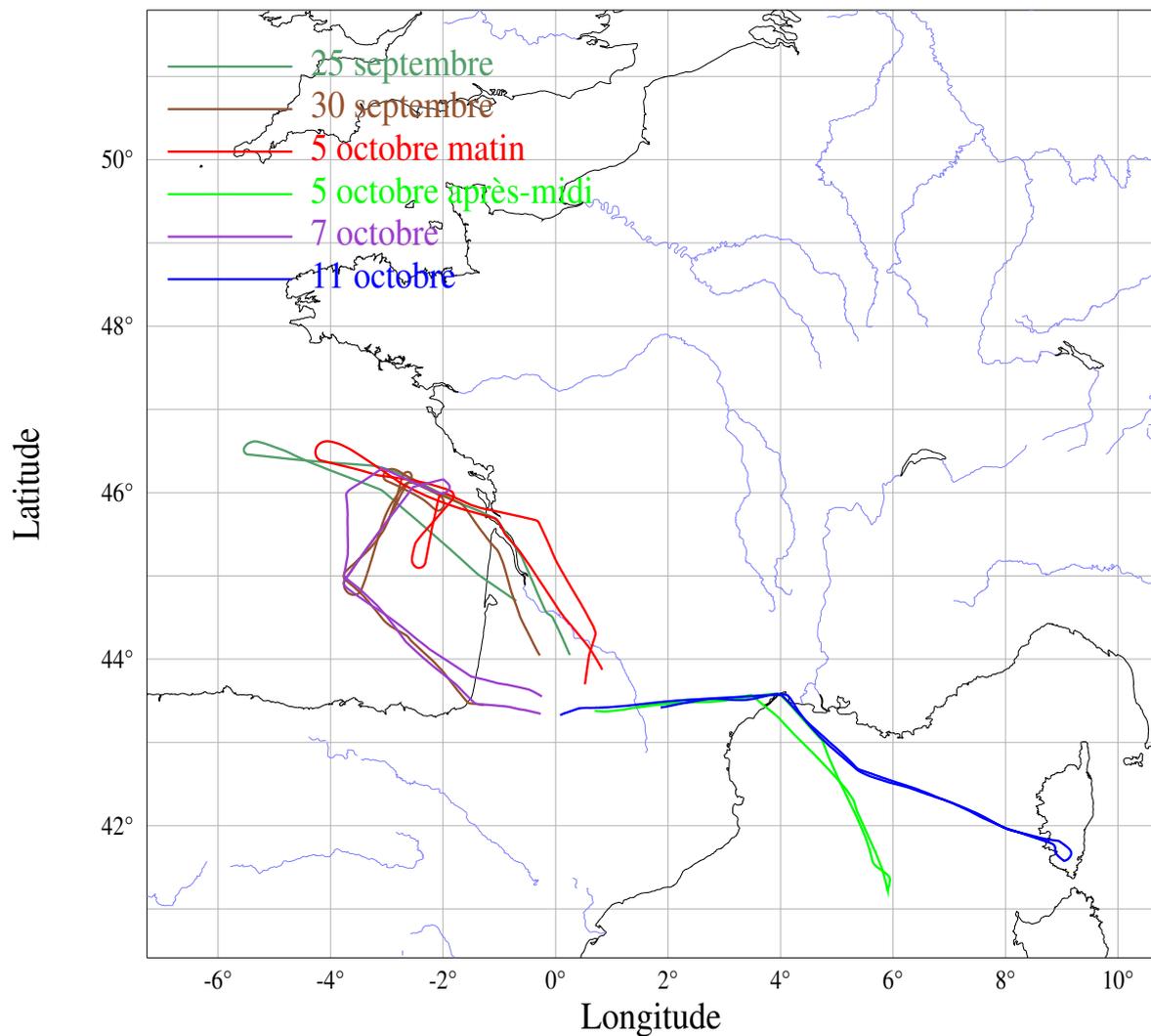


Figure 7 : Tracé de quelques plans de vol durant FRENCH  
*Seuls les vols retenus pour leur intérêt potentiel sont ici représentés.*

Pour la partie FRENCH de la campagne, la base au sol était située sur le site de l'aéroport de Tarbes dans les Hautes Pyrénées. Les vols se sont pour la plupart déroulés au dessus de surfaces maritimes, au dessus du Golfe de Gascogne (au large de l'Aquitaine) ou du

Golfe du Lion (entre la Côte d'Azur et la Corse). Les tracés de certains des vols sont représentés sur la carte de la Figure 7.

Le Tableau 1 résume succinctement, pour les différents vols, les instruments ayant opéré et le type de situation rencontrée. Le tableau permet ainsi une première évaluation de l'intérêt de chaque vol.

Campagne FRENCH											
Date	TBM	M20	POLDER	MiniMIR	MicroPol	CLIMAT	LEANDRE	Néphélomètre	Région	Notes	Intérêt
20/9/01		X	0	X	0	0	0	0	Terre	Vol de transit	-
25/9/01	X	X	X	X	0	X	X	X	Golfe de Gascogne	Cirrus et petits nuages bas	+
27/9/01	0		X	0	X	X	X	0	Golfe de Gascogne	Avion dans les nuages	-
28/9/01	X	X	0	X	0	X	X	X	Terre	Très peu de nuages et avion dans les nuages	-
30/9/01	0	X	X	X	0	X	X	0	Golfe de Gascogne	Avion souvent dans les nuages	+
01/10/01	0	X	0	0	X	X	X	0	Golfe du Lion	Pas de nuage	-
03/10/01	X	0	0	0	0	0	0	X	Terre	Uniquement le TBM	-
05/10/01 AM	X	X	X	X	0	X	X	X	Golfe de Gascogne	Situation nuageuse complexe : multicouche	+
05/10/01 PM	X	X	X	X	0	X	X	X	Golfe du Lion	Avion souvent dans les nuages	+
07/10/01	X	X	X	X	0	X	X	X	Golfe de Gascogne	Ciel clair + nuage isolé + multicouche	+
8/10/01	0	X	X	0	X	X	X	0	Golfe du Lion	Absence de nuage sur mer, nuages bas sur terre	-
11/10/01	0	X	X	0	X	X	X	0	Golfe du Lion	Un petit cirrus isolé très haut et beaucoup d'aérosols	+
12/10/01	0	X	X	0	0	X	0	0	Terre	Vol de transit	-

Tableau 1 : Résumé des vols de FRENCH

*Les X signifient que les mesures de l'instrument sont disponibles*

L'intérêt d'un vol est, dans un second temps, évalué à partir d'une observation uniquement qualitative des mesures de POLDER et surtout du lidar, via l'analyse visuelle de

“quicklooks”. Ces quicklooks constituent une représentation directement accessible des mesures mais ne permettent pas d’analyse quantitative. Dans le cas de POLDER, les mesures sont utilisées comme de simples photographies aériennes. Dans le cas de LEANDRE, une image présentant la puissance du signal mesurée en fonction de l’altitude et de l’heure d’acquisition a été générée.

Lors de la campagne FRENCH, certains vols sans nuages étaient destinés à l’étude des aérosols. Le but de ce travail étant l’étude des nuages, ces vols ont été généralement écartés : c’est par exemple le cas du vol du 28 septembre. Toutefois, le vol du 11 octobre, pourtant initialement destiné à l’étude des aérosols, a été retenu en raison de la présence d’un cirrus isolé.

Certains vols susceptibles de présenter un couvert nuageux intéressant ont dû également être rejetés parce que l’avion ne parvenait pas à atteindre une altitude suffisante et demeurait dans le nuage. Cette situation a été par exemple rencontrée le 27 septembre.

A l’issue de cette sélection, bon nombre des vols ont donc été écartés. Les vols retenus sont représentés sur la Figure 7. Ce sont les suivants :

- 25 septembre : couche nuageuse géométriquement épaisse vers 7 km mais petits nuages à basse altitude.
- 30 septembre : nuages uniquement en fin de vol.
- 5 octobre matin : nuages épais mais situation nuageuse multicouche complexe.
- 5 octobre après midi : nuages vers 6 km ou nuages trop haut car l’avion vole dedans.
- 7 octobre : succession de situations de ciel clair, de nuages monocouches vers 8 km d’altitude puis en double couche.
- 11 octobre : un seul nuage fin, peu étendu horizontalement et très haut (juste sous l’avion).

Nous pouvons ainsi noter que le volume de données utilisables est déjà considérablement réduit par rapport à l’ensemble des vols réalisés. Par la suite, ce volume a encore été réduit puisque seules des portions de vols ont été utilisées.

## **II.B/ Les objectifs de la campagne de mesures**

La campagne FRENCH/DIRAC a été réalisée pour répondre à deux objectifs principaux. Le premier objectif est la caractérisation des scènes nuageuses. Le second objectif est de réaliser une configuration instrumentale proche de celle de l’expérience spatiale A-train, à une moindre échelle. Au-delà de ces objectifs, la campagne aura été l’occasion de réunir un vaste panel d’instruments de radiométrie pour étudier également les aérosols. (*Waquet, 2005*)

## **II.B.1/ Caractérisation des scènes**

La Délégation Générale de l'Armement (DGA) est l'un des principaux instigateurs de la campagne. L'une de ses missions dans le cadre du PEA MIRA est la modélisation d'environnements réalistes dans l'infrarouge et dans l'infrarouge thermique. A cet effet, il est important, de pouvoir caractériser avec précision le nuage observé aussi bien physiquement que radiativement. La campagne FRENCH/DIRAC et cette étude entrent ainsi dans le cadre du PEA. Lors de la composante FRENCH de la campagne, des mesures infrarouges thermiques étaient effectuées par le radiomètre CLIMAT. Dans la seconde partie de la campagne, pour compléter les mesures infrarouges thermiques, le radiomètre DIRAC se substitue à POLDER.

Mais plus généralement, chaque instrument présent, qu'il opère dans le domaine solaire ou tellurique, qu'il soit utilisé seul ou combiné aux autres, instruments apporte des informations qui permettent ensuite de caractériser la couche nuageuse. (*Brogniez et al, 2004*) Parmi ces nuages, les cirrus sont généralement rencontrés à haute altitude et présentent des microphysiques très variées. Aussi, ils sont les nuages les plus méconnus et ils engendrent d'importantes interrogations notamment vis à vis de leurs effets radiatifs ou de leurs évolutions. La campagne a à cet essai été l'occasion de mesures actives et passives de télédétection à haute altitude auxquelles se sont ajoutés des sondages in situ.

## **II.B.2/ A-train**

### **II.B.2.a/ Synopsis**

L'A-train est un groupement de 6 satellites ayant pour mission commune et conjointe l'analyse des différents composants de l'atmosphère afin d'étudier le climat et son évolution. Le terme "train" fait allusion au fait que les satellites seront sur la même orbite et passeront au dessus d'un même point dans un intervalle de temps très bref. Les satellites se suivent donc à l'image des wagons d'un train. La lettre A désignant ce train peut être comprise comme le A de Après-midi ou Afternoon car les satellites franchissent l'équateur aux environs de 13h30 heure locale. Ce A fait parfois également référence au satellite Aqua qui jusqu'en 2007, avant la mise en orbite de l'instrument OCO sera le premier à franchir l'équateur et qui joue ainsi le rôle de locomotive.

Les satellites doivent opérer ensemble ; Aussi sont ils placés sur une même orbite héliosynchrone à approximativement 705 kilomètres d'altitude. Afin d'ajouter la cohérence temporelle à la cohérence spatiale, les satellites se suivent de très près. Ainsi, la durée entre

les temps de passage au nœud ascendant du premier et du dernier satellite est de l'ordre de 20 minutes. Pour 4 des 6 plateformes, ce délai n'excède pas 3 minutes.

La constellation de satellites est destinée à l'étude du climat et de son évolution. Les aérosols et les nuages se placent ainsi dans les principaux axes de recherches puisque ceux-ci affectent grandement le bilan radiatif terrestre. Dans ce but, de nombreuses techniques de mesures actuelles actives ou passives sont associées. Les résultats tirés de ces mesures pourront alors être inter comparés et les mesures distinctes combinées.

### II.B.2.b/ Casting

L'ensemble des satellites tel qu'il sera en orbite en 2007 est illustré par une vue d'artiste sur la Figure 8.



© CNES - Octobre 2004 / Illustration P.CARRIL

Figure 8 : Vue d'artiste de l'A-train

*De gauche à droite et par heure décroissante de passage à l'équateur :  
Aura, PARASOL, CALIPSO, CloudSat, Aqua et OCO.*

Le satellite EOS PM surnommé **Aqua** franchit l'équateur à 13h30 heure locale. Conçu par la National Aeronautic and Space Administration (NASA), sa mission est axée, comme son nom latin le sous entend, sur le cycle de l'eau. Il embarque à son bord, le radiomètre imageur multispectral MODIS (MODERate resolution Imaging Spectroradiometer), un radiomètre pour la mesure du bilan radiatif CERES (Clouds and the Earth's Radiant Energy System), un radiomètre micro-onde AMSR (Advanced Microwave Scanning Radiometer) et

des sondeurs destinés à l'établissement de profils atmosphériques. Aqua est en orbite depuis le 4 mai 2002. (*Parkinson, 2003*)

**CloudSat** change d'hémisphère environ une minute après Aqua. Comme son nom l'indique encore une fois, CloudSat se destine à l'étude des nuages. Ce satellite mis en œuvre par la NASA et l'Agence Spatiale Canadienne (ASC) est le support à un radar visant au nadir, le CPR (Cloud Profiling Radar). (*Stephens et al, 2002*)

Moins de 15 secondes après vient **CALIPSO** (Cloud - Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observation) issu d'un partenariat entre la NASA et le CNES (Centre National d'études Spatiales). CALIPSO embarque le lidar nadir CALIOP (Cloud-Aerosol Lidar with Orthogonal Polarization) ainsi qu'un imageur infrarouge thermique IIR (Imaging Infrared Radiometer) et une caméra à champ large. CALIPSO et CloudSat devraient être lancés ensemble en avril 2006. (*Winker et Pelon, 2003*)

Environ 2 minutes s'écoulent ensuite avant le passage du microsatellite du CNES, **PARASOL** (Polarisation et Anisotropie des Réflectances au sommet de l'Atmosphère, couplées avec un Satellite d'Observation embarquant un Lidar). PARASOL est un radiomètre imageur à champ large proche de POLDER destiné à la caractérisation radiative et microphysique des aérosols et des nuages. Il a été lancé le 18 décembre 2004.

En passant quelques minutes plus tard, **Aura** représente le wagon de queue. Satellite de la NASA, sa vocation est l'étude des gaz atmosphériques. Il a été lancé le 15 juillet 2004.

**OCO** (Orbiting Carbon Observatory) est ici présenté en dernier car il ne sera pas mis en orbite avant 2007. Pourtant, il passera alors l'équateur un quart d'heure avant Aqua. OCO a été développé par la NASA et se destine à la cartographie de la concentration atmosphérique en dioxyde de carbone.

La réunion de ces différents instruments est l'occasion d'études synergiques dont le but est l'obtention d'informations non dispensées par ces mêmes instruments considérés indépendamment.

## **II.B.3/ De FRENCH à l'A-train**

### **II.B.3.a/ Instrumentation**

L'instrumentation dédiée à la télédétection utilisée pendant FRENCH, et en particulier celle embarquée à bord du Mystère 20, trouve son équivalence dans l'A-train.

La version aéroportée de POLDER utilisée lors de la campagne est fort proche de l'imageur satellitaire PARASOL. Il permet des mesures dans le domaine visible du spectre solaire qui sont sensibles à l'épaisseur optique des couches atmosphériques. Ses mesures multidirectionnelles sont en outre sensibles à la microphysique des particules diffusantes permettant par exemple une bonne estimation de la phase des nuages. De la même manière, le lidar Leandre est très ressemblant à son homologue spatial CALIOP. Ces lidars permettent la différenciation de différentes couches d'aérosols ou de nuages et de les sonder verticalement.

MiniMIR ne trouve pas son pendant dans cet essaim de satellites. Néanmoins, il compte bon nombre de points communs avec le radiomètre MODIS. Certes MODIS couvre une plus large gamme spectrale mais tous deux permettent des mesures du proche au moyen infrarouge. Toutefois, si MODIS en tant qu'imageur offre une meilleure couverture spatiale, il n'autorise pas, contrairement à MiniMIR de mesures polarisées. Les mesures infrarouges dispensées par MiniMIR, combinées aux mesures visibles de POLDER permettront l'évaluation de la taille des particules constituant les nuages.

Le radiomètre infrarouge thermique Climat contrairement à l'IIR de CALIPSO ne dispose que d'une unique direction d'observation. Mais ces deux instruments font usage des 3 mêmes canaux spectraux.

### **II.B.3.b/ Les échelles**

Comme nous venons de le voir, l'instrumentation aéroportée de télédétection de FRENCH ne constitue qu'un échantillon de celle disponible dans le "train de l'espace". Dans le même ordre d'idées, les échelles spatiales et temporelles n'ont rien à voir entre ces expériences aéroportées et satellitaires. Si un vol dure 3 heures et la campagne 3 semaines, l'A-train doit opérer plusieurs mois durant et couvrir le globe chaque jour quand l'avion ne s'éloigne pas d'un millier de kilomètres de sa base (comme l'illustre le tracé des vols Figure 7).

Par ailleurs, ces variations d'échelles, outre les étendues observées, influent sur la résolution spatiale des observations. A champ de vue angulaire égal, les mesures spatiales peuvent alors être perçues comme une moyenne spatiale de mesures aéroportées. En effet, par

exemple pour POLDER, en aéroporté, l'empreinte au sol est de l'ordre de 80 m et elle passe à 6 km en spatial. Ainsi, En spatial, les structures nuageuses de petites dimensions (de l'ordre de la centaine de mètres) sont à percevoir comme un effet moyen ou statistique. Par contre, en aéroportée, ces structures sont directement accessibles. Si un modèle 3D moyen doit pouvoir être utilisé pour les mesures spatiales pour prendre en compte les hétérogénéités, la forme exacte des nuages devrait par contre être utilisée lors d'expériences aéroportées. Dans cette étude l'hypothèse plan-parallèle sera néanmoins admise pour simuler le rayonnement diffusé par les nuages.

### **II.B.3.c/ Intérêt de FRENCH pour l'A-Train**

Ainsi, la campagne FRENCH peut être vue comme un “mini” A-train ou une simulation à moindre échelle du groupement de satellites. Dans ce sens, hormis les applications à petite échelle ou à haute résolution spatiale, ce qui est réalisable lors de FRENCH peut l'être avec l'A-train. Naturellement, la réciproque est sans fondement puisque l'instrumentation disponible pour la campagne FRENCH et le volume de données sont plus limités. Aussi, le travail mené lors de cette thèse pourrait trouver des applications dans l'expérience spatiale.

Pendant FRENCH, les mesures in situ du TBM 700 permettent de rendre compte de la pertinence des résultats concernant à la microphysique obtenus par télédétection. Cette comparaison peut alors être perçue comme un indicateur de “pré-validation” des méthodes synergiques envisagées dans le cadre de l'A-train.

**Seconde partie**  
**Mise en forme des mesures**

# **I/ Définition des paramètres optiques**

Dans cette étude, nous sommes amené à considérer l'interaction de la lumière visible et moyen infrarouge avec la matière. A ces longueurs d'ondes, cette interaction se traduit par des phénomènes de diffusion et d'absorption.

## **I.A/ Coefficient d'extinction**

Soit un photon rencontrant une particule, le coefficient d'extinction noté  $Q_{ext}$  désigne la probabilité pour le photon d'interagir avec la particule. Cette grandeur est sans unité.

Si  $S$  représente la section efficace de la particule (surface de sa projection sur un plan), alors, nous pouvons définir la section efficace d'extinction  $S_{ext}$  comme le produit de la section efficace de la particule et de son coefficient d'extinction :

$$S_{ext} = SQ_{ext} \quad \text{équation 1}$$

$S_{ext}$  peut être considéré comme la surface de la particule qui va interagir avec le photon. Cette surface efficace d'extinction s'exprime en  $m^2$ .

Nous l'avons vu, l'interaction entre le photon et la particule se traduit par l'absorption ou la diffusion du photon. Ainsi, le coefficient d'extinction est la somme du coefficient d'absorption  $Q_{abs}$  et du coefficient de diffusion  $Q_{diff}$ .

$$Q_{ext} = Q_{abs} + Q_{diff} \quad \text{équation 2}$$

**Et de la même manière, en terme de section efficace :**

$$S_{ext} = S_{abs} + S_{diff} \quad \text{équation 3}$$

## **I.B/ Albédo de diffusion simple**

L'albédo de diffusion simple noté  $\omega_0$  représente la proportion de rayonnement diffusé lors de l'interaction avec une particule.

$$\omega_0 = \frac{Q_{diff}}{Q_{ext}} \quad \text{équation 4}$$

## **I.C/ Fonction de phase et de diffusion**

Un photon allant à l'encontre d'une particule est susceptible d'être diffusé dans toutes les directions de l'espace. La fonction de diffusion indique alors la probabilité pour le photon d'être diffusé dans telle direction. L'intégration de la fonction de diffusion sur tout l'espace nous donne le coefficient de diffusion.

$$Q_{diff} = \int_{\text{espace}} f(\Theta) d\Omega \quad \text{équation 5}$$

La fonction de diffusion est notée  $f(\Theta)$ ,  $\Theta$  représente l'angle de diffusion et  $d\Omega$  un angle solide élémentaire.

Si chaque direction de diffusion était équiprobable, nous aurions  $f(\Theta) = p_e = cste$ .  $p_e$  peut être obtenu par intégration de l'équation 5, nous trouvons :

$$p_e = \frac{Q_{diff}}{4\pi} \quad \text{équation 6}$$

Nous pouvons dès lors définir la fonction de phase de diffusion comme la fonction de diffusion normalisée par la fonction de diffusion équiprobable. La fonction de phase est notée  $p(\Theta)$  et est donnée par :

$$p(\Theta) = \frac{f(\Theta)}{p_e} = 4\pi \frac{f(\Theta)}{Q_{diff}} \quad \text{équation 7}$$

## I.D/ Unités

Les grandeurs ont ici été définies pour l'interaction des rayonnements avec une seule particule. Mais elles peuvent également être définies pour un élément de volume ou de longueur. Le coefficient d'extinction s'exprime alors respectivement en  $m^{-3}$  et  $m^{-1}$ .

La relation entre ces différentes définitions des grandeurs est obtenue à partir de la concentration volumique ou linéique des particules.

$C_l$  représente la concentration linéique des particules et  $C_v$  leur concentration volumique.  $\sigma_{ext}$  représente la section efficace d'extinction volumique pouvant également être appelée le coefficient d'extinction linéique. Cette grandeur s'exprime en  $m^{-1}$  et est définie comme suit :

$$\sigma_{ext} = Q_{ext} C_l = S_{ext} C_v \quad \text{équation 8}$$

## II/ La mesure passive

### II.A/ Luminances et grandeurs dérivées

Les radiomètres permettent la mesure du rayonnement électromagnétique. Pour quantifier le signal lumineux perçu, plusieurs grandeurs peuvent être définies. Ces grandeurs dépendent de la longueur d'onde du rayonnement. A des fins de simplifications, ce paramètre n'est pas rappelé dans les lignes qui suivent. Mais il est sous-entendu qu'une grandeur  $G$  devrait en toute rigueur être notée  $G_\lambda$ .

#### II.A.1/ Convention angulaire

Les intensités lumineuses mesurées dépendent des géométries d'observation et d'éclairement.

Par convention, les angles solaires indiquent la direction où se trouve le soleil. Les angles de visées indiquent la direction de la cible depuis l'avion. Notons que dans le cas d'expériences satellitaires, les angles de visée peuvent également être définis par rapport à la normale à la scène. Ici, l'altitude de l'avion est faible devant le rayon de la Terre, aussi, cette distinction n'a pas lieu d'être.

L'angle zénithal d'observation ou de visée est noté  $\theta_V$ , il est compté à partir du nadir. L'angle zénithal solaire est compté à partir du zénith, il est noté  $\theta_S$ .

Les angles azimutaux d'observation et solaires sont respectivement notés  $\varphi_V$  et  $\varphi_S$ . Dans cette étude, tous deux sont comptés trigonométriquement à partir du nord.

Ces différents angles sont représentés sur la Figure 9. L'angle de diffusion est défini comme l'angle entre le vecteur d'éclairement (du soleil vers la cible) et l'opposé du vecteur de visée (de la cible vers l'avion). Si S est la position du soleil, C la position de la cible et A celle de l'avion, alors, l'angle de diffusion est l'angle  $(\overrightarrow{SC}, \overrightarrow{CA})$  : il est noté  $\Theta$ .

#### II.A.2/ Flux

Le flux est noté  $\Phi$ . Il représente la puissance de rayonnement entrante ou sortante, il s'exprime en Watt. Nous pouvons alors définir une densité de flux  $F$  représentant la puissance entrante ou sortante d'une surface  $dS$ . Elle s'exprime en  $W.m^{-2}$ .

$$F = \frac{d\Phi}{dS}$$

équation 9

### II.A.3/ Eclairage solaire

Les radiomètres passifs POLDER et MiniMIR mis en oeuvre durant FRENCH mesurent des rayonnements diffusés. Les sources diffusantes ne sont en fait que des sources secondaires et la source primaire est le soleil. L'éclairage solaire  $E_S$  est défini comme le flux lumineux solaire incident au sommet de l'atmosphère et éclairant la colonne atmosphérique à la verticale, divisé par la section de cette colonne.  $E_S$  est donc la densité de flux solaire incident. Il s'exprime en  $W.m^{-2}$ .

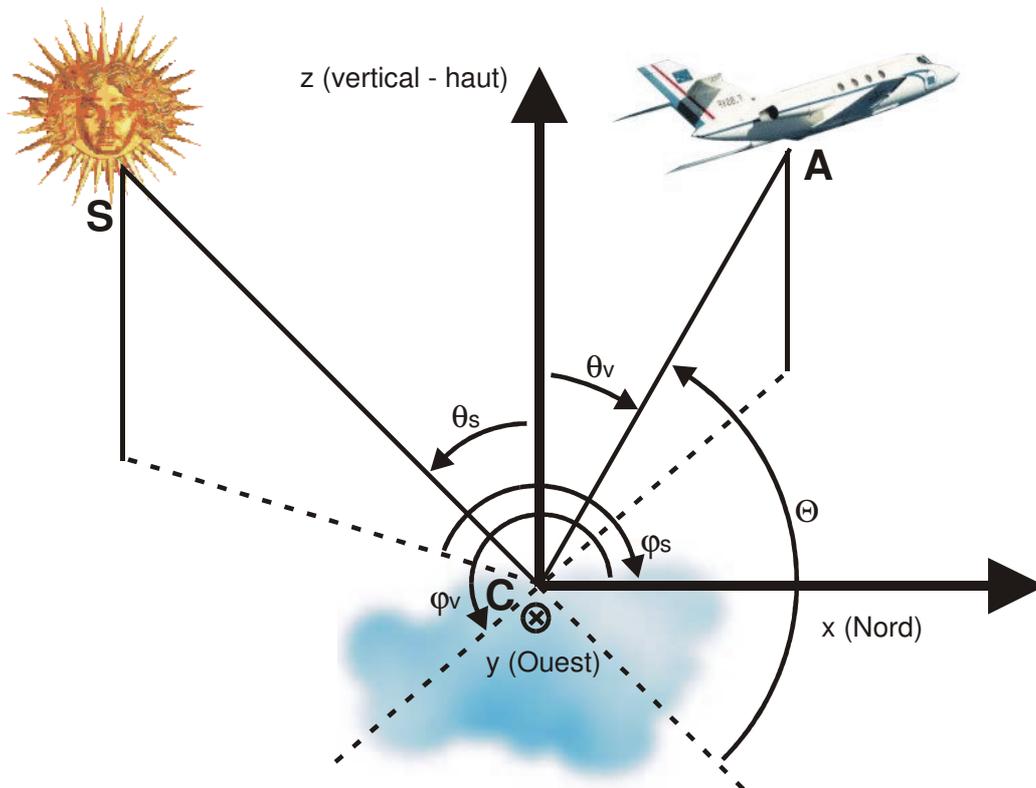


Figure 9 : Convention angulaire

### II.A.4/ Luminance

La luminance représente la puissance émise par une source de rayonnement électromagnétique dans un angle solide donné, divisée par l'aire apparente de cette source dans cette même direction. Elle s'exprime en  $W.m^{-2}.sr^{-1}$  et est notée  $L$ .

$$L = \frac{dF}{\cos \theta d\omega}$$

équation 10

Avec  $d\omega = \sin \theta d\theta d\varphi$

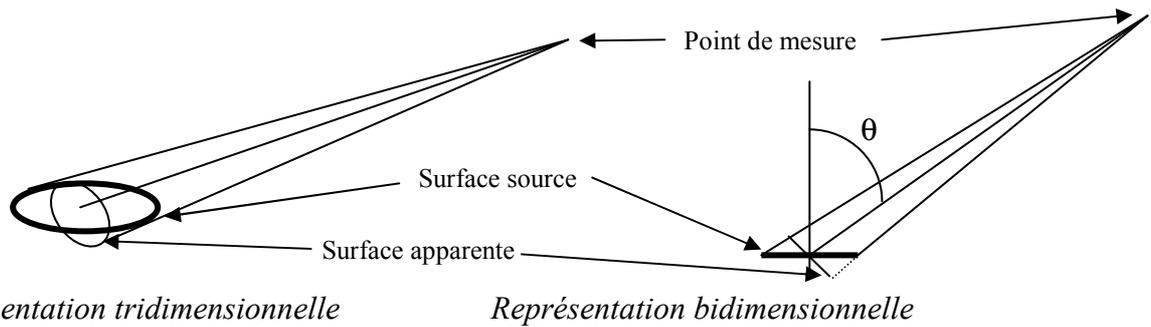


Figure 10 : Schéma de principe de détermination de la luminance

### II.A.5/ Luminance normalisée

L'énergie étant conservée, l'éclairement solaire incident sur une colonne atmosphérique est égal à la somme, sur le demi espace supérieur des luminances émanant de la colonne.

Donc,

$$E_S = \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} L \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi \quad \text{équation 11}$$

Une surface lambertienne est telle que le rayonnement qu'elle émet ou diffuse depuis une face de la surface est isotrope et caractérisé par une luminance  $L_l$  constante. Alors, Si on suppose la surface lambertienne, en développant l'équation 11 :

$$E_S = \pi L_l \quad \text{équation 12}$$

$L_l$  représente, ainsi, la luminance qui serait émise ou réfléchi si la surface était lambertienne.

Nous pouvons alors définir la luminance normalisée  $L_n$ . Celle-ci, pour être plus précis, devrait être appelée la luminance normalisée à la luminance solaire incidente qui est considérée comme lambertienne. En d'autres termes, cette nouvelle grandeur est le rapport de la luminance réellement observée par la luminance observée si la surface diffusante était lambertienne. Nous avons donc :

$$L_n = \frac{L}{L_l} \quad \text{équation 13}$$

Soit :

$$L_n = \frac{\pi L}{E_S} \quad \text{équation 14}$$

$L_n$  est une grandeur sans unité.

### II.A.6/ Réflectance

La réflectance  $\rho$  est définie comme le rapport entre la luminance diffusée par une surface et la luminance qui serait diffusée par cette surface si elle était lambertienne mais en tenant compte de l'angle d'incidence solaire  $\theta_s$  :

$$\rho = \frac{\pi L}{E_s \cos \theta_s} \quad \text{équation 15}$$

La réflectance est une fonction de la géométrie d'éclairage et de la géométrie de visée. Cette réflectance est qualifiée de bidirectionnelle. L'ensemble des valeurs angulaires de cette grandeur est appelé BRDF pour Bidirectional Reflectance Distribution Function.

## II.B/ La polarisation

### II.B.1/ Définition

Le rayonnement électromagnétique est la combinaison d'un champ électrique et d'un champ magnétique. Loin des sources d'émission, ce rayonnement peut être considéré comme une onde plane et les deux champs sont perpendiculaires entre eux ainsi qu'à la direction de propagation de l'onde électromagnétique. La polarisation est alors définie par l'orientation que prennent ces champs dans le plan orthogonal à la propagation.

Si dans un repère orthonormal (Oxyz), l'onde électromagnétique se propage suivant l'axe Oz, alors, le champ électrique (et respectivement magnétique) peut être décomposé comme suit :

$$\begin{cases} E_x = E_{0x} \cos(\omega t) \\ E_y = E_{0y} \cos(\omega t + \varphi) \end{cases} \quad \text{équations 16}$$

L'état de polarisation est alors traduit par la valeur du déphasage  $\varphi$  entre les deux composantes.  $\omega$  représente la pulsation de l'onde.

Si un filtre analyseur de polarisation est placé sur le chemin de l'onde lumineuse, celui-ci, ne laisse passer que la composante du champ électrique colinéaire à son orientation. Ainsi, si celui-ci s'écarte de l'axe Ox d'un angle  $\beta$ , il en résulte en sortie :

$$\begin{cases} E_x = E_{0x} \cos(\beta) \cos(\omega t) \\ E_y = E_{0y} \sin(\beta) \cos(\omega t + \varphi) \end{cases} \quad \text{équations 17}$$

La lumière naturelle, telle qu'elle nous vient de l'astre du jour, est non polarisée (ou polarisée aléatoirement). Cela se traduit mathématiquement par des valeurs aléatoires du déphasage  $\varphi$ . Dans ce cas, la présence du filtre analyseur induira une diminution de l'intensité lumineuse indépendante de l'orientation de l'analyseur.

Par contre, si à la suite de phénomènes optiques comme une réflexion, une part du rayonnement est polarisée, l'orientation de l'analyseur module l'intensité du signal sortant.

C'est ainsi que, comme nous le détaillerons un peu plus loin, la combinaison de mesures effectuées après des analyseurs aux orientations variées permet l'estimation de la part du signal polarisée.

La loi de Malus permet d'exprimer l'intensité du rayonnement après la traversée d'un analyseur. Cette intensité s'écrit :

$$I = I_0 \cos^2 \alpha \quad \text{équation 18}$$

Où  $I$  représente l'intensité lumineuse après l'analyseur et  $I_0$  l'intensité avant. L'angle  $\alpha$  est l'angle entre la polarisation incidente et l'orientation de l'analyseur.

Dans le cas de la lumière naturelle, cet angle  $\alpha$  est aléatoire. Ainsi sachant que la moyenne d'un cosinus élevé au carré vaut  $\frac{1}{2}$ , la loi de Malus nous montre que l'intensité résultante après passage à travers l'analyseur est moitié de l'intensité incidente.

## II.B.2/ Luminances pour les canaux polarisés

### II.B.2.a/ Luminances des voies polarisées

Le rayonnement perçu par nos radiomètres (avant les filtres analyseurs) peut être considéré comme composé d'une partie naturelle non polarisée et d'une partie polarisée. En terme de luminance, le rayonnement peut alors être décomposé comme suit :

$$L_{tot} = L_{nat} + L_{pol} \quad \text{équation 19}$$

Les canaux non polarisés des radiomètres permettent la mesure directe de  $L_{tot}$ . Par contre, compte tenu de la loi de Malus, pour les canaux possédant un analyseur, la luminance mesurée dans chaque voie aura la forme :

$$L_i = \frac{L_{nat}}{2} + L_{pol} \cos^2 \alpha_i \quad \text{équation 20}$$

$L_i$  représente la luminance mesurée par une voie possédant un analyseur orienté d'un angle  $\alpha_i$  par rapport à une direction de référence.

Les canaux polarisés de POLDER ou MiniMIR utilisent trois analyseurs orientés entre eux de 60 degrés. Aussi, nous pouvons écrire :

$$\begin{cases} L_1 = \frac{L_{nat}}{2} + L_{pol} \cos^2(\alpha - 60) \\ L_2 = \frac{L_{nat}}{2} + L_{pol} \cos^2(\alpha) \\ L_3 = \frac{L_{nat}}{2} + L_{pol} \cos^2(\alpha + 60) \end{cases} \quad \text{équations 21}$$

### II.B.2.b/ Luminance totale

Partant des équations 21, après quelques simplifications, nous parvenons à :

$$L_1 + L_2 + L_3 = \frac{3}{2} L_{nat} + \frac{3}{2} L_{pol} \quad \text{équation 22}$$

Nous reconnaissons ici l'expression de l'équation 19, aussi :

$$L_1 + L_2 + L_3 = \frac{3}{2} L_{tot} \quad \text{équation 23}$$

Et donc :

$$L_{tot} = \frac{2}{3} (L_1 + L_2 + L_3) \quad \text{équation 24}$$

La luminance totale est ainsi le double de la moyenne des luminances mesurées avec chaque voie polarisée.

### II.B.2.c/ Luminance polarisée

Par une démarche similaire, il est possible de déterminer, à partir des mesures dans les voies polarisées, la part polarisée de la lumière parvenant au radiomètre. Compte tenu des relations exprimées par les équations 21, nous pouvons écrire :

$$\begin{cases} L_1 - L_2 = L_{pol} (\cos^2(\alpha - 60) - \cos^2 \alpha) \\ L_3 - L_2 = L_{pol} (\cos^2(\alpha + 60) - \cos^2 \alpha) \\ L_3 - L_1 = L_{pol} (\cos^2(\alpha + 60) - \cos^2(\alpha - 60)) \end{cases} \quad \text{équations 25}$$

En combinant ces expressions, et en les développant, nous obtenons :

$$(L_1 - L_2)^2 + (L_3 - L_2)^2 + (L_3 - L_1)^2 = \frac{9}{8} L_{pol}^2 \quad \text{équation 26}$$

Nous obtenons ainsi l'expression de la part polarisée de la luminance perçue par le radiomètre :

$$L_{pol} = \frac{2\sqrt{2}}{3} \sqrt{(L_1 - L_2)^2 + (L_3 - L_2)^2 + (L_3 - L_1)^2} \quad \text{équation 27}$$

## II.C/ Principe de la mesure radiométrique

### II.C.1/ Mesure instrumentale

Les radiomètres mesurent l'intensité du signal lumineux en convertissant ce dernier en signal électrique. Pour les mesures dans les domaines visible ou moyen infrarouge, ce processus repose sur l'effet photoélectrique. Cette conversion, est effectuée par le biais de récepteurs photoélectriques dans le cas de MiniMIR ou d'une matrice CCD dans le cas de POLDER. L'intensité électrique mesurée est alors reliée au nombre de photons ayant atteint le photosite.

### II.C.2/ Etalonnage

Pour exploiter les mesures effectuées par les radiomètres, il faut établir une équivalence entre les intensités électriques mesurées et les luminances. Cette relation est établie lors de l'étalonnage en laboratoire.

Le radiomètre est, à cet effet, placé dans une sphère étalon dont la luminance est connue. Nous notons  $L_s$  la luminance de cette sphère. L'instrument y effectue une série de mesures  $M_s$ . Un coefficient peut alors être déterminé permettant le passage des mesures électriques  $M_s$  aux luminances  $L_s$ . Ce coefficient  $\gamma$  est appelé coefficient d'étalonnage. Puisque la luminance référence de la sphère dépend de la longueur d'onde, il y a un coefficient d'étalonnage par longueur d'onde. La procédure est à effectuer pour chaque canal spectral des radiomètres et on détermine ainsi des coefficients spectraux.

$$\gamma = \frac{L_s}{M_s} \quad \text{équation 28}$$

**Ce même coefficient est alors appliqué, en dehors de la sphère, aux mesures de "terrain" pour déterminer la luminance.**

$$L = \gamma M \quad \text{équation 29}$$

### II.C.3/ Le facteur 2 induit lors de l'étalonnage des voies polarisées

Lors de l'étalonnage des voies polarisées, l'instrument est placé devant la sphère délivrant un rayonnement non polarisé. Dès lors, le capteur placé derrière le polariseur mesure, en vertu de la loi de Malus, la moitié de la luminance totale. Mais le coefficient d'étalonnage, conformément à l'équation 28 est établi comme si le capteur mesurait la luminance totale. En un sens, le polariseur est "oublié" lors de l'étalonnage.

Ainsi, les coefficients d'étalonnage des voies polarisées sont le double de ce qu'ils devraient être. De ce fait, les luminances totales et polarisées, calculées avec l'équation 24 et l'équation 27, doivent être, dans la pratique, divisées par deux.

## II.C.4/ Incertitudes

Cet étalonnage permet en outre de déterminer l'incertitude de mesure. Il est ainsi possible pour les différents canaux spectraux de déterminer l'incertitude inhérente à chaque étalonnage. A cette première source d'erreur, il convient d'ajouter l'incertitude sur le signal référence de la sphère.

L'incertitude relative sur la luminance émise par la sphère est établie lors de son propre étalonnage : elle est de 2,5% et est notée  $\Delta S/S$ . L'incertitude relative sur les coefficients d'étalonnage (hors sphère) notée  $\Delta E/E$  est définie comme le rapport entre l'écart type à la moyenne  $\sigma_\gamma$  des valeurs de  $\gamma$  et la moyenne de ces valeurs.

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\sigma_\gamma}{\gamma} \quad \text{équation 30}$$

Finalement, compte tenu de l'absence de corrélation entre  $\Delta E$  et  $\Delta S$ , l'incertitude sur les luminances estimée en laboratoire peut être calculée comme :

$$\frac{\Delta L}{L} = \sqrt{\frac{\Delta S^2}{S^2} + \frac{\Delta E^2}{E^2}} \quad \text{équation 31}$$

Les incertitudes relatives sur les mesures des instruments POLDER et MiniMIR sont données dans le Tableau 2. Elles sont de l'ordre de 3 % pour l'ensemble des canaux spectraux.

Polder									
voie	443-1	443-2	443-3	765 étroit	765 large	865-1	865-2	865-3	910
incertitude(%)	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0	2.6	2.6	2.6	2.6
Minimir									
voie	670	864	1370	1600-1	1600-2	1600-3	2200-1	2200-2	2200-3
incertitude(%)	3.1	2.5	2.8	2.8	2.8	2.8	2.7	2.7	2.7

Tableau 2 : Incertitudes sur les mesures de POLDER et MiniMIR

Il est à noter que dans le cas des mesures polarisées, l'incertitude sur l'orientation des polariseurs a pour cette étude été omise. La précision sur l'orientation des analyseurs est inférieure à 2°, ce qui compte tenu de la loi de Malus apparaît radiativement négligeable.

## II.D/ Correction des zéros optiques

## II.D.1/ Principe

Tout radiomètre, mesure l'intensité du signal lumineux qui lui parvient. Pourtant à ce signal extérieur qui nous intéresse, il convient d'ajouter un signal "interne", inhérent à l'instrument, qui perturbe la mesure. Lors de la conception des instruments, tant au niveau de l'optique que de l'électronique, ce second signal est limité. Toutefois, il demeure important d'évaluer sa contribution à la mesure totale.

L'instrument MiniMIR, contrairement à POLDER, est monodirectionnel. De ce fait, l'exploitation de ses mesures est grandement facilitée. Aussi, bien que POLDER et MiniMIR soient affectés par ce signal interne, nous allons seulement illustrer ici le cas, plus simple, de MiniMIR.

Un volet vient à intervalle régulier occulter toutes les voies du radiomètre MiniMIR. Dès lors, l'instrument ne perçoit plus le signal lumineux extérieur et reste uniquement affecté par le signal interne. Lorsque les voies sont obstruées, l'instrument mesure l'intensité de ce signal. Cette mesure "volet fermé" est notée  $I$  et est appelée zéro optique parce qu'elle correspond à des mesures en l'absence de signal optique émanant de l'extérieur.

La mesure du signal lumineux  $L$  est déduite en retranchant au signal mesuré total  $T$ , le signal  $I$  mesuré lorsque les volets occultent les voies.

$$L = T - I \qquad \text{équation 32}$$

Ce type de correction des zéros optiques est également effectué pour POLDER. La démarche est toutefois légèrement différente puisque POLDER estime le zéro optique à chaque tour de roue. La roue POLDER, comme il l'a été précisé, comporte 9 filtres auxquels s'ajoute un dixième emplacement demeuré totalement opaque et destiné à la mesure des zéros optiques.

La correction du signal interne pour POLDER n'est pas ici davantage détaillée (*Goloub, 1992*). Cette correction est en effet effectuée sur un principe similaire dans une chaîne de traitement des données qui n'a donné lieu à aucune modification pour notre étude.

## II.D.2/ Evolution de la correction

L'intensité du signal interne est liée à l'environnement de l'instrument. Elle évolue ainsi au cours du vol. De ce fait, la même valeur de zéro optique ne peut pas être utilisée tout le long du vol et la mesure avec les voies obstruées doit être renouvelée périodiquement.

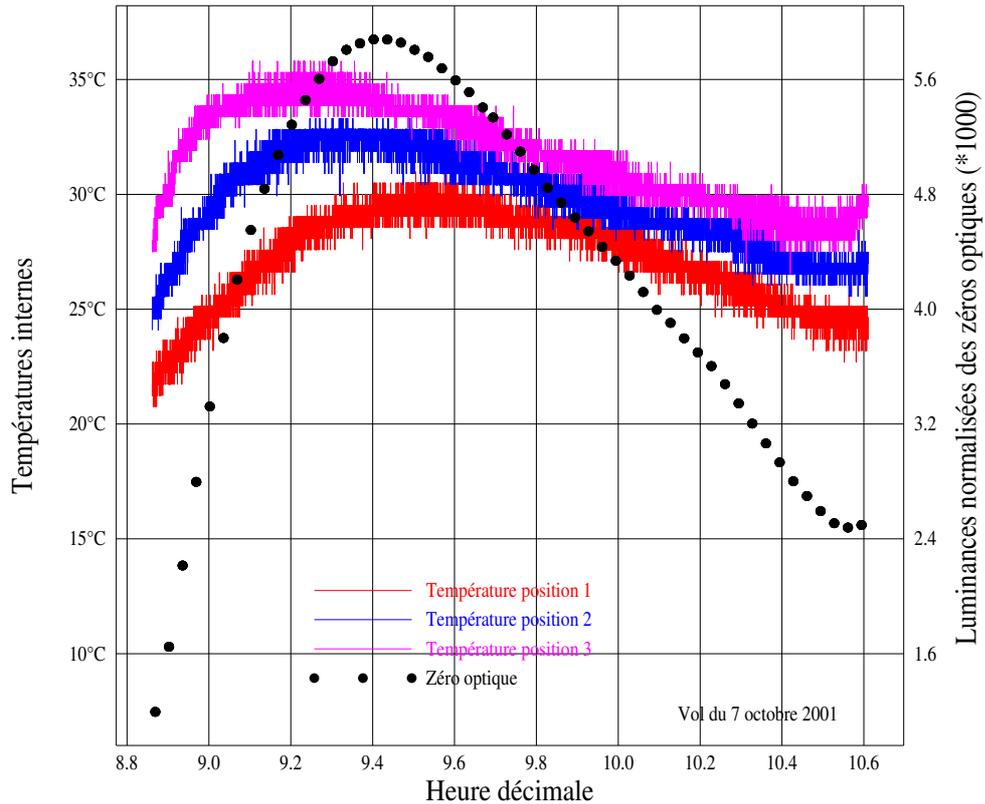


Figure 11 : Zéros optiques du canal à 2,2  $\mu\text{m}$  et température interne de MiniMIR  
*Exemple du 7 octobre 2001*

Sur la Figure 11, nous voyons, pour l'ensemble du vol du 7 octobre 2001, une courbe de points de mesures du zéro optique en fonction du temps. Cette courbe correspond aux mesures de l'une des voies polarisée à 2200 nm. Cette voie a été choisie pour illustrer le phénomène car c'est pour celle-ci que les variations de zéros optiques sont les plus importantes. La courbe nous montre qu'il est nécessaire de réactualiser régulièrement la valeur du zéro optique. En effet, au cours de ce vol, le zéro optique fluctue de plus d'un facteur 5.

Par ailleurs pour ce vol du 7 octobre, vers 9,30h, lorsque les zéros optiques sont maximaux, la zone survolée est maritime et exempte de nuage. Alors, la part de rayonnement interne peut être supérieure à celle du rayonnement externe mesuré. Nous voyons ainsi, que cette correction est primordiale.

Toujours sur la Figure 11, en plus des zéros optiques, ont été représentées des mesures de température en trois endroits différents de l'instrument. Nous voyons ainsi que ces deux informations sont corrélées. Cette influence de la température sur le zéro optique est causée par la dérive en température des composants électroniques.

Nous noterons ici que, comme c'est le cas pour le vol du 7 octobre 2001, les températures évoluent relativement peu. L'amplitude thermique n'excède en effet pas 10 degrés. Sur ce vol, comme pour la plupart, une résistance chauffante a en effet été couplée

à l'instrument pour limiter son refroidissement. Lors du vol du 25 septembre 2001, premier vol utile de la campagne, ce système n'avait pas encore été utilisé. A cette date, MiniMIR a donc vu sa température passer de 20 à -20 degrés Celsius au cours du vol. Avec ces plus grands écarts de température, la variation du zéro optique se trouve donc amplifiée.

Ce système de chauffage a en outre pour vocation première d'éviter une autre source de perturbation des mesures : le givrage de l'instrument.

### **II.D.3/ Mise en œuvre de la correction du zéro optique**

Nous avons vu qu'afin de corriger les mesures du signal interne de MiniMIR, un volet occultait périodiquement ses voies de mesure.

La Figure 12 nous montre des mesures de MiniMIR proches d'une phase d'occultation des capteurs. Il est facile, visuellement, d'identifier les points associés aux zéros optiques comme ceux qui correspondent aux signaux les plus bas. Mais nous notons, aussi, sur le graphique, des valeurs qui entourent la zone de zéro optique et qui définissent une transition entre les mesures avec et sans volet. Ces points correspondent aux moments où le volet est en court de positionnement, occultant partiellement les voies.

Afin de déterminer automatiquement la valeur du zéro optique, nous identifions dans un premier temps le minimum du signal mesuré. Ce minimum sert de base à l'établissement d'un seuil placé à S% au dessus du minimum.

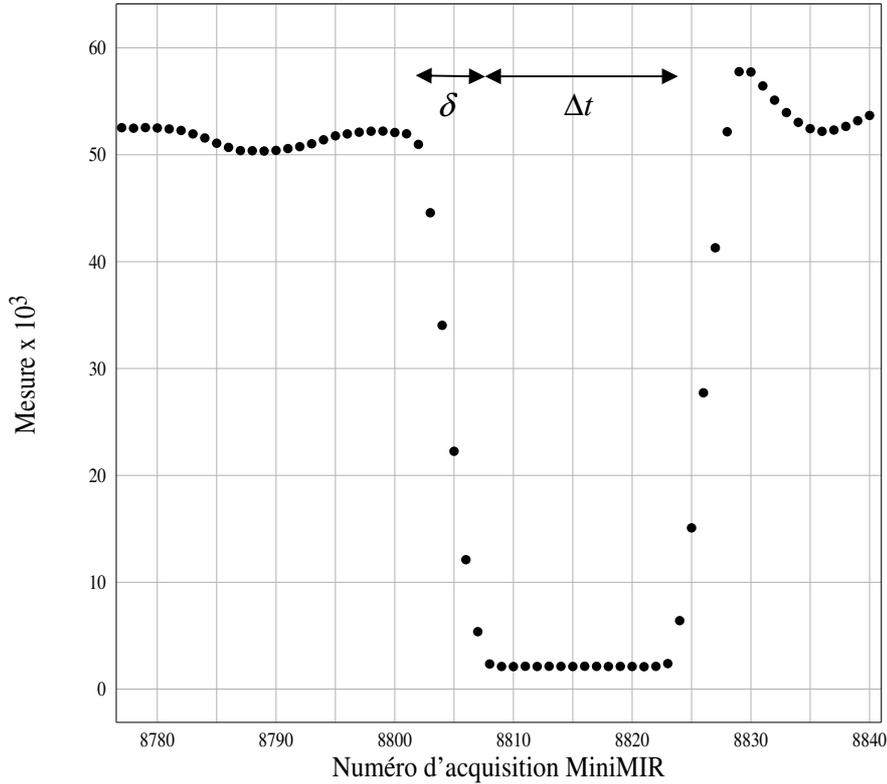


Figure 12 : Mesures MiniMIR lors de l'occultation par le volet  
*Pour les plus faibles valeurs, le volet occulte les voies. Les mesures intermédiaires sont dues au volet en cours de positionnement.*  
*Voie polarisée à 865nm ; vol du 7 octobre 2001 ; vers 9,20h*  
 $\Delta t$  : mesure de zéros ;  $\delta$  : mise en place des volets

Une fois la contribution du signal interne évaluée, nous pouvons en corriger les mesures. Soit une mesure de zéro optique effectuée aux instants  $t_1$  et  $t_2$ . Pour chaque mesure entre  $t_1$  et  $t_2$ , le zéro optique mesuré à  $t_1$  est retranché pour obtenir la mesure du signal lumineux.

Pour  $t \in ]t_1; t_2[$  et  $t_2 > t_1$ ,

$$L(t) = T(t) - I(t_1)$$

### **III/ Les paramètres de vol**

Les instruments de télédétection utilisés lors de la campagne FRENCH sont fixés sur l'avion avec leurs champs de visée dirigés vers le bas. De ce fait, ils observent ce qui se trouve sous l'avion. Toutefois, ce qui est vu sous l'avion n'est pas nécessairement à la verticale de celui-ci. En effet, lors de son vol, l'appareil ne reste pas parfaitement horizontal. Par exemple, si l'avion lève le nez, un point observé est en fait situé à l'avant de la verticale de l'avion.

Il est ainsi important de connaître l'orientation de l'avion par rapport à un référentiel fixe pour pouvoir comparer ce qui est observé par les différents instruments.

Afin d'intercomparer des mesures issues des deux avions intervenant dans la campagne de mesure, il sera également utile de connaître la position des avions. Les informations relatives au positionnement de l'avion sont appelées les paramètres de vols. Leur détermination est assurée par une centrale inertielle. Comme il a déjà été énoncé, la centrale à inertie calcule les informations qu'elle délivre à partir de la mesure des accélérations. Elle fournit les paramètres de vols relatifs à l'orientation de l'avion : le cap, le roulis et le tangage. Elle délivre aussi des informations relatives à la position de l'avion : la latitude, la longitude et l'altitude. D'autres paramètres comme la vitesse de l'avion sont également enregistrés. A toutes ces informations, est, bien évidemment, associée l'heure d'acquisition. Notons que dans cette étude, les heures seront le plus souvent exprimées sous forme décimale.

#### **III.A/ Attitude de l'avion et des instruments**

L'attitude de l'avion ou son orientation est définie par trois angles. Le roulis correspond à l'inclinaison de l'axe transversal de l'avion par rapport à l'horizontale. Cet axe est proche de celui décrit par l'alignement des ailes. Le tangage représente l'inclinaison de l'axe longitudinal de l'avion par rapport à l'horizontale. Cet axe peut être rapproché de celui qui passe par le nez et la queue de l'appareil.

L'orientation est également définie par le cap qui correspond à la direction de l'axe longitudinal de l'avion par rapport au nord géographique.

Considérons un repère orthonormal direct (Oxyz) lié à la terre mais centré sur l'avion. Ce repère est tel que :

- L'axe Ox est dirigé du sud vers le nord.
- L'axe Oy est dirigé d'est en ouest.
- L'axe Oz est dirigé vers le haut.

Considérons également, un second repère orthonormal direct (OXYZ) centré sur l'avion et lié à celui-ci. L'axe OZ de ce repère est identique au précédent axe Oz.

- L'axe OX est longitudinal à l'avion et dirigé de la queue au nez de l'appareil.
- L'axe OY est transversal à l'avion et dirigé de l'aile droite vers l'aile gauche.

Ces deux repères sont représentés sur la Figure 13.

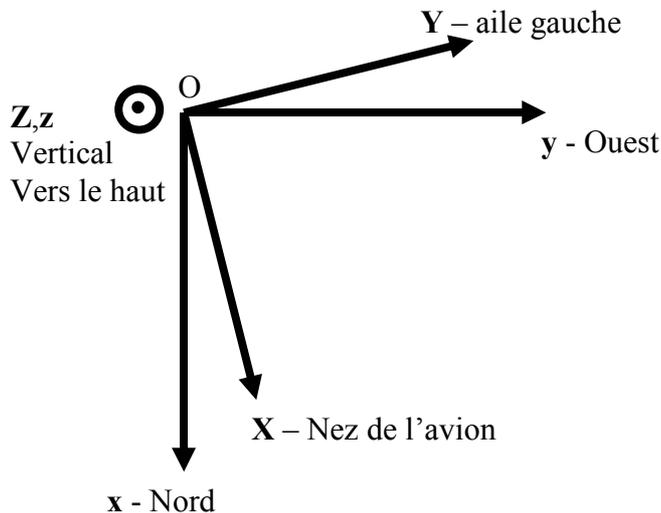


Figure 13 : Les repères centrés sur l'avion

Présenté ainsi, le roulis est assimilé à une rotation de l'avion autour de l'axe OX. Le tangage représente une rotation autour de l'axe OY. Le cap se résume à une rotation autour de l'axe OZ.

Le cap, le roulis et le tangage sont des grandeurs angulaires. Il est essentiel de prendre en compte le sens dans lequel elles sont, par convention, mesurées. Ainsi,

- Le cap est compté anti-trigonométriquement à partir du nord
- Le tangage est compté anti-trigonométriquement à partir de l'horizontale (direction OX). Celui-ci est positif si l'avion lève le nez. Il augmente lorsque l'avion s'élève.
- Le roulis est compté trigonométriquement à partir de l'horizontale (direction OY). Le roulis est positif si l'avion baisse l'aile droite. Le roulis augmente lorsque l'avion vire à droite.

Roulis, tangage et cap définissent l'orientation. La connaissance de ces paramètres est donc indispensable pour exploiter les mesures radiométriques aéroportées. En particulier, ils sont nécessaires pour déterminer les angles d'observation.

Nous avons déjà précisé que le Mystère 20 qui embarque l'imageur POLDER était équipé d'une centrale à inertie. Celle-ci permet la connaissance du cap, du roulis et du tangage

de l'avion. La qualité de l'ajustement de l'instrumentation dans l'appareil permet de considérer que les caps du Mystère 20 et de POLDER sont égaux. Par contre, compte tenu de l'inclinaison relative de POLDER par rapport à l'avion, une correction doit être apportée au roulis et au tangage.

L'objectif est de connaître le roulis et le tangage au niveau de l'instrument et non de l'avion. A cet effet, des inclinomètres sont fixés à l'instrument POLDER. Toutefois, en raison des vibrations de l'avion en vol, ces inclinomètres ne sont utilisables qu'en dehors des périodes de vol, donc lorsque l'avion est au sol. Les phases utiles sont bien sûr les phases de vols lorsque les mesures sont acquises. Pour ces périodes, les seules données utilisables sont celles de la centrale à inertie. Les mesures de roulis et tangage en vol doivent alors être recalées sur celles des inclinomètres, effectuées au sol.

A l'aéroport, avant le décollage et moteurs arrêtés, on relève le roulis et le tangage donnés par la centrale inertielle. L'inclinaison de POLDER est également relevée.

Les inclinomètres sont fixés sur le corps du radiomètre POLDER, ce qui permet de déterminer précisément les angles de navigation. Les paramètres de navigations de POLDER seront de ce fait pris comme référence pour toute l'instrumentation du Mystère 20. Le reste des instruments est en effet solidaire de POLDER puisque fixé au même avion.

Les expériences aéroportées passées, effectuées avec l'instrument POLDER ont montré que la détermination du roulis et du tangage n'est fiable que lorsque le vol est relativement proche de l'horizontale. Les mouvements brusques ou de grandes amplitudes de l'avion peuvent induire des imprécisions dans la mesure du roulis ou du tangage. Ces événements se produisent lors de virages serrés tel des demi-tours. C'est pourquoi ces portions de vol sont rejetées dans notre étude.

### **III.B/ Position**

Les positions de l'avion en latitude et longitude peuvent être déterminées à partir de la centrale à inertie. Celle-ci, via les mesures du cap, du roulis et du tangage identifie les mouvements de l'avion. A chaque instant, la nouvelle position de l'avion est calculée par intégration à partir de la position précédente et des accélérations de l'avion.

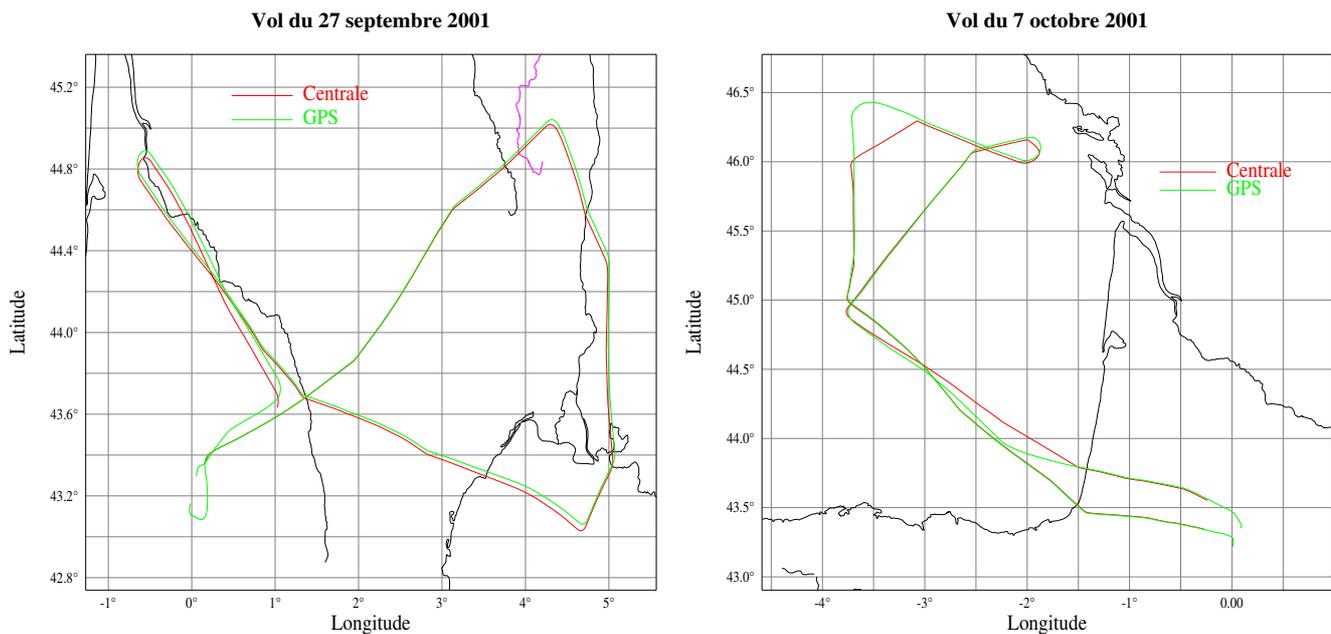
Durant la campagne FRENCH, un GPS (Global Positioning System) a été embarqué à bord de l'avion. Le GPS du Mystère 20 a été mis en place par l'INSU (Institut National des Sciences de l'Univers) et les enregistrements ont été mis à notre disposition. Ce second système de positionnement géographique est basé sur un réseau de satellites et les positions sont obtenues par triangulation.

Pour les différents vols, la comparaison des traces au sol obtenues à partir des mesures de la centrale ou du GPS montre quelques discordances.

Nous avons signalé précédemment que dans les virages, le roulis et le tangage pouvaient être mal évalués. La position de l'avion étant calculée à partir de ces paramètres, les précédentes erreurs vont se répercuter sur la détermination des latitudes et des longitudes. La position de l'avion étant calculée à partir de celle de l'instant précédent, l'erreur sur la localisation de l'avion perdurera donc après le virage. Par cumul, celle-ci aura tendance à s'accroître au cours du vol et des virages.

Avec le GPS, chaque position de l'avion est par contre déterminée par rapport à la position des satellites indépendamment des positions précédentes de l'avion. C'est pourquoi, le phénomène de dérive précédemment décrit ne se produit pas.

La Figure 14 représente les mesures de positions de l'avion issues du GPS ou de la centrale inertielle. Sur la Figure 14, à gauche, pour le vol du 27 septembre 2001, les positions données par les deux méthodes s'accordent en début de vol. Mais de virage en virage, nous pouvons voir croître la dérive de la mesure de la centrale par rapport au GPS.



**Figure 14 : comparaison GPS – centrale**

*Positions de l'avion délivrées par le GPS ou par la centrale d'inertie.*

*A gauche : le vol 27 septembre illustre la dérive de la centrale*

*A droite : le vol du 7 octobre illustre un "décrochage" temporaire de la centrale.*

La partie droite de la Figure 14 représente la trace au sol du vol du 7 octobre 2001. Sur ce graphique, nous pouvons observer, à deux reprises, un "décrochage" de la centrale à inertie pendant quelques minutes. Ces décrochages s'observent avant la petite boucle et avant le retour sur la côte. Compte tenu du principe de détermination des positions avec la centrale à

inertie, une panne complète ne peut être envisagée car, dans ce cas, les bonnes positions ne pourraient pas être retrouvées comme c'est le cas. La défaillance doit donc être due à un problème temporaire d'enregistrement.

Un troisième écart de moindre amplitude et plus difficilement représentable graphiquement laisse apparaître un petit décalage à peu près constant entre le GPS et la centrale. Ce biais pourrait être dû à une erreur de coordonnée géographique initiale ou de synchronisation temporelle.

Le GPS semble permettre une meilleure localisation de l'avion, cependant, les mesures de positionnement GPS ne sont pas systématiquement disponibles. Sur certains vols, en raison d'un dysfonctionnement inconnu, les mesures GPS sont indisponibles durant de longs moments.

En conclusion, le GPS s'avère plus précis que la centrale inertielle pour positionner l'avion. Malheureusement, les données GPS ne sont pas toujours disponibles. Chaque méthode de positionnement présentant ses avantages, c'est pour des raisons de simplicité et de cohérence que nous utiliserons finalement la centrale à inertie. En effet, la source des angles de vol (cap, roulis tangage) et des positions est alors la même.

Il est à noter qu'il est possible de recalculer les positions issues de la centrale sur celle du GPS mais ceci ne sera jamais fait dans le cadre de cette étude. En fait, ce gain en précision ne serait utile que pour des comparaisons de mesures d'instruments embarqués sur les deux avions. Or, comme nous le verrons plus tard, ces comparaisons sont rares et demeurent particulièrement peu précises.

Comme précédemment, pour assurer la cohérence de la source des mesures, la centrale à inertie de l'avion a été préférée au GPS pour obtenir l'altitude de l'avion.

## **IV/ Mesures multidirectionnelles de POLDER**

### **IV.A/ Recalage des trois voies d'un canal spectral polarisé**

Comme nous l'avons vu précédemment, l'instrument POLDER possède un seul capteur CCD et les différents filtres passent successivement devant celui-ci. Ainsi, les mesures dans les différentes voies ne sont pas simultanées. En particulier, dans le cas des canaux polarisés, les mesures sont effectuées successivement pour chaque orientation des analyseurs. Les mesures, pour les différents filtres lors d'un même tour de roue, sont ainsi effectuées à raison d'approximativement trois par seconde. Bien que ce délai soit relativement court, l'avion poursuit sa course durant ce temps et pour des nuages relativement élevés les images acquises dans chacune des trois voies peuvent être décalées de plusieurs pixels. Compte tenu du caractère multidirectionnel de POLDER, nous employons le terme d'image pour désigner l'ensemble des mesures d'une acquisition instantanée.

Avant de combiner les mesures des trois voies polarisées comme il a été explicité précédemment pour retrouver les luminances totales et polarisées (équation 24 et équation 27), il convient donc de recalibrer les images. L'image acquise chronologiquement en seconde est prise comme référence. La première image est recalée vers la seconde en cherchant la translation qui minimise l'écart quadratique moyen entre les deux images. La même chose est faite pour la troisième image. Cette procédure de recalage intra tour a été mise en œuvre au laboratoire avec le début de l'expérience POLDER et améliorée par Anne-Claire Anselme.

Compte tenu des faibles écarts temporels entre les trois acquisitions, cette opération pourrait sembler superflue, mais les illustrations de la Figure 15 montrent au contraire sa pertinence.

Les deux images de cette figure montrent la même scène en luminance polarisée lors d'un survol d'un nuage d'eau liquide sans ou avec recalage des trois voies entre elles. Ce type de nuage est connu pour polariser fortement le rayonnement diffusé dans l'arc-en-ciel (*Goloub et al, 1994*). A gauche sur la figure, sans le recalage, l'image résultante est bruitée. L'arc-en-ciel est bien mieux marqué sur la figure de droite lorsque le recalage est effectué. Sur l'image de gauche, la recombinaison des images des 3 voies polarisées non recalées introduit une fausse "polarisation" du signal.

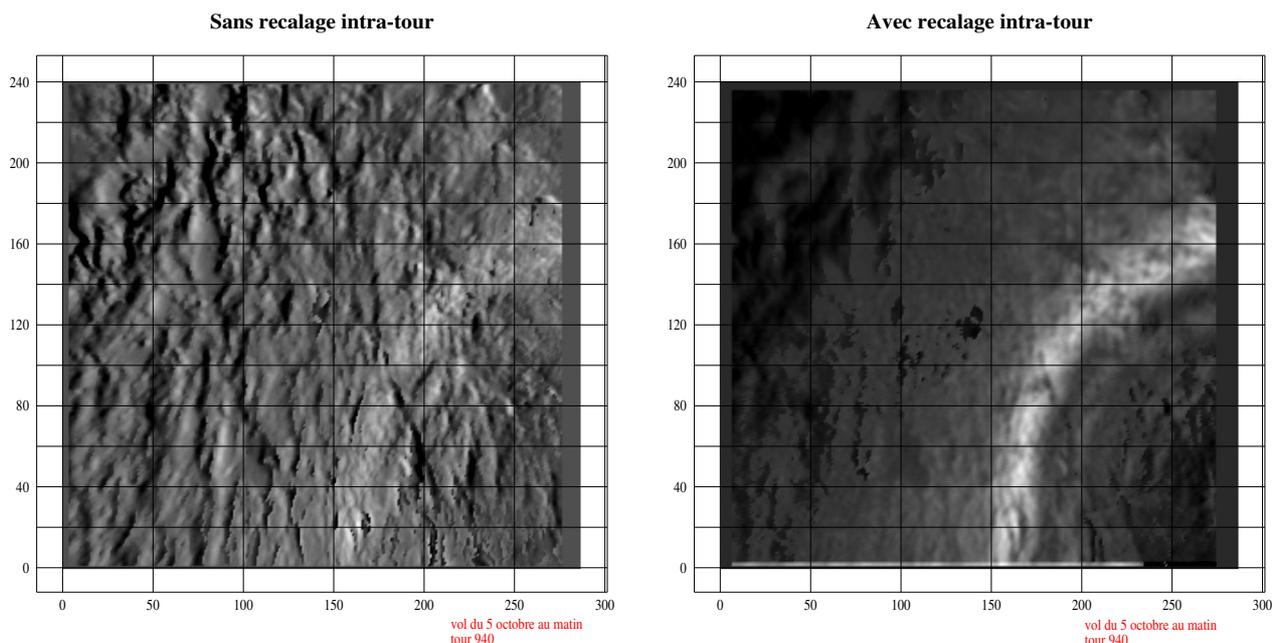


Figure 15 : Luminance polarisée avec ou sans recalage intra-tour

*Le nuage survolé est constitué d'eau liquide*

*A gauche , sans recalage : l'image est bruitée ; à droite , avec recalage : mise en évidence de l'arc-en-ciel*

*Canal POLDER centré à 865 nm ; Tour 940 du vol matinal du 5 octobre 2001*

Le plan solaire est le plan perpendiculaire à la surface terrestre incluant le soleil et l'avion. Les mesures des pixels correspondants au plan solaire dans les images précédentes sont utilisées sur le graphique présenté en Figure 16 où la luminance normalisée polarisée a été reportée en fonction de l'angle de diffusion.

Sur cette nouvelle figure, nous voyons bien qu'en l'absence de recalage, les luminances sont fortement bruitées ce qui conduit souvent à des inversions du signe de la polarisation. Par convention, ce signe est positif si le champ électrique est plus proche du plan de diffusion que du plan qui lui est perpendiculaire et qui comprend la direction de propagation. L'arc-en-ciel est ici clairement mis en évidence sur le second jeu de points lorsque les voies sont recalées. Il se traduit par un arc aux environs de  $140^\circ$  d'angle de diffusion en accord avec les lois de l'optique géométrique et retrouvé par la théorie de Mie.

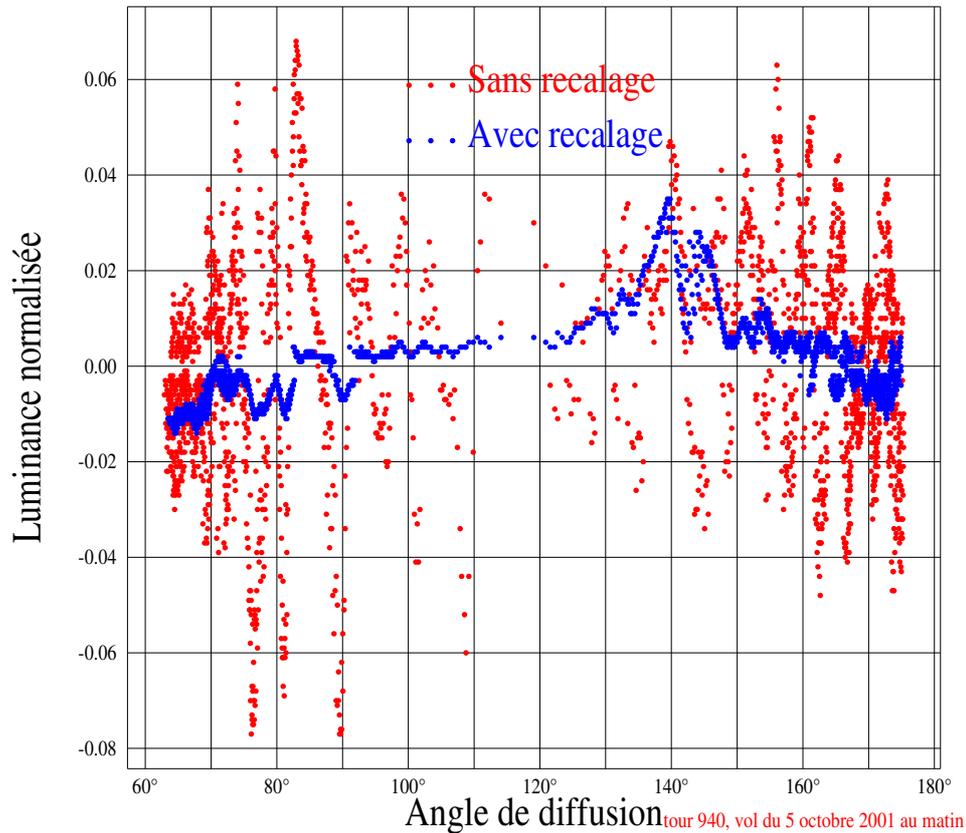


Figure 16 : Luminance polarisée dans le plan solaire  
*Le niveau de bruit rend compte de l'intérêt du recalage des images des voies polarisées.*  
 Tour 940 du vol du 5 octobre 2001 au matin

#### IV.B/ Reprojection des images POLDER aéroportées

Les données acquises par POLDER sont archivées sous la forme de fichiers binaires pouvant être considérés comme des images. Pour chaque filtre et pour chaque tour de roue, une image est ainsi disponible. L'image correspond à la matrice CCD de POLDER et à chaque pixel est associé un compte numérique correspondant à 10000 fois la luminance normalisée.

Il existe sur la version aéroportées 9 filtres dont certains polarisés. Il y a ainsi 9 images acquises par tour de roue.

## IV.B.1/ La reprojection

### IV.B.1.a/ Principe

Compte tenu des caractéristiques optiques de l'instrument, nous pouvons déterminer la géométrie d'observation associée à chaque pixel. Cette dernière, si elle nous est connue, ne l'est toutefois que dans un repère lié à l'avion. Il est alors envisageable de recalculer pour chaque pixel de chaque image les géométries de visée dans un repère terrestre.

Nous utiliserons néanmoins ici une approche quelque peu différente. Le choix est fait dans cette étude de projeter les mesures sur une grille liée à un repère terrestre. Ce repère demeure toutefois centré sur la position de l'avion. Nous pouvons nous représenter cette nouvelle grille comme parallèle à la surface terrestre, orientée vers le nord et placée à une distance fixe de l'avion. A titre de comparaison, la grille initiale du capteur CCD est également à une distance fixe de l'avion mais elle est parallèle à l'avion et orientée suivant la direction de vol. Cette reprojection des images POLDER est schématisé sur la Figure 17. La nouvelle grille est placée à une distance fixe sous l'avion. Aussi, un de ses pixels est sur diverses acquisitions toujours associé aux mêmes angles d'observations.

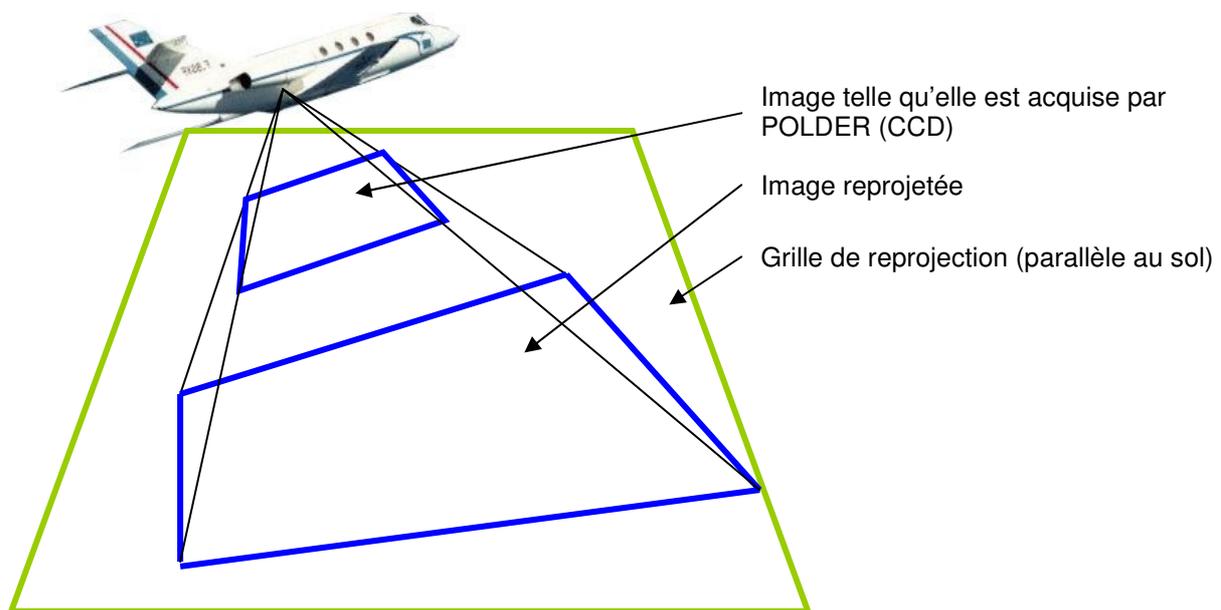


Figure 17 : Reprojection des images POLDER

#### IV.B.1.b/ Mise en pratique

Pour chaque pixel de la grille du capteur CCD, on considère un vecteur unitaire de visée dirigé du pixel CCD au centre optique de la lentille. Ce vecteur est défini dans le repère de l'avion. Afin de le connaître dans un repère lié à la terre, il suffit d'effectuer un changement de base. Nous passons ainsi, du repère de l'avion au repère terrestre par une succession de rotations.

Les rotations utilisées sont les suivantes :

- Rotation de l'opposé du roulis par rapport à l'axe Ox.
- Rotation du tangage par rapport à l'axe Oy puisqu'il est par convention compté antitrigonométriquement.
- Rotation du cap par rapport à Oz puisqu'il est par convention compté antitrigonométriquement.

Ces trois rotations peuvent se traduire par trois matrices de rotation. Leur produit permet l'obtention de la matrice de changement de base M ci-dessous.

$$C = \text{cap}$$

$$T = \text{tangage}$$

$$R = -\text{roulis}$$

$$M = \begin{pmatrix} \cos C \cos T & \sin C \cos R + \cos C \sin T \sin R & \sin C \sin R - \cos C \sin T \cos R \\ -\sin C \cos T & \cos C \cos R - \sin C \sin T \sin R & \cos C \sin R + \sin C \sin T \cos R \\ \sin T & -\cos T \sin R & \cos T \cos R \end{pmatrix} \quad \text{équation 33}$$

Cette matrice permet alors d'obtenir le vecteur d'observation dans le repère terrestre. Il est ensuite facile de déterminer des angles d'observation zénithaux et azimutaux. Ces angles ont été définis sur la Figure 9 et dans le paragraphe sur les conventions angulaires (II.A.1/).

La connaissance de ces angles permet ensuite de reprojeter les luminances dans la nouvelle grille parallèle à la surface terrestre. Cette reprojexion, comme l'illustrent la Figure 17 et la Figure 18, induit une déformation de l'image. Par exemple, si l'avion lève le nez, l'image est déplacée vers l'avant et s'élargit dans cette même direction. Il faut alors que la nouvelle grille soit plus large que l'ancienne. La déformation est d'autant plus grande que l'avion s'écarte de l'horizontale. Pour la Figure 18, l'avion effectuait un virage occasionnant un important roulis. Dans ce cas, la déformation est telle que l'image peut dépasser les bornes de la grille. Il serait alors possible de contenir toute l'image dans la grille en en utilisant une plus grande ou en la rapprochant de l'avion. Toutefois, les images dépassant la grille sont rejetée de notre étude. En effet, ces images sont associées à de forts roulis ou tangages et, comme nous l'avons vu, les mesures de la centrale inertielle ne sont pas fiables dans ces conditions extrêmes.

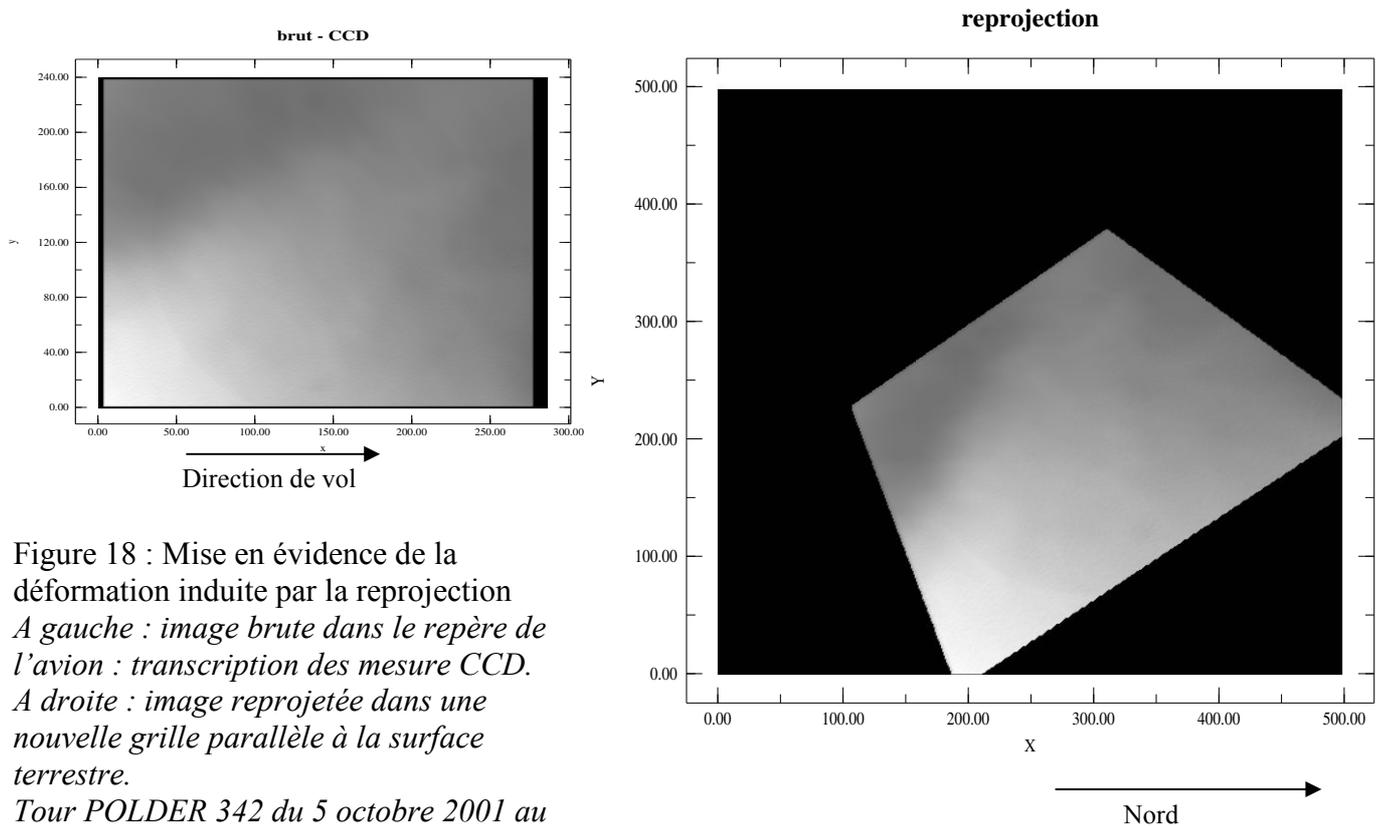


Figure 18 : Mise en évidence de la déformation induite par la reprojection  
*A gauche : image brute dans le repère de l'avion : transcription des mesure CCD.*  
*A droite : image reprojétée dans une nouvelle grille parallèle à la surface terrestre.*  
 Tour POLDER 342 du 5 octobre 2001 au matin (864nm)

Lorsque le vol tend à s'effectuer en ligne droite, le tangage prédomine sur le roulis. L'avion en effet relève toujours légèrement le nez. Ainsi, la déformation la plus commune évoque un trapèze qui s'ouvre vers la direction de vol.

Le choix sera arrêté, pour la grille de reprojection, sur un carré de 500 pixels de cotés tandis que la grille du capteur CCD ne fait que 242 par 288 pixels. Compte tenu de la déformation, certains pixels de la nouvelle grille, pourtant situés au cœur de l'image, peuvent très bien ne pas avoir de luminance associée. Dans ce cas, une valeur est calculée par interpolation avec les pixels voisins.

L'intérêt de cette interpolation s'illustre sur la Figure 19. Sur cette figure, les vignettes B et E montrent des images reprojétées. Néanmoins l'interpolation n'a été effectuée que pour l'image de la vignette B. Sur la vignette E, cette omission entraîne une dégradation de l'image en laissant apparaître un maillage correspondant aux pixels sans données. Outre l'aspect esthétique intéressant pour la présentation de ces images, ce maillage serait préjudiciable puisqu'il induit de forts contrastes sur l'image. Or, nous utiliserons par la suite les variations naturelles de contrastes dans le "suivi" des scènes nuageuses. Ce maillage est inhérent à la différence de résolution entre la grille du capteur CCD et celle de reprojection. Une grille de reprojection de plus basse résolution ne présenterait pas ce maillage.

Sur les figures, la grille de reprojection est représentée de sorte que l'axe des abscisses Ox pointe vers le Nord.

### **IV.B.2/ Intérêt de la reprojection**

Cette reprojection des images POLDER permet d'associer une géométrie d'observation à une position sur la grille. Il est alors aisé de manipuler les images pour en tirer des informations liées aux angles d'observations. Ceci est particulièrement utile pour tirer parti du caractère multiangulaire de POLDER.

En premier lieu, cette nouvelle projection permet de s'affranchir de l'orientation de l'avion pour comparer deux scènes nuageuses. En effet, les luminances provenant d'un nuage sont grandement affectées par la géométrie d'observation. Grâce à notre nouvelle projection, la comparaison d'images est facilitée puisqu'une même position sur la grille signifie une même géométrie d'observation.

Cette reprojection est également à la base de méthodes d'analyses qui sont explicitées un peu plus loin comme :

- Le calcul d'images moyennes
- Le suivi de scènes nuageuses

### **IV.B.3/ Repérer le plan solaire**

Le plan solaire, introduit précédemment, peut également être défini comme le plan dans lequel la différence entre les angles azimutaux solaires  $\varphi_s$  et azimutaux d'observation  $\varphi_v$  est nulle modulo  $\pi$  :  $\varphi_s = \varphi_v (\pi)$

Les angles solaires, tels qu'ils sont archivés sont comptés à partir du zénith pour l'angle zénithal et à partir du nord mais antitrigonométriquement pour l'angle azimutal. Précisons également que les angles solaires tel qu'ils sont ici définis indiquent la direction dans laquelle se trouve le soleil.

La reprojection est fort intéressante pour la détermination du plan solaire puisque chaque pixel de la grille correspond à une géométrie d'observation. On décrit un pixel comme appartenant au plan solaire lorsque son angle azimutal d'observation est suffisamment proche de l'angle solaire. Il est ensuite aisé de représenter les luminances des pixels du plan solaire

en fonction de l'angle de diffusion comme c'était le cas pour la Figure 16 **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**

Rappelons que l'angle de diffusion est défini comme l'angle : soleil – point observé – avion. On peut également le définir comme l'angle entre le vecteur d'éclairement (l'opposé de la direction du soleil, c'est-à-dire du soleil vers le point observé) et l'opposé du vecteur d'observation (donc du point observé vers l'avion). Pour une expérience aéroportée, les échelles étant restreintes, les angles solaires peuvent être considérés comme égaux pour tous les points de la surface observée à un instant donné. Les angles d'observations sont connus ; Ainsi, il est facile à partir de la grille de retrouver les angles de diffusion. Ces angles peuvent être calculés à partir du produit scalaire des vecteurs d'incidences solaires et d'observations.

## **IV.C/ Moyenne des images**

### **IV.C.1/ Des variations de luminance**

Le radiomètre POLDER est sensible au rayonnement solaire diffusé. Cet instrument étant constitué d'une matrice de capteurs CCD, il va recevoir du rayonnement émanant de multiples directions. Pour une acquisition, à chaque direction, et donc à chaque pixel, est associée une valeur de luminance.

Dans les cas qui nous préoccupent, le rayonnement mesuré émane principalement des nuages mais aussi du reste de l'atmosphère ou de la surface. Il va de soi que, d'un pixel à l'autre, des variations de luminances sont attendues. Deux contributions peuvent être dégagées de ces écarts. En premier lieu, ces écarts de luminances peuvent être dus aux variations des structures observées. Ainsi, une variation de l'épaisseur d'un nuage ou de la nature du sol se répercute inexorablement sur les luminances. La seconde contribution provient de la variation des luminances avec la géométrie d'observation. Dans le cas de nuages, l'influence de la géométrie d'observation est par exemple clairement mise en évidence avec l'arc-en-ciel pour les nuages d'eau liquide. Les surfaces maritimes peuvent également grandement moduler les luminances diffusées en fonction de l'angle d'observation. En effet, en se rapprochant de la direction de réflexion de Fresnel de la lumière solaire, la réflexion spéculaire va induire de fortes luminances.

### **IV.C.2/ Intérêt de calculer la moyenne des images successives**

Considérons plusieurs images associées à des tours de roue successifs de POLDER. L'avion avançant, les structures nuageuses observées ne sont plus les mêmes et sont décalées d'une image à l'autre. Par contre, la grille de reprojection permet d'associer à un pixel un angle d'observation. Pour des acquisitions proches les effets angulaires sont donc présents aux mêmes positions sur la grille.

Moyenner pixel à pixel ces images va ainsi avoir pour effet de gommer la contribution structurelle et mettre en évidence la contribution angulaire. Bien évidemment, cette moyenne des effets angulaires sous entend de se limiter à un nombre restreint de tours afin de garder le même type de scène. Il faut pourtant un nombre suffisant de tours pour que disparaissent les variations liées aux structures du nuage. Sur la vignette C de la Figure 19, la moyenne d'une séquence de 10 images autour de l'image de référence (vignettes A) est représentée. Nous voyons ainsi disparaître les structures nuageuses clairement identifiables sur la figure B. En même temps les effets angulaires sont renforcés et nous observons une augmentation des luminances dans le bas de l'image. La division de ces images moyennes par le cosinus de l'angle zénithal d'éclairement solaire nous fournit la BRDF de la scène nuageuse. Cette moyenne d'image a déjà été effectuée à ce dessein dans une étude précédente (*Desclotres et al, 1995*).

### **IV.C.3/ Mise en pratique du calcul de la moyenne**

L'opération de moyennage en elle-même ne pose pas de difficulté. En partant des images reprojctées, il suffit de moyenner entre elles, pour une position de pixel donnée, les valeurs associées à chaque image retenue.

Par contre, il faut choisir la séquence d'images à moyenner. Dans un premier temps, pour effectuer cette opération, il est possible de choisir "à l'oeil" une séquence d'image semblant présenter le même type de nuage. Il suffit alors de moyenner cette séquence d'image.

Néanmoins, pour traiter un plus vaste champ de données, il est judicieux d'automatiser le choix des images entrant dans la moyenne.

Le principe est alors de choisir un tour d'acquisition initial et de le moyenner avec le tour précédent ou suivant. Par itération, les tours voisins sont ainsi ajoutés à la moyenne en alternant à chaque fois entre le tour précédent et le suivant. L'utilisation des tours précédents et suivants définit les deux directions du processus. Le nombre d'images intégrées à la moyenne augmente ainsi au fil des itérations.

A chaque itération, on calcule la différence quadratique moyenne entre la moyenne des  $n$  images et la moyenne des  $(n+1)$  images. Si cette différence est inférieure à celle obtenue entre  $(n-1)$  images et  $n$  images, alors, la  $(n+1)^{\text{ème}}$  image est gardée pour la moyenne ou écartée dans le cas contraire.

Le système itératif précédemment décrit est arrêté, pour la direction du processus considérée, lorsque deux images successives ont été écartées. Formulé plus mathématiquement, l'image est retenue pour la moyenne si :

$$\Delta Q(n+1, n) \leq \Delta Q(n, n-1) \quad \text{équation 34}$$

Où  $\Delta Q$  est la différence quadratique moyenne définie comme :

$$\Delta Q(n, m) = \sqrt{\frac{\sum_{i,j} (n_{ij} - m_{ij})^2}{\sum_{i,j} 1}} \quad \text{équation 35}$$

$n$  et  $m$  représentent des matrices de reprojection POLDER correspondant à deux acquisitions différentes.  $i, j$  sont les coordonnées des pixels sur ces matrices.

Notons que le tour POLDER choisi pour illustrer la Figure 19 a été choisi en raison de structures bien marquées. Dans ces conditions, le processus itératif est plus rapidement arrêté. Ainsi le nombre de dix images par moyenne, comme c'est le cas pour cet exemple, n'est pas représentatif. Sur des scènes de nuages plus homogènes, ce nombre d'images incluses dans la moyenne est souvent doublé.

#### IV.C.4/ Image divisée par la moyenne

Nous avons vu que moyenner les images permettait de s'affranchir des effets de structures pour faire ressortir les effets angulaires. Maintenant, en divisant une image reprojctée par une moyenne d'images, nous allons au contraire souligner les effets structurels et gommer les effets angulaires.

Le résultat de cette opération est représenté sur la vignette D de la Figure 19. Alors que la vignette C (moyenne) montrait essentiellement la contribution angulaire de la vignette B (reprojection), la vignette D montre la contribution de la structure de la surface observée.

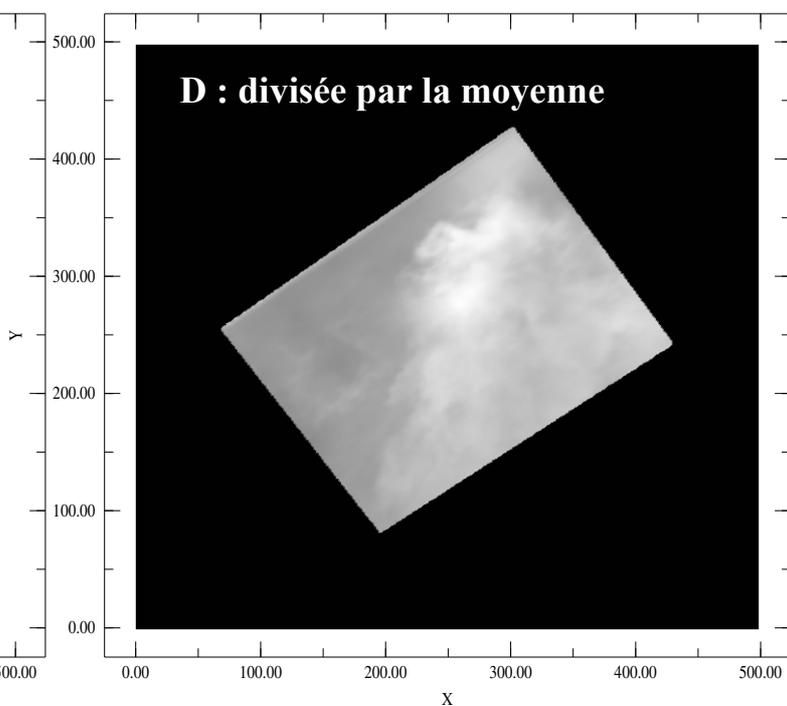
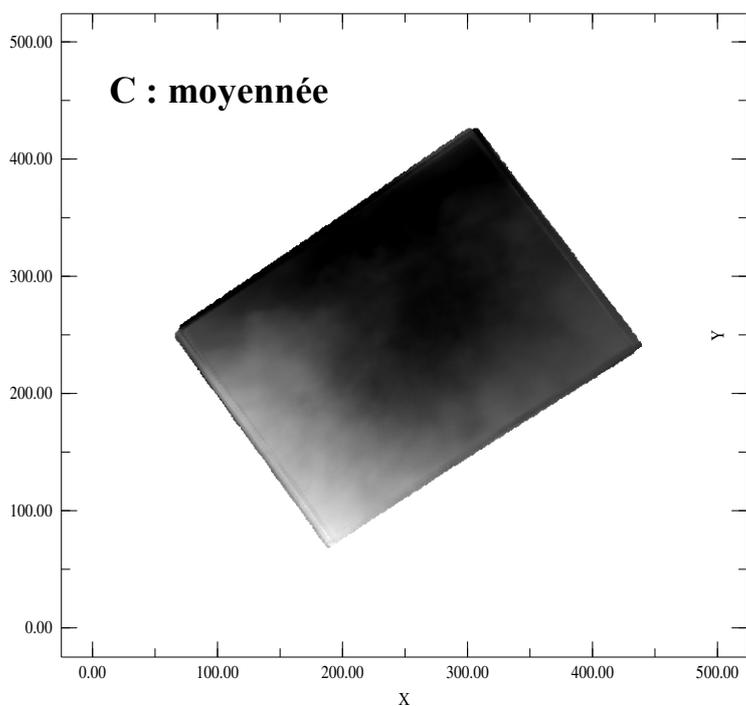
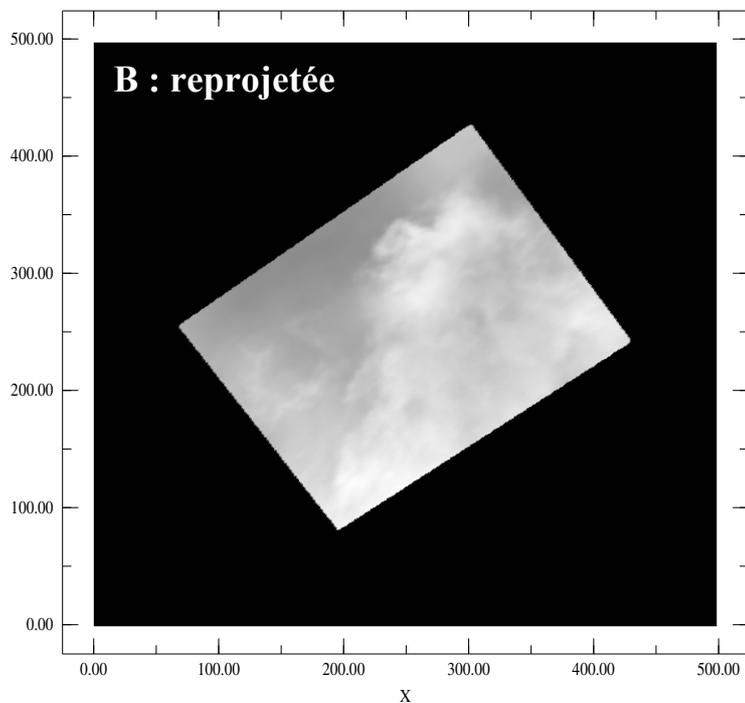
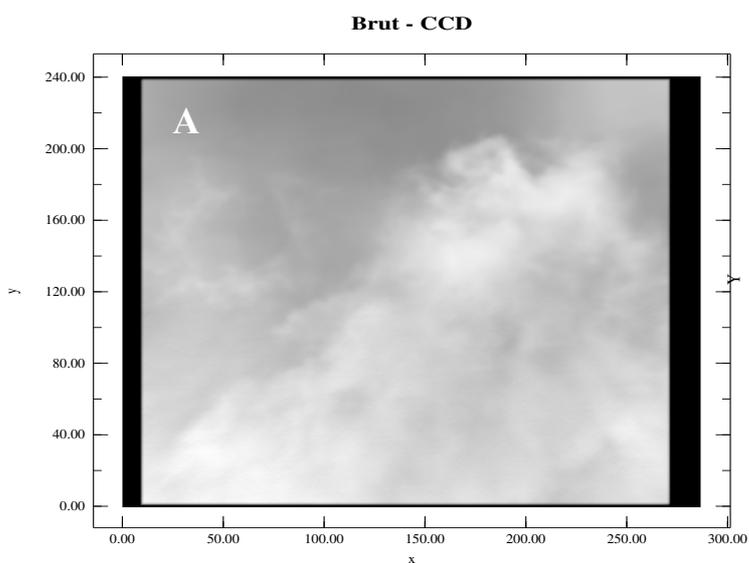
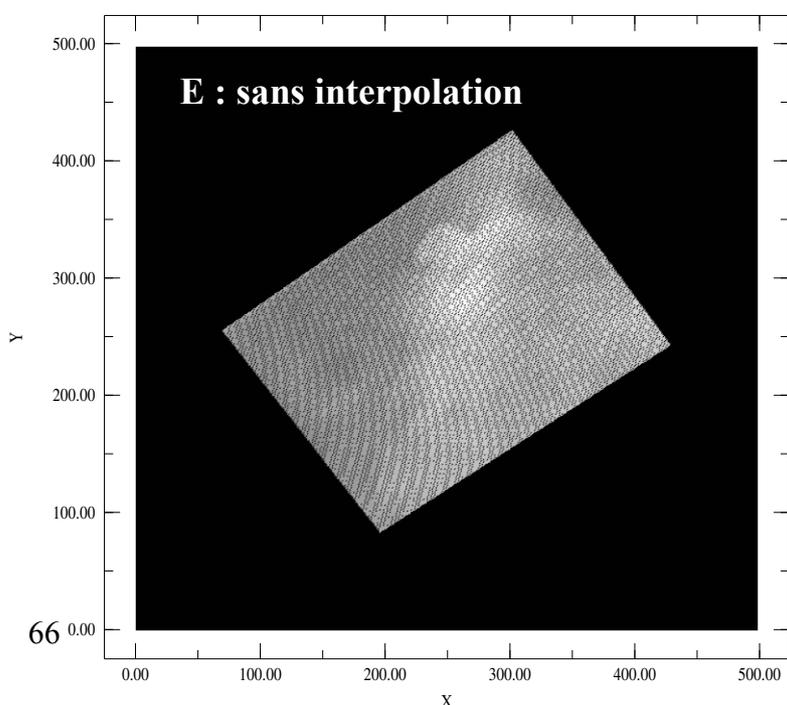


Figure 19 : Manipulation de l'image POLDER  
 Vol du 5 octobre 2001 au matin  
 Tour 334, filtre 864 nm  
 A : Image brute telle qu'elle est enregistrée par le capteur CCD : représentation liée à l'avion.  
 B : Image reprojétée sur la grille horizontale.  
 C : Moyenne d'images (ici : 10 images) : mise en évidence des effets angulaires.  
 D : Image projetée et divisée par la moyenne d'images : mise en évidence des effets structurels.  
 E : Image D mais sans l'interpolation des pixels nuls (induits par la déformation lors de la reprojektion).



## IV.D/ Suivi de scènes nuageuses entre les images

### IV.D.1/ Définition

Comme il a déjà été précisé plusieurs fois, POLDER se caractérise, entre autre, par son caractère multi directionnel. Ainsi, une même scène peut être observée au fil des acquisitions sous différentes directions. Cet apport de la mesure multidirectionnelle de POLDER est illustré par la Figure 20. Pour obtenir cette luminance multidirectionnelle, il convient de suivre une scene sur plusieurs images successives.

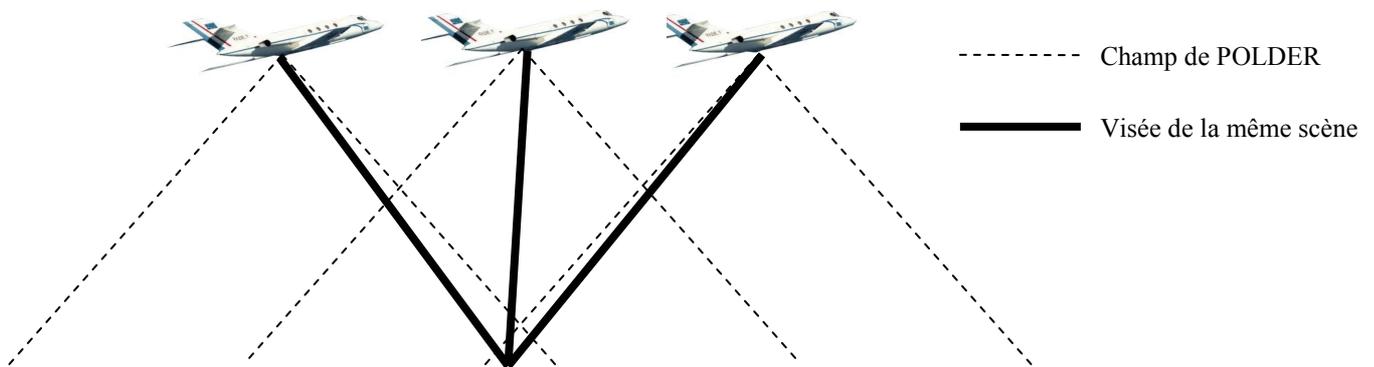


Figure 20 : Caractère multidirectionnel de POLDER

*Le large champ de POLDER permet d'observer plusieurs fois la même scène.*

Une scène est ici entendue comme une fraction de ce qui est observé par l'instrument. Pour simplifier, il ne faut pas voir une scène comme ce qui est vu par tel pixel ou telle zone de l'image mais comme tel morceau de nuage, tel terrain agricole ou telle structure urbaine. La position relative de la scène dans une image évolue donc de tour en tour. Il est alors possible d'identifier et retrouver des scènes nuageuses sur plusieurs images. Une scène d'une première image est alors "suivie" sur une seconde image et ainsi de suite.

Dans un premier temps, nous allons rechercher le décalage qui sépare la position d'une scène sur deux images. Mais à terme, le but est de suivre cette scène sur plusieurs images.

### IV.D.2/ Principe

La grille de reprojection, comme nous l'avons détaillé plus haut, permet de s'affranchir de l'orientation de l'avion. Ceci facilite la comparaison de deux images POLDER. Aussi, nous utiliserons ce mode de représentation pour rechercher une même scène sur deux images acquises successivement.

L'identification de scènes nuageuses repose sur la reconnaissance de structures similaires sur les deux images. A cet effet, nous utiliserons des images reprojettées et divisées par une moyenne d'image. Ce type de représentation permet comme nous l'avons montré de s'affranchir des variations de contrastes liées à la dépendance angulaire du signal diffusé.

Le principe du suivi consiste à sélectionner une scène dans une image de référence et à voir où cette dernière se retrouve sur une seconde image. Dans la pratique, plutôt que de déterminer la position de la scène dans les deux images, il s'agira de chercher le décalage entre ces deux positions. Ce décalage correspond à la position relative de la scène dans une image par rapport à l'autre. Ce décalage est bien sûr à deux dimensions, un déplacement dans le sens des lignes de la grille et un autre dans le sens des colonnes.

Pour rechercher ce décalage, il faut, bien sûr, que la scène soit identifiée dans les deux images et donc qu'elle y soit présente. Il convient donc de sélectionner deux acquisitions suffisamment proches dans le temps. Nous nous appuyerons à cet effet sur deux tours successifs.

La Figure 21 présente deux acquisitions de POLDER pour le vol du 5 octobre 2001 après-midi. Sur ces deux images, on retrouve les mêmes structures nuageuses décalées de quelques pixels. Ce décalage est matérialisé sur l'image de droite par la petite flèche.

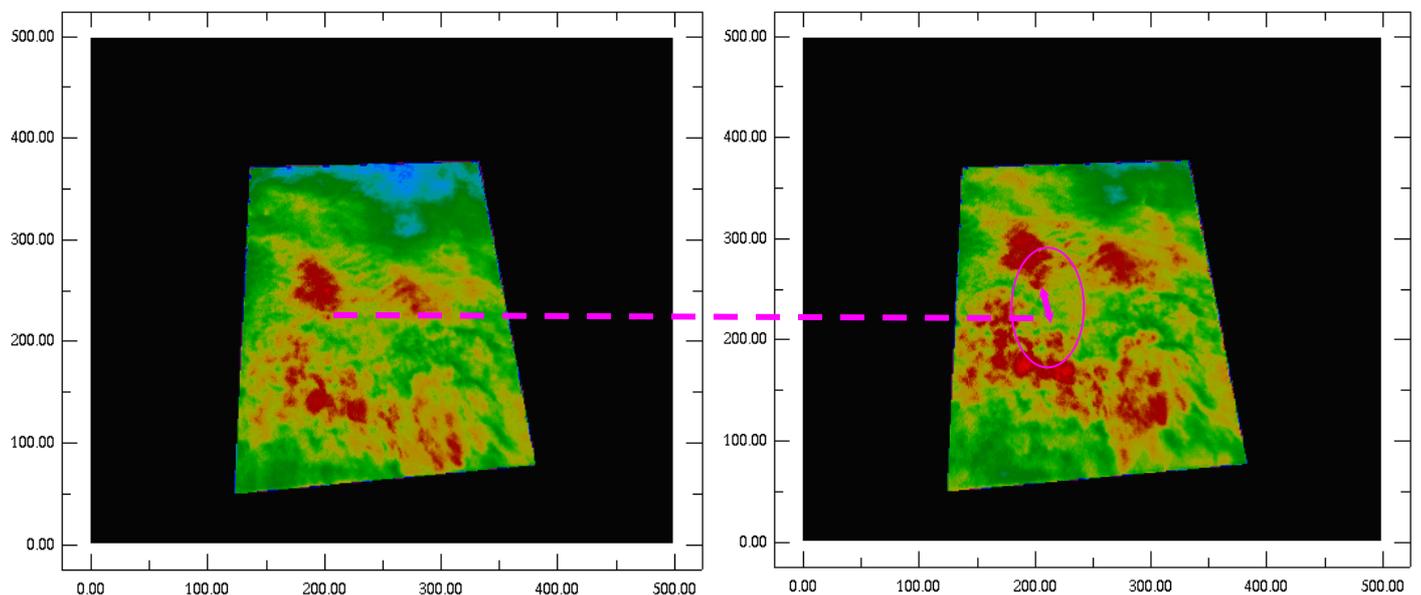


Figure 21 : Décalage des scènes  
*Tours 169 et 170 du vol du 5 octobre 2001 après midi  
(acquisitions effectuées à 4 secondes d'intervalles)*

### IV.D.3/ Recherche d'un décalage global

Dans un premier temps, nous recherchons le décalage entre deux images complètes.

#### IV.D.3.a/ Première méthode : Minimisation des différences quadratiques moyennes

On translate une image par rapport à l'autre. Pour l'ensemble des points pour lesquels il y a superpositions, c'est-à-dire où les images ont une partie commune, on calcule la différence quadratique moyenne. L'opération est répétée pour chaque translation possible. Il peut ainsi y avoir au maximum autant de translations envisageables que de pixels dans les images. Le décalage qui minimise la différence quadratique moyenne est alors retenu. En effet, lorsque le décalage adéquat est trouvé, les structures nuageuses tendent à se superposer et les écarts quadratiques moyens sont alors minimisés.

La différence quadratique moyenne est calculée comme suit :

$$\Delta Q(R, M) = \sqrt{\frac{\sum_{i,j} (R_{i,j} - M_{i+di, j+dj})^2}{\sum_{i,j} 1}} \quad \text{équation 36}$$

Où  $R$  est l'image de référence et  $M$  la seconde image,  $(i, j)$  représentent les coordonnées des pixels et  $(di, dj)$  représentent les décalages.

Dans la pratique, afin d'optimiser sensiblement le temps de calcul, toutes les combinaisons de décalages  $(di, dj)$  ne sont pas réellement appliquées. Le balayage des décalages possibles est dans un premier temps effectué avec un pas large puis avec un pas fin sur un intervalle restreint.

#### IV.D.3.b/ Seconde méthode : Prédictive

La seconde méthode, qualifiée de prédictive, ne s'appuie pas sur les images. Elle repose sur les positions de l'instrument POLDER ou de l'avion, lors des deux acquisitions et sur l'altitude de la couche diffusante (en général la couche nuageuse dans notre cas). La centrale inertielle nous permet de connaître les positions de l'avion. Par contre, nous ne pouvons pas à ce stade estimer l'altitude de la couche nuageuse. Plus loin dans ce manuscrit, nous présenterons des méthodes permettant d'évaluer l'altitude des nuages. Nous admettrons donc dans les lignes qui suivent que l'altitude du nuage est connue. Dans la pratique, et comme il sera explicité plus loin, cette altitude est déterminée avec la mesure lidar.

Lors de la première acquisition, nous considérons une direction pour laquelle une portion de nuage est observée. Par triangulation, nous pouvons alors déterminer dans quelle direction sera vue la même portion de nuage lors de la seconde acquisition. Grâce à la grille de reprojection, il est facile d’associer un pixel à une direction de visée. Ainsi, pour le même fragment de nuage, les deux directions d’observation nous permettent de déterminer un décalage en terme de pixels ( $d_i, d_j$ ).

Pour cette méthode, la vitesse du vent qui déplace et déforme le nuage devrait être, en toute rigueur, prise en compte. Toutefois, compte tenu de la plus importante vitesse de l’avion, les effets du vent seront ici négligés.

#### **IV.D.3.c/ Troisième méthode : Par glissement**

La Figure 22A nous montre la représentation des écarts quadratiques moyens pour les différentes coordonnées de décalages. On remarque que le minimum précédemment évoqué pour la première méthode est associé à un “puits” et que l’évolution vers cet extremum est continu et le plus souvent monotone.

La recherche directe du puits en balayant toutes les combinaisons de décalages ( $d_i, d_j$ ) revient à appliquer la première méthode. La méthode dite par “glissement” s’appuie sur le fait que la progression des différences quadratiques moyennes vers le puits est continue et monotone.

Un processus itératif a été mis au point pour “glisser vers le puits”. Un premier décalage choisi arbitrairement est considéré, c’est le décalage de référence. Pour ce décalage et pour ses 8 voisins, l’écart quadratique moyen entre les deux images est calculé. Le décalage associé au plus faible écart quadratique moyen devient alors le nouveau décalage de référence pour commencer une nouvelle itération. Le processus est arrêté lorsque le décalage de référence présente le plus faible écart quadratique moyen.

Par analogie, si une bille sans inertie est posée sur la surface de la Figure 22A , elle “roule” vers le minimum.

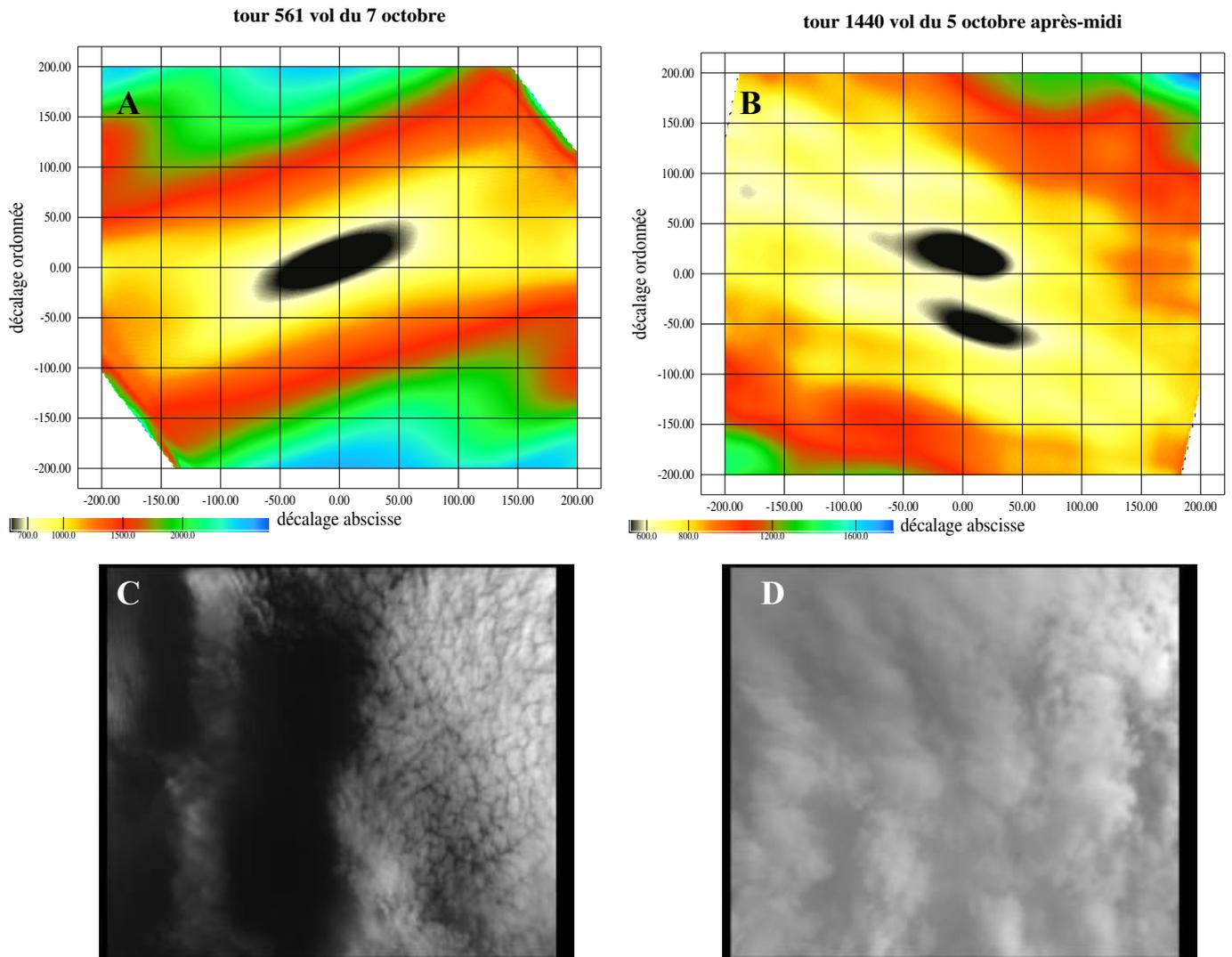


Figure 22 : Représentation des écarts quadratiques moyens  
*A et B : Ecarts quadratiques moyens pour les différents décalages envisageables*  
*C et D : Images POLDER brutes (luminance totale à 865 nm)*  
*A et C : Tour 561 du vol du 7 octobre 2001 ; B et D : tour 1440 du vol du 5 octobre après-midi*

#### IV.D.3.d/ Limitation et choix des méthodes

La méthode par minimisation des écarts quadratiques moyens est celle qui nécessite les temps de calcul les plus longs. La méthode prédictive est au contraire la plus rapide.

Cette dernière est toutefois moins précise. Nous l'avons dit, l'altitude du nuage est estimée avec le lidar. Mais alors qu'une image POLDER correspond à un large champ de vue, l'information fournie par le lidar correspond au mieux à quelques pixels de l'image POLDER. Aussi, compte tenu des fluctuations de petites échelles de la structure d'un nuage, cette altitude peut ne pas être représentative de l'ensemble du nuage et risque donc de fausser le

décalage. C'est pourquoi, afin de profiter de la rapidité de la méthode prédictive, cette dernière peut être couplée avec la méthode par glissement. Dans ce cas, la méthode prédictive apporte le décalage initial du processus itératif de la méthode par glissement.

Dans bien des cas, ce couplage de méthodes donnera des résultats identiques à ceux obtenus avec la méthode par minimisation des écarts quadratiques moyens et ceci plus rapidement. Cependant, deux cas de figure vont mettre à mal cette nouvelle méthode combinée. Une erreur peut être induite par des situations nuageuses multicouches ou par des nuages présentant des structures périodiques.

La Figure 22A nous a déjà permis d'illustrer la méthode par glissement. Sur cette image, nous voyons un unique puits correspondant au décalage minimisant les écarts quadratiques moyens. L'acquisition de POLDER utilisée correspond à l'image de la Figure 22C. On peut y voir une situation nuageuse fort contrastée avec en particulier une zone sombre et une zone claire. Ainsi, entre cette image et celle acquise au tour suivant, il n'y a qu'une seule solution possible pour le décalage. Sur l'image de la Figure 22D, nous avons au contraire des structures nuageuses répétitives avec des nuages en "rues". Ainsi, un bloc de nuage pourrait se superposer à un autre. De ce fait, plusieurs minima d'écarts quadratiques moyens sont possibles. Sur la Figure 22B, deux puits sont particulièrement marqués et d'autres se devinent. Le décalage permettant de superposer les mêmes structures est associé au plus faible écart quadratique moyen et sera déterminé par la méthode qui minimise ce dernier. Par contre, la combinaison des méthodes prédictive et par glissement peut déterminer le décalage associé à un des puits secondaires.

De telles structures nuageuses périodiques mettent donc à mal la méthode par glissement.

Le décalage à appliquer est directement lié à l'altitude de ce qui est observé. Des nuages de plus hautes altitudes entraînent de plus grands décalages et sont visibles sur peu d'acquisitions successives de POLDER. Ces effets sont illustrés par la Figure 23. Sur le schéma du haut, le nuage haut est vu sur deux acquisitions au lieu de six pour le nuage bas. Les décalages associés sont représentés par les deux flèches sur le schéma au bas de la figure.

Ainsi, dans une situation double couche, deux décalages sont possibles. Dans la méthode par glissement, ceux-ci se traduisent par deux puits. Dans une telle situation, la première des deux couches peut présenter des contrastes plus marqués ou peut occulter la seconde. Le décalage associé à la première couche va alors induire le plus petit écart quadratique moyen. C'est ce décalage qui sera trouvé avec la méthode par minimisation des écarts quadratiques moyens. Par contre, le couplage des méthodes prédictives et par glissement se limite à rechercher un minimum, même si celui-ci n'est pas le minimum absolu.

Le décalage résultant de cette combinaison de méthodes peut ainsi être celui associé à la seconde couche.

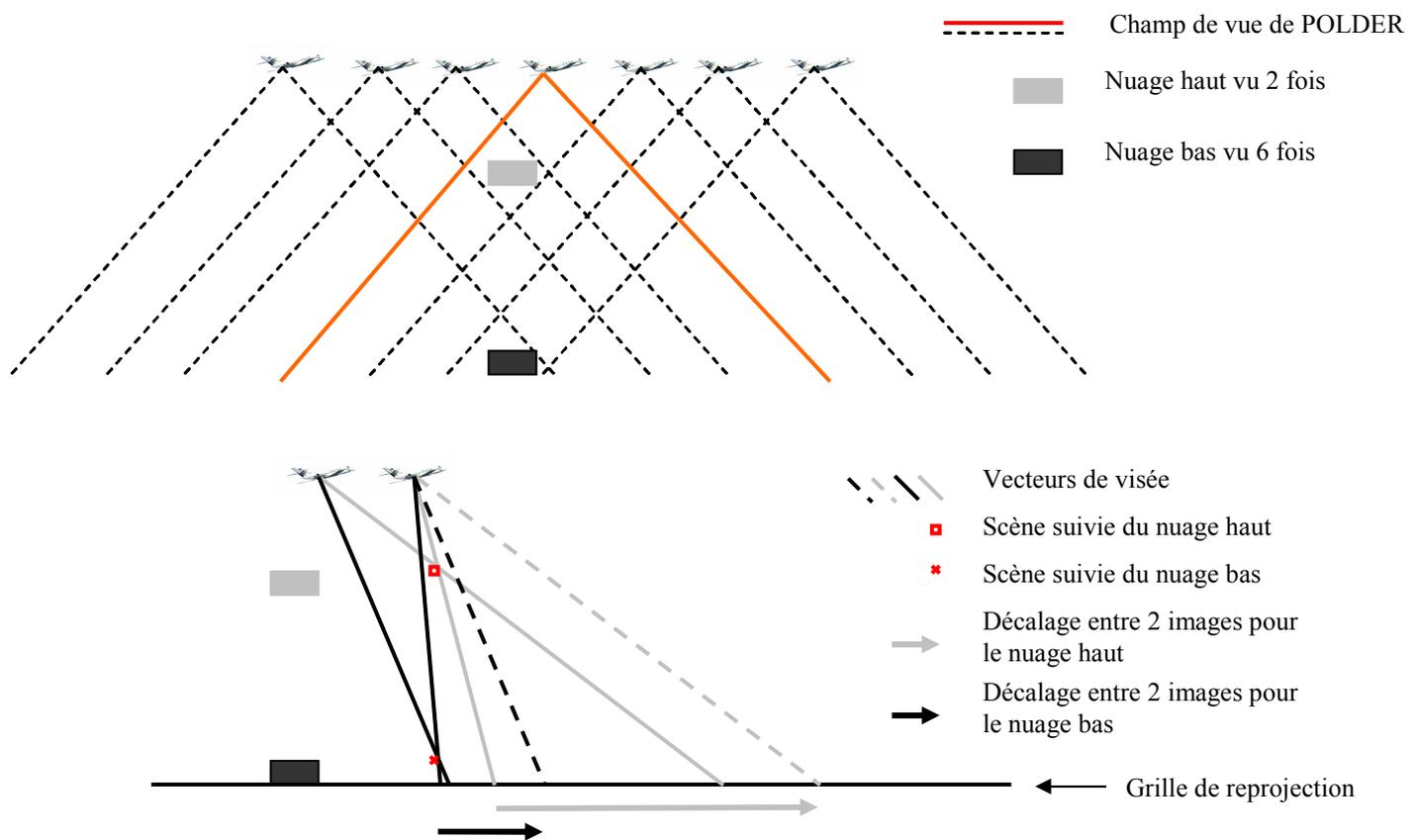


Figure 23 : Schéma du décalage pour deux nuages d'altitudes différentes  
*Schéma du haut : un nuage bas est vu sur davantage d'images*  
*Schéma du bas : Les décalages du nuage bas sont plus courts*

Les faiblesses des méthodes prédictives et par glissement, même couplées entre elles, nous conduisent à choisir la méthode par minimisation des écarts quadratiques moyens bien que celle-ci nécessite davantage de temps de calcul.

Les méthodes ici présentées s'attachent à déterminer un décalage global pour toute l'image acquise par POLDER. Or, nous avons vu au travers notamment de la Figure 23 que des situations de doubles couches nuageuses entraînaient deux décalages possibles. De la même manière, un nuage même monocouche présente des variations d'altitudes inhérentes à sa structure. Le décalage global déterminé correspond alors au décalage moyen ou au décalage de la couche la plus contrastée. Les situations multicouches demeurent problématiques puisqu'il est difficile de savoir quelle couche suivre. Par contre, pour un nuage monocouche, il apparaît intéressant de déterminer des décalages pour des fragments

d'images. La connaissance du décalage à une moindre échelle permet en effet de prendre en compte les variations d'altitudes des structures des nuages.

#### **IV.D.4/ Décalage variable au cœur de l'image**

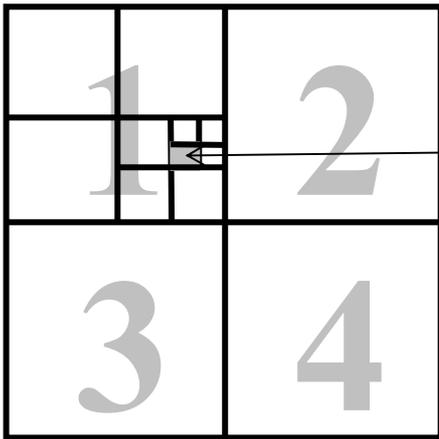
Le décalage global a été déterminé en minimisant les écarts quadratiques moyens. L'étape suivante est l'obtention du décalage des structures d'une image à la suivante, mais à des échelles inférieures à celle de l'image ; c'est à dire de déterminer un décalage pour chaque pixel.

Même si les situations nuageuses que nous allons privilégier pour notre étude sont monocouches, il subsiste des variations dans la structure du nuage conduisant à des variations d'altitude. Ainsi, le décalage pour une structure un peu plus haute sera un peu plus important. Tous les points de l'image de référence sont ainsi susceptibles de se retrouver sur l'image suivante translatés de décalages légèrement différents.

L'idée est alors de partager l'image de référence en quatre suivant les médianes. On recherche dès lors le décalage propre à chaque zone. Partant du décalage déterminé précédemment pour l'intégralité de l'image, la méthode par glissement est utilisée pour trouver le décalage idoine à appliquer à chaque zone nouvellement créée. La méthode prédictive n'a bien sûr ici aucun sens puisque, comme nous l'avons vu, elle nécessite une mesure lidar. La minimisation des écarts quadratiques aurait pu être utilisée mais celle-ci nécessite beaucoup plus de temps. Alors qu'elle était mise en défaut pour un décalage global, la méthode par glissement peut ici être utilisée car elle utilise le décalage global comme initialisation et se limite à des corrections ou ajustements de décalages.

Chaque zone est ensuite à nouveau partagée en quatre pour déterminer une nouvelle fois le décalage des sous-zones en partant du décalage obtenu à l'itération précédente. Ce schéma itératif est répété jusqu'à ce que l'échelle de la zone, comparativement à celle du pixel ne soit plus significative. En effet, rechercher le décalage d'une sous-zone de trop peu de pixels n'a pas de sens. Caricaturalement, si la zone n'est constituée que d'un unique pixel, elle ne peut avoir de décalage propre.

Cette méthode permet à chaque nouvelle itération d'ajouter une nouvelle correction au décalage initial. La Figure 24 présente le découpage de la grille initiale pour une correction d'ordre 4. A ce stade, nous n'avons plus un décalage global mais on définit un décalage pour chacune des  $4^4=256$  zones.



Décalage pour la portion grisée :  
correction d'ordre 4 :

$$D_{gris} = D_{global} + d_1 + d_{1,4} + d_{1,4,2} + d_{1,4,2,3}$$

Figure 24 : Décalage à une échelle inférieure à celle de l'image  
La grille de reprojection est découpée pour déterminer un décalage "correctif" dans chaque case créée.

## IV.D.5/ Suivi sur plusieurs acquisitions

### IV.D.5.a/ Addition des décalages

L'opération de suivi des structures nuageuses s'est pour l'instant bornée à deux acquisitions de POLDER. Il s'agissait du décalage à appliquer pour passer d'une image à l'autre.

Partant de ce résultat, il faut maintenant additionner les décalages pour suivre les scènes nuageuses sur plusieurs images. Le décalage à appliquer finalement pour passer d'une image à une autre non immédiatement successive est en fait la somme des décalages entre chaque couple d'images successives intermédiaires, ce qui peut se formuler comme :

$$décalage(n, m > n) = \sum_{i=0}^{m-n-1} décalage(n+i, n+i+1) \quad \text{équation 37}$$

Nous connaissons, de cette manière, le décalage à appliquer pour suivre une scène sur deux images acquises à plusieurs tours d'intervalle. Une scène identifiée sur une image de référence peut alors être suivie sur toutes les images où elle est vue par l'instrument. Naturellement, les scènes sont aussi bien suivies sur les images des tours postérieurs au tour de référence que sur celles des tours antérieurs.

#### IV.D.5.b/ Test de validité

Cette addition des décalages successifs est en outre l'occasion d'un test pour valider la qualité du suivi. Nous retenons pour ce test trois images successives.

Pour une scène suivie, on trouve par addition, le décalage entre ses positions sur les images 1 et 3. D'un autre côté, le décalage entre les images 1 et 3 peut être directement évalué. Si le décalage obtenu par addition concorde avec le décalage calculé de manière directe, le suivi est supposé correct. Par contre, un désaccord ne permet pas de savoir à quel décalage faire confiance. Le suivi de la scène considérée est, dans ce cas, arrêté et les tours plus éloignés du tour de référence ne seront pas intégrés au suivi.

Le suivi sur plusieurs images et le test de validité des décalages est représenté sur le schéma de la Figure 25. On voit qu'en cas de désaccord entre le décalage calculé avec un pas de 2 images et la somme des décalages avec un pas de 1 image, le suivi est interrompu.

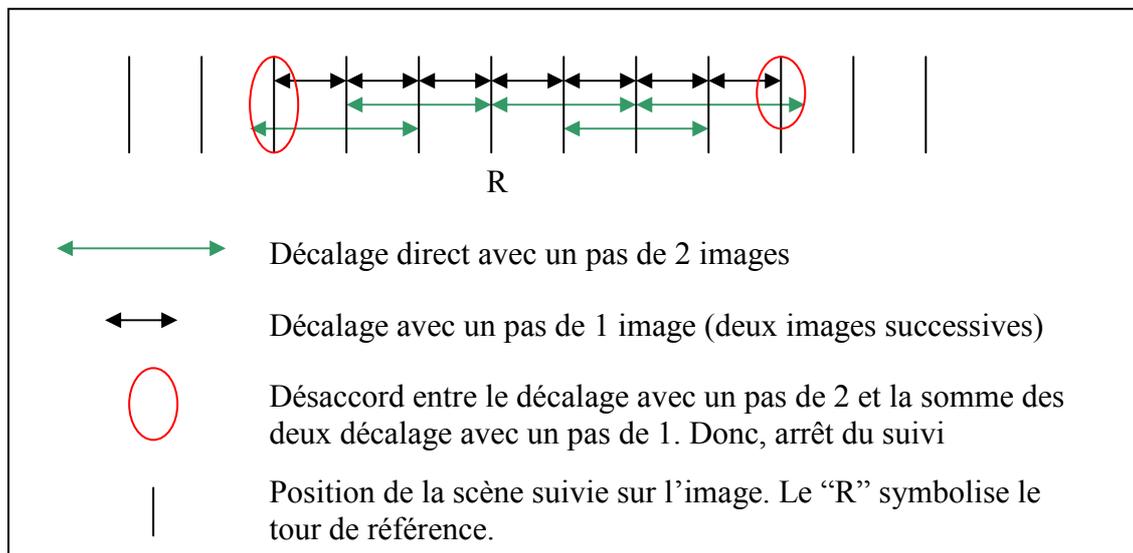


Figure 25 : Principe du test de validité du suivi des scènes

Cet échec du suivi peut trouver deux explications. Tout d'abord en cas de situations multicouches, bien que la méthode par minimisation des écarts quadratiques moyens se montre plus robuste que la méthode par glissement, le décalage résultant peut être affecté par les autres couches.

La seconde possibilité d'échec peut correspondre à une scène trop peu contrastée. En particulier, sur mer, en l'absence de nuage, aucune structure n'est facile à suivre. Par ailleurs, malgré la division d'image instantanée par la moyenne des images voisines, certains cirrus peuvent s'avérer trop uniformes. Dans ce cas, la distinction des structures est délicate, les variations d'écart quadratique moyen seront infimes et les décalages imprécis.

Le décalage entre deux images est déterminé localement et à une échelle inférieure à celle de l'image. Nous notons alors que chaque pixel peut être suivi sur un nombre différent de tours d'acquisition de POLDER.

Etre en mesure de suivre une scène sur un certain nombre de tours revient à avoir des mesures de la scène sur autant de directions de visée. Nous exploiterons par la suite la mesure multidirectionnelle de POLDER. Aussi, si le nombre de tours sur lesquels la scène est suivie s'avère insuffisant, une autre méthode devra être utilisée. Dans la pratique, le nombre minimal de tours, pour utiliser le suivi tel qu'il a été expliqué, a été fixé à cinq.

Nous utilisons comme méthode de substitution, la méthode prédictive s'appuyant sur les mesures lidar pour évaluer l'altitude du nuage.

A des fins statistiques, le suivi de scènes POLDER a été effectué sur un échantillon des vols de la campagne FRENCH. Cet échantillon comprend 1664 tours POLDER, associés pour l'essentiel à des situations nuageuses, et tirés de plusieurs vols de la campagne. Dans plus de 48% des cas, le suivi à partir des décalages inter-tours a été jugé satisfaisant. Dans 41% des cas, une méthode prédictive basée sur le lidar a pu être utilisée. Enfin, pour 11% des situations rencontrées, en l'absence de mesures lidar, aucun suivi n'a été possible.

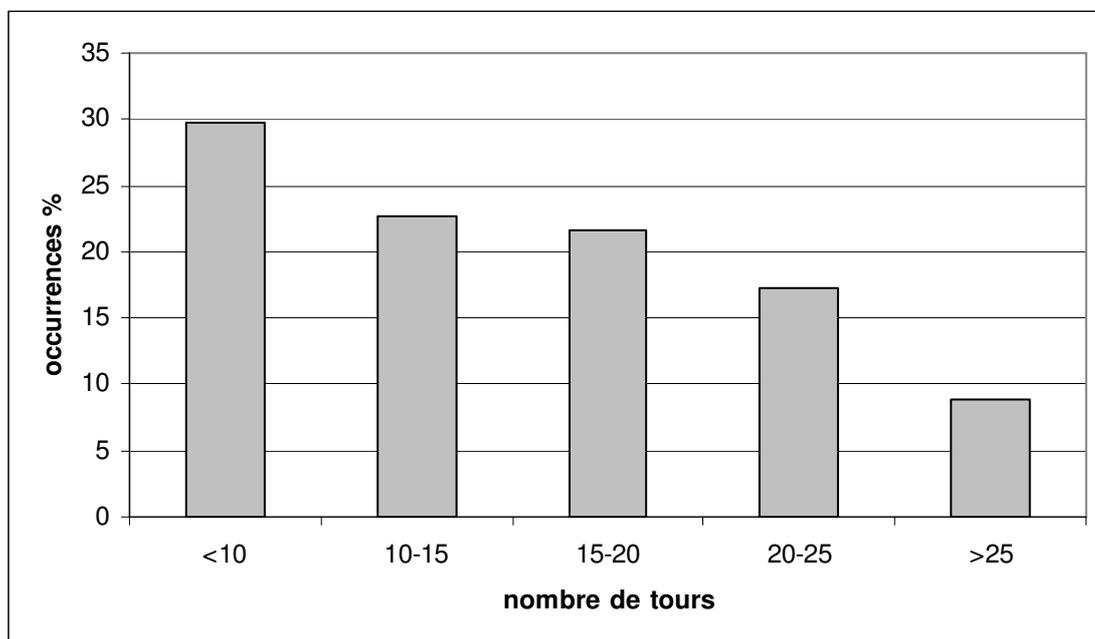


Figure 26 : Répartition du nombre de tours durant lesquels une scène est suivie (10 tours sont acquis en environs 30 secondes)

L'histogramme de la Figure 26 représente, par classe de 5 tours, le nombre de tours sur lequel une scène est suivie. Pour cette figure, seules les situations pour lesquelles le suivi issu du décalage inter-tour est satisfaisant ont été utilisées. De ce fait, les scènes suivies sur

moins de 5 tours ne sont pas présentées sur la figure. Le graphique montre que la probabilité pour qu'une scène soit suivie sur un grand nombre de tours diminue avec le nombre de tours. Toutefois, les scènes suivies sur plus de 25 tours ne sont pas rares puisque ces situations représentent près de 10 % des cas.

Notons toutefois que la tendance à un suivi sur peu de tours est la conséquence de deux effets. Une scène est suivie sur peu de tours si le suivi est mal opéré ou si la scène correspond à un nuage de haute altitude, ce qui était souvent le cas pour les vols de FRENCH dédiés à l'étude des cirrus.

## **V/ Les données de LEANDRE**

Le principe général de la mesure lidar a déjà été présenté dans la première partie de cette étude. Nous allons ici examiner les processus physiques auxquels le rayonnement mesuré est soumis. Ensuite, nous verrons quelle grandeur mesurée par LEANDRE est archivée dans la base de donnée. Enfin, nous examinerons le cas des voies polarisées de LEANDRE.

### **V.A/ Signal mesuré**

#### **V.A.1/ Inventaire**

Le lidar est constitué d'une source laser et d'un récepteur. Le lidar va donc mesurer l'intensité du signal qu'il a lui-même émis mais également des rayonnements "parasites". Nous pouvons alors retenir plusieurs phénomènes qui gouvernent le rayonnement mesuré.

##### **■ La diffusion par les particules**

Le rayonnement laser émis peut être diffusé, par les particules nuageuses et les aérosols présents dans l'atmosphère, en direction du récepteur.

##### **■ La diffusion moléculaire**

A l'instar de la diffusion particulaire, la diffusion Rayleigh permet également de renvoyer le rayonnement laser vers le récepteur du lidar.

##### **■ Signal interne à l'instrument**

Le lidar, malgré son caractère actif n'en demeure pas moins un instrument de mesure radiométrique. En ce sens, le récepteur du lidar est soumis à un signal parasite interne.

##### **■ La lumière solaire**

Pendant la campagne FRENCH, les mesures sont effectuées en plein jour. Or, le spectre solaire couvre l'intervalle spectral de sensibilité du lidar. Ainsi, du rayonnement solaire s'ajoute au rayonnement émis par le lidar.

##### **■ L'absorption**

Les molécules et les particules contenues dans l'atmosphère sont susceptibles d'absorber une partie du rayonnement.

##### **■ L'efficacité instrumentale**

Elle tient compte du rendement des différents éléments réceptifs de l'instrument.

## V.A.2/ Normalisation sur le signal moléculaire

De ces différents phénomènes, il est intéressant de ne retenir que ceux générés volontairement par le lidar. Ainsi, il convient d'écarter la part du signal interne à l'instrument et celle induite par le rayonnement solaire, il convient également de s'affranchir de l'efficacité instrumentale.

Il est possible de calculer la puissance qui serait mesurée par le lidar si seule la diffusion moléculaire jouait un rôle. En effet, les propriétés de diffusion Rayleigh sont connues. La pression atmosphérique et la température, nécessaires à ce calcul, sont données par les radiosondages ou par des profils standard.

Entre l'avion et le sommet des nuages, la diffusion particulaire n'intervient aucunement. En outre, dans cette zone, en l'absence de particules, les gaz atmosphériques étant tenus aux hautes altitudes, l'absorption peut être négligée. Ainsi, dans cette zone, la différence entre ce qui est mesuré et ce qui est simulé correspond au signal d'origine solaire, au signal interne à l'instrument et à l'efficacité instrumentale.

Afin de corriger le signal mesuré par le lidar à toutes les altitudes, il convient ainsi de normaliser les puissances mesurées par le signal moléculaire simulé au dessus des nuages. Cette normalisation fait office d'étalonnage de l'instrument sur le signal moléculaire.

Cette normalisation n'a pas été effectuée dans cette étude mais au préalable par le Service d'Aéronomie.

## V.B/ Interaction avec l'atmosphère

Entre l'émission et la réception, l'impulsion va interagir avec les constituants de l'atmosphère ou avec la surface. Compte tenu des corrections apportées par la normalisation sur le signal moléculaire, nous pouvons admettre que nous ne mesurons que l'impulsion lumineuse après diffusion et absorption.

Dans le cas d'un lidar, l'émetteur et le récepteur sont très proches l'un de l'autre. Ainsi, pour atteindre le récepteur, un photon doit être diffusé avec un angle très proche de 180°, on parle alors de rétrodiffusion.

### V.B.1/ Equation lidar

Le laser émet une impulsion lumineuse de durée  $\tau_p$  et de puissance  $P_0$ . L'énergie délivrée est alors :

$$E_0 = P_0 \tau_p \quad \text{équation 38}$$

Le signal lumineux est partiellement rétrodiffusé à la distance  $r$ . Le coefficient de rétrodiffusion noté  $\beta(r)$ , défini en  $km^{-1}.sr^{-1}$ , est proportionnel à la valeur de la fonction de diffusion au voisinage de  $180^\circ$ . Le rayonnement rétrodiffusé est capté par le télescope du récepteur lidar dont la surface est notée  $A$ . Ainsi, nous mesurons le rayonnement diffusé sous un angle solide  $\Omega$  défini par :

$$\Omega = \frac{A}{r^2} \quad \text{équation 39}$$

Nous considérons que le signal lumineux n'interagit qu'une seule fois avec l'atmosphère à la distance  $r$ . Le signal mesuré a été diffusé à la distance  $r$  de l'avion, ainsi, il a parcouru la distance  $2r$  avant d'être mesuré. Compte tenu de la célérité de la lumière  $c$ , si le pulse est émis à l'instant  $t=0$  et mesuré à l'instant  $t_m$ , alors :

$$t_m = \frac{2r}{c} \quad \text{équation 40}$$

Considérons une rétrodiffusion du pulse au même instant  $t_m$ . Si le début du pulse est rétrodiffusé à la distance  $r_d = t_m c/2$ , alors, la fin du pulse est rétrodiffusé à la distance  $r_f = (t_m - \tau_0)c/2$ . Dès lors, la longueur de rétrodiffusion du pulse vue du récepteur est  $\tau_0 c/2$ . Nous pouvons alors définir la puissance reçue  $P_1(r)$  par :

$$P_1(r) = P_0 \Omega \beta(r) \frac{\tau_0 c}{2} \quad \text{équation 41}$$

Soit,

$$P_1(r) = E_0 \Omega \beta(r) \frac{c}{2} \quad \text{équation 42}$$

Nous avons jusqu'ici considéré que les photons rétrodiffusés ne connaissent pas de seconde interaction. En pratique, sur le chemin aller-retour entre l'avion et son point de rétrodiffusion, un photon est susceptible d'interagir avec l'atmosphère. Cette interaction consiste alors en une absorption ou une diffusion dans n'importe quelle direction. Le plus souvent, cette interaction entraîne la perte du photon pour le récepteur. Nous pouvons alors définir une fonction de transmission qui minore la puissance  $P_1(r)$ . La puissance mesurée en tenant compte des multiples interactions est notée  $P(r)$ .

En partant de l'équation 42, nous pouvons alors exprimer l'équation lidar comme suit :

$$P(r) = P_0 \tau_p \frac{A}{r^2} \frac{c}{2} \beta(r) \exp\left(-2 \int_0^r \eta \sigma_{ext}(r) dr\right) \quad \text{équation 43}$$

Dans cette relation,  $\sigma_{ext}$  représente le coefficient d'extinction et  $\eta$  le coefficient de diffusion multiple. L'équation 43 présente l'équation lidar telle qu'elle est notamment formalisée par Klett (1981).

Dans l'intégrale de l'équation 43, le coefficient d'extinction rend compte de l'atténuation du signal mesuré. Nous voyons qu'il est précédé d'un facteur de diffusion multiple systématiquement inférieur à l'unité qui permet dans l'équation de réduire les effets de l'extinction. Ce phénomène de diffusion multiple sera explicité juste après.

Le facteur 2, présent devant l'intégrale de l'équation 43, rend compte de l'aller-retour effectué par les photons entre la source et le récepteur.

## V.B.2/ Diffusion multiple

### V.B.2.a/ Fonction de phase et diffusion avant

Nous observons, au travers de l'équation lidar, que la diffusion multiple limite l'influence de l'extinction du signal.

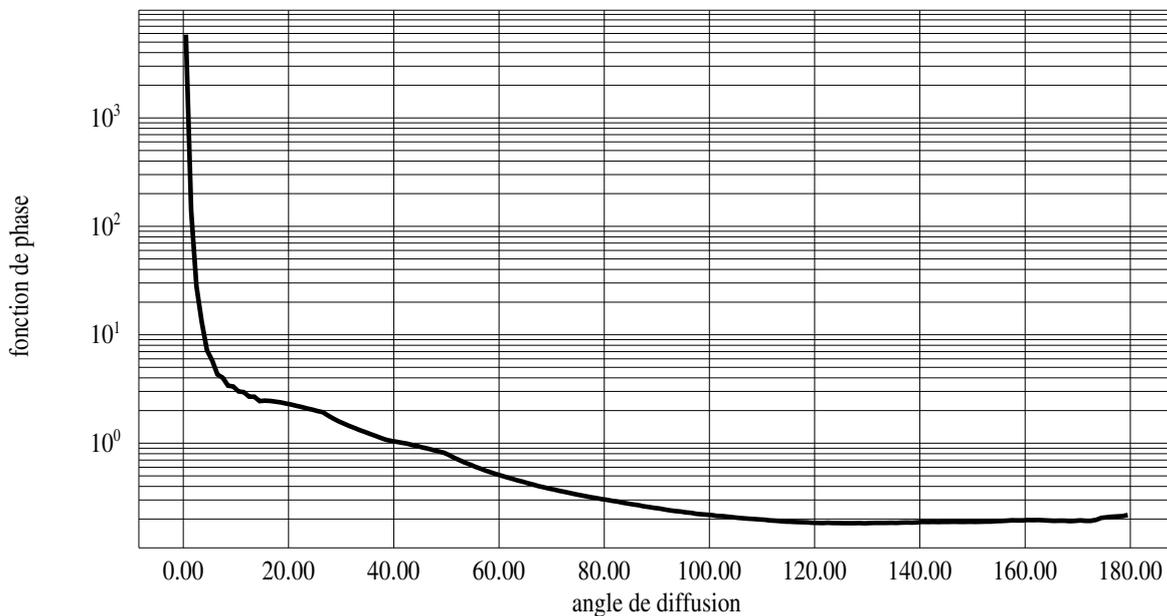


Figure 27 : Fonction de phase calculée pour un cristal de glace

*Fonction de phase calculée pour un cristal de glace inhomogène (III.B.2.c/ de la quatrième partie) de rayon tel qu'une sphère de même volume aurait un rayon de 40  $\mu\text{m}$ . La fonction de phase est ici normalisée par  $S_{ext}$  et s'exprime en  $\mu\text{m}^{-2}$ .*

*Nous remarquons l'importance du pic aux petits angles de diffusion.*

Pour comprendre comment la diffusion multiple augmente l'intensité du signal mesuré, deux éléments sont à considérer. En premier lieu, le récepteur du lidar est relié à un télescope de faible ouverture angulaire. Ainsi, le rayonnement mesuré n'émane pas uniquement de la direction d'émission du laser. En second lieu, il convient de prendre en compte l'allure de la fonction de phase de diffusion des particules atmosphériques. Le graphique de la Figure 27 présente un exemple de fonction de phase de diffusion pour un type de cristaux de glace.

La fonction de phase représentée a été calculée pour un modèle de cristal de glace inhomogène. Ce modèle sera détaillé par la suite. Précisons néanmoins que la fonction de phase de toute autre particule aurait pu être utilisée et que les considérations qui vont suivre resteraient valables. La fonction de phase présentée Figure 27 a été normalisée avec la section efficace de la particule. La fonction de phase s'exprime donc en  $\mu m^{-2}$ .

La Figure 27 montre que les diffusions aux plus petits angles sont largement favorisées. Ainsi, il est fort probable qu'un photon diffusé poursuive son trajet dans une direction proche de la direction incidente, nous parlons alors de diffusion avant.

### V.B.2.b/ Parcours des photons du pulse lidar

Les schémas de la Figure 28 illustrent le parcours d'un photon après une première diffusion. Dans un premier temps, limitons nous aux cas où cette première diffusion s'apparente à une rétrodiffusion (schémas A, B, C, D).

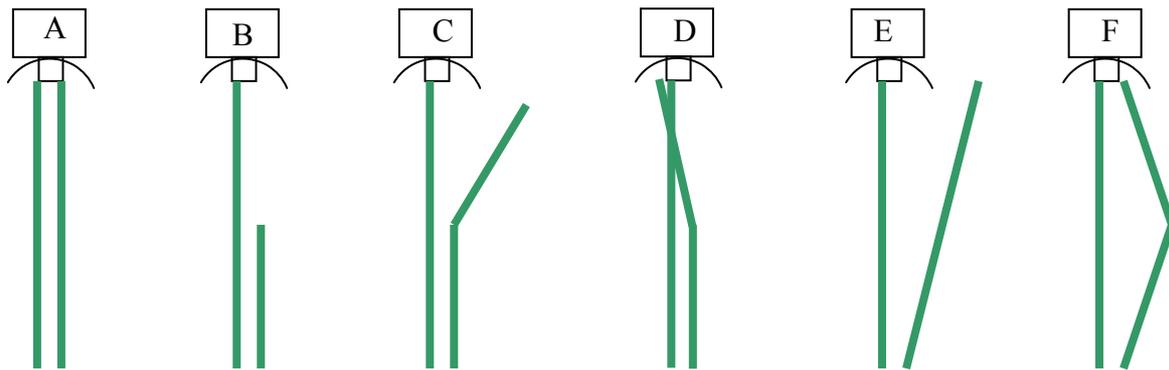


Figure 28 : Configurations d'interactions entre le pulse lumineux et l'atmosphère  
Aucune interaction sur le trajet descendant pour les différents cas de figure

*A : uniquement une rétrodiffusion*

*B : rétrodiffusion et absorption*

*C : rétrodiffusion et diffusion*

*D : rétrodiffusion et diffusion dans le pic avant*

*E : diffusion éloignée de  $180^\circ$*

*F : diffusion éloignée de  $180^\circ$  mais redirigée vers le télescope par une diffusion avant*

Le cas le plus simple est représenté sur la Figure 28A, il s'agit d'une simple rétrodiffusion. Cette situation relève de la partie de l'équation 43 à gauche de l'exponentielle. Les effets possibles qui illustrent l'exponentielle de l'équation 43, sont illustrés sur les schémas B et C de la Figure 28. Sur ces schémas, l'extinction se manifeste respectivement avec l'absorption et une seconde diffusion du photon.

S'il n'existe pas de recours pour le photon absorbé, un photon diffusé n'est pas forcément perdu pour le récepteur. En effet, comme nous le voyons sur la Figure 27, ce photon a de bonnes chances d'être diffusé vers l'avant, avec un angle suffisamment petit pour rejoindre le télescope. Cette situation est schématisée sur la Figure 28D et se traduit dans l'équation 43 par une valeur du coefficient de diffusion multiple inférieure à l'unité. Le coefficient de diffusion multiple joue alors un rôle d'atténuateur de l'extinction du signal.

Nous avons jusque là considéré que la première diffusion se limitait à une rétrodiffusion. Dans le cas plus général, illustré par le schéma E de la Figure 28, le photon n'est pas diffusé vers le télescope. Comme nous l'avons vu, les diffusions aux petits angles sont favorisées. Ainsi, si l'angle de la première diffusion est relativement proche de  $180^\circ$ , la seconde diffusion du photon est susceptible de le rediriger vers le récepteur. Ce cas est illustré par le schéma F de la Figure 28.

La Figure 28 s'est limitée à présenter les cas où le trajet aller du photon était sans interaction avec l'atmosphère. Mais, chaque seconde diffusion ou absorption peut aussi bien se dérouler sur l'aller que sur le retour.

Nous voyons ainsi que la diffusion multiple ne se limite pas à diminuer les effets de l'extinction comme tend à le laisser penser le coefficient de diffusion multiple dans l'équation 43. En effet, dans le cas illustré par le schéma F de la Figure 28, le phénomène de diffusion multiple permet à un photon qui n'a pas été rétrodiffusé d'atteindre tout de même le télescope. Des simulations ont d'ailleurs montrées que dans des situations très particulières, le coefficient de diffusion multiple pouvait prendre des valeurs négatives. (*Platt, 1980*)

Pour les situations correspondant à la Figure 28F, davantage de photons pourront être récupérés si le champ de vue du télescope est plus large. (*Bissonnette et Hutt, 1990 ; Nicolas et al, 1997*)

### **V.B.3/ Coefficient de rétrodiffusion apparente**

Le lidar mesure une puissance. Mais nous pouvons, à partir de cette puissance, déterminer un coefficient de rétrodiffusion apparent ou atténué qui sera noté  $P^*(r)$ . Il est défini par :

$$P^*(r) = \frac{P(r)r^2}{P_0 c \tau_p A} \quad \text{équation 44}$$

Soit :

$$P^*(r) = \beta(r) \exp\left(-2 \int_0^r \eta \sigma_{ext}(R) dR\right) \quad \text{équation 45}$$

C'est cette dernière grandeur qui est disponible dans la base de donnée de la campagne FRENCH. Aussi, c'est celle-ci que nous serons amenés à utiliser dans notre étude.

#### **V.B.4/ Cas des voies polarisées**

Nous avons jusqu'à présent considéré un rayonnement émis et reçu non polarisé. Dans le cas de LEANDRE, cette hypothèse est justifiée pour le canal à 1064 nm. Par contre, pour le canal à 532 nm, le signal émis est polarisé linéairement. La mesure est effectuée dans deux voies équipées d'analyseurs orientés parallèlement et perpendiculairement à la direction de polarisation du signal émis. Afin d'alléger les expressions, ces voies sont respectivement appelées voie parallèle et voie perpendiculaire. Nous notons alors  $P_{//}$  et  $P_{\perp}$  les puissances mesurées dans ces deux voies.

##### **V.B.4.a/ Taux de dépolarisation**

Nous pouvons définir  $\Delta P$  le taux de dépolarisation comme le rapport des puissances mesurées dans les deux voies :

$$\Delta P = \frac{P_{\perp}}{P_{//}} \quad \text{équation 46}$$

Toutefois, deux normes relatives à cette définition coexistent. La première consiste à définir  $\Delta P$  avec une source polarisée (Rowell et al, 1971). La seconde consiste à le définir avec une source de lumière naturelle et donc non polarisée (King, 1923). C'est cette seconde norme que nous utiliserons dans cette étude, pour normaliser le taux de dépolarisation moléculaire. Conformément à l'équation 20, le signal naturel est le double du signal polarisé. Ainsi, le taux de dépolarisation défini par King (1923) est moitié de celui défini par Rowell.

Dans le cas de la traversée d'une atmosphère purement moléculaire, comme c'est le cas dans la zone de normalisation définie précédemment, le taux de dépolarisation est connu dans la norme de Rowell et al (1971) comme valant approximativement 0,0279 (Young,

1980). Dans la mesure où nous utiliserons la norme de King (1923), nous retiendrons comme valeur de taux de dépolariation moléculaire :  $\Delta P_m = 0,015$ .

#### **V.B.4.b/ Signal total**

Les deux analyseurs sont perpendiculaires entre eux. Aussi, à partir de la loi de Malus présentée avec l'équation 20, nous pouvons écrire pour les deux voies :

$$\begin{cases} P_{//} = \frac{P_{nat}}{2} + P_{pol} \cos^2(\alpha) \\ P_{\perp} = \frac{P_{nat}}{2} + P_{pol} \cos^2\left(\alpha + \frac{\pi}{2}\right) \end{cases} \quad \text{équation 47}$$

En outre, conformément à l'équation 19, nous pouvons exprimer la puissance totale par :

$$P_{tot} = P_{nat} + P_{pol} \quad \text{équation 48}$$

La résolution du système constitué de ces trois équations nous amène à déterminer la puissance totale comme suit :

$$P_{tot} = P_{//} + P_{\perp} \quad \text{équation 49}$$

#### **V.B.4.c/ Nature des données polarisées archivées dans la base de données FRENCH**

##### **Mesures de la voie parallèle**

Comme nous l'avons évoqué, afin de normaliser le signal lidar mesuré, un profil de rétrodiffusion moléculaire théorique est calculé. Toutefois, les mesures sont polarisées tandis que le profil théorique est calculé pour un signal non polarisé.

Soit  $M_{//}$  la mesure du signal dans la voie parallèle. Soit  $M_{//N}$  cette mesure dans la zone de normalisation exempte de particules atmosphériques. Soit  $P_{tot\_N}$  le signal total calculé dans la zone de normalisation pour une atmosphère purement moléculaire. Soit  $A_{//}$  la grandeur archivée dans la base de donnée FRENCH correspondant à la mesure de la voie parallèle et normalisée par le signal moléculaire total.

Ainsi :

$$A_{//} = M_{//} \frac{P_{tot\_N}}{M_{//N}} \quad \text{équation 50}$$

**La puissance de la voie parallèle serait obtenue en normalisant les mesures sur la part du signal moléculaire polarisé parallèlement à la direction de polarisation du signal émis. Cette puissance s'exprime alors par :**

$$P_{//} = M_{//} \frac{P_{//N}}{M_{//N}} \quad \text{équation 51}$$

$P_{\perp N}$  et  $P_{//N}$  représentent respectivement les valeurs théoriques du signal moléculaire tel qu'il serait mesuré dans les voies perpendiculaire et parallèle dans la zone de normalisation.

Le taux de dépolarisation moléculaire étant connu, nous pouvons écrire :

$$\frac{P_{\perp N}}{P_{//N}} = \Delta P_m \approx 0,015 \quad \text{équation 52}$$

Compte tenu de la petitesse de  $P_{\perp N}$  devant  $P_{//N}$ , nous pouvons écrire :

$$\frac{P_{\perp N}}{P_{tot\_N}} \approx 0,015 \quad \text{équation 53}$$

**La puissance mesurée dans la voie parallèle  $P_{//}$  peut être calculée depuis la grandeur archivée  $A_{//}$  en combinant l'équation 49, l'équation 50, l'équation 51 et l'équation 53. Nous avons alors :**

$$P_{//} = A_{//}(1 - 0,015) \quad \text{équation 54}$$

Notons que le raisonnement est ici effectué en terme de puissance mais qu'il reste valable en termes de coefficients de rétrodiffusion apparents.

### Mesures de la voie perpendiculaire

Concernant la détermination des mesures dans la voie perpendiculaire, lors du dépouillement des données de la campagne FRENCH, deux types de traitements ont été utilisés qui ont conduit à autant de formats d'archives.

Pour une première partie des données, outre  $A_{//}$ , la grandeur  $A_{\perp}$  est archivée. Cette grandeur, définie de façon similaire à  $A_{//}$ , s'exprime selon la formulation établie par l'équation 50. De la même manière que pour  $P_{//}$ , nous pouvons exprimer la puissance mesurée dans la voie perpendiculaire  $P_{\perp}$  en fonction de la grandeur archivée  $A_{\perp}$  :

$$P_{\perp} = 0,015A_{\perp} \quad \text{équation 55}$$

Dans la seconde partie des données archivées de la campagne FRENCH, au coté de  $A_{//}$ , la puissance mesurée dans la voie perpendiculaire est archivée après que le taux de

dépolarisation ait été normalisé sur le signal moléculaire. Le signal archivé s'exprime alors par :

$$A_{\perp} = \Delta P . A_{//} \quad \text{équation 56}$$

A partir de l'équation 46 et de l'équation 54, nous retrouvons la puissance mesurée dans la voie perpendiculaire :

$$P_{\perp} = A_{\perp} (1 - 0,015) \quad \text{équation 57}$$

Cette seconde partie, a permis de définir certaines grandeurs optiques et radiatives mais également de présenter les principes des mesures radiométriques et passives. Cette partie a ensuite fait état des opérations de mise en forme des mesures acquises. Ces opérations ont permis l'obtention de données actives ou passives exploitables. Neanmoins, comme l'explique la partie suivante, des corrections pourront être appliquées aux données radiométriques.

**Troisième partie**  
**Corrections des mesures**  
**radiométriques**

# **I/ L'absorption gazeuse**

Le rayonnement mesuré au niveau de l'avion a été diffusé par les différents éléments de l'atmosphère que sont les nuages, les aérosols ou les molécules de l'air. Mais il a également été partiellement absorbé par ces mêmes constituants.

Nous allons comparer les mesures de rayonnement de POLDER et de MiniMIR à des simulations. Le code de transfert radiatif qui sera utilisé est l'Adding-Doubling (*De Hann et al, 1986*). Il prend en compte des différents types de diffusions rencontrées. Il rend également compte de l'absorption par les nuages et par les aérosols.

L'absorption gazeuse devra par contre être examinée différemment. Nous allons ici présenter différentes approches pour prendre en compte l'absorption gazeuse. Nous expliquerons alors que notre choix s'arrête sur des méthodes d'absorptions différentielles et nous présenterons leurs mises en oeuvre.

## **I.A/ Caractère non monochromatique du rayonnement**

### **I.A.1/ L'absorption – raies et continua**

Les photons solaires, sont susceptibles d'interagir avec les molécules de l'atmosphère. Cette interaction se traduit par leur diffusion ou leur absorption.

Ce phénomène est directement fonction de la longueur d'onde. Pour certaines longueurs d'onde précises, une molécule excitée par un photon va changer d'état. Ces transitions sont quantifiées et se traduisent par des raies d'absorption. Dans le visible, nous rencontrons des transitions électroniques. Aux grandes longueurs d'onde, dans l'infrarouge, nous rencontrons des transitions de vibrations puis de rotations. Pour de plus faibles longueurs d'ondes, et donc des rayonnements plus énergétiques, nous pouvons rencontrer des continua d'absorption. En effet, au-delà d'un certain seuil d'énergie, une molécule peut être dissociée ou un électron arraché. Il suffit que l'énergie excède un seuil au lieu de devoir égaler une valeur pour que l'on obtienne un continuum. L'ampleur des énergies nécessaires explique que les continua se rencontrent dans l'ultraviolet ou dans les plus courtes longueurs d'onde du visible.

Un continuum d'absorption par l'ozone est présenté sur la Figure 33. Sur cette figure, la transmission est représentée en fonction de la longueur d'onde. Ce type de représentation peut être appelé spectre d'absorption ou de transmission. Le continuum vers 600 nm correspond à une photodissociation de l'ozone. Des représentations du même type sont ajoutées plus loin pour d'autres gaz absorbants. Ces autres graphiques mettent cette fois en évidence des raies d'absorption. A titre d'exemple, le spectre d'absorption de la vapeur d'eau est présenté sur la Figure 35.

## I.A.2/ Base de donnée spectroscopique – code raie par raie

### I.A.2.a/ Principe

Des données spectroscopiques permettent de connaître sinon des transmissions monochromatiques, du moins des valeurs de transmissions sur de très faibles intervalles spectraux. Nous utilisons ici, les données regroupées dans la base HITRAN 2000. (*Rothman et al, 2003*). Cette base regroupe ainsi les sections efficaces d'absorption de différents gaz.

La finesse de la résolution de la base de données est telle que nous pouvons admettre dans bien des cas ces transmissions comme monochromatiques. En effet, comme l'illustre la Figure 29, la résolution de la base de données est suffisante pour rendre compte de la largeur de la raie et mettre en évidence le recouvrement des raies voisines.

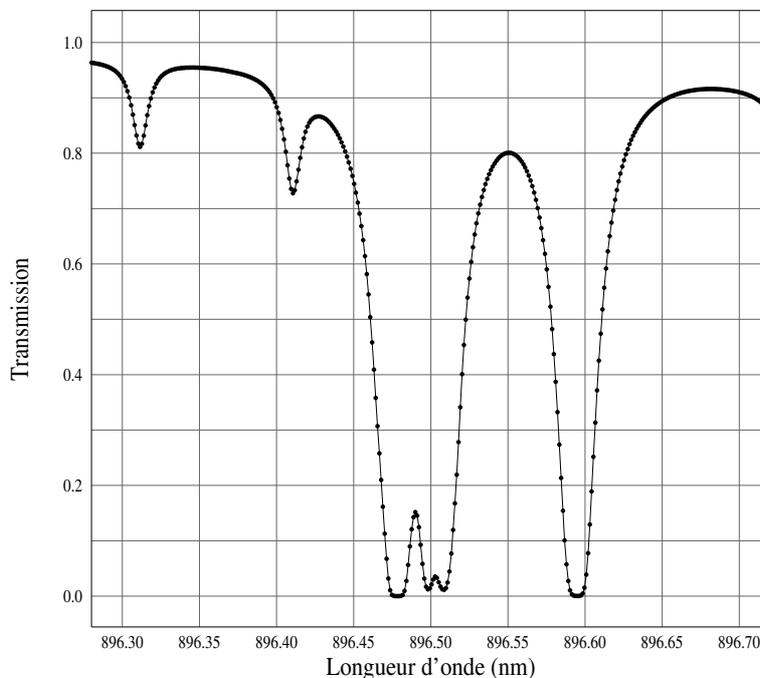


Figure 29 : Largeur et recouvrement des raies d'absorption  
*Extrait des transmissions issues du code raie par raie pour la vapeur d'eau*  
*La résolution est suffisante pour mettre en évidence la largeur des raies et leur recouvrement. (Tiré de la base HITRAN2000)*

Cette base est exploitée par un code qualifié de “line by line” ou “raie par raie” (*Scott, 1974*). Celui-ci permet de connaître la transmission quasi monochromatique pour des couches de pressions atmosphériques variées et pour des mélanges de gaz.

### **I.A.2.b/ Les gaz**

La base de donnée HITRAN fournit les données spectrales pour 38 gaz atmosphériques. Nous exploiterons néanmoins une version réduite de la base où seuls les 10 gaz suivant sont retenus : vapeur d'eau (H<sub>2</sub>O), dioxyde de carbone (CO<sub>2</sub>), ozone (O<sub>3</sub>), monoxyde de carbone (CO), dioxyde d'azote (NO<sub>2</sub>), dioxygène (O<sub>2</sub>), diazote (N<sub>2</sub>), méthane (CH<sub>4</sub>), protoxyde d'azote (N<sub>2</sub>O) et dioxyde de soufre (SO<sub>2</sub>).

Le code raie par raie permet de restituer l'absorption par ces gaz ou par leur mélange. Cette restitution est effectuée à différentes pressions atmosphériques et donc pour différentes quantités d'absorbants rencontrés.

Des résultats obtenus avec le code raie par raie seront présentés par la suite pour certains de ces gaz. A titre d'exemple, le cas de la vapeur d'eau est présenté sur la Figure 35. Pour ce type de figures, les absorptions gazeuses sont déterminées pour une traversée verticale de la totalité de l'atmosphère. L'absorption résultante est alors telle qu'elle est lorsque le rayonnement solaire parvient au sol.

### **I.A.3/ Largeur des filtres spectraux des instruments**

Le rayonnement mesuré n'est jamais purement monochromatique. Ici, les filtres couvrent un intervalle spectral très grand devant la largeur des raies. A titre d'illustration, la largeur spectrale d'un filtre est de l'ordre de 50 nm tandis que la largeur d'une raie peut être inférieure à 0,02 nm. En outre, la transmission du filtre sur cet intervalle n'est pas constante. La fonction qui relie la transmission du filtre à la longueur d'onde est appelée réponse spectrale. Cette fonction va déterminer le poids à attribuer aux différentes raies.

Ainsi, par exemple, le canal centré à 865 nm laisse passer le rayonnement sur une plage située entre 820 et 920 nm. Ajoutons que dans leur canal commun à 865 nm, les filtres sont forts différents pour MiniMIR ou pour POLDER. Comme le montre la Figure 30, dans ce canal, le filtre de MiniMIR possède une meilleure transmission. Bien que ce ne soit pas le cas pour tous les canaux, la réponse spectrale de celui centré à 865 nm prend par ailleurs une allure de "créneau". Ainsi, contrairement à POLDER, un poids à peu près identique sera attribué à chaque raie d'absorption couverte par le filtre de MiniMIR. Le filtre MiniMIR couvre en outre une plus large bande spectrale que celui de POLDER.

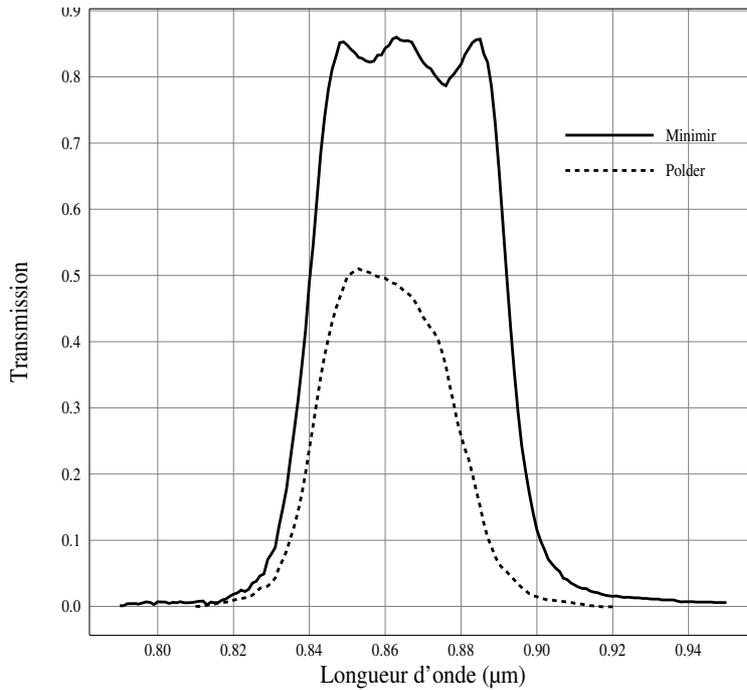


Figure 30 : Réponse spectrale des filtres à 865 nm  
*Le filtre MiniMIR présente une meilleure transmission et une forme proche du créneau, mais il couvre également une plus large gamme spectrale.*

## I.B/ Calcul direct des transmissions

Le code de transfert radiatif tel qu'il est utilisé considère le rayonnement comme monochromatique. Or, le rayonnement mesuré, comme nous l'avons vu, ne l'est pas. Les phénomènes de diffusions et d'absorptions particulières peuvent être considérés constant sur les courts intervalles spectraux  $\Delta\lambda$  couverts par les filtres. Par contre, l'absorption gazeuse varie sur ces intervalles, aussi petits soient ils.

Pour un gaz absorbant donné, la transmission monochromatique  $t_r(\lambda)$ , peut s'exprimer ainsi :

$$t_r(\lambda) = e^{-uk(\lambda)}$$

**équation 58**

$\lambda$  représente la longueur d'onde du rayonnement,  $u$  la quantité du gaz absorbant rencontrée et  $k$  le coefficient d'absorption.

Compte tenu de la largeur spectrale du filtre, la transmission efficace  $T_{eff}$  relative à l'absorption gazeuse peut être obtenue comme :

$$T_{eff} = \frac{\int f(\lambda) e^{-u_{eff}k(\lambda)} d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} f(\lambda) d\lambda} \quad \text{équation 59}$$

$u_{eff}$  représente la quantité de gaz rencontrée et  $f$  le produit de la réponse spectrale du filtre et de l'émission solaire.

Soit  $n_p(z)$  le nombre de photons atteignant l'altitude  $z$  et  $z_m$  l'altitude de mesure. A partir d'un profil atmosphérique, nous connaissons la répartition du gaz en fonction de l'altitude. Cette répartition est notée  $u(z)$ .

Alors, comme la lumière solaire atteignant le capteur du radiomètre traverse deux fois l'atmosphère (en descendant puis en montant), nous pouvons définir la quantité efficace d'absorbant  $u_{eff}$  comme suit:

$$u_{eff} = \frac{\int_0^\infty u(z) n_p(z) dz + \int_0^{z_m} u(z) n_p(z) dz}{\int_0^\infty n_p(z) dz + \int_0^{z_m} n_p(z) dz} \quad \text{équation 60}$$

Toutefois, il nous est impossible de connaître à ce stade la valeur de  $u_{eff}$  ou la fonction  $n_p(z)$ . Comme le montre l'équation 60,  $u_{eff}$  dépend de la part de rayonnement atteignant les différentes altitudes.

Imaginons la situation idéalement simple d'une atmosphère découpée en trois couches comme illustré par la Figure 31. Les couches inférieures et supérieures, notées A et C, ne contiennent que de l'air et la couche intermédiaire notée B est constituée d'un nuage. Ce type d'atmosphère plane parallèle sera utilisé dans les simulations dont il sera fait état plus loin.

Nous connaissons au moins approximativement la quantité totale de gaz absorbant dans l'atmosphère mais celle-ci est différente de la quantité efficace. En effet, le nuage de la couche B va diffuser vers l'arrière une partie du rayonnement descendant. De la même manière, une part du rayonnement peut être absorbée. Ces phénomènes entraînent une diminution du rayonnement aux plus basses altitudes. Ce point est illustré sur la zone 1 de la Figure 31. Effectivement, moins de rayonnement atteindra la couche A et la contribution de cette couche à l'absorption totale en sera d'autant minorée. Ces effets entraînent dans l'équation 60 une diminution de  $n_p(z)$  aux plus basses altitudes.

A l'opposé, à la suite de diffusions, le chemin parcouru par les photons peut être allongé ou réduit, modifiant ainsi la quantité d'absorbant rencontrée. Dans l'équation 60, la fonction  $n_p(z)$  va être modifiée aux altitudes qui suivent la diffusion. Ce phénomène est illustré dans la zone 2 de la Figure 31 où, après la diffusion, le trajet est allongé et  $n_p(z)$  augmenté.

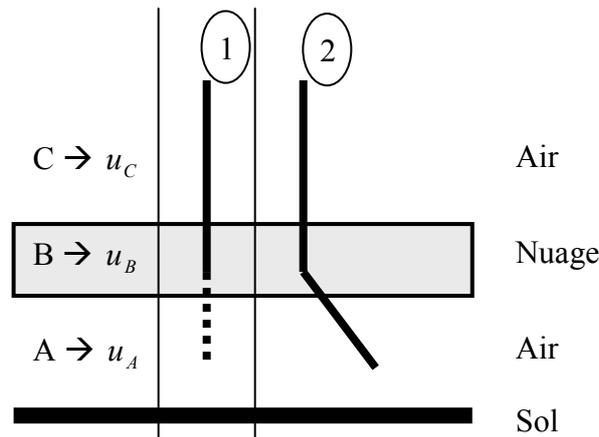


Figure 31 : Atmosphère à 3 couches

*Les gaz absorbants dans la couche A sont moins efficaces car une part du rayonnement est diffusée vers l'arrière par le nuage et n'atteint pas la couche A. Ils sont à l'opposé plus efficaces si le chemin est allongé.*

Il est ainsi difficile d'estimer la quantité d'absorbant rencontrée. Par conséquent, l'absorption gazeuse ne peut pas être facilement calculée pour corriger les mesures.

Pour l'absorption par les gaz atmosphériques, deux approches sont alors possibles. La première approche consiste à coupler l'absorption gazeuse à la diffusion lors des simulations. La seconde consiste à évaluer cette absorption préalablement à partir des mesures radiométriques. Ces mêmes mesures sont ensuite corrigées de l'absorption gazeuse puis exploitées avec un code de transfert radiatif n'incluant pas l'absorption.

## **I.C/ Simulation du couplage absorption - diffusion**

La première approche qui intègre l'absorption gazeuse aux simulations peut paraître plus directe et plus correcte mais elle présente également plusieurs faiblesses.

### **I.C.1/ Couplage de l'absorption gazeuse au code de transfert radiatif**

Nous l'avons vu, pour un gaz absorbant, nous ne connaissons pas sa quantité efficace  $u_{eff}$ . Par contre, au travers de profils standard voire de radiosondages pour la vapeur d'eau, nous disposons de sa quantité totale et même de sa répartition verticale. Nous connaissons ainsi le contenu en absorbant de chaque couche élémentaire de l'atmosphère. A l'altitude  $z$ , ce contenu est noté  $u(z)$ .

Nous pouvons ainsi écrire  $t(z, \lambda, \mu)$  la transmission monochromatique relative à la couche élémentaire d'altitude  $z$  :

$$t(z, \lambda, \mu) = e^{-\frac{u(z)}{\mu} k(\lambda)} \quad \text{équation 61}$$

$\mu$  représente le cosinus de l'angle d'incidence du rayonnement par rapport au nadir.

La détermination des luminances dans le code de transfert radiatif Adding-Doubling (*De Hann et al, 1986*) est itérative. A chaque itération  $j$ , une nouvelle couche élémentaire de l'atmosphère est traversée de l'altitude  $z_{j-1}$  à l'altitude  $z_j$ . A chaque itération, le code de transfert radiatif recalcule les luminances à partir des luminances de l'itération  $j-1$  et en tenant compte des nouvelles diffusions et absorptions particulières opérées dans la couche  $j$ . L'absorption gazeuse, comme nous l'avons déjà annoncé n'est pas prise en compte dans ce code.

Nous allons intégrer l'absorption gazeuse à ce schéma itératif. Compte tenu de la variabilité spectrale du coefficient d'absorption gazeuse  $k$ , seules des luminances monochromatiques peuvent être déterminées. Ces luminances sont notées  $L_\nu$ .

Soit  $g(L_\lambda)$  la fonction, liée à l'équation de transfert radiatif, qui dans le schéma itératif précédent rend compte de la diffusion et de l'absorption particulière pour une couche élémentaire. La fonction  $g$  permet donc de calculer des luminances à partir des luminances de l'équation précédente. L'absorption gazeuse doit être intégrée à chaque couche, aussi, la luminance est calculée à partir de la luminance issue de l'itération précédente comme suit :

$$L_\lambda(z_j, \mu) = g(L_\lambda(z_{j-1}, \mu)) t(z_j, \lambda, \mu) \quad \text{équation 62}$$

Les filtres des instruments ne sont pas monochromatiques. Donc, en tenant compte de leurs largeurs et réponses spectrales, une luminance équivalente peut être calculée. Celle ci est notée  $L$ .

$$L(z_j, \mu) = \frac{\int f(\nu) L_\nu(z_j, \mu) d\nu}{\int f(\nu) d\nu} \quad \text{équation 63}$$

Cette méthode bien que correcte n'est pourtant pas applicable en raison des intégrales de l'équation. Celle-ci nécessite en effet de lancer un très grand nombre de fois le code de transfert radiatif pour tenir compte des variations de  $k$  sur la largeur spectrale du filtre.

## I.C.2/ Décomposition des luminances

Une alternative est alors de décomposer la luminance résultante d'un canal en une somme de N luminances monochromatiques équivalentes notées  $L_i$ .

A chaque nouvelle luminance  $L_i$ , un couple  $(a_i, k_i)$  est associé. A l'image du processus itératif décrit pour l'équation 62, chaque luminance monochromatique peut être calculée comme suit :

$$L_i(z_j) = g(L_i(z_{j-1}, \mu)) e^{\frac{-u(z_j)k_i}{\mu}} \quad \text{équation 64}$$

Ainsi, nous obtenons comme luminance résultante pour le canal :

$$L(z_j) = \sum_{i=1}^N a_i L_i(z_j) \quad \text{équation 65}$$

$a_i$  représente le poids accordé à chaque luminance monochromatique, et

$$\sum_{i=1}^N a_i = 1 \quad \text{équation 66}$$

Il est à noter que, prises individuellement, les luminances monochromatiques  $L_i$  n'ont pas de sens physique. Seule leur combinaison nous fournit la luminance calculée pour le canal spectral considéré.

Les coefficients  $a_i$  et  $k_i$  sont calculés de façon à prendre en compte les coefficients d'absorption  $k(\lambda)$  et la réponse spectrale  $f(\lambda)$ .

Pour déterminer les couples de valeurs  $(a_i, k_i)$ , nous pouvons utiliser la méthode de la distribution des k corrélés (Correlated k Distribution Method). (*Lacis et Oinas, 1991*). Cette méthode ne sera pas développée ici.

### I.C.3/ Inconvénient

Typiquement, le nombre N de luminances monochromatiques nécessaires pour restituer l'absorption dans un canal spectral des radiomètres est égal à 7 (d'après Philippe Dubuisson - Université du Littoral Cote d'Opale). Il est ainsi nécessaire de lancer 7 fois le code de transfert radiatif pour obtenir une luminance équivalente au canal considéré qui prennent en compte l'absorption gazeuse. Pour peu que dans le canal considéré, deux gaz absorbent le rayonnement, le nombre d'exécutions du code de transfert radiatif augmente rapidement.

Nous serons par la suite amené à effectuer un grand nombre de simulations. Cette méthode engendre donc de très importants temps de calcul. Celle-ci ne pourra pas alors être utilisée.

Cette méthode présente, dans une moindre mesure, une seconde faiblesse. Nous serons amenés à comparer les simulations à des mesures. Or, le résultat des simulations dépend de l'altitude d'éventuels nuages. De cette altitude, nous l'avons vu précédemment va dépendre la quantité de gaz absorbants rencontrée. Une mauvaise estimation de la position du nuage va

induire une erreur dans la part de rayonnement absorbée et donc une erreur dans les luminances simulées.

## **I.D/ Détermination des transmissions à partir des mesures**

Cette approche consiste à évaluer l'absorption gazeuse pour en corriger les mesures. Les mesures seront alors telles qu'elles seraient dans une atmosphère sans gaz absorbants. Ces mesures corrigées pourront ainsi être directement comparées aux simulations.

Si  $T$  est la transmission gazeuse,  $M$  la mesure et  $M_c$  la mesure telle qu'elle serait en l'absence de gaz absorbant alors,

$$M_c = \frac{M}{T} \qquad \text{équation 67}$$

### **I.D.1/ Diffusion efficace en terme d'absorption**

Nous disposons, avec le calcul raie par raie, de transmissions quasi monochromatiques pour une visée verticale et pour chaque couche d'atmosphère. Nous noterons ces transmissions  $t_\lambda(z_i)$  où  $z_i$  représente l'altitude de la couche d'atmosphère. Notons que par l'entremise de profil standard de pression ou de radiosondage, en pratique, l'altitude cède sa place à la pression atmosphérique. Le passage de la pression à l'altitude est toutefois aisé dès lors qu'un profil atmosphérique est choisi. Précisons également que dans le raisonnement qui suit, nous considérons un gaz ou un mélange de gaz donné. Pour simplifier l'écriture, cette considération est implicite et  $t_\lambda$  devrait en toute rigueur être notée  $t_{\lambda\_gaz}$ .

Nous pouvons définir la diffusion efficace comme la diffusion simple qui conduit à la même transmission gazeuse que la transmission réellement observée et donc telle que la quantité de gaz absorbant rencontrée soit la même. Dans le cas où le rayonnement arrivant à l'instrument aéroporté n'a subi qu'une seule diffusion (cas représenté en trait fort sur la Figure 32), la diffusion efficace correspond à la diffusion réelle. Par contre, dans le cas d'une diffusion multiple, comme représentée en pointillé sur la Figure 32, le chemin du rayonnement est allongé. Dans le cas d'une diffusion multiple, l'altitude de diffusion efficace sera naturellement à une altitude inférieure à la plus basse de ses diffusions réelles afin de satisfaire à l'augmentation de gaz absorbant rencontré.

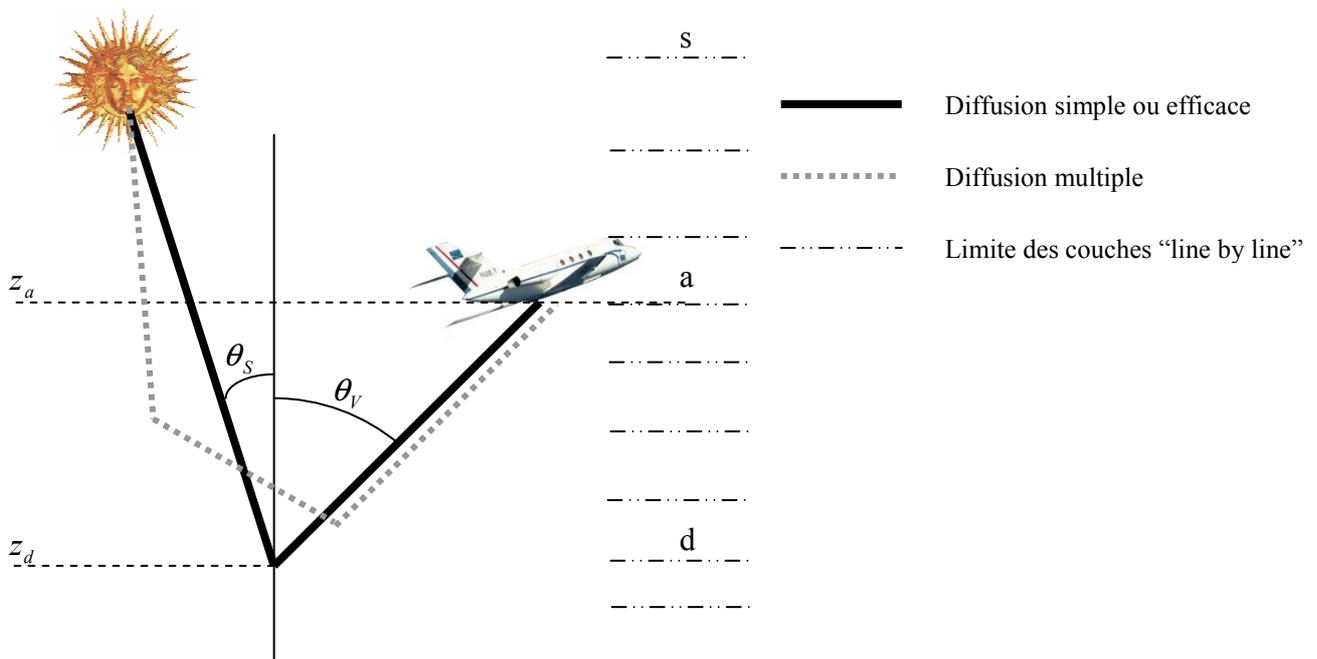


Figure 32 : Diffusion efficace en terme d'absorption gazeuse

*En terme d'absorption gazeuse, on peut définir une diffusion simple équivalente à une diffusion multiple.*

Grâce à cette notion de diffusion efficace, toutes les diffusions peuvent être assimilées à des diffusions simples. En outre, précisons que l'altitude de diffusion efficace n'est pas associée à un unique photon et correspond à la moyenne des trajets de tous les photons associés à une mesure.

A partir de cette diffusion efficace, et sur le modèle d'une diffusion simple, il sera plus aisé d'exprimer la transmission gazeuse monochromatique totale en fonction de  $t_\lambda(z_i)$ .

Il convient à cet effet de prendre en compte les angles d'observation et d'éclairement, l'altitude de l'avion et l'altitude de la diffusion efficace.

- L'angle zénithal d'éclairement est noté  $\theta_s$ .
- L'angle zénithal d'observation est noté  $\theta_v$ .
- L'altitude de l'avion est notée  $z_a$ .
- L'altitude de la diffusion efficace est notée  $z_d$ .
- La transmission monochromatique totale est notée  $T_\lambda(\theta_s, \theta_v, z_a, z_d)$  ou encore  $T_\lambda$  pour alléger les notations.

Cette altitude de diffusion efficace ne nous est pas à ce stade connue mais nous allons dans les pages à venir montrer comment la déterminer. Cette altitude correspond à la quantité d'absorbant rencontrée. En ce sens  $z_d$  est qualifiée d'altitude efficace "en terme d'absorption

gazeuse”. Plus l’altitude  $z_d$  est basse, plus grande sera la quantité de gaz rencontrée et plus faible sera la transmission gazeuse.

## I.D.2/ Calcul des transmissions gazeuses

Afin de déterminer  $T_\lambda$  nous pouvons séparer le trajet du photon en deux :

- Le trajet 1 descend du soleil à l’altitude de l’avion avec un angle  $\theta_s$  par rapport au nadir. La transmission gazeuse liée à ce trajet est notée  $T_{1\lambda}$ .
- Le trajet 2 descend de l’altitude de l’avion à l’altitude de diffusion efficace avec un angle  $\theta_s$  puis remonte jusqu’à l’avion avec un angle  $\theta_v$ . La transmission gazeuse induite par ce second trajet est notée  $T_{2\lambda}$ .

Un code raie par raie découpe l’atmosphère en  $S$  couches horizontales. La couche  $s$ , comme illustrée sur la Figure 32, est la plus haute. Nous supposons l’avion au bas de la couche  $a$  tandis que la diffusion efficace s’effectue au bas de la couche  $d$ . La quantité (ou le contenu) de gaz absorbant présente dans chaque couche  $i$  est notée  $u_i$ .

A partir de l’équation 61, nous pouvons calculer les transmissions pour les deux trajets.

Ainsi, pour le trajet 1, nous avons :

$$T_{1\lambda}(a) = \prod_{i=a}^s e^{\frac{-u_i k_\lambda}{\cos \theta_s}} \quad \text{équation 68}$$

Et pour le trajet 2 :

$$T_{2\lambda}(a, d) = \prod_{i=d}^{a-1} e^{-u_i k_\lambda \left( \frac{1}{\cos \theta_s} + \frac{1}{\cos \theta_v} \right)} \quad \text{équation 69}$$

A l’instar de  $T_\lambda$ , les paramètres angulaires de  $T_{1\lambda}$  et  $T_{2\lambda}$  sont implicites. Notons par contre que les altitudes ont été discrétisées en laissant la place aux numéros de couches.

Enfin, la transmission quasi monochromatique totale correspond au produit des transmissions des deux trajets et est obtenue comme suit :

$$T_\lambda = T_{1\lambda}(a) T_{2\lambda}(a, d) \quad \text{équation 70}$$

L’intégration spectrale des transmissions quasi monochromatiques pondérée par la réponse du filtre et par l’éclairement solaire permet d’obtenir une transmission équivalente pour le canal et pour les gaz considérés. Cette transmission est notée  $T_{\text{gaz, canal}}$ . Cette transmission n’est en effet valable que pour un filtre et un gaz (ou mélange).

$$T_{\text{gaz, canal}}(\theta_s, \theta_v, z_a, z_d) = \frac{\int f(\lambda) T_\lambda d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} f(\lambda) d\lambda} \quad \text{équation 71}$$

Cette transmission équivalente rend compte de l'absorption par les gaz de l'atmosphère sur la gamme spectrale couverte par le filtre. Notons qu'en raison du découpage de l'atmosphère en couches, les transmissions ne peuvent prendre que des valeurs discrètes en altitude. Ainsi, les altitudes  $z_a$  et  $z_d$  correspondent aux altitudes des limites des couches.

Les transmissions telles qu'elles sont calculées ne sont pas associées à la longueur d'onde centrale mais à un filtre précis. Ainsi, pour le canal centré à 865 nm commun à MiniMIR et POLDER, une transmission pourra être calculée pour chaque instrument.

### **I.D.3/ Création de tables de transmissions gazeuses**

Pour chaque gaz ou mélange de gaz et pour chaque filtre, nous créons, à partir du processus précédemment décrit des tables de transmissions. Ces tables sont à trois dimensions permettant de balayer :

- L'angle solaire  $\theta_s$
- L'angle de visée  $\theta_v$
- L'altitude de diffusion efficace  $z_d$

Une quatrième dimension, l'altitude de l'avion  $z_a$  eût pu être ajoutée. Celle-ci a néanmoins été fixée à 10km. Cette altitude est proche de l'altitude réelle durant la campagne FRENCH et les gaz les plus absorbants, dans les bandes spectrales que nous utilisons, se raréfient à ces altitudes. Ainsi, l'erreur sur la transmission est faible. En outre, nous l'avons vu, l'altitude efficace de diffusion ne rend pas compte des altitudes de diffusion réelles mais de la quantité d'absorbant rencontrée. Ainsi, la faible erreur dans l'altitude de l'avion induit une variation de l'altitude de diffusion efficace et la bonne transmission pourra tout de même déterminée puisque. En effet, avec la méthode d'absorption différentielle que nous allons employer, nous sommes sensibles à la quantité de gaz absorbant et non à l'altitude d'absorption.

### **I.D.4/ L'ozone**

#### **I.D.4.a/ Faible absorption par l'ozone**

Le continuum d'absorption par l'ozone va absorber une partie du rayonnement. Toutefois, cette absorption va s'opérer principalement aux plus faibles longueurs d'onde et en particulier dans l'ultraviolet. Ainsi, dans les bandes spectrales qui nous préoccupent, l'ozone n'absorbe que peu de rayonnement voire pas du tout.

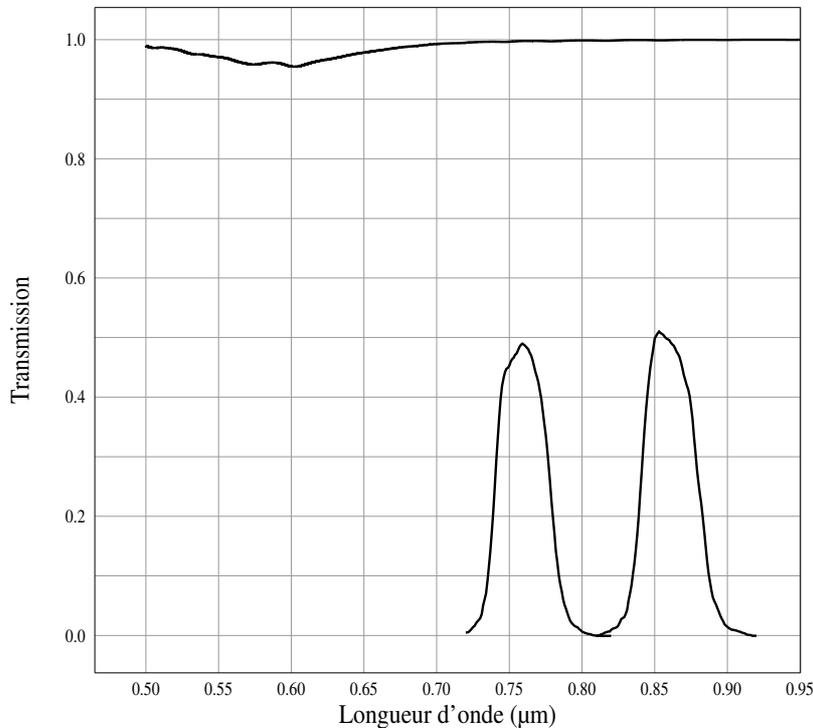


Figure 33 : Absorption par l'ozone

*Le code raie par raie nous indique une faible absorption par le continuum de l'ozone après 800 nm.*

*Les fonctions filtres de POLDER centrées à 765 et à 865 nm sont représentées.*

*La transmission de l'ozone est calculée pour un trajet vertical.*

Sur la Figure 33, nous avons représenté une partie du continuum de l'ozone et la réponse spectrale des filtres des canaux les plus sensibles à l'ozone. Ces canaux sont ceux centrés à 765 nm et à 865 nm. Comme nous le voyons, même sur ces canaux, l'ozone absorbe très peu de rayonnement. Nous admettrons que parmi les canaux de POLDER et de MiniMIR utilisés dans cette étude, seuls les canaux centrés sur 765 nm sont affectés par l'ozone. Ils seront ainsi les seuls corrigés de la transmission gazeuse correspondante.

#### **I.D.4.b/ Répartition de l'ozone**

La Figure 34 illustre la répartition verticale de l'ozone pour une atmosphère standard de type subarctique en été (SAS). (*McClatchey et al, 1972*) Ce type d'atmosphère a été retenu

car il montre le meilleur accord avec les profils d'humidité des radiosondages pendant FRENCH. Cette figure montre que l'ozone se rencontre principalement dans la stratosphère entre 20 et 50km d'altitude, sa concentration étant normalement très faible en dessous de 10 km. Par voie de conséquence, la faible quantité d'ozone présente sous le nuage rend son influence négligeable. Ainsi, nous pouvons considérer qu'il n'y a pas d'absorption par l'ozone sous le nuage, voire sous l'avion. L'évaluation de la transmission par l'ozone devient alors relativement aisée puisque la totalité de l'ozone peut être placée au dessus de l'avion.

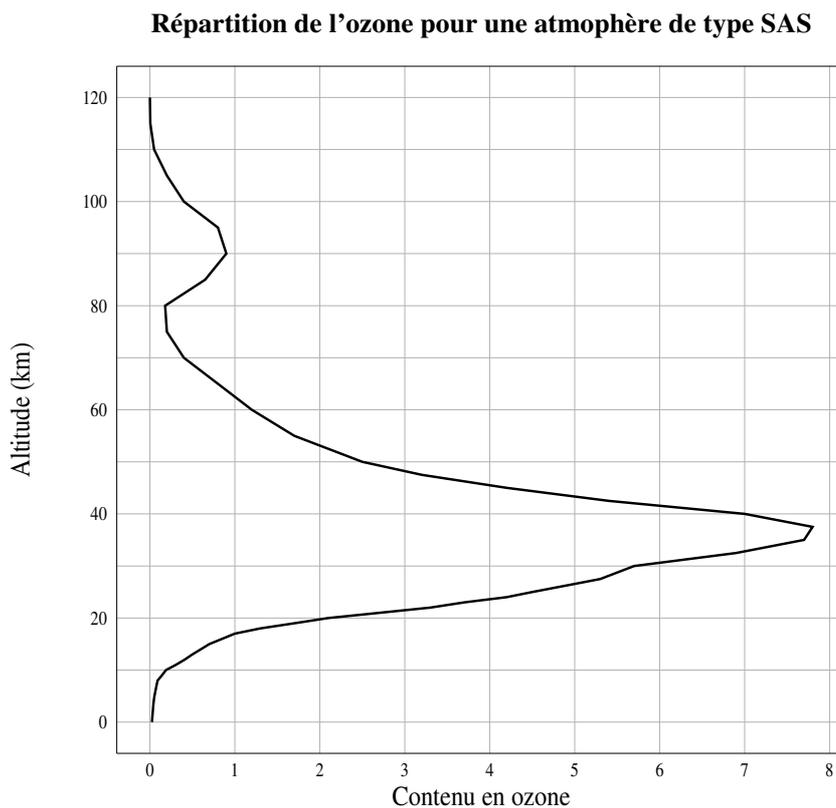


Figure 34 : Répartition verticale de l'ozone pour une atmosphère de type SAS

*Le contenu en ozone est exprimé en rapport de mélange en volume en partie par millier.*

*Nous voyons que l'essentiel de l'ozone se situe au dessus de 10 km et donc au dessus de la couche nuageuse.*

De ce fait, l'altitude efficace de diffusion relative à l'absorption par l'ozone est sans importance dans la gamme d'altitude qui nous intéresse. Celle-ci peut ainsi être prise comme nulle :  $z_d = 0$ . En outre, l'absence d'ozone aux basses altitudes signifie qu'il ne peut y avoir absorption que lors du trajet descendant.

#### **I.D.4.c/ Contenu total en ozone**

Il convient d'ajouter un bémol à cette apparente simplicité. Nous l'avons vu, les quantités des gaz absorbants et leurs répartitions sont fixées par des profils standard. Hormis pour l'ozone, les gaz absorbant sont rencontrés à toutes altitudes. L'altitude efficace de diffusion est liée à la quantité d'absorbant rencontrée. Ainsi, une erreur sur le contenu total en absorbant ou sur sa répartition va se répercuter sur l'altitude efficace de diffusion. Par contre, dans le cas de l'ozone, le rayonnement n'est absorbé qu'à haute altitude et l'altitude efficace de diffusion ne joue pas. Aussi, le contenu total en ozone doit être connu avec précision.

Afin de déterminer un contenu en ozone réaliste, nous utilisons le produit ozone de TOMS (Total Ozone Mapping Spectrometer) le plus proche du vol considéré, tant géographiquement que temporellement. TOMS est un spectromètre satellitaire mesurant la quantité d'ozone dans l'atmosphère à partir de mesures dans l'ultraviolet. Le contenu en ozone mesuré par TOMS est noté  $u_{O_3\_TOMS}$ . Le contenu en ozone issu des profils standard et utilisé dans les tables de transmission est noté  $u_{O_3\_sta}$ .

Pour le profil standard SAS utilisé, le contenu en ozone est proche de 0,34 cm.atm soit 340 dobson. C'est-à-dire qu'à température et pression standard, tout l'ozone constituerait une couche de 0.34 cm. Les mesures de TOMS sont inférieures puisque selon les vols, les abondances en ozone varient entre 250 et 325 dobson.

La transmission de l'ozone peut donc être déterminée facilement en connaissant les géométries de visées. Le contenu standard en ozone doit néanmoins être recalé sur celui donné par TOMS.

#### **I.D.4.d/ Détermination des transmissions**

Soit  $t_{O_3\_sta}$  la transmission monochromatique pour le contenu en ozone standard et  $t_{O_3\_TOMS}$  la transmission monochromatique pour le contenu en ozone TOMS.

Conformément à l'équation 61, nous pouvons écrire :

$$t_{O_3\_sta} = \exp\left(-\frac{k_{O_3} u_{O_3\_sta}}{\cos \alpha}\right) \quad \text{équation 72}$$

Et aussi :

$$t_{O_3\_TOMS} = \exp\left(-\frac{k_{O_3} u_{O_3\_TOMS}}{\cos(\alpha)}\right) = \exp\left(-k_{O_3} u_{O_3\_sta} \frac{u_{O_3\_TOMS}}{u_{O_3\_sta} \cos(\alpha)}\right) \quad \text{équation 73}$$

L'angle  $\alpha$  représente l'incidence du rayonnement par rapport au nadir, il s'agit suivant les cas de l'angle zénithal d'observation  $\theta_v$  ou de l'angle zénithal solaire  $\theta_s$ .  $k_{O_3}$  représente le coefficient d'absorption de l'ozone et dépend de la fréquence du rayonnement qui est implicite dans les relations précédentes.

Les tables de transmission ont été générées avec le contenu en ozone du profil atmosphérique standard. La transmission par l'ozone est ensuite interpolée dans les tables à partir des angles  $\alpha_{cor}$  d'observation et d'éclairement pondérés des abondances en ozone.

D'après l'équation 72, ces pseudo angles  $\alpha_{cor}$  sont calculés comme suit :

$$\alpha_{cor} = \arccos\left(\cos(\alpha) \frac{u_{O_3\_sta}}{u_{O_3\_TOMS}}\right) \quad \text{équation 74}$$

Pour l'ozone, les angles de visées des tables sont donc considérés comme de pseudo angles couplant la correction du contenu en ozone aux véritables angles.

## **I.D.5/ La vapeur d'eau**

### **I.D.5.a/ Bandes d'absorption**

Plus l'éventuelle couche nuageuse est optiquement fine ou basse, plus l'altitude de diffusion efficace sera basse. La vapeur d'eau est principalement présente dans les basses couches de l'atmosphère. Ainsi, la transmission de la vapeur d'eau joue un rôle d'autant plus important que le nuage est bas ou fin.

La Figure 35 montre les raies d'absorption issues du code raie par raie et les réponses spectrales des filtres POLDER et MiniMIR auxquels nous nous intéresserons par la suite. Nous notons dans un premier temps que chaque canal considéré est sujet à absorption par la vapeur d'eau et que certains le sont beaucoup plus que d'autres.

Sur certains intervalles spectraux comme celui de 790 à 840 nm, l'absorption par la vapeur d'eau est très importante. Ces intervalles sont appelés bandes spectrales d'absorption. Sur le graphique de gauche de la Figure 35, nous voyons aux environs de 950 nm une zone laissée blanche au dessus des raies. Ceci s'explique simplement avec le recouvrement des raies déjà illustré par la Figure 29.

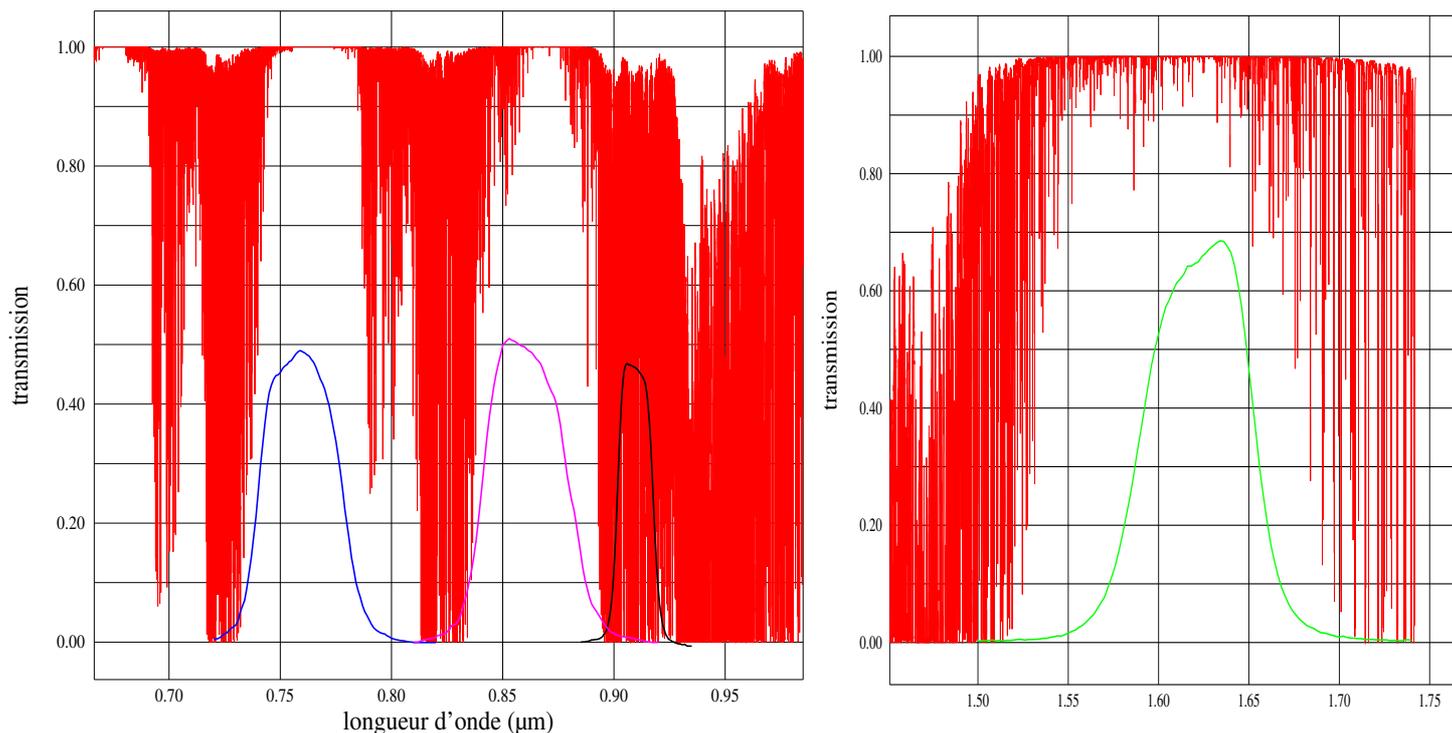


Figure 35 : Absorption par la vapeur d'eau

*Les bandes d'absorption issues du code raie par raie montrent que tous les canaux sont plus ou moins sensibles à la vapeur d'eau. Les transmissions sont calculées pour un trajet vertical.*

*Les fonctions filtres des canaux de POLDER centrés à 765, 865 et 910 nm sont représentées sur le graphique de gauche. La fonction filtre du canal MiniMIR centré à 1600 nm est représentée sur la figure de droite.*

Comme nous le voyons, la plupart des canaux se situent dans des fenêtres de faibles absorptions. A l'opposé, le canal de POLDER centré à 910 nm se place dans une bande de forte absorption par la vapeur d'eau. En effet, ce canal a été choisi pour sa grande sensibilité à la vapeur d'eau afin d'en estimer la quantité.

#### **I.D.5.b/ Méthode différentielle d'estimation de la transmission de la vapeur d'eau**

Comme nous l'avons vu, dans le canal centré à 910 nm, la vapeur d'eau absorbe fortement le rayonnement. Ce canal a d'ailleurs été choisi en raison de sa position sur une bande de forte absorption. A l'opposé, l'absorption est faible dans le canal à 865 nm. Or, ces canaux sont spectralement proches.

Nous nous intéressons dans cette étude à des situations nuageuses. Un nuage, sur de si petits intervalles spectraux, est considéré comme spectralement neutre. C'est-à-dire que sa réflectance ne dépend pas de la longueur d'onde. Effectivement, en changeant d'état les

propriétés d'absorption de l'eau changent radicalement. Ainsi, à 865 nm comme à 910 nm, l'absorption par l'eau à l'état liquide ou solide peut être considérée comme nulle. (*Warren, 1984 ; Kou et al, 1993*). De la même manière les particules constituant un nuage sont grandes devant ces longueurs d'onde aussi, les propriétés de diffusion peuvent être considérées comme étant identiques à 865 nm et à 910 nm.

En faisant ici l'hypothèse que le rayonnement n'est diffusé que par le nuage, nous pouvons ainsi considérer que les écarts de luminances dans ces deux canaux ne sont dus qu'à la vapeur d'eau. Le fort contraste de l'absorption par la vapeur d'eau dans ces deux canaux nous permet ainsi d'appliquer une méthode d'absorption différentielle pour estimer ces transmissions.

Notons  $L^*$  les luminances telles qu'elles seraient en l'absence d'absorption par les gaz atmosphériques. A la vue des considérations précédentes cette luminance sera la même à 865 et à 910 nm et nous pouvons écrire :

$$L_{865}^* = L_{910}^* = L^* \quad \text{équation 75}$$

Les luminances mesurées dans les deux canaux sont notés  $L_{mes865}$  et  $L_{mes910}$ . Les transmission de la vapeur d'eau relatives aux canaux centrés à 865 nm et à 910 nm sont respectivement notées  $T_{H_2O,865}$  et  $T_{H_2O,910}$ .

Ainsi, nous avons :

$$\begin{cases} L_{mes865} = L^* T_{H_2O,865} \\ L_{mes910} = L^* T_{H_2O,910} \end{cases} \quad \text{équations 76}$$

Et donc :

$$\frac{L_{mes865}}{L_{mes910}} = \frac{T_{H_2O,865}}{T_{H_2O,910}} \quad \text{équation 77}$$

Ces transmissions, comme nous l'avons vu, sont calculées à partir du code raie par raie et sont tabulées en fonction de l'altitude de diffusion efficace  $z_d$ . Conformément à l'équation 77, le rapport des luminances mesurées égale le rapport des transmissions. Par interpolation dans les tables, nous pouvons ainsi en déduire l'altitude de diffusion efficace relative à l'absorption par la vapeur d'eau. Cette altitude efficace est ensuite utilisée pour déterminer à partir des tables la transmission de la vapeur d'eau dans chaque canal.

Le fort contraste entre 910 et 865 nm offre une meilleure précision sur  $z_d$  et donc sur l'estimation des transmissions. Le canal centré à 865 nm fait en quelque sorte office de référence tandis que celui à 910 nm rend compte de la quantité de vapeur d'eau rencontrée.

La méthode d'absorption différentielle se base sur un rapport de luminances mesurées pour déterminer  $z_d$ . Ainsi elle ne nécessite pas de connaître la position du nuage et permet de s'affranchir des erreurs sur la distribution verticale du contenu en vapeur d'eau. Ces erreurs

sont en fait contenues dans la valeur de  $z_d$ . De ce fait, la valeur de  $z_d$  n'a de sens que pour le cas de la vapeur d'eau. Elle ne peut pas être utilisée pour déterminer la transmission pour un autre gaz. En ce sens cette altitude aurait pu ici être notée  $z_{d\_H_2O}$ .

## **I.D.6/ Le dioxygène**

### **I.D.6.a/ Bandes d'absorption**

Dans la gamme spectrale qui nous intéressent, comme le montre le graphique de gauche de la Figure 36, le dioxygène absorbe le rayonnement essentiellement dans d'étroites bandes d'absorption. Seuls les deux canaux de POLDER centrés à 765 nm sont affectés. Des raies de très faibles intensités sont identifiables aux environs de 870 nm mais il s'avère que leur influence sur les canaux à 865 nm est tout à fait négligeable. En effet, à partir du code raie par raie, nous pouvons évaluer l'absorption dans le canal centré à 865 nm telle qu'elle serait si le dioxygène était le seul gaz absorbant. Or, cette absorption se révèle inférieure à un dix millième.

Les deux canaux centrés à 765 nm seront par la suite respectivement qualifiés de large et d'étroit. Le graphique de droite de la Figure 36 nous montre ces deux canaux et la bande d'absorption à 765 nm avec une meilleure résolution.

La proximité des canaux à 865 et à 910 nm nous permettait d'admettre que dans le cas de nuages, les luminances ne diffèrent que par l'absorption gazeuse. Ce point est d'autant plus vrai pour les luminances des deux canaux centrés à 765 nm. Nous ferons l'hypothèse que les luminances hors absorption mesurées dans les deux canaux sont les même quelque soit le type de scène.

La bande d'absorption, est suffisamment étroite pour n'absorber que sur une fraction de la fenêtre spectrale des deux filtres centrés à 765 nm. Cette fraction est inférieure pour le filtre large et ce dernier est ainsi moins affecté par l'absorption du dioxygène. Approximativement, la bande d'absorption occupe 20% du filtre étroit et 80% du filtre large. Ce contraste d'absorption entre les deux canaux nous permet d'employer une méthode d'absorption différentielle pour estimer la transmission du dioxygène.

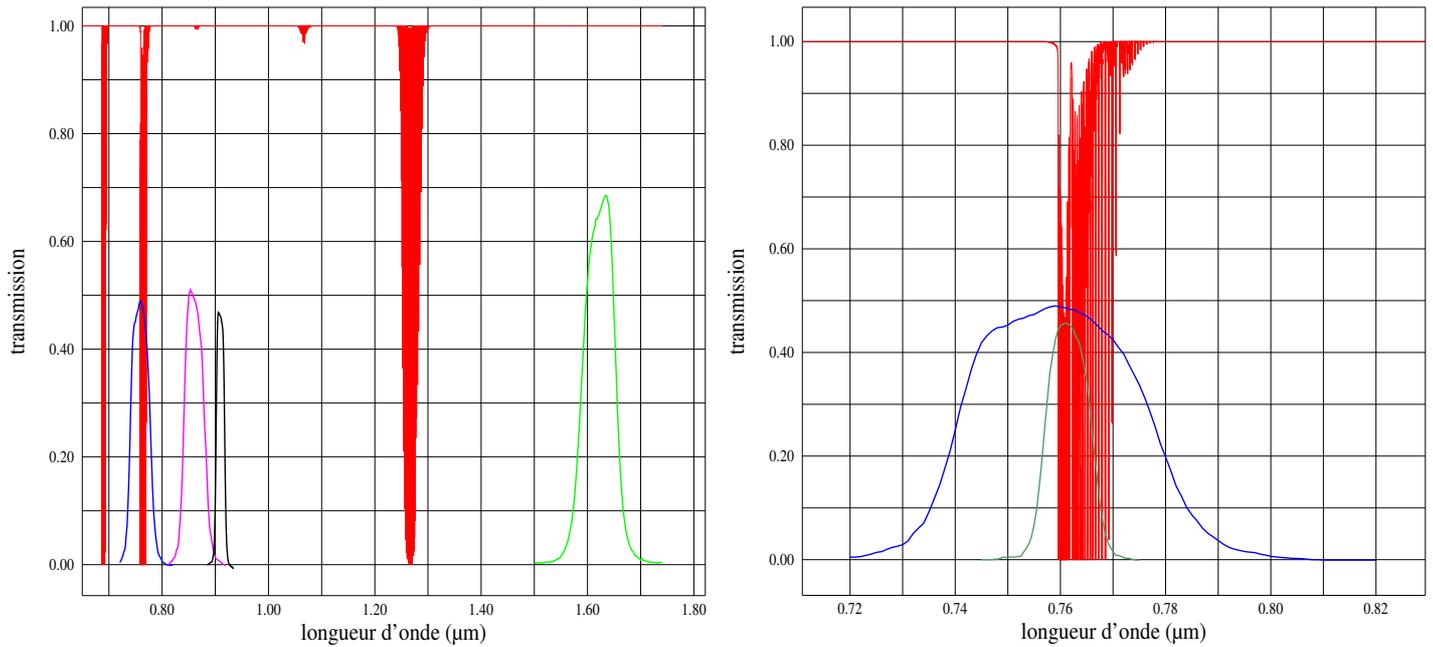


Figure 36 : Absorption par le dioxygène

*A gauche : le code raie par raie révèle les bandes d'absorption du dioxygène. Les réponses spectrales des filtres centrés à 765, 865, 910 et 1600 nm sont représentés.*

*A droites : les raies d'absorptions du dioxygène ainsi que les filtres large et étroit à 765 nm sont représentés avec une meilleure résolution.*

*Les transmissions du dioxygène sont calculées pour un trajet vertical.*

Nous pourrions employer une méthode, similaire à celle utilisée pour la vapeur d'eau et à l'image de l'équation 77, basée simplement sur le rapport des luminances des deux canaux. Pourtant nous allons utiliser une approche quelque peu différente. L'apport de cette seconde approche pour le cas du dioxygène sera discuté un peu plus loin.

#### **I.D.6.b/ Relation entre les transmissions des deux filtres centrés à 765 nm**

Dans un premier temps, nous considérons que le dioxygène est le seul gaz absorbant le rayonnement dans les canaux centrés à 765 nm.

L'absorption par le dioxygène entre les deux canaux peut être régie par une relation linéaire. On définit ainsi un facteur "A" correspondant au rapport de l'absorption dans le canal large par celle dans le canal étroit.

En notant X l'absorption,  $X_{O_2,large}$  est l'absorption du dioxygène dans le canal large et  $X_{O_2,étroit}$  dans le filtre étroit. Nous avons alors :

$$X_{O_2,large} = AX_{O_2,étroit} \quad \text{équation 78}$$

Or nous pouvons définir la transmission comme :

$$T = 1 - X$$

**équation 79**

Aussi, en combinant l'équation 78 et l'équation 79, nous aurons :

$$T_{O_2,large} = AT_{O_2,étroit} + (1 - A)$$

**équation 80**

Cette manière d'écrire la transmission du dioxygène dans le filtre large revient à découper ce filtre en deux parties  $A$  et  $(1-A)$  où  $A$  correspond à la partie du filtre affectée par l'absorption du dioxygène.

A partir du code raie par raie, nous pouvons déterminer les transmissions associées à chacun des canaux pour différentes altitudes de diffusions efficaces et différentes géométries de visées. Ces transmissions pour une atmosphère de type SAS sont mises en rapport dans la Figure 37.

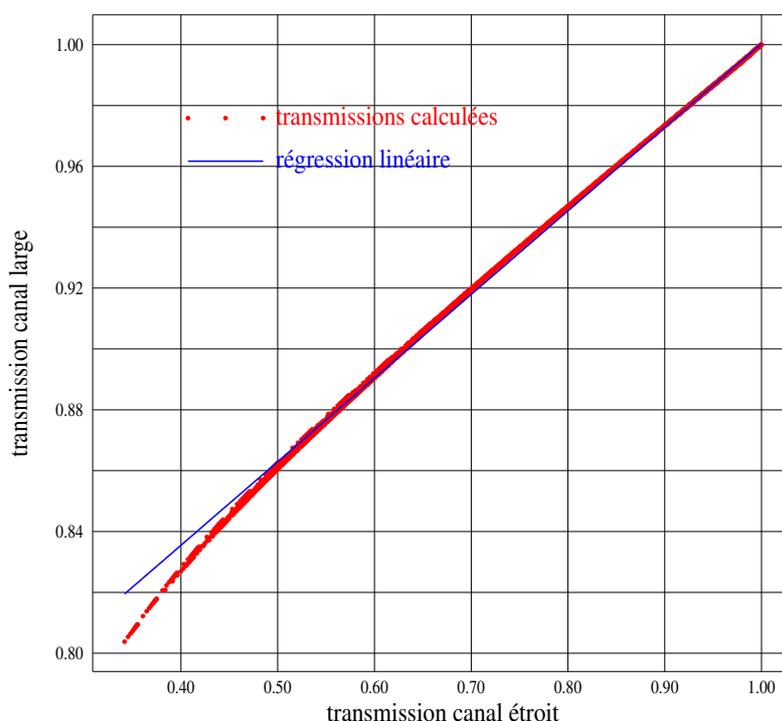


Figure 37 : Détermination du facteur  $A$  pour une atmosphère de type SAS

*Si le dioxygène est le seul gaz absorbant, la transmission du filtre large peut être écrite comme une relation linéaire de celle du filtre étroit :  $y = Ax + 1 - A$*

*La régression nous donne  $y = 0.2748x + 1 - 0.2744$*

En combinant les différentes géométries de visées et les différentes altitudes de diffusions efficaces, pas moins de 17000 points sont utilisés dans le graphique de la Figure 37. A partir de ces points, une régression linéaire peut être établie. L'équation de celle-ci est présentée en légende du graphique et peut être identifiée à celle de l'équation 80 pour déterminer la valeur de  $A$ .

A partir du coefficient directeur de la régression, nous trouvons une valeur de  $A$  de 0,2748. A partir de l'ordonnée à l'origine de la régression ( $1-A$ ), nous trouvons  $A=0,2744$ . Nous avons ainsi un très bon accord entre ces deux valeurs.

L'expression de l'équation 80 peut ensuite être généralisée à l'ensemble des gaz qui affectent les canaux large et étroit centrés à 765 nm. Nous avons alors :

$$T_{large} = AT_{étroit} + (1 - A)T_B \quad \text{équation 81}$$

Où  $T_B$  représente la transmission d'un canal virtuel  $C_B$  complémentaire du canal étroit au sein du canal large. Ce canal virtuel est celui de largeur  $(1-A)$ .

En terme de luminance, nous avons de la même manière :

$$L_{large} = AL_{étroit} + (1 - A)L_B \quad \text{équation 82}$$

Pour évaluer l'absorption par la vapeur d'eau, nous avons utilisé le rapport des luminances à 865 nm et à 910 nm. Une méthode similaire aurait été applicable au dioxygène en utilisant le rapport des luminances des deux canaux centrés à 765 nm. Nous avons toutefois fait ici le choix de séparer le canal large en deux canaux virtuels. Ceci nous permettra d'obtenir une relation analytique pour calculer directement la transmission dioxygène à partir des luminances.

La transmission du canal large a été partagée en deux transmissions complémentaires  $T_{étroit}$  et  $T_B$ . Comme nous l'avons vu, la première de ces transmissions rend compte de toute l'absorption par le dioxygène dans le canal large. Nous avons ainsi entre les canaux étroits et  $C_B$  un fort contraste de transmission du dioxygène. Ces deux canaux sont ainsi propres à l'application d'une méthode d'absorption différentielle.

### **I.D.6.c/ Mélange de gaz absorbants**

Afin de présenter la méthode d'absorption différentielle pour la vapeur d'eau, nous avons supposé l'absence d'absorption par l'ozone. Ce dernier constituant n'est toutefois pas négligeable aux plus courtes longueurs d'ondes. Avant de nous intéresser au problème de la vapeur d'eau et de l'ozone, considérons le cas général du mélange de différents gaz absorbants.

Pour un rayonnement monochromatique, la transmission  $T_\lambda$  d'un mélange de gaz est égale au produit des transmissions  $T_{\lambda_i}$  de chaque gaz pris individuellement.

$$T_{\lambda} = \prod_{i=1}^{n_{brgaz}} T_{\lambda\_i} \quad \text{équation 83}$$

Pour simplifier les écritures, limitons nous à un mélange de trois gaz absorbants A, B et C. La transmission monochromatique résultante du mélange des trois gaz est notée  $T_{\lambda\_ABC}$ .

$$T_{\lambda\_ABC} = T_{\lambda\_A} T_{\lambda\_B} T_{\lambda\_C} \quad \text{équation 84}$$

La transmission équivalente sur un filtre a été établie comme l'intégration en longueur d'onde des transmissions monochromatiques. Cette opération a été présentée avec l'équation 71. Afin d'alléger les expressions, nous omettons la pondération par le filtre et par le spectre solaire et nous avons :

$$T_{ABC} = \frac{\int_{\Delta\lambda} T_{\lambda\_ABC} d\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{\int_{\Delta\lambda} T_{\lambda\_A} T_{\lambda\_B} T_{\lambda\_C} d\lambda}{\Delta\lambda} \quad \text{équation 85}$$

Le produit d'intégrales est différent de l'intégrale d'un produit. Aussi, la transmission d'un mélange de gaz est différente du produit des transmissions  $T_i$  de ces gaz considérés individuellement.

$$T_{ABC} \neq T_A T_B T_C \quad \text{équation 86}$$

$T_A$  représente ainsi la transmission du gaz A si ce gaz était considéré seul. Cette transmission peut être calculée sur le modèle de l'équation 71 à partir des transmissions monochromatiques.

La grandeur qui nous intéresse par la suite est la transmission résultante du mélange des trois gaz  $T_{ABC}$ . Nous allons chercher à écrire  $T_{ABC}$  comme le produit de  $T_A$  et des pseudo transmissions  $T_i^m$  des autres gaz considérés.

$$T_{ABC} = T_A T_B^m T_C^m \quad \text{équation 87}$$

Nous pouvons alors déterminer  $T_C^m$  comme :

$$T_C^m = \frac{T_{ABC}}{T_{AB}} \quad \text{équation 88}$$

Où  $T_{AB}$  est la transmission exacte obtenue avec le mélange des deux gaz A et B. Et,

$$T_B^m = \frac{T_{AB}}{T_A} \quad \text{équation 89}$$

En recherchant les transmissions dans les tables, nous trouverons donc pour le gaz A la transmission telle quelle serait si seul le gaz A était présent dans l'atmosphère. Nous voyons donc que les proportions réelles d'absorption par chaque gaz ne nous sont pas connues. Toutefois, ceci n'a aucune incidence sur la suite puisque seule nous intéresse  $T_{ABC}$  la résultante du mélange des gaz.

#### **I.D.6.d/ Calcul des tables de transmissions de la vapeur d'eau**

Nous l'avons vu précédemment, dans le cas d'un mélange de gaz, la transmission induite par un gaz doit être évaluée en tenant compte de l'absorption par les autres gaz.

Considérons pour l'instant le cas du mélange dioxygène et vapeur d'eau. A partir du code raie par raie et de l'équation 71, nous pouvons tabuler les transmissions pour une atmosphère contenant uniquement du dioxygène  $T_{O_2}$  ou un mélange vapeur d'eau – dioxygène  $T_{O_2-H_2O}$ .

En utilisant l'équation 89, nous pouvons déterminer pour le canal étroit, les tables de transmissions de mélange de la vapeur d'eau :

$$T_{H_2O,étroit}^m = \frac{T_{O_2-H_2O,étroit}}{T_{O_2,étroit}} \quad \text{équation 90}$$

La transmission du filtre large pourrait être calculée de la même manière.

Partant de l'équation 81, nous pouvons écrire :

$$T_{O_2-H_2O,large}^m = AT_{O_2-H_2O,étroit}^m + (1-A)T_{H_2O,B}^m \quad \text{équation 91}$$

Nous notons que dans cette expression,  $T_{H_2O,B}^m$  a pris la place de  $T_{O_2-H_2O,B}^m$ . Cette substitution vient du fait que le dioxygène n'absorbe pas dans la partie  $(1-A)$  du canal large.

Nous en déduisons les tables de transmissions du canal virtuel  $C_B$  :

$$T_{H_2O,B}^m = \frac{T_{O_2-H_2O,large}^m - AT_{O_2-H_2O,étroit}^m}{(1-A)} \quad \text{équation 92}$$

$T_{H_2O,B}^m$  est la transmission de mélange de la vapeur d'eau pour la partie virtuelle du canal large complémentaire au canal étroit.

#### **I.D.6.e/ Calcul des tables de transmission de l'ozone**

Suivant le même schéma, nous sommes à même de déterminer la transmission, des canaux centrés à 765 nm, liée à l'absorption par l'ozone dans un mélange dioxygène - vapeur d'eau - ozone. En complément, la transmission pour le mélange des trois gaz est tabulée à partir du code raie par raie.

Pour le canal étroit et conformément à l'équation 88 et à l'équation 90, nous déterminons les tables de transmissions comme suit :

$$T_{O_3,étroit}^m = \frac{T_{O_2-H_2O-O_3,étroit}}{T_{O_2-étroit} T_{H_2O,étroit}^m} \quad \text{équation 93}$$

La transmission du canal large pourrait être calculé de la même manière.

En introduisant ces transmissions dans l'équation 81, nous obtenons la relation suivante :

$$T_{O_2-H_2O-O_3,large}^m = AT_{O_2-H_2O-O_3,étroit}^m + (1-A)T_{H_2O,B}^m T_{O_3,B}^m \quad \text{équation 94}$$

Nous en déduisons alors la transmission de mélange de l'ozone pour le canal virtuel B de largeur  $(I-A)$  :

$$T_{O_3,B}^m = \frac{T_{O_2-H_2O-O_3,large} - AT_{O_2-H_2O-O_3,étroit}}{(1-A)T_{H_2O,B}^m} \quad \text{équation 95}$$

### **I.D.6.f/ Détermination des transmissions**

Les canaux centrés à 765 nm sont soumis à l'absorption du dioxygène, de la vapeur d'eau et de l'ozone. Les contributions de chaque gaz à l'absorption totale sont estimées successivement. Pour la vapeur d'eau et pour l'ozone, les méthodes d'estimation présentées plus avant demeurent en vigueur, en utilisant pour les canaux centrés à 765 nm les tables de transmissions nouvellement créées. En particulier, la détermination de la transmission par la vapeur d'eau dans les canaux centrés à 765 nm est toujours effectuée à partir des luminances mesurées dans les canaux à 865 nm et à 910 nm.

Pour le dioxygène, comme nous l'avons annoncé, nous n'utilisons pas le rapport des luminances des canaux à 765 nm. Nous utilisons le rapport des luminances du canal étroit fort sensible à l'absorption par le dioxygène et des luminances du canal virtuel  $C_B$  de largeur  $(I-A)$  qui n'y est pas sensible.

Notons  $L^*$  la luminance telle quelle serait sans absorption puis  $L_{étroit}$  et  $L_{large}$  les luminances mesurées pour respectivement les canaux étroit et large.

La luminance du canal étroit peut être écrite comme suit :

$$L_{étroit} = L^* T_{H_2O,étroit}^m T_{O_3,étroit}^m T_{O_2,étroit} \quad \text{équation 96}$$

La luminance du canal  $C_B$  peut être décomposée de la même manière :

$$L_B = L^* T_{O_3,B}^m T_{H_2O,B}^m \quad \text{équation 97}$$

Ces deux relations combinées à l'équation 82 constituent un système de trois équations à trois inconnues. Les inconnus sont en effet  $T_{O_2,étroit}$ ,  $L_B$  et  $L^*$ . Nous sommes ainsi à même de déterminer la transmission du dioxygène dans le canal étroit :

$$T_{O_2,étroit} = \frac{(1-A)L_{étroit} T_{H_2O,B}^m T_{O_3,B}^m}{(L_{large} - AL_{étroit}) T_{H_2O,étroit}^m T_{O_3,étroit}^m} \quad \text{équation 98}$$

Cette transmission ainsi que celles de l'ozone et de la vapeur d'eau peut alors être réinjectée dans l'équation 81. Nous pouvons alors calculer la transmission du dioxygène dans le canal large :

$$T_{O_2,large} = \frac{AT_{H_2O,étroit}^m T_{O_3,étroit}^m T_{O_2,étroit} + (1-A)T_{H_2O,B}^m T_{O_3,B}^m}{T_{H_2O,large}^m T_{O_3,large}^m} \quad \text{équation 99}$$

Nous l'avons déjà précisé, dans le cas d'un mélange de gaz absorbants, nous ne sommes pas en mesure de déterminer quelle est la contribution réelle de chaque gaz à l'absorption totale. En outre, nous avons vu que la transmission de l'un de ces gaz était déterminée telle qu'elle serait si ce gaz était le seul absorbant. Compte tenu de l'équation 89 et de l'équation 90, ce gaz est ici le dioxygène.

Contrairement à la vapeur d'eau, le contenu total en dioxygène et sa distribution verticale sont connus. Ce gaz est en effet réparti dans l'atmosphère de façon homogène et sa répartition ne dépend que du profil vertical de pression.

La connaissance exacte de la transmission du dioxygène est donc intéressante et pourra être exploitée par la suite. Cette information nous permettra de déterminer l'altitude de diffusion et donc par exemple l'altitude du nuage.

## **I.D.7/ Autres gaz**

### **I.D.7.a/ Les bandes d'absorption du dioxyde de carbone**

Le graphique de la Figure 38 montre un spectre d'absorption du dioxyde de carbone. Ce graphique ne présente qu'une portion du spectre solaire autour du canal centré à 1600 nm de MiniMIR. Ce canal est le seul dans lequel le dioxyde de carbone absorbe et comme le montre la figure, cette absorption demeure faible.

Pour évaluer la transmission de la vapeur d'eau ou du dioxygène, nous utilisons deux canaux proches voire imbriqués. Ainsi, les luminances corrigées de l'absorption gazeuse peuvent être considérées comme égales. Cette fois, avec le dioxyde de carbone, les canaux sensibles sont dans le moyen infrarouge. Or, dans l'infrarouge, l'eau des nuages, qu'elle soit à l'état liquide ou solide absorbe une partie du rayonnement (*Warren, 1984 ; Kou et al, 1993*). Alors, les luminances corrigées de l'absorption gazeuse, dans deux canaux proches, sont susceptibles de ne plus être égales. Une méthode d'absorption différentielle n'est donc pas applicable.

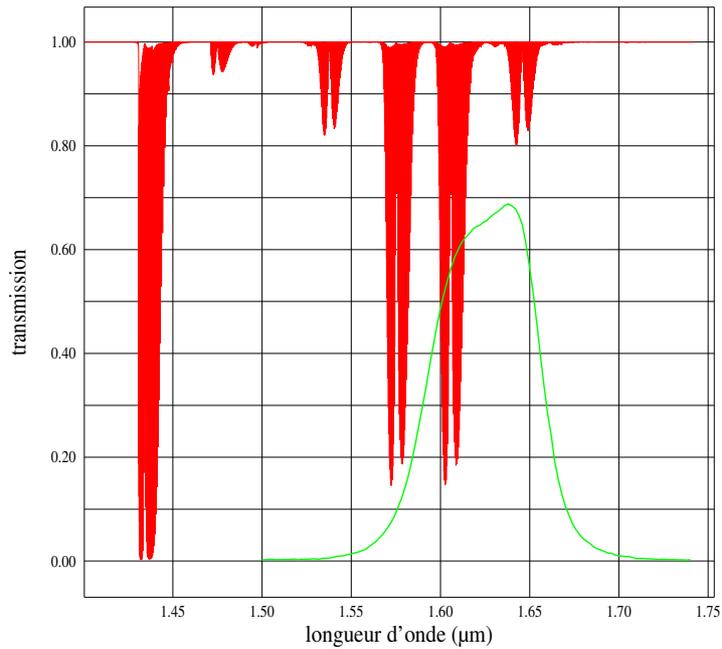


Figure 38 : Spectre d'absorption par le dioxyde de carbone  
*Seule une fraction de ce spectre aux environs de 1600 nm est représentée car le dioxyde de carbone n'absorbe pas dans les autres canaux qui nous préoccupent.*

En outre, comme le montre la Figure 38, bien que le dioxyde de carbone absorbe dans le canal centré à 1600 nm, cette absorption demeure faible.

#### **I.D.7.b/ Les bandes d'absorption du méthane**

Le graphique de la Figure 39 montre le spectre de transmission du méthane. Comme pour le dioxyde de carbone, seuls les abords du canal centré à 1600 nm sont affectés. En effet, dans les autres canaux nous préoccupant, l'absorption par le méthane est nulle.

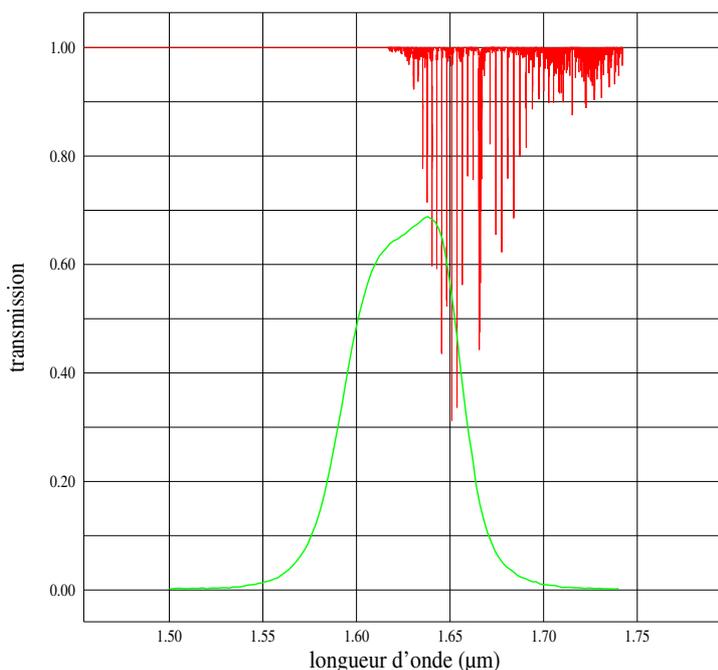


Figure 39 : Spectre d'absorption par le méthane  
*Seul les abords du canal à 1600 nanomètres ont été représentés.  
 Dans les autres canaux d'intérêt pour cette étude, l'absorption  
 par le méthane est nulle.*

#### **I.D.7.c/ Evaluation à partir de la transmission dioxygène**

Nous l'avons vu précédemment, la répartition du dioxygène dans l'atmosphère est homogène. Il en va de même pour le gaz carbonique et le méthane. Ainsi en première approximation, la connaissance de la quantité de dioxygène rencontrée induit la connaissance de la quantité de dioxyde de carbone ou de méthane rencontrée sur le trajet des photons.

Nous avons également vu que la transmission du dioxygène était déterminée telle qu'elle serait en l'absence d'autre gaz absorbant. De la même manière, nous pouvons à partir du code raie par raie tabuler les transmission  $T_{CO_2}$  du dioxyde de carbone en considérant ce gaz seul absorbant.

De la transmission dioxygène, nous pouvons déduire l'altitude de diffusion efficace relative au dioxygène. Ce dernier gaz ayant la même répartition que le dioxyde de carbone, les altitudes efficaces relatives à ces deux gaz seront identiques. Dès lors, à partir de tables de transmissions du dioxyde de carbone, nous pouvons déterminer la transmission de ce gaz telle qu'elle serait s'il était le seul absorbant.

Comme le dioxygène ou le dioxyde de carbone, le méthane est réparti dans l'atmosphère de façon homogène. Une nouvelle fois, nous allons alors nous appuyer sur les transmissions du dioxygène pour estimer la transmission du méthane.

Les répartitions du méthane et du dioxyde de carbone, sont connues. Il est alors intéressant de déterminer la transmission de ce mélange de gaz tel qu'elle serait si ces deux gaz étaient les seuls gaz absorbant le rayonnement à 1600 nm. Cette transmission  $T_{CO_2-CH_4,1600}$  peut être tabulée à partir du code raie par raie.

A partir du code raie par raie, les transmissions du dioxyde de carbone ont déjà été tabulées. Nous pouvons alors tabuler la transmission de mélange du méthane comme suit :

$$T_{CH_4,1600}^m = \frac{T_{CO_2-CH_4,1600}}{T_{CO_2,1600}} \quad \text{équation 100}$$

A ces deux premiers gaz absorbant le rayonnement dans le canal centré à 1600 nm, il convient d'ajouter la vapeur d'eau. Dans ce canal, la transmission de mélange de la vapeur d'eau peut alors être tabulée à partir de la transmission du mélange de ces trois gaz :

$$T_{H_2O,1600}^m = \frac{T_{CO_2-CH_4-H_2O,1600}}{T_{CO_2-CH_4,1600}} \quad \text{équation 101}$$

Les transmissions du méthane, comme du dioxyde de carbone sont ensuite déterminées à partir de l'altitude de diffusion efficace obtenue de la transmission du dioxygène.

## I.D.8/ Ordres de grandeurs

Les Tableaux 3 présentent des transmissions calculées comme indiqué précédemment pour une atmosphère de type SAS. Ces transmissions sont associées à un angle d'éclairement solaire de  $37^\circ$  par rapport au zénith et à un angle d'observation de  $11^\circ$  par rapport au nadir. Les premières colonnes présentent la contribution approximative de chaque gaz à la transmission totale. Cette dernière est présentée dans la colonne la plus à droite. Le tableau du haut considère une altitude de diffusion efficace nulle (soit au niveau du sol). Le rayonnement est alors diffusé au niveau du sol et l'absorption est maximale. Le tableau du bas considère une altitude de diffusion efficace de 8 km. Cette seconde altitude est représentative de l'altitude des nuages étudiés plus loin dans ce travail.

altitude de diffusion efficace : 0 km						
	Ozone	vapeur d'eau	dioxygène	dioxyde de carbone	méthane	total
étroit	0.994	1	0.579	1	1	0.575526
large	0.993	0.989	0.884	1	1	0.86815607
865 P	1	0.982	1	1	1	0.982
865 M	1	0.97	1	1	1	0.97
910	1	0.666	1	1	1	0.666
1600	1	0.993	1	0.976	0.992	0.96141466

altitude de diffusion efficace : 8 km						
	Ozone	vapeur d'eau	dioxygène	dioxyde de carbone	méthane	total
étroit	0.995	1	0.818	1	1	0.81391
large	0.994	1	0.952	1	1	0.946288
865 P	1	1	1	1	1	1
865 M	1	1	1	1	1	1
910	1	0.994	1	1	1	0.994
1600	1	1	1	0.991	0.998	0.989018

Tableaux 3 : Ordres de grandeurs des transmissions gazeuses

*Pour les différents canaux utilisés, les tableaux présentent les transmissions gazeuses totales et par gaz.*

*Pour les deux tableaux, l'angle d'éclairement est de 37° par rapport au zénith et l'angle d'observation est de 11° par rapport au nadir.*

*Les tableaux considèrent respectivement des altitudes de diffusion efficace de 0 et 8 km.*

*865 P et M sont respectivement les canaux de POLDER et de MiniMIR centrés à 865 nm*

A la lecture de ces tableaux, nous notons que les canaux les plus absorbants sont ceux centrés à 765 nm et à 910 nm. Ce résultat était attendu car ces canaux ont précisément été choisis pour leur forte absorption afin d'être utilisés dans des méthodes d'absorption différentielles. A l'opposé, les canaux centrés à 865 et à 1600 nm ont été choisis pour leurs faibles absorptions. En outre, le principal gaz abondant dans ces canaux est la vapeur d'eau. Or, la concentration de ce gaz décroissant avec l'altitude, au dessus de nuages, cette absorption tend rapidement à devenir négligeable.

Nous exploiterons dans la suite de cette étude uniquement les mesures de ces deux canaux. Aussi, les transmissions des autres canaux de POLDER ou de MiniMIR ne sont pas ici présentées.

Nous pouvons noter que le dioxygène n'absorbe que dans les canaux centrés à 765 nm. Pourtant, les mesures de ces canaux ne seront pas exploitées par la suite. Cette transmission est par contre utilisée, comme nous l'avons vu pour le dioxyde de carbone ou pour le méthane, afin de déterminer les transmissions d'autres gaz dans des canaux qui cette

fois nous préoccupent. Nous verrons également plus loin que cette transmission permet d'évaluer l'altitude de la couche nuageuse.

## **II/ Cohérence des mesures radiométriques passives**

### **II.A/ Solidarité de POLDER et de MiniMIR**

POLDER et MiniMIR sont à bord du même avion. Les deux instruments enregistrent les mêmes informations, ainsi redondantes, de la centrale à inertie. Toutefois, nous l'avons vu, les inclinomètres équipant POLDER permettent une correction des angles de navigation issus de la centrale à inertie. Nous allons ainsi utiliser les données de navigations de POLDER comme référence pour exploiter les données de chacun des deux instruments.

La correction permise grâce aux inclinomètres de POLDER est applicable à MiniMIR puisque l'orientation relative des deux instruments est parfaitement maîtrisée. En effet, tous deux partagent le même support. MiniMIR vise dans l'alignement longitudinal de POLDER mais 20 degrés en arrière.

Grâce à cette solidarité entre les deux instruments, le pixel POLDER regardant dans la même direction que MiniMIR est toujours le même.

### **II.B/ Comparaison radiométrique : POLDER - MiniMIR**

#### **II.B.1/ Constats**

POLDER et MiniMIR étant solidaires, il est aisé de rapprocher les mesures des deux radiomètres. En outre, ces deux instruments ont en commun un canal spectral centré à 865 nm.

Le graphique de la Figure 40 présente les luminances mesurées par les radiomètres POLDER et MiniMIR dans leurs canaux centrés à 865 nm. Ces luminances sont corrigées de l'absorption gazeuse comme expliqué dans la première section de ce chapitre. Pour faciliter la comparaison, le graphique présente également le rapport des luminances mesurées par POLDER et par MiniMIR :  $L_{\text{POLDER}}/L_{\text{MiniMIR}}$ .

Le graphique nous montre que les luminances de POLDER sont toujours supérieures à celles de MiniMIR. Néanmoins, le rapport des luminances évolue au cours du vol.

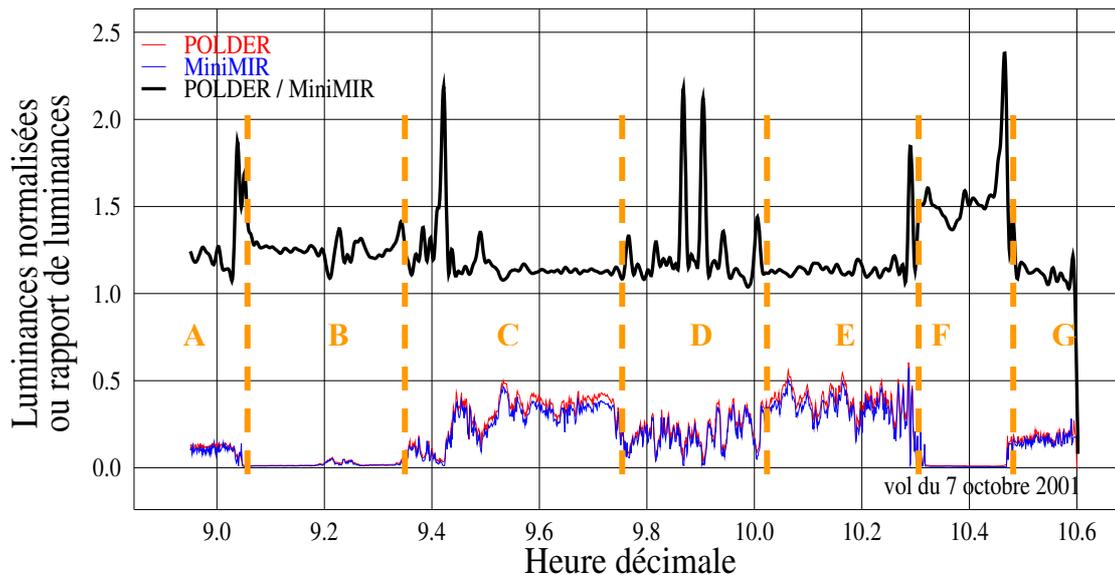


Figure 40 : Luminances normalisées mesurées de POLDER et MiniMIR dans les canaux centrés à 865 nm

*Les luminances sont corrigées de l'absorption gazeuse*

*Vol du 7 octobre*

Le vol peut être décomposé en plusieurs portions comme présentées sur la Figure 40. Les portions B et F présentent de très faibles luminances et correspondent au survol de la mer en l'absence de nuage. Notons toutefois un faible pic, dans la portion B aux environs de 9,20 h, traduisant la présence d'un nuage fin. A l'opposé, les portions C, D et E correspondent au survol de nuages épais. Les portions A et G correspondent au survol de surfaces continentales et nous ne nous y intéresserons pas.

Nous constatons alors deux phénomènes :

- Sur mer, le rapport  $L_{\text{POLDER}}/L_{\text{MiniMIR}}$  est plus grand en l'absence de nuage. Le rapport est de l'ordre de 1,1 au dessus d'un couvert nuageux tandis qu'il est supérieur à 1,25 en ciel clair et peut même dépasser 1,5 vers 10,40h (portion F).
- Au dessus de nuage, le rapport  $L_{\text{POLDER}}/L_{\text{MiniMIR}}$  est relativement constant. Au contraire, en ciel clair, le rapport des luminances change fortement de la zone B à la zone F.

Ces constats sont établis ici à partir du vol du 7 octobre 2001 mais les mêmes phénomènes sont observables sur les autres vols de la campagne. Lors de certains vols de la campagne, comme nous l'avons vu, MiniMIR cédait sa place au radiomètre MicroPol. Ainsi, le même type de comparaison a pu être effectué entre POLDER et MicroPol pour le vol du 11 octobre. Et, cet autre vol, une nouvelle fois, les luminances de POLDER sont supérieures à celles de MicroPol. Ce vol est toutefois exempt de nuages suffisamment épais pour mettre en évidence les variations entre couvert nuageux et ciel clair.

## II.B.2/ Hypothèses et explications

### II.B.2.a/ Ecart de luminances : luminance parasite

Les mesures de POLDER sont supérieures à celles de MiniMIR et de MicroPol. Ceci nous incite à supposer que l'erreur vient de POLDER et que celui-ci surévalue les luminances.

Un radiomètre monodirectionnel ne capte le rayonnement mesuré que sur un champ de vue étroit. A l'opposé, l'imageur POLDER capte le rayonnement sur un très large champ de vue et une part de ce rayonnement éclaire chaque pixel de la matrice CCD. Néanmoins, nous pouvons imaginer qu'une partie du rayonnement est réfléchi entre l'objectif et le capteur CCD. Ainsi, un pixel considéré peut recevoir un surplus de rayonnement qui était initialement destiné à d'autres pixels. Il y a alors dans la luminance mesurée, une "luminance parasite" qui s'ajoute à la luminance réelle. De la même manière, les autres pixels perdent une part du rayonnement qui leur était destiné.

Les possibilités de réflexions parasites sont multiples en raison de la complexité de l'optique de POLDER. Le rayonnement peut être réfléchi entre les lentilles et/ou les filtres et/ou le capteur CCD.

Nous pouvons imaginer un modèle très simplifié où chaque pixel perdrait la même proportion de rayonnement. Ce rayonnement viendrait ensuite parasiter uniformément chaque pixel. Alors, la luminance mesurée d'un pixel  $i$  s'écrirait :

$$L_{mes\_i} = (1 - A)L_i + \sum_{j \neq i} \frac{A}{N} L_j \quad \text{équation 102}$$

$A$  représente la proportion de rayonnement perdu par un pixel,  $N$  le nombre de pixels de matrice CCD,  $L_i$  la luminance du nuage pour le pixel  $i$  et  $L_{mes\_i}$  la luminance mesurée par POLDER.

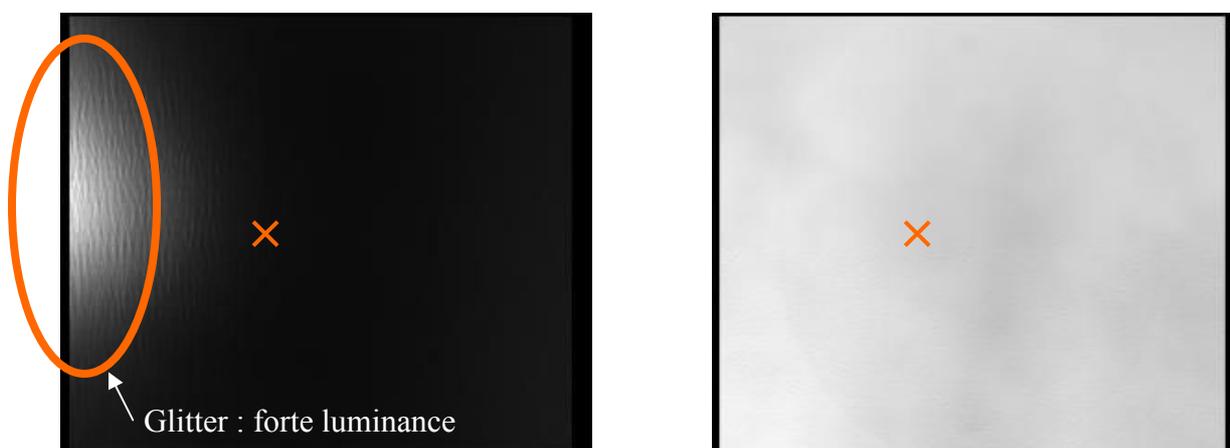
A partir de ce modèle simplifié, nous voyons qu'en cas de situation fortement contrastée, les zones de fortes luminances vont perdre du rayonnement tandis que les zones de faibles luminances vont en gagner.

Ainsi, en l'absence de nuage, comme nous l'avons constaté, les zones de faibles luminances sont surestimées. De façon complémentaire, si les configurations de vol le permettaient pendant FRENCH, nous devrions observer une sous-estimation des mesures de POLDER dans les conditions de réflexions spéculaires sur la mer. De la même manière, si l'image du nuage n'occupait qu'une portion de la matrice CCD, nous aurions une sous estimation des mesures POLDER sur le nuage et une surestimation à côté. Ces sous

estimations n'ont toutefois pas été observées en raison vraisemblablement d'une surestimation générale des mesures de POLDER dont il sera fait état plus après.

### II.B.2.b/ Ecart entre les atmosphères nuageuses et claires

Nous avons vu que les écarts entre POLDER et MiniMIR étaient plus importants lors du survol de surfaces maritimes en atmosphère exempte de nuage. Ce type de surface est fortement anisotrope puisqu'il induit de très faibles luminances sauf aux abords de la direction de la réflexion spéculaire. En effet, la mer, à l'instar d'un miroir, interagit essentiellement avec le rayonnement solaire par des réflexions de Fresnel. La rugosité de la mer induit un étalement de la zone de fortes luminances qui est appelée "glitter". Les fortes luminances associées au glitter sont visibles sur l'image de gauche de la Figure 41.



✗ Pixel associé à la direction de visée de MiniMIR

Figure 41 : Luminances mesurées par le capteur CCD de POLDER sans et avec nuage

A gauche : en absence de nuage, le glitter crée une zone de forte luminance, les luminances sont faibles ailleurs et en particulier dans la direction de visée de MiniMIR.

Image POLDER, vol du 7 octobre 9,13h (zone B), 865 nm

A droite : en présence de nuage, les luminances sont beaucoup plus homogènes.

Image POLDER, vol du 7 octobre 9,60h (zone C), 865 nm

Lors des vols de la campagne FRENCH, le soleil était relativement bas, aussi, les mesures dans la direction de visée de MiniMIR sont-elles effectuées loin de ce glitter. Ces mesures correspondent donc à de faibles luminances comme nous le remarquons sur la Figure 40 pour les zones B et F. En nous appuyant sur le modèle de l'équation 102, nous comprenons alors que les pixels associés à la direction de visées de MiniMIR ne perdent en absolu que peu de rayonnement puisqu'ils en reçoivent peu. Par contre, les pixels proches du glitter sont fortement éclairés, aussi, ils perdent en absolu davantage de rayonnement. Un pixel POLDER dans la direction de visée de MiniMIR est donc susceptible de recevoir davantage de

rayonnement qu'il n'en a concédé. De ce fait, sur mer et en l'absence de nuage, les luminances mesurées par POLDER dans la direction de visée de MiniMIR peuvent être supérieures à ce que mesure MiniMIR.

Dans le cas du survol d'une surface nuageuse, l'anisotropie du rayonnement est moins marquée. A droite sur la Figure 41, nous constatons ainsi que les luminances sont bien plus homogènes qu'elles ne l'étaient sur l'image de gauche. Ainsi, sur le modèle de l'équation 102, les pertes et gains de rayonnement tendent à s'équilibrer. L'écart entre POLDER et MiniMIR au dessus des nuages devrait donc être beaucoup plus faible. L'importance de l'écart mesuré entre les deux instruments doit être recherchée ailleurs. Nous examinerons ce point un peu plus loin.

Cette différence d'anisotropie entre la mer et les nuages peut expliquer la variation de l'écart entre POLDER et MiniMIR.

### **II.B.2.c/ Première hypothèse : le capteur CCD est davantage éclairé**

Comme le montre la Figure 40, la zone B et la zone F ne présentent pas le même rapport de luminances  $L_{\text{POLDER}}/L_{\text{MiniMIR}}$ . Deux hypothèses peuvent expliquer cette variation.

La zone B correspond à des heures proches de 9,20 h et la zone F à des heures proches de 10,4 h. Ainsi, de la zone B à la zone F, le soleil s'est élevé passant d'un angle zénithal proche de  $62^\circ$  à un angle proche de  $54^\circ$ . Toutefois, comme le soleil reste relativement bas, le glitter ne touche qu'une partie de la matrice POLDER. De ce fait, un soleil plus haut permet à la matrice POLDER de recevoir davantage d'énergie provenant du glitter mais le pixel associé à la direction de visée de MiniMIR demeure loin de la direction de réflexion spéculaire. Par conséquent, les pixels POLDER associés à la direction de visée de MiniMIR sont susceptibles de recevoir davantage de rayonnement parasite dans la zone F.

L'augmentation de l'éclairement de la matrice CCD si le soleil est plus haut est schématisée sur la Figure 42.

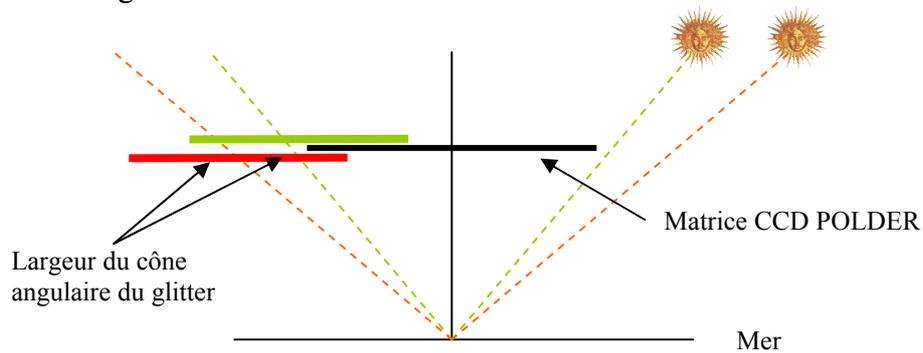


Figure 42 : Influence de la hauteur du soleil sur l'éclairement de la matrice  
*Si le soleil est plus haut (angle zénithal plus faible), le glitter affecte davantage la matrice.*

En outre, lors d'un vol, l'axe optique de POLDER n'est pas exactement vertical. Ainsi, en vol à altitude constante et à vitesse de croisière, le tangage est tel que le mystère 20 lève le nez d'approximativement  $5^\circ$ . Lors du vol du 7 octobre présenté sur la Figure 40, pour la zone F, l'avion vole en direction du soleil et dans la direction opposée pour la zone B (le plan de vol est représenté sur la Figure 7). De ce fait, l'inclinaison de l'instrument POLDER accentue les effets de hauteur du soleil. Ainsi, la direction de réflexion spéculaire est encore approchée du centre de la matrice dans la zone F et éloignée dans la zone B. Dans la zone F, la partie de la matrice CCD affectée par le glitter est donc encore accentuée.

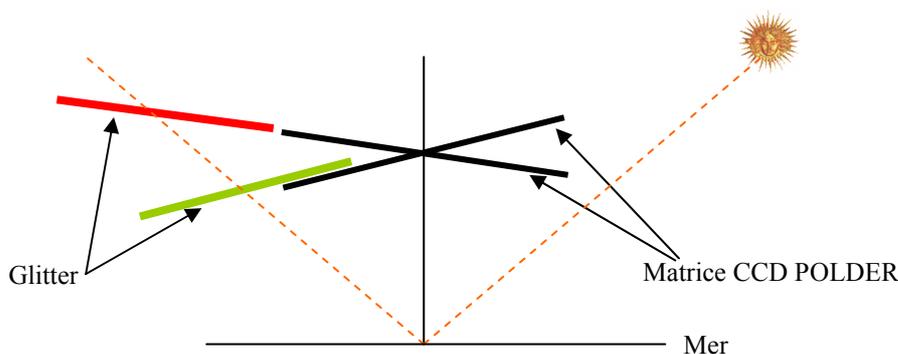


Figure 43 : Influence de l'inclinaison de POLDER  
*Lorsque l'avion vole vers le soleil (lève le nez vers le soleil), le glitter affecte davantage la matrice CCD*

L'influence de l'inclinaison de l'appareil et de la direction de vol sur l'éclairement de la matrice CCD est schématisée sur la Figure 43. Nous voyons que lorsque l'avion est incliné en direction du soleil, le capteur CCD reçoit davantage de rayonnement provenant de la zone du glitter.

Lors du passage de la zone B à la zone F, les deux effets se combinent (élévation solaire et tangage) et augmentent le flux reçu par la matrice CCD dans le glitter. Ainsi, il peut y avoir davantage de rayonnement parasite dans la zone F. Le rapport des luminances POLDER / MiniMIR est donc plus important sur la zone F du vol du 7 octobre 2001 et avoisine la valeur de 1,5.



✗ Pixel associé à la direction de visée de MiniMIR

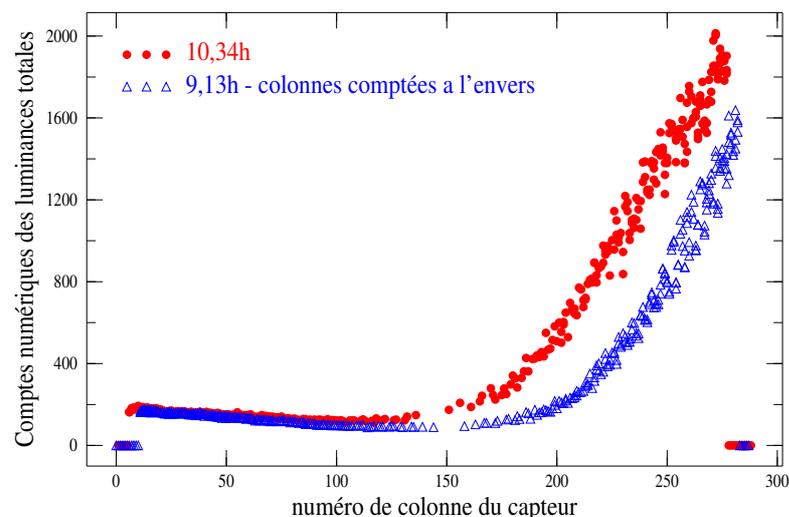


Figure 44 : Luminances mesurées par POLDER avec deux géométries d'éclairage

En haut :

A gauche, le soleil est plus haut et POLDER est incliné en direction du soleil : le glitter apparaît plus large et plus intense : il y a davantage de luminance parasite dans les zones sombres.

A gauche : image POLDER, vol du 7 octobre 10,34h (zone F), 865 nm

A droite : image POLDER, vol du 7 octobre 9,13h (zone B), 865 nm

En bas :

Comptes numériques des images du dessus pour les pixels du plan solaire. Attention, pour l'acquisition de 9,13h, les colonnes pour faciliter la comparaison sont comptées à l'envers.

Les images du haut de la Figure 44 présentent des luminances mesurées par le capteur de POLDER dans les zones B et F. Le graphique en dessous reprend les mêmes acquisitions mais présente uniquement les pixels du plan solaire (à 9,13h, les colonnes sont comptées à l'envers pour aider la comparaison). Nous voyons que le glitter affecte une partie plus importante de la matrice POLDER sur l'image de gauche, associée à la zone F. Le pixel POLDER associé à la direction de visée de MiniMIR demeurant loin du glitter, nous pouvons supposer que la contribution de la luminance parasite est plus importante dans la zone F.

### II.B.2.d/ Seconde hypothèse : des pixels plus ou moins sensibles

Comme nous l'avons déjà souligné, le radiomètre MiniMIR ne vise pas au nadir mais effectue ses mesures  $20^\circ$  vers l'arrière de l'avion. Ainsi, entre le vol aller dans la zone B et le vol retour dans la zone F, la géométrie de visée a changé. Nous pouvons alors pour chacune de ces deux situations déterminer l'angle  $\Theta_G$  entre la direction de visée et la direction de la réflectance spéculaire. Cet angle est défini sur le schéma de la Figure 45.

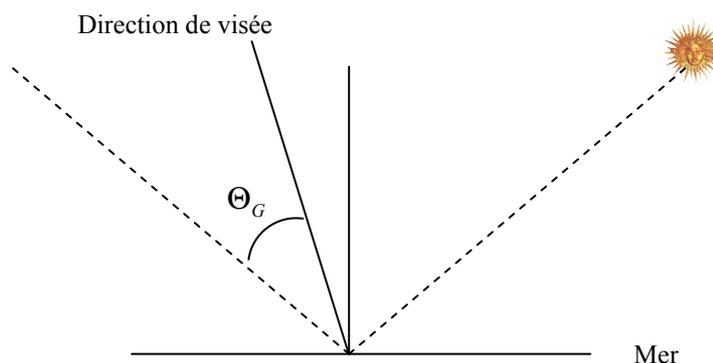


Figure 45 : Représentation de l'angle visée - glitter

Ainsi, sur la zone B, nous avons  $\Theta_{G\_B} \approx 46^\circ$  et dans la zone F, nous avons  $\Theta_{G\_F} \approx 69^\circ$ . Dans la zone B, la direction de visée de MiniMIR est donc plus proche de la direction de réflexion spéculaire, la luminance réelle est alors plus élevée. De ce fait, dans la zone B, le pixel dans la direction de visée de MiniMIR va donc être moins affecté par la luminance parasite mais surtout, l'effet relatif sur sa luminance réelle sera moindre. En effet, comme proposé via l'équation 102, si la luminance parasite est égale en tout point de la matrice, alors, l'effet relatif  $L_{\text{POLDER}}/L_{\text{MiniMIR}}$  est moindre pour de plus fortes luminances réelles ( $L_i$ ).

Nous avons donc ici deux effets expliquant l'augmentation du rapport  $L_{\text{POLDER}}/L_{\text{MiniMIR}}$  dans la zone F par rapport à la zone B, mais il est, à ce stade, difficile de dire lequel est prédominant.

### **II.B.2.e/ Surestimation de POLDER en cas de couvert nuageux**

Comme nous l'avons vu, dans le cas d'un couvert nuageux, compte tenu de la faible anisotropie, l'écart entre les mesures de POLDER et de MiniMIR devrait être plus faible que ce qui est observé. En effet, dans le cas de nuages relativement épais, les mesures de POLDER demeurent souvent supérieures de 10 % à celles de MiniMIR. L'écart observé entre POLDER et MiniMIR pourrait provenir de la procédure d'étalonnage inhérente à POLDER.

Lors de l'étalonnage, le radiomètre est placé devant une sphère étalon. Or, l'ouverture de cette sphère ne couvre pas le large champ de vue de POLDER. L'imageur n'est alors étalonné de manière absolue que localement, le reste du capteur CCD est ensuite étalonné de façon relative. Lors de cet étalonnage une partie du champ de vue de POLDER est couverte par la sphère et seule une partie de la matrice est étalonnée.

Pour chaque pixel, une part du rayonnement qui lui était destiné est renvoyée sur le modèle de l'équation 102 et parasite les autres pixels. Toutefois, ce rayonnement indirect affecte également des zones de pixels non éclairées directement par la sphère. Or ces zones ne peuvent pas "échanger" de rayonnement parasite puisqu'elles ne sont pas éclairées. Une part du rayonnement parasite provenant des pixels étalonnés est ainsi perdue. Ainsi, les comptes numériques mesurés lors de l'étalonnage sont inférieurs à ce qu'ils devraient être et les coefficients d'étalonnages sont probablement surestimés.

Si la sphère intégratrice couvrait l'intégralité du champ de POLDER, moins de rayonnement serait perdu et les coefficients d'étalonnage seraient plus faibles. Les rapports des luminances  $L_{\text{POLDER}}/L_{\text{MiniMIR}}$  seraient alors plus proches de l'unité en cas de couvert nuageux épais et uniforme.

L'importance de ce phénomène pourrait être mis en évidence en utilisant deux sphères intégratrices de tailles différentes. La plus petite n'éclairant qu'une partie du champ de vue de POLDER tandis que la plus grande couvrirait tout le champ de l'instrument.

Cet effet induit par les luminances parasites est mis en évidence dans le cas de couvert nuageux homogène comme c'est le cas des zones C et E de la Figure 40. Cet effet est néanmoins omniprésent et il s'ajoute aux effets précédemment décrits relatifs à des situations exempte de nuages ou fortement contrastées.

### **II.B.2.f/ Rayonnement parasite externe**

Nous avons jusqu'à présent considéré un rayonnement parasite uniquement "interne", c'est-à-dire qu'un photon initialement destiné à un pixel en atteint finalement un autre. Mais le rayonnement parasite pourrait également être "externe". En effet, un photon peut entrer dans l'objectif de POLDER avec un grand angle d'incidence sans être initialement destiné à atteindre le capteur CCD. Toutefois, ce photon, par réflexion, peut être dévié et venir frapper la matrice. Nous parlons alors de parasitage "externe". Notons que de la même manière, un photon destiné à atteindre le capteur CCD peut être réfléchi et quitter la matrice CCD.

### **II.B.3/ Conclusion**

La comparaison des mesures de POLDER et de MiniMIR nous a révélé une surestimation des luminances mesurées par POLDER. Cet écart peut s'expliquer à partir de luminances parasites affectant POLDER. Les mesures de POLDER sont alors mises en défaut.

Afin de corriger les mesures, il faudrait dans un premier temps corriger l'erreur induite par la procédure d'étalonnage. Dans un second temps, il conviendrait de connaître la part de rayonnement perdu pour chaque direction de visée puis la répartition de ce rayonnement perdu vers les autres pixels. Exprimé plus mathématiquement et en complexifiant le modèle de l'équation 102, il faudrait déterminer les coefficients  $a_i$  et  $b_{ij}$  qui régissent l'équation 103 qui suit. Cette relation illustre le processus de parasitage interne. Il conviendrait de lui adjoindre les luminances parasites externes.

$$L_{mes\_i} = a_i L_i + \sum_{j \neq i} b_{ij} L_j \quad \text{équation 103}$$

Toutefois, le parasitage interne dépend des luminances des autres pixels qui ne sont pas encore corrigées, il conviendrait donc d'utiliser un schéma itératif de correction des luminances. Il est en outre possible que les coefficients de l'équation 103 dépendent de l'orientation de l'avion ou de la géométrie d'éclairement. Le parasitage externe est encore plus difficile à évaluer car il émane d'un rayonnement qui n'est pas directement mesuré.

### **II.C/ Comparaison inter-bandes POLDER**

## II.C.1/ Allure générale des luminances des canaux centrés à 865 nm et à 910 nm

Le graphique de la Figure 46 présente les luminances de POLDER mesurées à 865 nm et à 910 nm pour le vol du 5 octobre au matin. Ces mesures sont tirées de la moyenne d'un pavé de 9 pixels associés à la direction de visée de MiniMIR. Ces mesures ne sont pas corrigées de l'absorption gazeuse. La figure présente également le rapport de ces luminances :  $L_{865}/L_{910}$ .

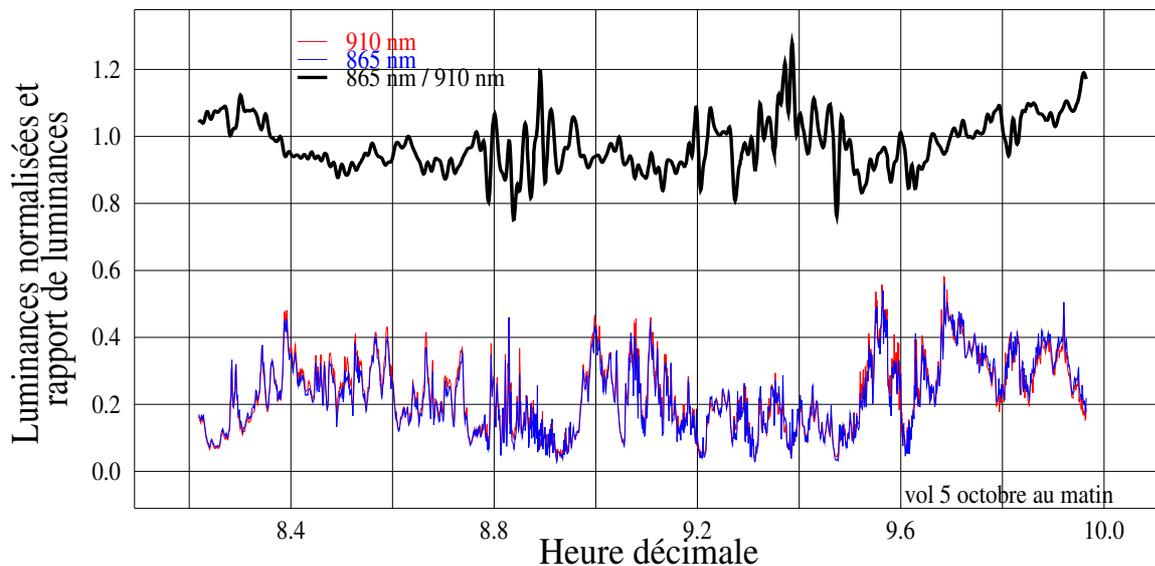


Figure 46 : Luminances POLDER mesurées dans les canaux centrés à 865 nm et 910 nm  
*Les luminances ne sont pas corrigées de la transmission gazeuse*  
*Vol du 5 octobre au matin*

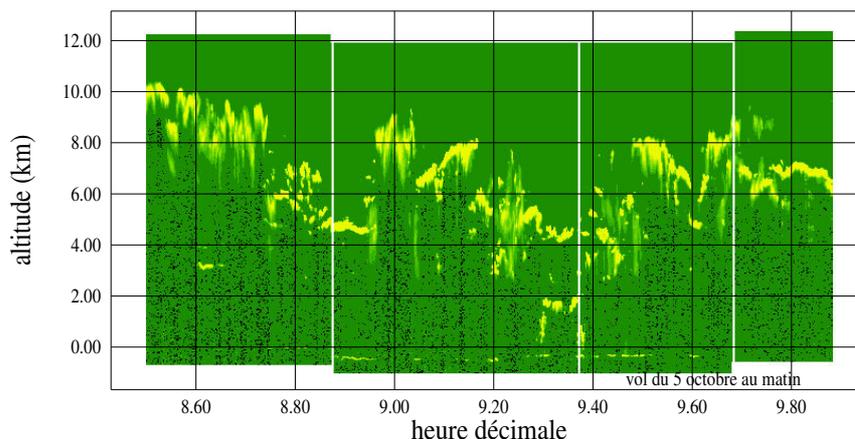


Figure 47 : Profil des coefficients de rétrodiffusion apparents mesurés par LEANDRE  
*Coefficients de la voie polarisée parallèlement à la polarisation du signal émis*  
*Vol du 5 octobre au matin*

Sur le graphique, ce rapport de luminances apparaît le plus souvent inférieur à l'unité, c'est-à-dire que les luminances tendent à être plus faibles à 865 nm qu'à 910 nm.

Le vol du 5 octobre au matin (dont les mesures sont présentées sur la Figure 46) correspond à un important couvert nuageux. En outre, comme nous l'avons évoqué pour présenter la méthode d'absorption différentielle, en situation nuageuse, dans des canaux proches, les luminances mesurées dans ces deux canaux ne diffèrent que par l'absorption gazeuse. Or, le principal gaz absorbant dans les canaux centrés à 865 nm et à 910 nm est la vapeur d'eau. Comme nous l'avons vu précédemment, ce gaz absorbe davantage à 910 nm (Figure 35) qu'à 865 nm. Ainsi, les luminances mesurées devraient être plus importantes à 865 nm ou au mieux égales si l'absorption est faible. Le graphique de la Figure 46 met donc en avant un désaccord entre les mesures et ce qui était théoriquement attendu. Nous ne sommes pas en mesure de corriger cette erreur, aussi, les absorptions gazeuses calculées à partir de ces canaux seront sous estimées. Nous voyons, en outre, que les erreurs sur les mesures de POLDER varient suivant les canaux.

## **II.C.2/ Rapprochement des mesures de POLDER et de LEANDRE**

Dans un second temps, nous pouvons examiner plus finement ce rapport de luminances mesurées et le rapprocher des mesures de rétrodiffusion de LEANDRE. Ces mesures lidar sont représentées pour le vol du 5 octobre au matin sur la Figure 47.

Sur la Figure 46, nous pouvons identifier trois zones où les luminances mesurées à 910 nm sont supérieures à celles mesurées à 865 nm :

- de 8,4 h à 8,7 h
- de 9 h à 9,2 h
- de 9,5 h à 9,7 h

Sur la Figure 47, ces trois zones sont associées à des couches nuageuses d'altitude de sommet élevée et optiquement épaisses. De telles situations conduisent à une absorption gazeuse faible voire négligeable et devraient donc entraîner l'égalité des luminances mesurées dans les deux canaux. Or, sur ces zones, les luminances mesurées dans le canal centré à 910 nm sont entre 5 % et 10 % supérieures à celles mesurées dans les canaux centrés à 865 nm.

Nous pouvons ensuite identifier deux nouvelles zones sur la Figure 46 pour lesquelles le rapport des luminances, bien que très oscillant, est en moyenne proche de l'unité.

- De 8,7 h à 9 h
- De 9,2 h à 9,5 h

Sur la Figure 47, avec les mesures lidar, nous remarquons que ces zones correspondent à des couches nuageuses plus basses et optiquement plus fines que précédemment puisque le lidar parvient à mesurer la rétrodiffusion jusqu'au niveau du sol. De telles situations induisent une plus forte absorption gazeuse et des rapports  $L_{865}/L_{910}$  supérieurs à ce qu'ils étaient dans les trois zones précitées. Ces rapports devraient être supérieurs à l'unité et donc supérieurs à ce qui est mesuré.

Les fortes oscillations du rapport des luminances peuvent s'expliquer par la présence d'une couche nuageuse hétérogène et par les virages que l'avion opère dans ces zones.

En conclusion, nous avons une bonne cohérence quant à l'évolution du rapport  $L_{865}/L_{910}$ . En effet, ce rapport augmente lorsque, suivant le profil lidar, une plus grande absorption gazeuse est attendue. Par contre, ce rapport de luminances apparaît systématiquement sous évalué. En d'autres termes, les luminances mesurées dans le canal centré à 910 nm sont trop importantes par rapport à celles mesurées dans le canal centré à 865 nm.

Nous pouvons noter sur la Figure 46 qu'en début et fin de vol, le rapport des luminances est supérieur à un. Cependant, les valeurs du rapport  $L_{865}/L_{910}$  ne sont pas significatives car l'avion est alors en phase d'ascension ou de descente et traverse certainement le nuage.

### **II.C.3/ Autres canaux**

Le même type de comparaisons peut être effectué pour les autres canaux de POLDER. Mais, dans ces autres canaux, les luminances des canaux les plus absorbants sont, comme attendues, inférieures aux luminances des canaux les moins absorbants. Toutefois, si une erreur n'est pas mise en évidence, cette méthode uniquement qualitative ne permet pas de s'assurer de la justesse des mesures.

Afin d'opérer des comparaisons quantitatives inter-bandes, il faut corriger les mesures de l'absorption gazeuse. Cette absorption peut être estimée avec un calcul direct des transmissions (paragraphe I.B/) et avec l'appui du lidar.

Enfin, le même type de comparaison est difficile à mener pour les canaux de MiniMIR. En effet, comme nous l'avons vu lors de l'estimation des transmissions gazeuses (section I/), certains canaux de MiniMIR sont très éloignés les uns des autres et la variation spectrale des luminances, même corrigées de l'absorption gazeuse, n'est plus négligeable.

## **II.C.4/ Conclusion**

Nous voyons donc qu'il existe une incohérence entre les mesures des différentes bandes de POLDER. Toutefois, cette erreur n'a pas ici été quantifiée.

En outre, les rapports de luminances de différents canaux sont utilisés pour déterminer les transmissions gazeuses avec la méthode d'absorption différentielle. Compte tenu de l'écart inter-bande, notamment constaté entre 865 nm et 910 nm, nous devons nous attendre à ce que les transmissions gazeuses soient erronées. Nous utiliserons tout de même les transmissions déterminées avec des mesures. Mais lorsque le rapport  $L_{865}/L_{910}$  sera inférieur à l'unité, nous considérerons une transmission gazeuse de 100 %.

Cette anomalie entre les mesures POLDER à 865 nm et à 910 nm n'a pas trouvé ici d'explications mais il est possible qu'elle soit connectée au phénomène de luminance parasite. Il est envisageable que ces luminances parasites soient "plus efficaces" à 910 nm. En effet, POLDER a été conçu pour effectuer avant tout des mesures dans le domaine visible. Aussi, à 910 nm, la qualité des traitements antireflets est certainement moins bonne et les luminances parasites sont alors plus importantes.

## **II.D/ Cohérence inter pixels de POLDER**

### **II.D.1/ Etalonnage inter pixels**

Comme nous l'avons précédemment évoqué, POLDER, lors de son étalonnage, est placé à l'entrée d'une sphère lumineuse étalon. L'ouverture de la sphère est trop étroite pour couvrir le très large champ de POLDER, aussi, seul le centre de la matrice est étalonné. L'étalonnage de ces pixels de référence est appelé étalonnage énergétique.

Les autres pixels sont ensuite inter étalonnés à partir des pixels centraux. A cet effet, une seconde sphère qui ne constitue pas un étalon absolu, est utilisée. L'ouverture de cette seconde sphère est plus large. L'optique de POLDER peut alors y être introduite afin que tout le champ du radiomètre soit baigné par la lumière de la sphère. Tous les pixels peuvent alors être inter étalonnés en prenant les pixels centraux en référence. Le système permettant cet étalonnage est schématisé Figure 48. Ce schéma représente une coupe de la sphère d'inter-étalonnage et de l'optique de POLDER.

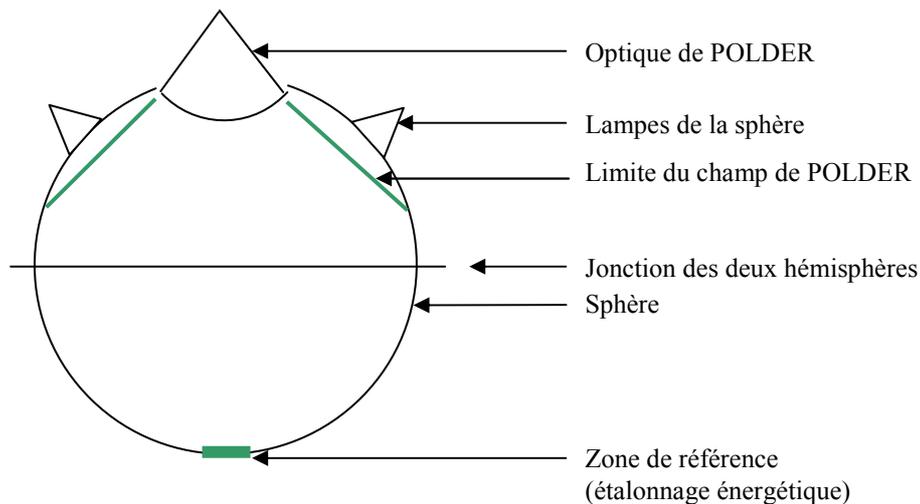


Figure 48 : Schéma du système d'étalonnage inter pixels

Cet étalonnage, bien sûr, contribue à la qualité de la mesure, mais comme nous allons le voir, il peut également induire quelques artefacts de faible intensité.

## II.D.2/ Des artefacts sur les images POLDER

Examinons l'image présentée par la Figure 49. Cette image correspond à la moyenne de 6 acquisitions successives de POLDER aux environs de 8h13 lors du vol matinal du 5 octobre 2001. Précisons que pour cette figure, les images ont été moyennées sans être reprojétées. Il s'agit de la moyenne d'images étalonnées de la matrice CCD de POLDER.

Sur cette figure, nous remarquons : un cercle clair, quatre spots sombres et la moitié supérieure de l'image qui semble plus "bruitée" que la partie inférieure. Nous notons ensuite avec l'échelle de niveaux de gris que les variations de luminances sont très faibles. Hormis ces artefacts, l'image s'avère très homogène. Cette grande homogénéité est vraisemblablement due au fait que l'avion vole ici au cœur d'un nuage épais. Ces défauts, sur d'autres images, sont le plus généralement trop peu intenses et sont masqués par le grand contraste naturel des scènes.

Analysons à présent ces artefacts.

### II.D.2.a/ Le cercle clair

Comme l'illustre le schéma de la Figure 48, la sphère utilisée pour l'étalonnage inter pixel est en fait constituée de deux hémisphères joints. La jonction imparfaite induit un défaut sur l'étalonnage des pixels la visant. Afin de remédier à ce problème, l'instrument POLDER

est à plusieurs reprises déplacé dans la sphère de sorte que différents pixels soient successivement affectés par la jonction. Ensuite, un traitement doit permettre d'utiliser, pour l'étalonnage, les pixels ne visant pas la jonction. Sur la Figure 49, nous voyons, en raison du faible contraste de la scène observée, que cette correction a été insuffisante.

Nous pouvons à partir de cette figure évaluer que l'erreur induite dans ce cercle clair est de l'ordre de 0,5 %.

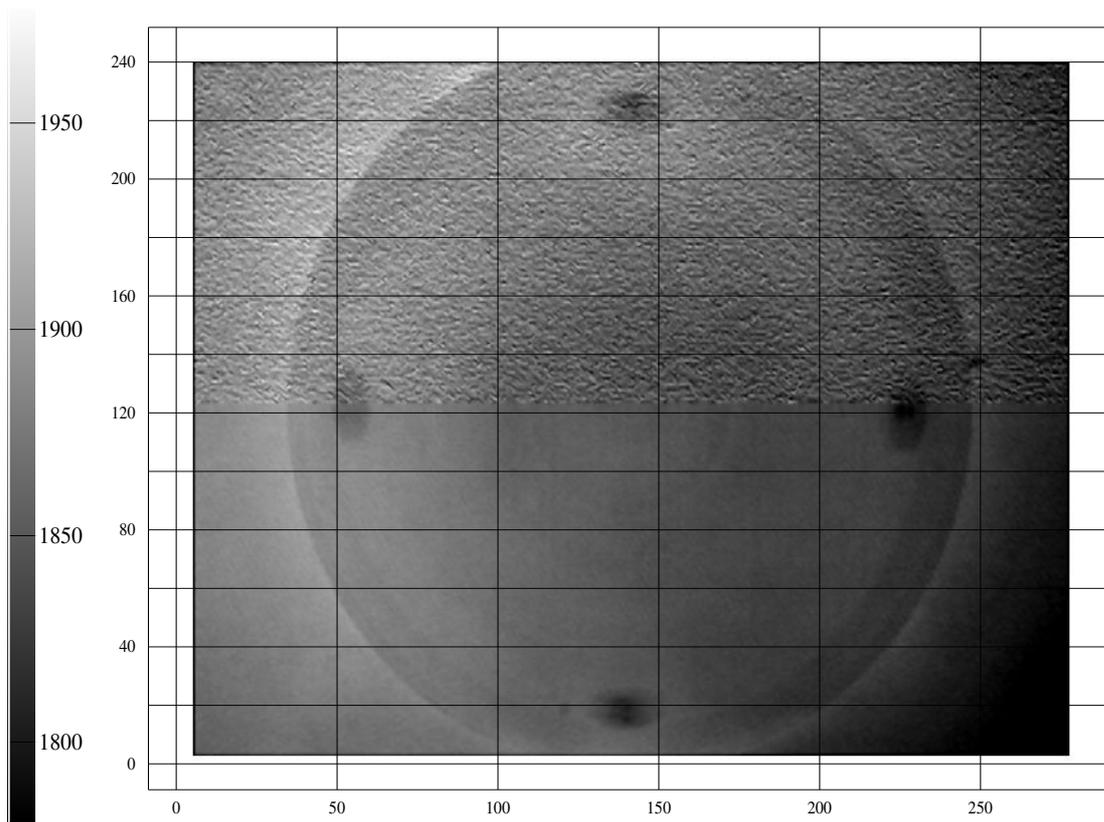


Figure 49 : Artéfacts dans les mesures de POLDER sur une scène très homogène  
*Moyenne de 6 acquisitions voisines du tour 100 du vol du 5 octobre 2001 : l'avion semble dans le nuage*  
*Les défauts qui ressortent sur cette image initialement très peu contrastée émanent pour l'essentiel de l'étalonnage. Echelle : luminance normalisée\*10000*

### **II.D.2.b/ Les quatre spots sombres**

Afin d'illuminer la sphère, quatre lampes sont intégrées à celle-ci. Ces lampes, comme le montre le schéma de la Figure 48 sont placées suffisamment près de l'ouverture de la sphère pour ne pas être dans le champ de POLDER. Ainsi, le rayonnement perçu par le radiomètre n'est qu'indirect. Maintenant, considérons la possibilité de luminances parasites causées par des réflexions dans l'optique de l'instrument. Nous pouvons alors supposer que le

rayonnement direct des lampes est réfléchi dans l'optique de POLDER puisqu'il atteint le capteur CCD. Les portions de capteurs ainsi éclairées reçoivent alors un excédent de rayonnement. Ce mécanisme peut alors expliquer les taches sombres comme étant associées à ces portions de la matrice trop éclairées lors de l'étalonnage.

Aux positions des spots, la figure permet d'évaluer une erreur relative inférieure à 2,5 %.

### **II.D.2.c/ Deux zones dans la matrice**

L'image de la Figure 49 apparaît comme partagée en deux portions égales et la portion supérieure semble plus "bruitée". Toutefois, il ne s'agit nullement de bruit. Effectivement, la moyenne de 6 acquisitions de POLDER aurait alors gommé ces différences. Cette anomalie semble être induite par le traitement informatique des données et deux hypothèses peuvent être avancées pour l'expliquer. La première est une mauvaise interprétation de la matrice d'étalonnage. La seconde est une erreur dans la lecture ou l'écriture des données brutes enregistrées depuis le capteur de POLDER. En effet, les données, pour la campagne FRENCH, ont été stockées sur disques durs comme des demi images puis sur bandes magnétiques et enfin relues par des machines au normes différentes.

### **II.D.3/ Conclusion**

Des anomalies ont donc été relevées lors de mesures de scènes très homogènes. Le cercle et les spots peuvent s'expliquer compte tenu du procédé d'étalonnage. Le comportement distinct des deux portions de la matrice n'a par contre pas trouvé de réelle explication. Quoiqu'il en soit, ces effets sont très peu intenses et sont rarement apparents sur les mesures. En effet, ces phénomènes n'ont pu être observés que parce que l'avion n'était pas au dessus de la couche nuageuse.

Dans les situations qui nous préoccupent, celles où l'avion survole les nuages homogènes les plus hauts, seules des portions du cercle induit par la jonction des sphères peuvent être mise en évidence.

## **II.E/ Conclusion globale**

Différents problèmes dans les mesures ont été mis en évidence et des tentatives d'explications ont été apportées. Nous ne sommes toutefois pas en mesure de quantifier ces erreurs ni d'en corriger les mesures. Des problèmes similaires existent pour les versions spatiales de l'instrument POLDER pour lesquelles des études menées en laboratoire par le CNES permettent une correction.

Les artéfacts de luminances observés au sein de la matrice de POLDER sont très peu intenses, aussi, nous admettrons ces effets négligeables.

Nous avons vu qu'il était difficile de remédier aux erreurs mises en évidence entre POLDER et MiniMIR ou entre les différents canaux de POLDER. Celles-ci se révèlent par contre loin d'être négligeables puisqu'au dessus de nuages, la surestimation des mesures de POLDER sur celles de MiniMIR est de l'ordre de 10 %. Nous serons pourtant contraint de passer outre dans cette étude. De ce fait, nous ne pouvons pas aspirer à des résultats très précis sur les paramètres géophysiques des nuages que nous allons déterminer à partir de POLDER. Il n'en demeure pas moins que cette étude, malgré ces erreurs, nous permettra de juger de la pertinence des méthodes mises en œuvre pour estimer de tels paramètres géophysiques.

**Quatrième partie**  
**Détermination et analyse des**  
**propriétés des nuages**

# **I/ Altimétrie**

L'altitude de la couche nuageuse a un grand impact sur le bilan radiatif de la planète et tout particulièrement sur la composante infrarouge de ce bilan. En effet, les nuages hauts tendent à augmenter l'effet de serre et contribuent au réchauffement de la surface. A l'opposé, les nuages bas ont tendance à augmenter l'albédo de la terre et donc à la refroidir.

Il est donc de première importance de pouvoir estimer l'altitude des nuages. Différentes méthodes sont développées et comparées dans ce chapitre.

Sur certaines portions de vol, l'atmosphère est suffisamment claire pour permettre au lidar de percevoir le sol. Le lidar, compte tenu de son principe même, permet de connaître la distance qui le sépare de ce qu'il mesure. Ainsi, si ces portions correspondent à des survols de surfaces maritimes dont l'altitude est connue, le lidar permet de déterminer sa propre altitude et donc celle de l'avion. Un biais peut alors être identifié afin de corriger l'altitude de l'avion durant le reste du vol. Plus concrètement, l'altitude de l'avion issue de la centrale à inertie peut être recalée sur celle délivrée par le lidar. Ce biais est visible sur les Figures 50. En effet, sur ce graphique l'altitude de référence pour l'avion est celle délivrée par la centrale inertielle et le pic de rétrodiffusion affiché à une altitude négative correspond à la diffusion par la surface océanique.

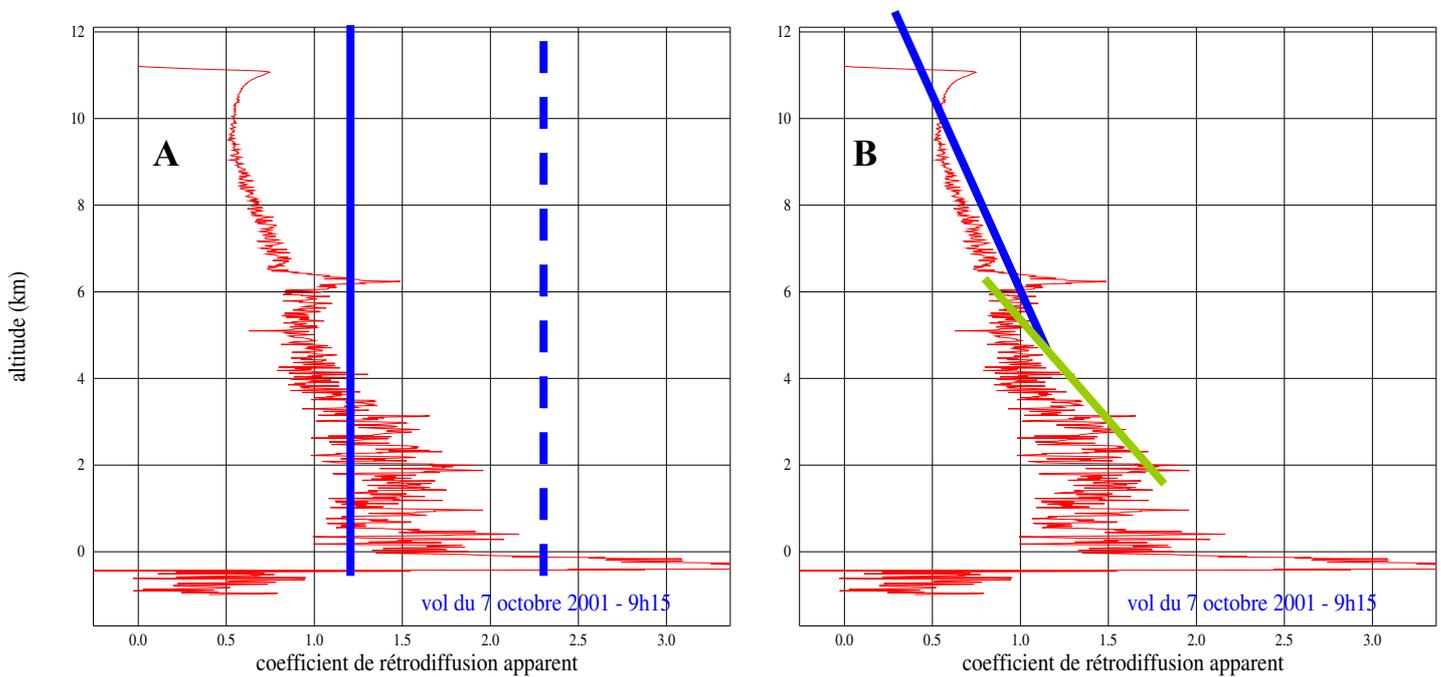
## **I.A/ Localisation des nuages avec le lidar**

### **I.A.1/ Détection visuelle**

Par essence, les mesures lidar du signal rétrodiffusé peuvent être corrélées à l'altitude des rétrodiffusions (paragraphe I.C.1/ de la première partie). Comme nous l'avons vu, les coefficients de rétrodiffusion apparents sont directement déduits des puissances mesurées (équation 44). Sur les Figures 50, les coefficients de rétrodiffusion apparents sont ainsi présentés en fonction de l'altitude de rétrodiffusion. Notons toutefois que l'altitude de référence pour l'avion est celle donnée par la centrale inertielle. Il est entendu que l'intensité du signal rétrodiffusé croît avec la quantité de matière rencontrée. Ainsi, la présence d'un nuage est caractérisée, dans le profil des puissances mesurées, par un pic. Un nuage peut ainsi être identifié au dessus de 6 km d'altitude sur les Figures 50.

Cette recherche visuelle de pic sur les profils de rétrodiffusion lidar est tout à fait efficace. Toutefois, elle n'est pas applicable à l'exploitation massive de données. En effet, lors

de la campagne FRENCH, un seul vol peut regrouper plus de 800 tirs lidar. Il est donc essentiel d'automatiser cette détection.



Figures 50 : Détection par seuil des nuages pour un tir lidar

*A : Le seuil identifié par la droite continue est trop bas, il y a de fausses détections. Le seuil identifié par la droite pointillée est trop haut, le nuage n'est pas détecté.*

*B : un seuil basé sur une régression linéaire et adapté au fil du vol donne de meilleurs résultats.*

## I.A.2/ Détection par seuil constant

Afin de détecter les nuages sur les profils lidar, nous définissons un seuil. Nous considérons ensuite être en présence d'un nuage lorsque les mesures dépassent ce seuil. Dans un premier temps, le seuil est choisi comme demeurant constant avec l'altitude. Il convient dès lors de choisir la valeur du seuil. Avec une valeur basse, la détection sera plus sensible, mais, en contrepartie, le risque de fausses détections sera plus élevé.

Deux exemples de seuils sont présentés sur la graphique A des Figures 50. Graphiquement, ces seuils constants s'apparentent à des droites d'équation  $x=cste$ .

Pour illustrer l'influence du choix du seuil, le cas d'un nuage optiquement très fin a été sélectionné pour les Figures 50, avec par conséquent, un pic relativement peu marqué dans le profil lidar. Dans un premier temps, nous notons que le seuil placé sur une valeur élevée de coefficient de rétrodiffusion et représenté par la droite pointillée ne permet pas de détecter le nuage.

Le second seuil placé plus bas et représenté sur la figure par une droite continue permet une bonne détection du nuage, mais, il engendre également de fausses détections. En effet, la densité moléculaire atmosphérique augmente avec la pression et les aérosols sont davantage présents aux plus basses altitudes. En outre, la rétrodiffusion prévaut sur l’extinction. Ainsi, le signal mesuré sera plus important pour les plus basses altitudes de rétrodiffusion. Ce phénomène est clairement visible sur les Figures 50. Avec ce seuil, le signal émanant des altitudes inférieures à 4 km est donc identifié, à tort, comme étant rétrodiffusé par un nuage.

Nous voyons donc, que dans le cas de nuages optiquement très fins, il est pour le moins difficile de détecter correctement les nuages à partir d’un seuil constant.

### I.A.3/ Détection par seuil oblique et dynamique

Nous avons précédemment noté qu’en dehors des nuages, le signal rétrodiffusé croissait pendant que diminuait l’altitude de rétrodiffusion. Alors, il est intéressant de baser le seuil de détection des nuages sur le signal tel qu’il serait rétrodiffusé en atmosphère claire.

A l’occasion de la normalisation du signal mesuré sur le signal moléculaire, nous avons déjà présumé l’existence d’une zone, sous l’avion, exempte de nuage. Sur cette zone, nous établissons la régression linéaire du signal rétrodiffusé mesuré. Nous déterminons ensuite, toujours sur ces mesures de référence, l’écart absolu moyen entre le signal mesuré et la régression. Un nuage est détecté à l’altitude  $h$ , si :

$$M(h) > ah + b + \alpha \Delta M \quad \text{équation 104}$$

$M(h)$  représente la mesure à l’altitude de rétrodiffusion,  $a$  représente le coefficient directeur de la régression,  $b$  représente l’ordonnée à l’origine de la régression et  $\Delta M$  représente l’écart absolu moyen.

Le facteur  $\alpha$  a été déterminé, empiriquement en comparant des détections “automatiques” à des détections visuelles. Il a été établi comme valant 4.

A l’issue de ce test, si aucun nuage n’a été détecté, la zone où est effectuée la régression est décalée d’une mesure et la procédure de détection est réitérée pour la mesure suivante. Le test de détection est ainsi répété jusqu’à l’altitude zéro.

Par contre, si le test indique la possibilité de la présence d’un nuage, la même régression linéaire est conservée et est utilisée pour tester la mesure suivante. La régression n’est réévaluée que lorsque le nuage n’est plus détecté.

Malgré l'utilisation dans le seuil de l'écart absolu moyen entre les mesures et la régression, des pics, causés par le bruit inhérent au signal, peuvent excéder la valeur seuil. Ces pics parasites n'affecte en général que peu de mesures successives. Si un pareil pic est rencontré, une méthode par seuillage constant est employée. La valeur du seuil est placée suffisamment haute pour que le bruit de la mesure ne puisse l'atteindre. Les pics étroits et n'atteignant pas ce second seuil sont considérés comme relevant du bruit. Un pic étroit mais dépassant le second seuil sera par contre associé à un nuage géométriquement fin mais relativement dense. La valeur de ce nouveau seuil est empiriquement établie comme le sextuple de la valeur du seuil par régression linéaire.

Graphiquement, nous retrouvons sur la partie B des Figures 50, l'illustration de ce seuil basé sur des régressions linéaires et réévalué au fil des altitudes. Sur cette figure, deux droites de régression déterminées avant et après le nuage ont été tracées. Nous voyons avec ces droites que cette nouvelle méthode de seuillage permet de détecter correctement le nuage fin au dessus de 6 km et qu'elle n'est pas trompée par l'augmentation du signal aux basses altitudes.

Nous avons ainsi mis en œuvre une méthode plus fiable et automatique de détection des nuages qui prend en compte l'évolution du signal avec l'altitude. La sensibilité aux nuages fins est améliorée mais ceux-ci ne pourront toutefois être détectés que si l'amplitude du signal rétrodiffusé par le nuage excède l'amplitude du bruit.

#### **I.A.4/ Détermination des limites du nuage**

Dans un second temps, après avoir détecté le nuage par seuillage, il convient de déterminer les limites du nuage. En effet, à l'issue de la détection, les extrémités du nuage ne sont connues que par l'intersection de la droite de régression avec le signal rétrodiffusé. Comme l'illustre la Figure 51, cette détermination s'avère fort imprécise.

Afin d'identifier plus finement les limites du nuage, il suffit de rechercher le minimum du signal associé à chacune des bornes approximatives. Les nouvelles limites sont représentées sur la Figure 51 par les petits disques.

La méthode de détection par seuil dynamique couplée à la recherche des minima du signal permet ainsi de déterminer l'altitude de la base et du sommet du nuage. La précision de cette méthode est proche de la résolution verticale de l'instrument qui est de 15 m.

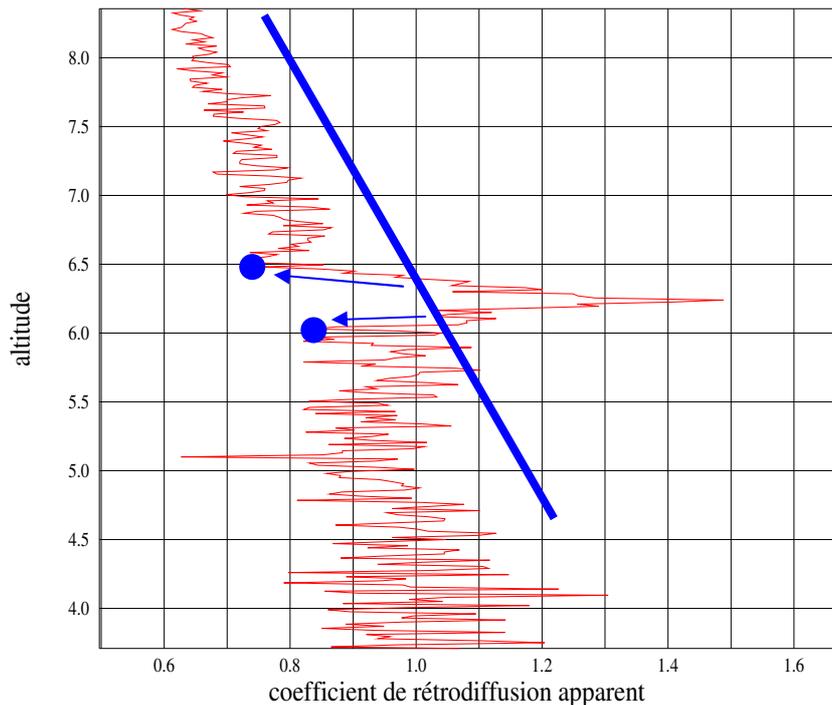


Figure 51 : Détermination des limites du nuage  
*Les limites du nuage sont identifiées comme correspondant aux minima du signal rétrodiffusé.*

## I.B/ Altitude du nuage par stéréoscopie avec POLDER

### I.B.1/ Principe

Une méthode stéréoscopique nécessite, comme son nom l'indique, l'observation d'une scène sous deux angles différents.

Dans la partie de cette étude consacrée à la mesure multidirectionnelle de POLDER, nous avons montré que nous étions en mesure de suivre une scène sur plusieurs images successives (paragraphe IV.D/ de la seconde partie). En outre, grâce à la reprojexion des mesures POLDER, nous sommes à même de relier chaque mesure à ses angles de visée. Nous utilisons, alors, pour l'évaluation de l'altitude par stéréoscopie, le suivi d'une scène sur deux acquisitions successives.

Pour une scène observée à deux reprises, nous connaissons, ainsi, les angles d'observation, la position de l'avion lors des deux acquisitions et, donc, la distance entre ces deux positions. Nous pouvons donc, par triangulation déterminer la distance qui sépare l'avion de la scène et donc l'altitude de cette dernière. Ce point est illustré par le schéma de la

Figure 52 : connaissant la distance  $d$  ainsi que les angles  $a1$  et  $a2$ , nous pouvons déterminer la distance  $b$  et en déduire l'altitude  $h$  de la scène.

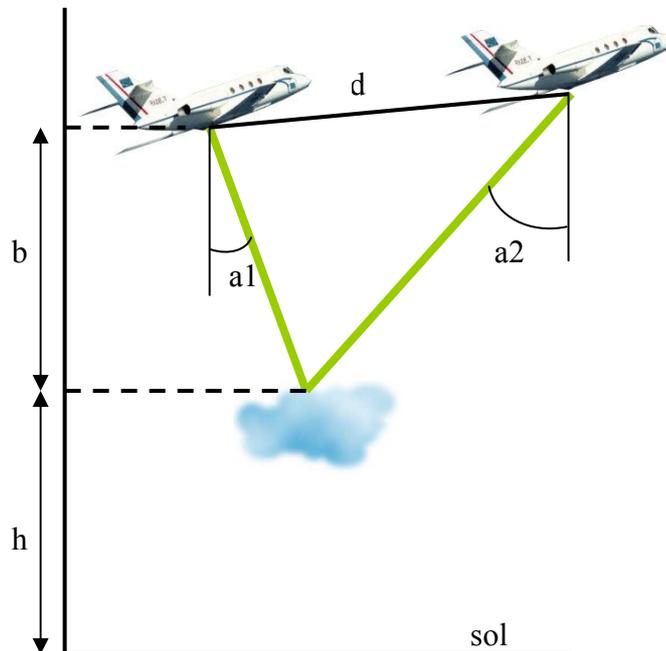


Figure 52 : Détermination de l'altitude d'une scène nuageuse par stéréoscopie  
*L'observation d'une même scène nuageuse sous deux angles différents permet par triangulation de déterminer son altitude.*

## I.B.2/ Détail de l'altitude au sein d'une image POLDER

Comme nous l'avons vu, le décalage entre les positions d'une même scène sur deux acquisitions n'est pas déterminé pour l'image dans sa globalité mais à une échelle bien inférieure (paragraphe IV.D/ de la seconde partie). Ainsi, nous ne nous limitons pas à estimer l'altitude moyenne de la couche nuageuse et l'altitude est évaluée sur des fractions d'images. Nous sommes ainsi à même de "cartographier" les altitudes d'une couche nuageuse.

### I.B.2.a/ Exemple du 5 octobre 2001 à 8h47

A titre d'exemple, cette méthode de détermination de l'altitude par stéréoscopie est appliquée à des mesures effectuées par POLDER lors du vol matinal du 5 octobre 2001 à 8h47. Cette acquisition de POLDER a été choisie en raison des structures nuageuses

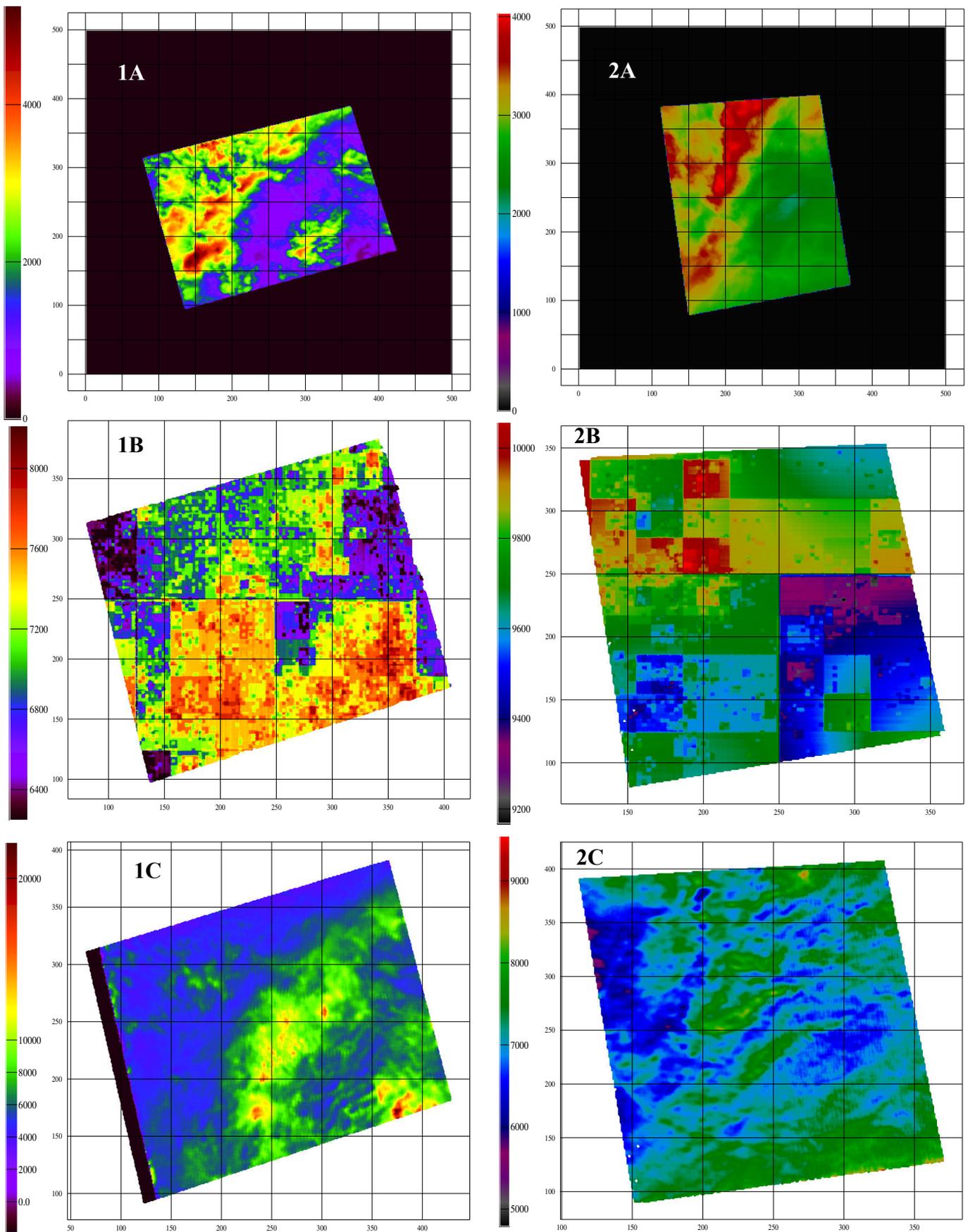
particulièrement développées du nuage d'eau liquide. Ainsi, des variations d'altitudes importantes, au sein du même nuage, sont attendues.

L'élément 1A des Figures 53 représente les luminances normalisées mesurées par POLDER dans le canal centré à 865 nm. Ces luminances sont représentées dans la grille de reprojexion parallèle à la surface et sont multipliées par 10000. Sur cette image, nous notons que les luminances sont fortement contrastées.

Les altitudes déterminées par stéréoscopie, pour la même acquisition de 8h47, sont représentées par l'élément 1B des Figures 53. Dans un premier temps, nous pouvons noter que les altitudes trouvées prennent des allures de mosaïque.

Les "carrés" de petite taille correspondent à la taille limite du découpage de l'image utilisée lors de la recherche des décalages entre les deux images.

Les "carrés" les plus grands révèlent par contre la faiblesse de la méthode employée. En effet, la recherche du décalage est itérative et la zone prise en compte, successivement divisée. Ces grands carreaux montrent donc qu'un décalage pour une zone relativement étendue a été trop important et n'as pas pu être corrigé par les décalages suivants. Cette erreur est ainsi mise en évidence pour la situation ici choisie car les variations de décalages sont particulièrement importantes. Enfin, cette erreur pourrait vraisemblablement être réduite en complexifiant la méthode de décalage pour faire se chevaucher les zones de recherche du décalage. De sorte, à un même niveau de découpage, un même pixel serait traité plusieurs fois. Une seconde approche serait de combiner les décalages issus d'acquisitions voisines.



Figures 53 : Altitude de la couche nuageuse au cœur d'une acquisition POLDER

*A : Luminances à 865 nm (multipliées par 10000)*

*B : Altitude par stéréoscopie (en mètres)*

*C : Altitude par la pression apparente dioxygène (en mètres)*

*1 : Vol FRENCH du 5 octobre 2001 matin à 8h47 (tour 656)*

*2 : Vol FRENCH du 5 octobre 2001 matin à 8h35 (tour 467)*

*Sur les axes : coordonnées des pixels de la grille de reprojction. (un pixel  $\sim 0.5^\circ$ )*

*Lles échelles en altitudes sont différentes*

En général, dans une couche nuageuse, les portions de nuages les plus hautes sont également les plus épaisses et donc présentent les luminances les plus fortes. Nous notons en effet, qu'aux zones de plus fortes luminances correspondent souvent les altitudes les plus élevées. La réciproque toutefois n'est pas systématique. En effet, certaines zones apparaissent parmi les plus élevées mais sont associées à des luminances particulièrement faibles. Ces situations se rencontrent à droite de zones de fortes luminances. Or, lors de ce vol le soleil était relativement bas. Ainsi, ces zones "surprenantes" correspondent certainement à des altitudes correctement estimées mais elles se trouvent dans des zones d'ombres rendant les luminances très faibles. Le schéma de la Figure 54 permet de se rendre compte de la situation.

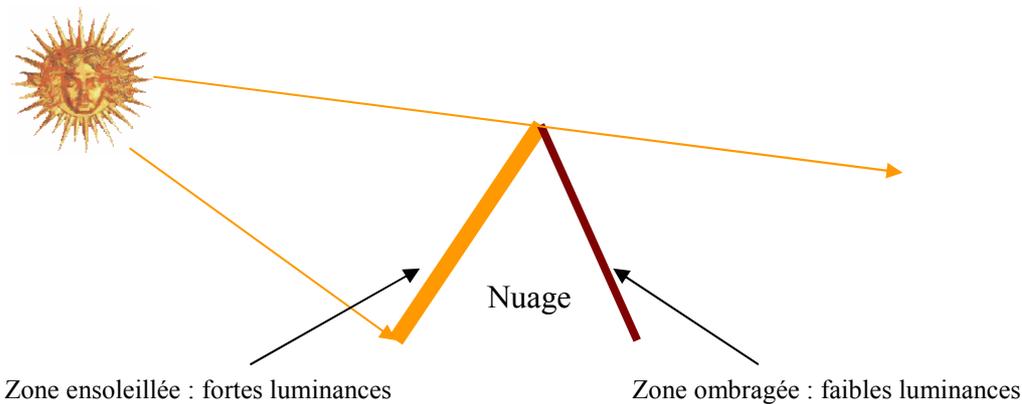


Figure 54 : Variation des luminances mesurées en raison de l'ombre du nuage

Les altitudes stéréoscopiques seront plus loin comparées à celles données par le lidar. Toutefois, les variations d'altitude des nuages semblent mieux mises en évidence qu'elles ne le seraient visuellement via le contraste des luminances.

### **I.B.2.b/ Exemple du 5 octobre 2001 à 8h35**

La méthode de détermination de l'altitude par stéréoscopie a également été appliquée aux mesures acquises par POLDER lors du vol matinal du 5 octobre 2001 à 8h35. L'élément 2A des Figures 53 présente pour ces acquisitions, les mesures des luminances normalisées de POLDER dans le canal centré à 865 nm. Les altitudes déterminées par stéréoscopie sont présentées par l'élément 2B.

Contrairement à l'exemple précédent, le nuage survolé est constitué de particules de glace et les structures nuageuses sont moins marquées.

Nous notons en premier lieu que, par rapport à l'exemple de 8h47, la "mosaïque" est plus grossière et que la résolution horizontale semble donc moindre. En fait, les variations d'altitudes dans le nuage survolé sont faibles puisque l'écart maximal d'altitude retrouvé est

ici de 800m alors qu'il était double dans l'exemple précédent de 8h47. La gauche de l'image de l'élément 2A apparaît plus contrastée. Or, cette même partie de l'image sur l'élément 2B présente de plus grandes variations d'altitude et la "mosaïque" y est plus fine.

Nous remarquons également des dégradés dans les plus grands carreaux, sur la droite de l'image altimétrique. Le décalage en terme de pixel entre les positions des scènes sur les deux images utilisées pour la stéréoscopie est constant. Aussi, les variations d'altitudes associées à ce dégradé ne sont produites que par l'inclinaison de l'instrument.

## **I.C/ Altitude du nuage via la pression apparente dioxygène**

### **I.C.1/ Principe**

Dans le paragraphe I/ de la troisième partie, nous avons vu que la concentration molaire du dioxygène dans l'atmosphère était homogène. Ainsi, l'absorption par le dioxygène est directement reliée à l'épaisseur de la couche dans laquelle le rayonnement est diffusé.

La pression correspondant à l'altitude efficace de diffusion, est appelée pression apparente dioxygène. En faisant l'hypothèse que l'avion survole une couche nuageuse relativement épaisse, nous pouvons considérer que la diffusion efficace s'est effectuée au cœur du nuage. La pression ou l'altitude déterminée correspond alors à celle du nuage.

Tout comme la transmission dioxygène, l'altitude du nuage peut, ainsi, être estimée avec les luminances des canaux centrés à 765 nm de POLDER. (*Vanbauce et al, 1998 ; Parol et al, 1999*)

### **I.C.2/ Détail de l'altitude au sein d'une image POLDER**

#### **I.C.2.a/ Exemple du 5 octobre 2001 à 8h47**

Nous avons précédemment déterminé l'altitude de la couche nuageuse par stéréoscopie, pour l'acquisition de POLDER à 8h47 du vol du 5 octobre au matin. Nous pouvons, dès lors, pour la même acquisition évaluer cette altitude à partir de la pression apparente dioxygène. Nous avons des mesures de luminances, dans les deux canaux centrés à 765 nm, pour chaque pixel de la matrice de POLDER. Une altitude peut alors être estimée pour chaque pixel et nous pouvons, une nouvelle fois, cartographier l'altitude de la couche nuageuse.

L'altitude, issue de la pression apparente dioxygène, est présentée par l'élément 1C des Figures 53.

Dans un premier temps, nous notons que les altitudes obtenues par stéréoscopie apparaissent mosaïquées, l'image en pression apparente présente quant à elle une meilleure résolution spatiale. Trois raisons expliquent ceci :

- Pour la pression apparente, une valeur est obtenue pour chaque mesure radiométrique et donc, pour chaque pixel. La résolution horizontale est ainsi meilleure.
- Pour la stéréoscopie, l'altitude est tirée du décalage en nombre de pixel. Elle est donc discrète. L'altitude est par contre continue avec la pression apparente puisqu'elle est calculée à partir d'un rapport de luminances et par interpolation dans des tables précalculées : la résolution est donc meilleure.
- Pour la stéréoscopie, compte tenu du processus itératif de suivi des scènes, les altitudes de pixels voisins peuvent être liées. Au contraire, pour la pression apparente, chaque altitude est estimée indépendamment de celle de ses voisins.

Dans un second temps, nous notons, en comparant les trois éléments 1 des Figures 53, que l'allure générale des structures révélées par la stéréoscopie est peu similaire à celle de la pression apparente dioxygène. Les altitudes issues de la pression apparente s'avèrent en outre localement très importantes. En effet, celles-ci peuvent atteindre 20 km, alors que l'avion ne vole qu'aux environs de 10 km d'altitude et que les altitudes issues de la stéréoscopie n'atteignent jamais 9 km.

Nous constatons que ces altitudes aberrantes correspondent aux portions ombragées des nuages précédemment décrites. Ces zones sombres (au propre et au figuré) sont soumises à plusieurs effets antagonistes. Ces effets sont présentés sur la Figure 55.

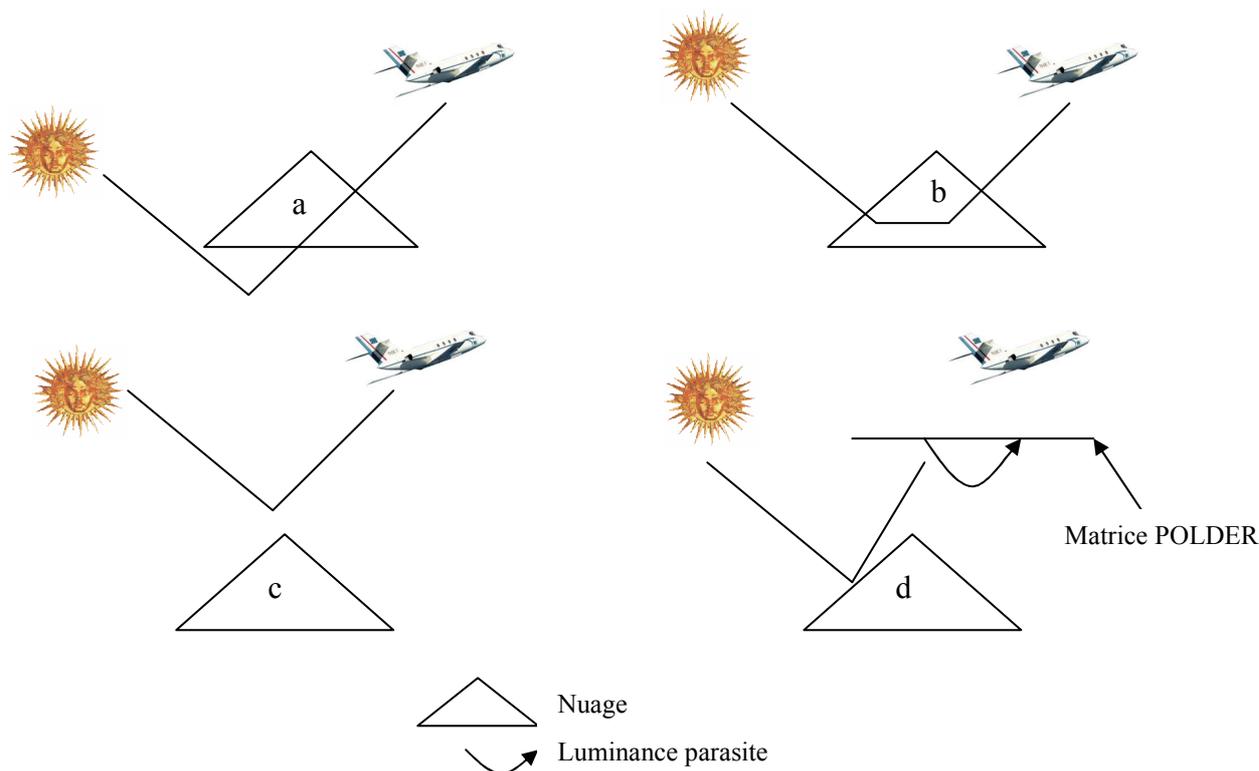


Figure 55 : Schéma de l'origine du rayonnement des zones d'ombres

*a : diffusion basse*

*b : diffusion multiple*

*c : diffusion moléculaire*

*d : luminance parasite*

Tout d'abord, si le peu de rayonnement perçu dans la zone d'ombre provient du nuage, celui-ci aura été diffusé à des altitudes relativement basses (schéma a) ou plusieurs fois (schéma b). Dans ces deux cas, le chemin parcouru aura été allongé, la quantité de dioxygène rencontrée augmentée et donc l'altitude de diffusion efficace abaissée. Ces processus tendent donc à sous-estimer l'altitude de la couche nuageuse et n'explique pas ces altitudes aberrantes.

Au contraire, le rayonnement peut ne pas émaner du nuage mais avoir été diffusé par les molécules de l'atmosphère au dessus du nuage (schéma c). Ce processus tend à surestimer l'altitude de la couche nuageuse.

Nous l'avons vu, une image présentant de forts contrastes génère des luminances parasites. En effet, des réflexions internes à l'optique de POLDER diminuent l'éclairage des zones les plus éclairées au profit des zones les plus sombres (schéma d). Cet effet semble également augmenter l'estimation de l'altitude avec la pression apparente dioxygène.

Ces différents processus montrent qu'il est délicat de déterminer l'altitude dans la partie ombragée des nuages. Certains effets tendent à surestimer l'altitude de la couche

nuageuse mais ils suffisent difficilement à expliquer l'importance des altitudes maximales observées sur l'élément 1C des Figures 53. Notons toutefois qu'en raison de la faiblesse des signaux radiométriques mesurés, l'incertitude relative à l'altitude retrouvée est plus importante dans ces zones d'ombre. Certaines zones ombragées de l'élément 1A sont particulièrement peu lumineuses et sont associées sur l'élément 1C à des altitudes extravagantes et supérieures à celle de l'avion (10000 m). L'erreur relative aux luminances de ces zones devient donc très importante et les tables de transmissions étant extrapolées, ces altitudes aberrantes peuvent être obtenues.

Nous voyons donc, que sur l'exemple de l'acquisition de 8h47 du vol du 5 octobre 2001, l'estimation de l'altitude par la stéréoscopie semble la plus adaptée. Néanmoins, les altitudes particulièrement mauvaises, tirées de la pression dioxygène, sont exceptionnelles. Elles apparaissent sur cet exemple extrême en raison des structures très marquées du nuage. Par la suite, les altitudes seront présentées au fils des vols et, alors, la pression dioxygène ne sera plus stigmatisée par ce type d'anomalies.

#### **I.C.2.b/ Exemple du 5 octobre 2001 à 8h35**

L'altitude évaluée à partir de la pression dioxygène apparente pour l'acquisition de 8h35 est présentée sur l'élément 2C des Figures 53.

Le problème des ombres sur les nuages rencontré pour le cas de 8h47 ne se pose pas ici et donc, nous ne constatons pas d'altitudes aberrantes. Un certain accord peut même être perçu entre les mesures de luminances et les altitudes calculées à partir des canaux centrés à 765 nm.

Nous noterons au passage qu'un arc de cercle se devine au bas de l'élément 2C. Cet artéfact est induit par l'étalonnage inter pixel de POLDER comme expliqué dans le paragraphe II.D.2.a/ de la troisième partie. Cette anomalie est clairement identifiable sur la Figure 49.

Entre la pression dioxygène (élément 2C) et l'altitude stéréoscopique (élément 2B) il y a un accord sur les plus hautes structures qui sont associées aux plus grandes luminances (élément 2A). Par contre, certaines portions apparaissent comme des sommets de nuages avec la stéréoscopie mais pas avec la pression dioxygène et réciproquement.

D'autre part, les altitudes moyennes relevées pour le cas de 8h35 sont avec la stéréoscopie nettement supérieures à ce qui peut être observé avec la pression dioxygène.

Nous avons donc tendance, avec le cas de 8h47 (premier cas), à privilégier l'information altimétrique déterminée avec la stéréoscopie. A 8h35, les deux méthodes présentent un meilleur accord bien que les écarts demeurent importants. Il est cependant, à ce stade et avec si peu d'éléments de comparaison, difficile d'accorder davantage de crédit à telle ou telle méthode.

## **I.D/ Comparaison altimétrique le long des vols**

Nous avons jusqu'à présent montré que nous disposions d'une information relative à l'altitude du nuage à partir des mesures lidar et à partir de celles de l'instrument POLDER par le biais de la stéréoscopie ou de la pression dioxygène.

Nous avons vu qu'il était difficile de comparer les altitudes évaluées avec POLDER en ne considérant qu'un nombre très restreint de situations. La comparaison entre ces altitudes et celles obtenues avec LEANDRE n'est de son côté permise que sur des zones très restreintes du fait du caractère monodirectionnel du lidar.

Afin de comparer ces trois informations altimétriques, les graphiques de la Figure 56 et de la Figure 57 représentent les altitudes des nuages relevées par les trois méthodes en fonction de l'heure d'acquisition de POLDER. Nous avons vu qu'avec POLDER, nous disposions d'une information altimétrique pour chaque pixel de la matrice. Toutefois, pour l'inter-comparaison, seuls les pixels associés à la direction de visée de LEANDRE et à la même heure d'acquisition sont représentés.

Sur les graphiques de la Figure 56 et de la Figure 57, les courbes continues représentent des moyennes glissantes des altitudes retrouvées par les deux méthodes permises par POLDER. Afin de rendre compte des variations d'altitudes et donc de la précision, les courbes pointillées encadrant la courbe continue représentent les extrema rencontrés sur l'intervalle utilisé pour la moyenne glissante.

LEANDRE permet l'identification de la base et du sommet du nuage. Il permet également de déterminer l'altitude de plusieurs couches nuageuses superposées lorsqu'elles sont optiquement fines. Ainsi, sur les graphiques, les nuages identifiés par le lidar ont été remplis de noir.

Comme nous le verrons par la suite, les sources d'incertitudes relatives aux altitudes données par POLDER sont nombreuses. Par contre, l'altitude des nuages donnée par le lidar peut être considéré comme fiable et sera donc prise comme référence. La précision relative à la position des nuages donnée par le lidar est le plus souvent proche de la résolution verticale

de l'instrument. Aussi, l'incertitude donnée par le lidar n'est pas représentée sur les graphiques de la Figure 56 et de la Figure 57.

### I.D.1/ Analyse du vol du 7 octobre 2001

La Figure 56 présente les altitudes déterminées pour le vol du 7 octobre 2001. Pour ce graphique, les moyennes glissantes ont été effectuées sur 11 acquisitions de POLDER. Notons toutefois que le graphique présenté ne couvre que le début du vol.

L'analyse du vol FRENCH du 7 octobre a été choisie car ce vol combine une succession de configurations nuageuses tranchées et variées. De fait, le vol peut être scindé en plusieurs zones notées de A à G et représentées sur la Figure 56. Nous allons donc étudier le vol du 7 octobre, au travers de ces fragments successifs.

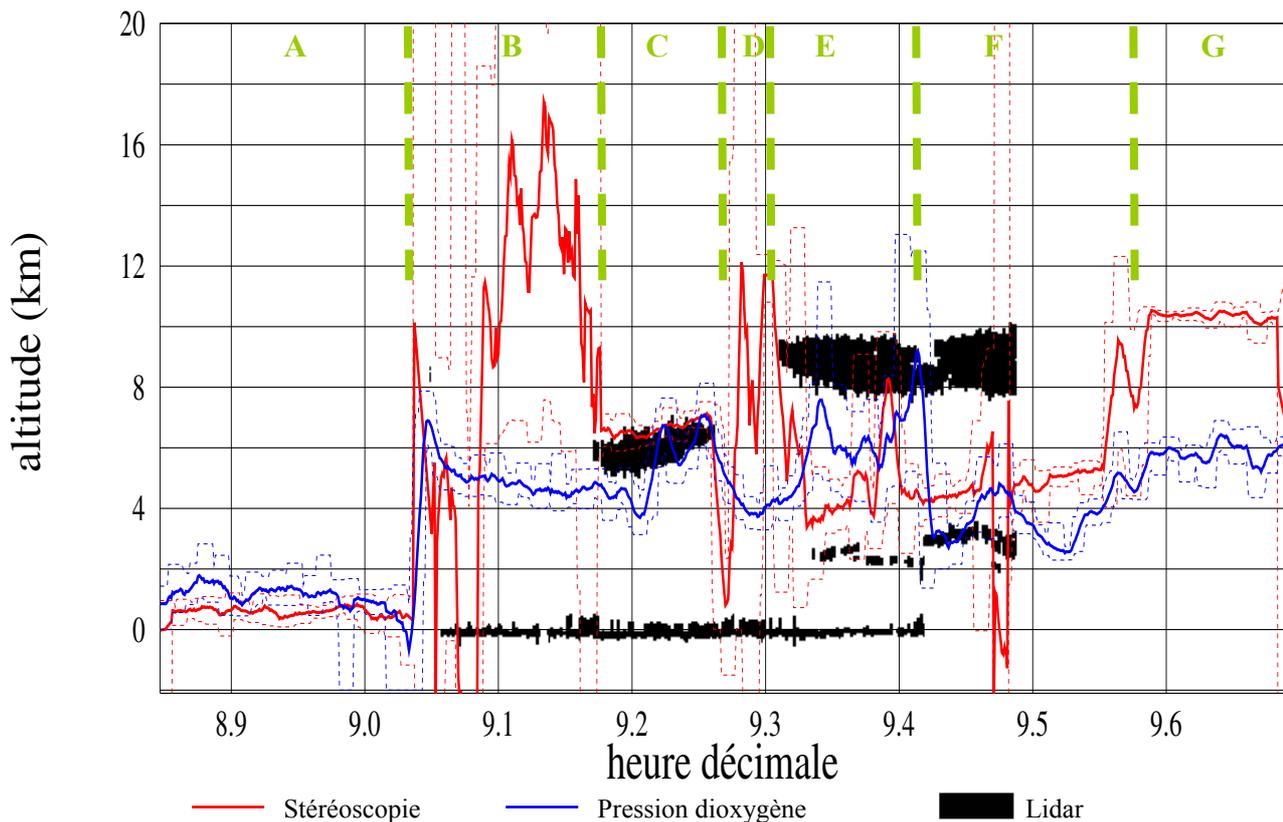


Figure 56 : Comparaison altimétrique le long du vol du 7 octobre

### **I.D.1.a/ La zone A**

Lors de la zone A de la Figure 56, l'avion survole des terres émergées exemptes de nuage. Or, en raison du danger induit par la puissance lumineuse émise, le lidar n'est pas activé au dessus de zones habitées et sans nuages. Ces zones correspondent à l'absence de mesures sur le graphique.

Nous notons ensuite que les altitudes obtenues par stéréoscopie et par la pression apparente dioxygène sont proches et s'accordent avec l'altitude présumée du sol de l'ordre de 300 m. Enfin, les variations dans les altitudes déterminées sont faibles, traduisant une bonne précision. Les méthodes altimétriques basées sur POLDER donnent donc des résultats cohérents sur cette zone avec néanmoins un décalage de l'ordre de 500 m entre les deux méthodes.

Sur terre, les points de repère sont nombreux et bien marqués. En effet, les surfaces observées sont marquées par les zones d'habitation, les limites des terrains agricoles ou le lit des rivières qui constituent autant de stigmates aisés à suivre d'image en image. L'altitude déterminée par stéréoscopie est donc très fiable.

Les terres émergées possèdent un albédo relativement élevé, aussi l'essentiel du rayonnement mesuré est diffusé par le sol. De ce fait, l'altitude de diffusion efficace est proche de celle du sol. L'altitude déterminée à partir de la pression dioxygène est ainsi également pertinente.

### **I.D.1.b/ Les zones B et D**

Dans les zones B ou D, l'avion survole la mer et l'atmosphère est exempte de nuage. Cette fois, le lidar est opérationnel et nous notons qu'il indique le niveau de la mer. En effet, nous avons montré précédemment que le lidar permettait de détecter les nuages avec l'augmentation du signal rétrodiffusé. L'albédo de la mer est très faible sauf dans la direction associée à la réflexion spéculaire. Le signal lidar est ainsi réfléchi par la mer et un pic très marqué est observé dans le signal rétrodiffusé. La surface maritime apparaît alors nettement sur la Figure 56.

Nous notons pour l'altitude obtenue avec la méthode stéréoscopique des valeurs moyennes élevées mais, surtout, une imprécision très importante liée à ces valeurs. Aucun crédit ne peut alors être accordé à de tels résultats. En effet, sur les terres, les points de repères étaient légions alors que, sur mer, il n'y en a pas. Les vagues constituent un réseau de points de repères, mais celles-ci étant mobiles, elles s'apparentent davantage à du bruit. Le suivi des

scènes est donc impossible et la méthode par stéréoscopie donne des valeurs aléatoires et totalement aberrantes.

L'altitude, issue de la pression apparente dioxygène, se révèle sur la zone B ou D également fort éloignée du niveau de la mer. Les dispersions d'altitudes observées sont, par contre, plus limitées. L'albédo de la mer, nous l'avons déjà évoqué, est particulièrement faible. Très peu du rayonnement mesuré par le radiomètre a donc été diffusé par la mer. Le rayonnement est alors principalement diffusé par les autres constituants de l'atmosphère tel que les aérosols et les molécules de l'air. L'altitude entre 4 km et 5 km relevée sur la portion B ou D correspond donc à l'altitude de diffusion efficace et donc à une altitude moyenne de l'atmosphère. En faisant l'hypothèse d'une diffusion rayleigh simple et d'une surface maritime non diffusante, la pression moyenne de diffusion correspond à la moitié de la pression au sol. L'altitude de diffusion moyenne théorique serait ainsi située entre 5 et 6 km. En considérant maintenant une mer seulement peu diffusante, les résultats expérimentaux précédents s'avèrent crédibles.

#### **I.D.1.c/ La zone C**

Lors de la zone C, l'avion survole un nuage monocouche et semi transparent. Nous notons sur cette zone un assez bon accord entre les trois méthodes et plus particulièrement entre le lidar et la stéréoscopie.

La méthode par stéréoscopie restitue une altitude moyenne (environ 7 km) proche du sommet du nuage et avec une incertitude très modérée qui excède rarement le kilomètre. Ceci implique que les scènes sont correctement suivies.

Contrairement à la zone B, dans la zone C, la principale source de diffusion est localisée dans le nuage. Aussi, avec la pression dioxygène, nous obtenons une altitude proche de celle tirée du lidar. Notons toutefois, que la pression apparente ne correspond pas au sommet du nuage mais plutôt à l'altitude de diffusion moyenne située au cœur de celui-ci. L'altitude dérivée de la pression apparente est donc plus faible que celle donnée par le lidar pour le sommet du nuage. Suivant l'épaisseur du nuage, l'altitude déduite de la pression apparente est donc comprise entre les 7 km du sommet du nuage et les 4 km d'altitude moyenne hors nuage.

### **I.D.1.d/ La zone E**

Lors de la zone E, l'avion survole une double couche de nuages relativement fins au dessus de la mer. Les méthodes basées sur les mesures de POLDER fournissent des altitudes situées entre ces deux couches avec de grandes incertitudes.

La stéréoscopie repose sur le suivi de mêmes scènes sur deux images successives. Ici, le nuage le plus haut est semi transparent. Ainsi, sur une image acquise par POLDER, nous identifions des structures appartenant à chacune des deux couches. Les altitudes restituées devraient donc correspondre à celles de l'une ou l'autre des couches nuageuses. Néanmoins, les scènes sont suivies en minimisant les écarts quadratiques moyens et en réduisant itérativement la taille des zones analysées. Ainsi, les altitudes restituées oscillent entre les altitudes extrêmes définies par les deux nuages et mises en évidence par le lidar sur la Figure 56.

Dans la situation rencontrée lors de la zone E du vol, les deux nuages représentent les deux principales sources de diffusion. Ainsi, le rayonnement perçu par POLDER a été diffusé par l'une ou l'autre de ces deux couches. De fait, l'altitude de diffusion efficace et l'altitude déduite de la pression apparente dioxygène, sont situées entre les altitudes des deux couches nuageuses. Comme le montre le lidar, sur la zone E de la Figure 56, la couche de nuage la plus basse est morcelée. Ainsi, dans les "trous" de la couche du bas, l'altitude de diffusion efficace se rapproche de la couche la plus haute. Il est donc normal que les incertitudes relatives à la pression apparente dioxygène soient relativement importantes.

### **I.D.1.e/ La zone F**

Lors de la zone F, comme lors de la zone E, l'avion survole une double couche nuageuse. Nous notons, en premier lieu, sur cette portion, l'absence d'information lidar à partir de 9,5h. Le lidar a fonctionné sur cette portion de vol, toutefois, peu après, l'avion a été amené à voler au travers du nuage. De telles mesures ne sont pas exploitables, c'est pourquoi, le traitement de ces données n'a pas été effectué.

Sur la fraction de la zone F où les données lidar sont disponibles, le niveau de la mer n'est plus détecté par le lidar. Sur la zone E, les deux couches nuageuses étaient suffisamment fines pour que le signal lidar soit en mesure de les traverser. Le signal restant pouvait alors être rétrodiffusé par la mer. Par contre, sur la zone F, la couche nuageuse la plus basse est plus épaisse. Alors, tout le signal lidar restant est diffusé par cette couche et ce qui se trouve au dessous ne peut pas être détecté. De plus, l'information lidar nous permet de déterminer l'altitude du sommet de la couche nuageuse la plus basse mais pas sa base car le signal descendant s'est "éteint" au cœur du nuage.

La stéréoscopie fournit des résultats similaire à ce qui était observé sur le fragment E. Alors que les deux couches nuageuses trouvent leurs sommets proches de 3 km et de 9,5 km, l'altitude stéréoscopique est proche de 4,5 km. Notons toutefois que l'anomalie constatée aux environs de 9,48h correspond à un virage de l'avion.

Alors que la couche du bas était discontinue sur la zone E, sur la zone F, cette couche est continue. Ainsi, la pression apparente dioxygène n'est plus affectée par les "trous" du nuage et les incertitudes en sont réduites. Nous notons par contre que sur la zone F, les altitudes moyennes déduites de la pression apparente sont inférieures à celles de la zone E. Nous avons vu que le rayonnement, mesuré par POLDER, était diffusé par ces deux nuages. Sur la zone F, le nuage du bas est optiquement plus épais que sur la zone E, alors, davantage de rayonnement sera diffusé par la couche du bas. Ainsi, l'altitude de diffusion efficace est plus basse sur la zone F. L'altitude issue de la pression apparente dioxygène est en quelque sorte pondérée par l'épaisseur des couches nuageuses. Elle est ici proche des 3 km de la couche nuageuse la plus basse.

### **I.D.1.f/ La zone G**

Comme nous l'avions annoncé, lors de la zone G, l'avion vole au cœur d'un cirrus, c'est pourquoi, les mesures lidar ne sont pas disponibles.

Sur la zone G, la configuration nuageuse est encore multicouche. Pourtant, la stéréoscopie restitue des altitudes proches de celle de l'avion, avec de faibles incertitudes. La couche dans laquelle vole le nuage est optiquement plus épaisse ou tout au moins ses variations de structures sont plus marquées.

Alors que la stéréoscopie n'apparaît être sensible qu'à la couche la plus haute, dans laquelle vole l'avion, la pression apparente est également sensible aux couches nuageuses les plus basses. En effet, l'altitude associée à la pression dioxygène est bien inférieure à celle donnée par la stéréoscopie.

### **I.D.2/ Analyse du vol du 5 octobre au matin**

La Figure 57 présente les altitudes relevées par les trois méthodes utilisées, en fonction de l'heure d'acquisition, à l'occasion du vol matinal du 5 octobre 2001. Pour ce graphique, les moyennes glissantes ont été effectuées sur 21 acquisitions de POLDER.

Les configurations nuageuses rencontrées pendant ce vol sont bien plus complexes que lors du vol du 7 octobre précédemment décrit. Ici, les nuages sont le plus souvent très épais et

les couches nuageuses multiples sont fréquentes. Aussi, ce vol ne sera pas détaillé comme l'avait été le précédent.

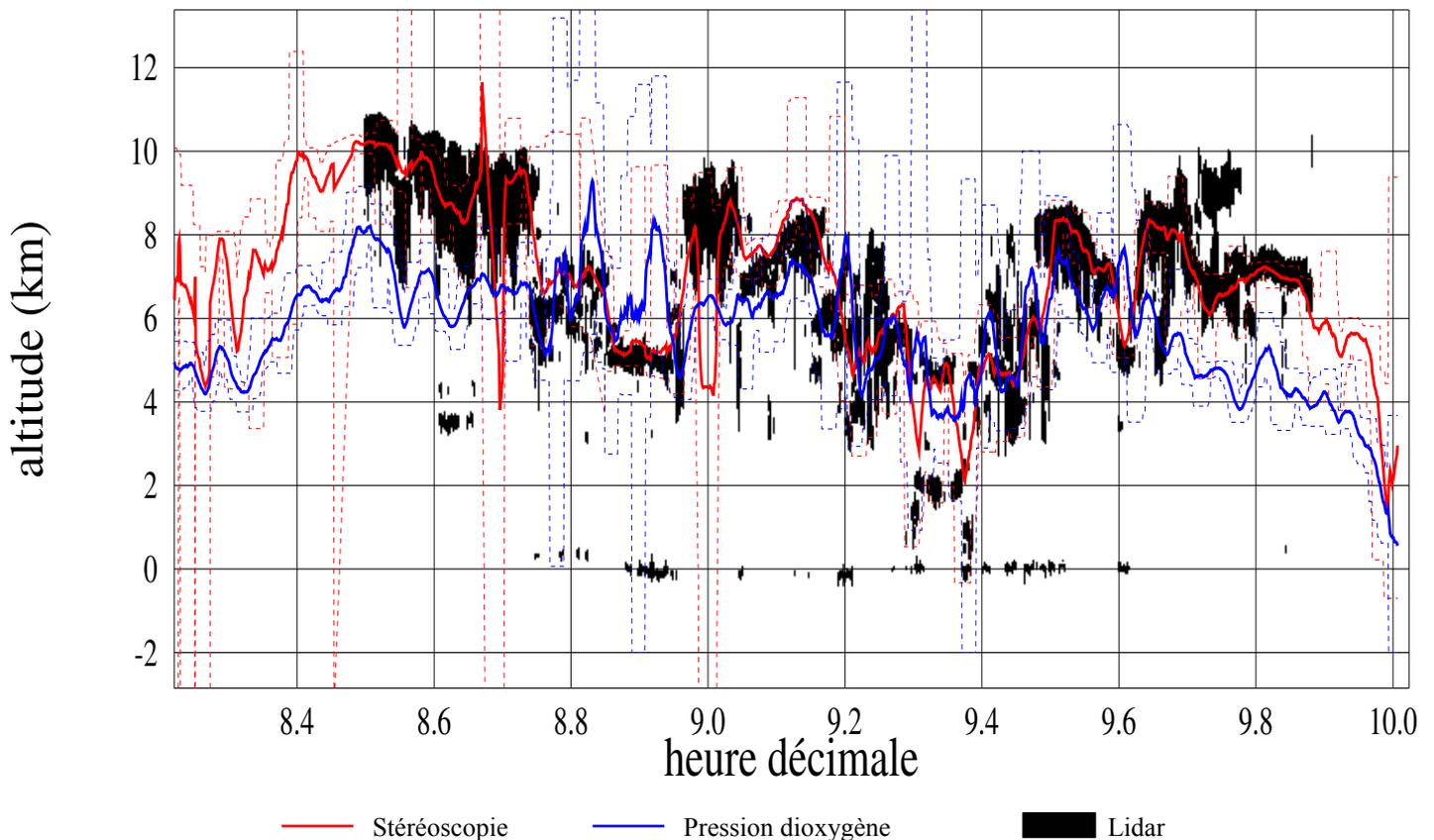


Figure 57 : Comparaison altimétrique au fil du vol du 5 octobre au matin

L'importance de l'épaisseur optique des nuages rencontrée est mise en évidence avec l'information apportée par LEANDRE. En effet, sur la Figure 56, le lidar permettait la détection des couches nuageuses multiples et, le plus souvent, la surface terrestre était également détectée. Or, sur la Figure 57, le lidar ne rend généralement compte que de la couche supérieure. Celle-ci s'avère déjà trop épaisse pour que le signal lidar puisse la traverser.

Le vol matinal du 5 octobre, nous conforte dans l'idée que la stéréoscopie donne une altitude proche du sommet du nuage avec des altitudes souvent inférieures de moins d'un kilomètre à celles données par le lidar. Les variations des altitudes stéréoscopique sont en outre généralement de l'ordre du kilomètre. La pression apparente dioxygène indique par contre une altitude, le plus souvent, inférieure puisqu'elle rend compte de l'altitude efficace de diffusion. Les rares cas où la pression apparente indique une altitude supérieure à celle du lidar ou de la stéréoscopie, sont associés à des virages de l'avion ou à des cas de nuages aux

structures très développées. Le cas problématique présenté par les Figures 53-1C se retrouve sur la Figure 57 (8h47 ou 8,78h en heure décimale).

Les altitudes déduites de la pression apparente sont en début et en fin de vol particulièrement basses par rapport aux altitudes obtenues par stéréoscopie. Trois explications peuvent être envisagées :

- Le nuage, dont le lidar dessine le sommet, peut être verticalement très étendu. Alors, la pression apparente rend compte de l'altitude moyenne de diffusion dans le nuage.
- Deux couches nuageuses peuvent être présentes. Alors, la pression apparente rend compte de l'altitude moyenne de diffusion des deux nuages.
- La pression apparente peut être affectée par le rayonnement diffusé par la surface et/ou l'atmosphère sous le nuage. En effet, sur ces zones, l'avion survole des terres ou des eaux proches de l'estuaire de la Gironde.

### **I.D.3/ Autres vols**

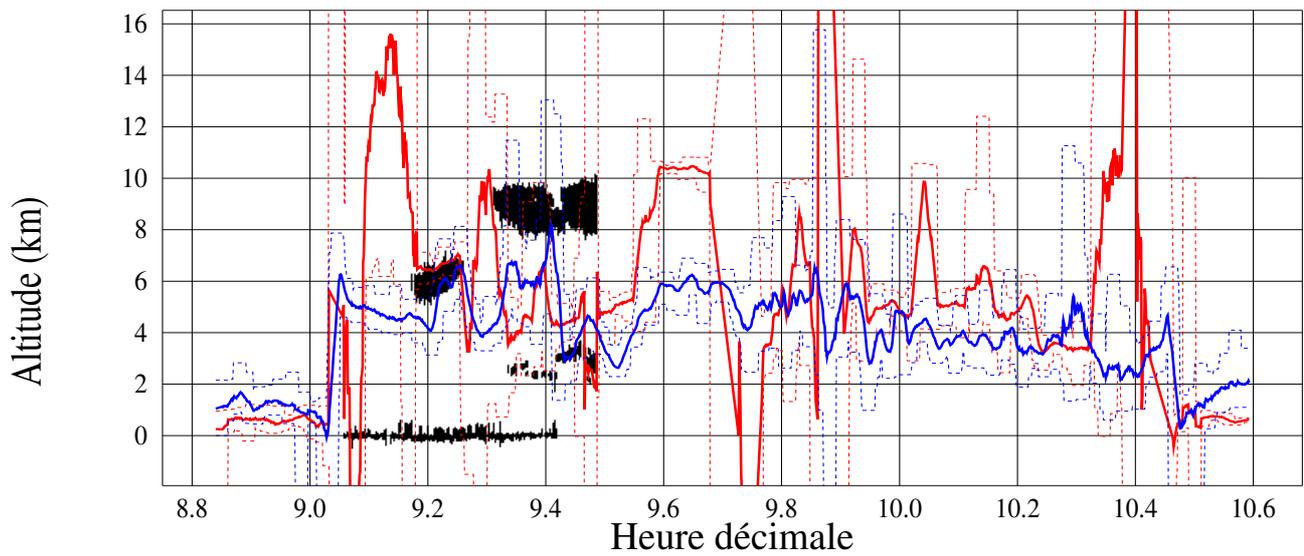
Les Figures 58 présentent la comparaison des trois méthodes altimétriques pour les vols FRENCH du 25 septembre, du 5 octobre après-midi et du 7 octobre. Le vol du 7 octobre a déjà été présenté sur la Figure 56, mais cette fois, il est montré dans son intégralité. Il n'est pas ici question d'analyser en détail ces figures puisque les conclusions seraient redondantes avec celles établies pour les vols précédents. Ces illustrations rendent compte, en premier lieu, des caractères reproductibles et opérationnels de ces méthodes.

Pour le vol du 5 octobre après-midi, lorsque les données lidar sont disponibles, l'accord est très satisfaisant entre l'information altimétrique apportée par cet instrument et celle apportée par stéréoscopie avec POLDER. Les données lidar sont indisponibles sur une bonne partie de ce vol car l'avion vole au travers du nuage. Or, La stéréoscopie rend très bien compte de ces hautes altitudes nuageuses en indiquant des valeurs de l'ordre de 10 km.

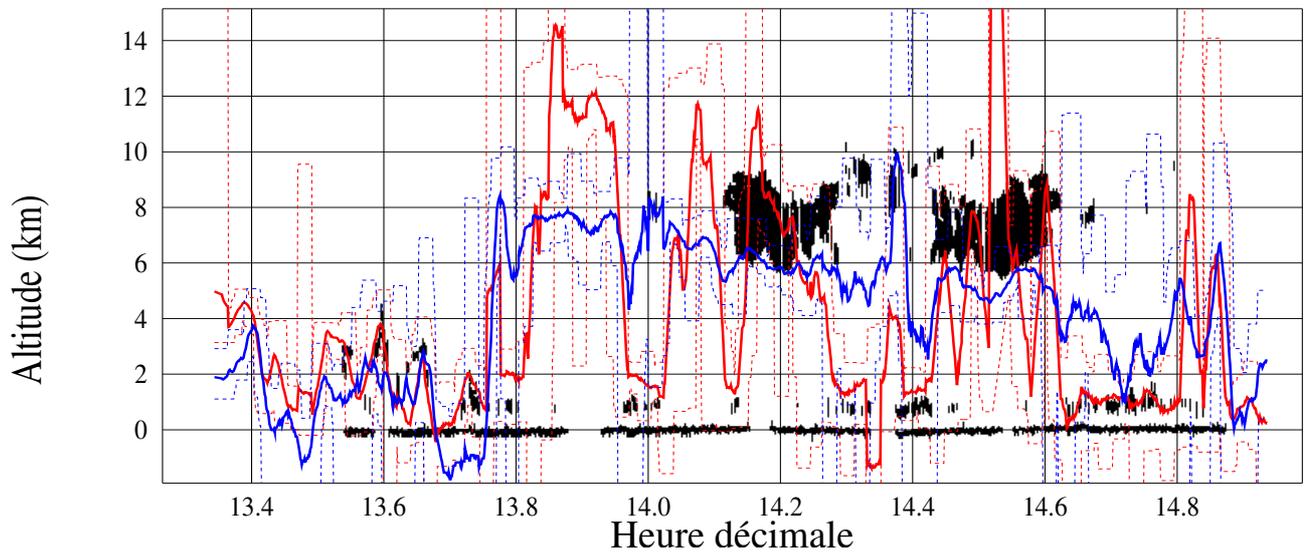
Le vol du 25 septembre montre en premier lieu de fortes variations des altitudes déterminées avec la stéréoscopie. Celles-ci s'expliquent par le fait de la présence de nuages morcelés à basse altitude. La stéréoscopie oscille alors entre l'altitude de ces nuages et des résultats aberrants induits par l'observation de la surface océanique.

Le vol du 25 septembre prend, en outre, à défaut la méthode stéréoscopique. En effet, pour les deux nuages hauts détectés par le lidar, l'information altimétrique tirée de la stéréoscopie est très imprécise. Cette imprécision peut s'expliquer par la grande homogénéité de ces nuages.

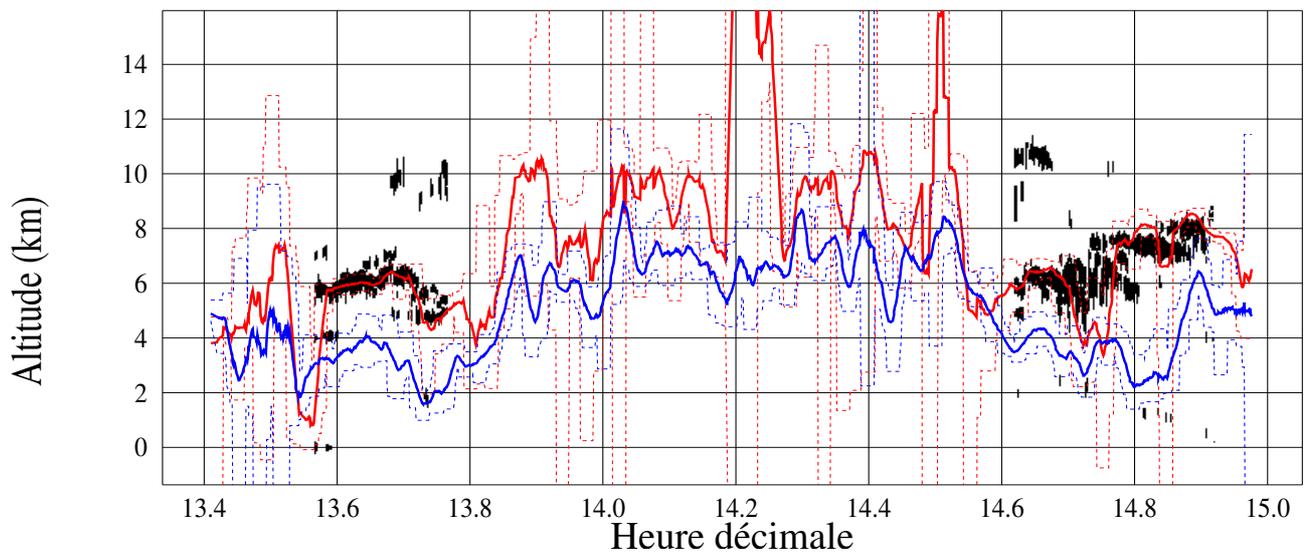
### Altimétrie : vol du 7 octobre



### Altimétrie : vol du 25 septembre



### Altimétrie : vol du 5 octobre après-midi



— Stéréoscopie

— Pression dioxygène

■ Lidar

**Figures 58 : Comparaison altimétrique**

*Vol du 7 octobre en entier, vol du 25 septembre et vol du 5 octobre après-midi*

## I.E/ Conclusion

La supériorité du lidar quant à la détermination de l'altitude des nuages est indéniable. La précision des résultats de cet instrument est bien supérieure à celle obtenue avec les méthodes basées sur POLDER. En outre, le lidar permet, pour peu que les nuages soient suffisamment fins, d'identifier leurs bases et leurs sommets. Il permet également de localiser des nuages sur plusieurs couches.

La stéréoscopie donne également de fort bons résultats. Cette méthode basée sur le suivi des scènes indique souvent le sommet des nuages et généralement à moins d'un kilomètre. Sur les exemples, ici présentés, seule la situation double couche rencontrée à l'occasion du vol du 7 octobre permet de réellement la prendre en défaut. La précision de la méthode diminue toutefois lorsque le nuage gagne en homogénéité.

Au contraire, la pression apparente dioxygène indique des altitudes généralement plus faibles. Cette méthode est, en effet, affectée par toutes les sources de diffusion. Précisons néanmoins que la pression dioxygène peut être améliorée en tenant compte notamment de la diffusion par la surface. (*Vanbauce et al, 2003*)

Les méthodes utilisant les mesures de POLDER présentent, toutefois, l'avantage sur le lidar de rendre possible la "cartographie" des altitudes des nuages en tout point de la matrice POLDER. La méthode stéréoscopique donne de bons résultats, pouvant vraisemblablement être améliorés, et convient à des situations nuageuses plus ou moins homogènes. La pression apparente dioxygène donne par contre de très mauvais résultats dans le cas de nuages très hétérogènes. En effet, outre les possibles problèmes de mesures engendrés par la lumière parasite, la méthode ne permet pas une bonne estimation des altitudes dans les zones d'ombres des nuages.

Nous voyons que la stéréoscopie permet de cartographier l'altitude des nuages de façon relativement fiable. Toutefois, la méthode stéréoscopique ne saurait être applicable à PARASOL. En effet, POLDER (ou PARASOL) dans sa version spatiale dispose d'une résolution de l'ordre de 7 km, aussi les résultats altimétriques perdraient tout leur intérêt puisque leur précision ne pourraient pas excéder la résolution instrumentale. Elle est par contre utilisée actuellement par MISR (Multi-angle Imaging SpectroRadiometer) (*Horváth et Davies, 2001 ; Moroney et al, 2002*).

Au contraire, avec cette moindre résolution, POLDER est moins affecté par les ombres des nuages qui portent tant préjudice à la pression apparente dioxygène. Il est donc sans doute possible de combiner les altitudes déterminées par CALIOP et par PARASOL pour tirer profit de la précision de l'un et l'information à deux dimensions de l'autre.

Si la stéréoscopie n'est pas applicable aux mesures satellitaires de POLDER, son intérêt est, par contre, double dans le cadre de cette étude de mesures aéroportées. Outre l'information altimétrique obtenue, la comparaison des altitudes retrouvées avec celles du lidar permet de valider la procédure de suivi des scènes qui est également utilisée pour tirer parti de la mesure radiométrique multidirectionnelle de POLDER. Le bon accord trouvé entre l'altitude par stéréoscopie et par le lidar présume donc de la qualité de la méthode de recalage multidirectionnelle employée.

Parfois, comme c'est le cas lors de la situation multicouche identifiée sur les zones E et F de la Figure 56, cette méthode est prise en défaut. Toutefois, ceci ne saurait entraîner d'erreurs sur la mesure multidirectionnelle. En effet, lorsqu'une scène est suivie sur plusieurs acquisitions de POLDER, un test est appliqué en combinant plusieurs décalages. Ainsi, le suivi de scène, sur les zones E et F est rejeté par le test.

## **II/ Phase des nuages**

La phase thermodynamique des nuages joue un rôle de première importance dans leur impact radiatif. Suivant que les nuages sont constitués de cristaux de glace ou d'eau à l'état liquide, leur interaction avec le rayonnement est bien différente.

Par la suite, nous serons amenés à comparer des mesures radiométriques et des simulations de l'intensité lumineuse diffusée par des modèles d'atmosphères nuageuses. Or, ces simulations sont particulièrement sensibles à la microphysique des nuages modélisés (*Warren, 1984 ; Hale et Querry, 1973*).

Il est donc fondamental d'identifier correctement la phase des nuages observés puisque celle-ci va jouer un rôle important dans le choix du type de microphysique utilisée dans les simulation. En effet, suivant la phase, des gouttes sphériques d'eau ou des cristaux de glace seront utilisés.

### **II.A/ Détermination de la phase des nuages à partir de mesures multidirectionnelles de polarisation**

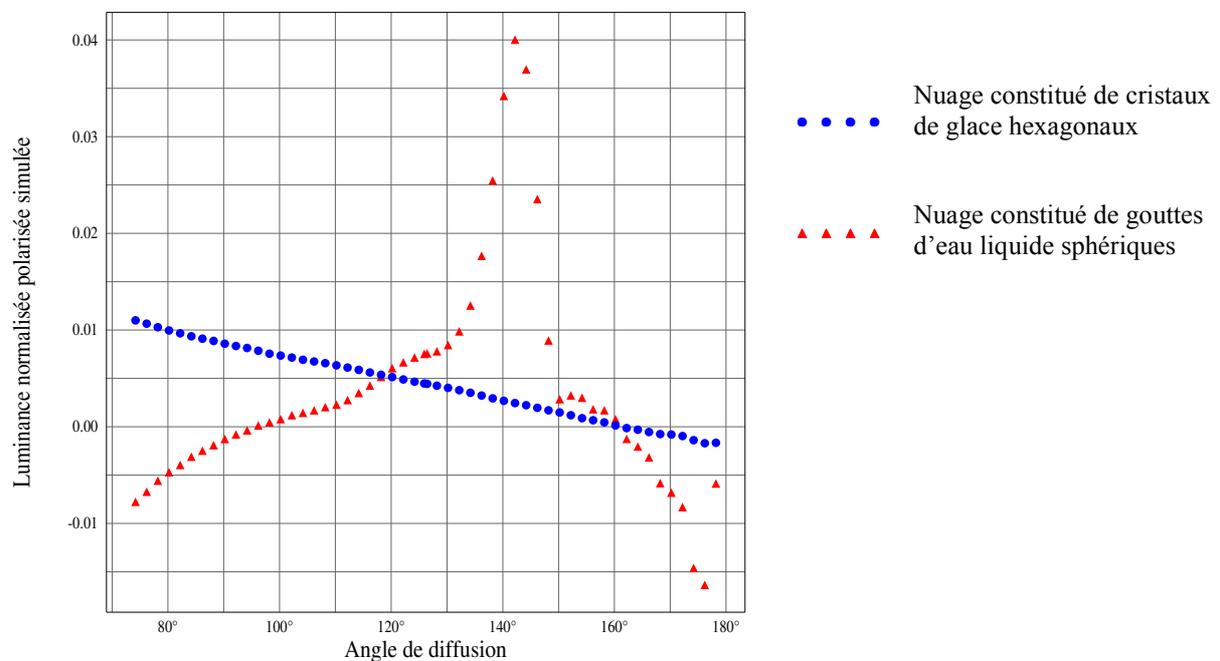
#### **II.A.1/ Principe**

L'instrument POLDER, comme nous l'avons vu, se caractérise par la possibilité d'effectuer des mesures multidirectionnelles et d'état de polarisation. Or, de telles mesures sont particulièrement sensibles à la forme des particules diffusantes. Les gouttes de nuages d'eau liquide tendent à prendre des formes sphériques. Les cristaux de glace prennent des formes plus variées. Toutefois, en raison de l'angle proche de  $120^\circ$  formé par les atomes de la molécule d'eau, les formes de ces cristaux sont le plus souvent basées sur des structures hexagonales. La mesure polarisée et multidirectionnelle de POLDER est ainsi sensible à la forme des particules et donc à la phase des nuages observés.

Lors de l'interaction du rayonnement visible avec une particule sphérique, les diffusions proches de  $140^\circ$  sont favorisées. Cet effet est notamment à l'origine des arcs-en-ciel. Or, le rayonnement issu de cette direction est fortement polarisé. Ainsi, la mesure du rayonnement polarisé diffusé par un nuage d'eau liquide sera particulièrement affectée par cet arc-en-ciel. En outre, si cette mesure de la polarisation est signée, une inversion de signe est susceptible d'être rencontrée entre  $75^\circ$  et  $130^\circ$  d'angle de diffusion. La mesure de la polarisation du rayonnement diffusé par un nuage d'eau liquide est ainsi stigmatisée par l'arc-en-ciel et éventuellement par l'inversion de signe. Par contre, cette même mesure, dans le cas

d'un nuage de glace, est plus modérément dépendante de l'angle de diffusion. Le rayonnement polarisé et diffusé par un nuage de glace tend à décroître de manière monotone avec l'angle de diffusion.

Ces variations de luminances polarisées avec l'angle de diffusion sont illustrées par la Figure 59. Pour cette figure, les luminances ont été simulées pour un nuage constitué de particules de glace ou d'eau liquide. La méthode utilisée pour effectuer ces simulations sera présentée plus en détail par la suite, ainsi que la manière dont les fonctions de phase des particules sont calculées. Le rayonnement est simulé comme étant diffusé par un nuage d'épaisseur optique 2. Le nuage d'eau liquide est constitué de particules sphériques de rayon  $10\ \mu\text{m}$ . Le nuage de glace est constitué de particules cylindriques à base hexagonale dont la longueur et le diamètre de la base valent tous deux  $37\ \mu\text{m}$ .



**Figure 59 : Luminances polarisées simulées en fonction de la phase du nuage**  
*Luminances polarisées simulées en fonction de l'angle de diffusion pour un nuage d'eau à l'état liquide et pour un nuage de glace*

L'analyse de la part du rayonnement polarisé de POLDER permet donc d'identifier la phase des nuages survolés. (Goloub et al, 2000 ; Riedi et al, 2001)

## II.A.2/ Application

Dans la pratique, l'identification de la phase consiste, le plus souvent, à identifier ou non la présence d'eau à l'état liquide.

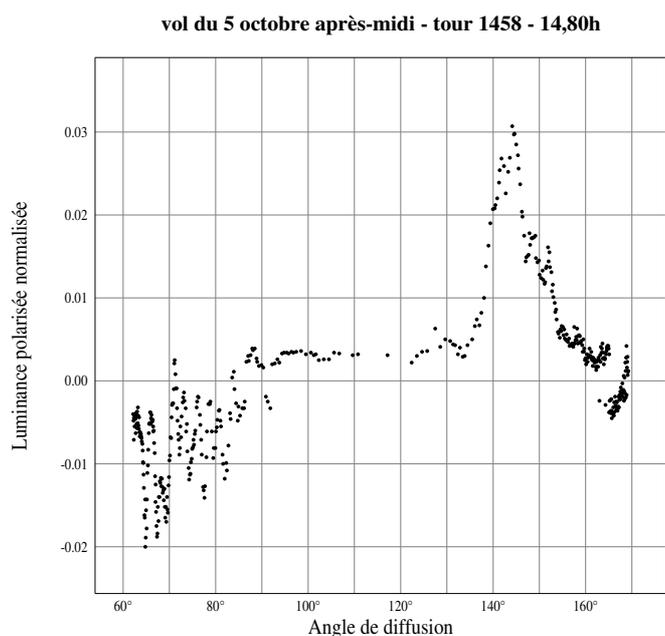
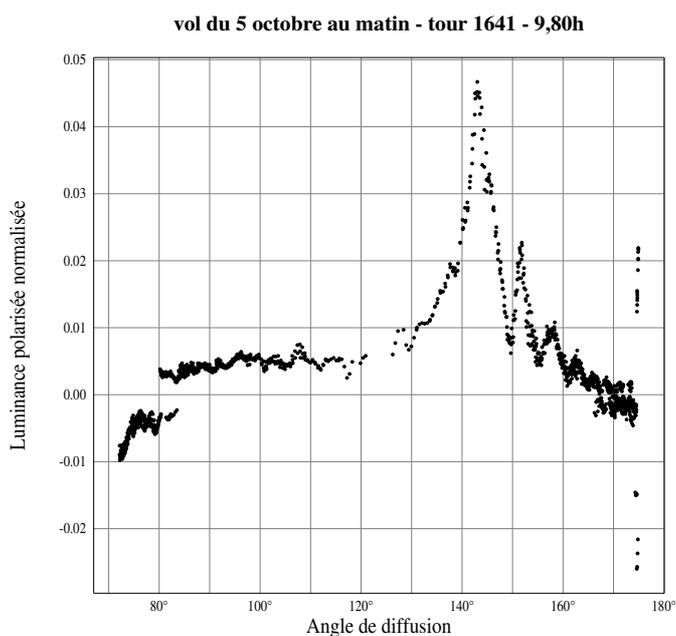
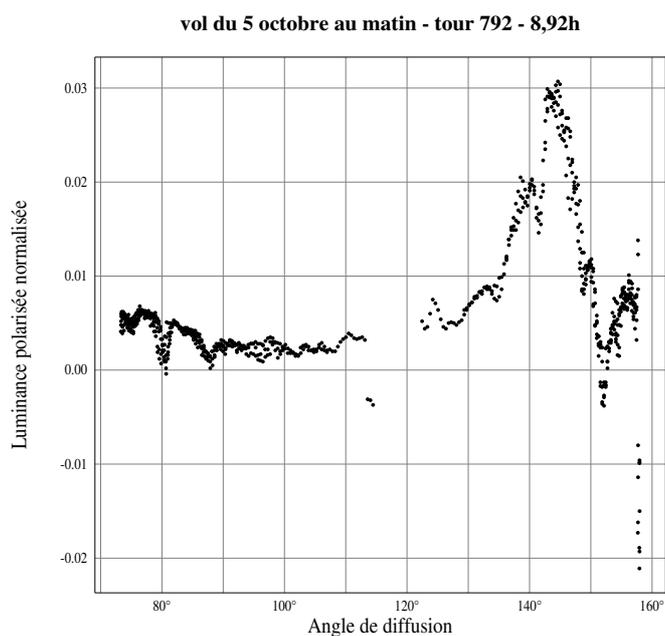
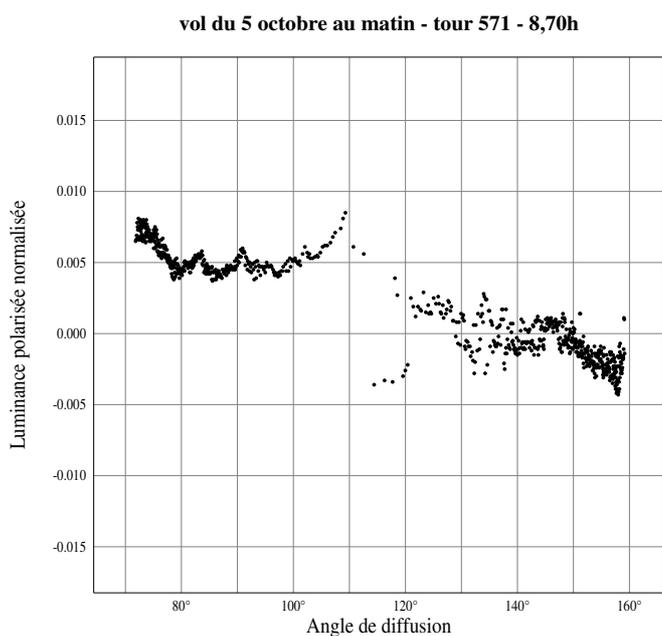
Dans le paragraphe IV.A/ de la seconde partie, l'image de droite de la Figure 15 présentait les luminances polarisées issues des mesures dans le canal centré à 865 nm de POLDER. Sur cette image, nous reconnaissons clairement un arc-en-ciel caractéristique de la présence d'eau liquide au sein d'un nuage.

Sur la Figure 60, un autre type de représentation est utilisé puisque les mesures de luminances polarisées sont tracées en fonction de l'angle de diffusion. Chaque graphique reprend les mesures effectuées, pour une acquisition de POLDER, dans le plan solaire. Ces mesures sont tirées du vol FRENCH du 5 octobre 2001 au matin. Ce vol est intéressant car il présente des alternances de nuages épais constitués d'eau liquide ou de glace. En outre, les mesures altimétriques de ce vol ont déjà été présentées sur la Figure 57. Or, un lien fort existe naturellement entre la phase des nuages et leur altitude. En effet, plus le nuage est élevé, plus sa température est basse et il est alors très probable qu'il soit constitué de cristaux de glace. Les exemples présentés peuvent ainsi être rapprochés de cette figure.

Sur le graphique du tour 571 de POLDER représenté sur la Figure 60, nous pouvons reconnaître que le rayonnement mesuré a été diffusé par un nuage de cristaux de glace. En effet, outre l'absence d'arc-en-ciel, nous relevons une décroissance des luminances polarisées avec l'angle de diffusion caractéristique du nuage de glace.

Le second graphique représente les mesures polarisées du tour 792 de POLDER. Sur ce graphique, nous identifions facilement un pic aux abords de  $140^\circ$  d'angle de diffusion. Ce pic indique donc la présence d'un nuage de gouttelettes d'eau à l'état liquide.

Sur la représentation des mesures du tour 1641 de POLDER, nous reconnaissons a nouveau le pic à  $140^\circ$  qui constitue une véritable signature des nuages d'eau liquide. De plus, nous notons aux environs de  $80^\circ$  une inversion du signe de la polarisation qui elle aussi traduit la diffusion du rayonnement par un nuage constitué de gouttelettes d'eau (*Goloub et al, 2000*).



**Figure 60 : Détermination de la phase à partir mesures de luminances polarisées**

*Vol du 5 octobre 2001 au matin*

*Tour 571 : nuage de glace*

*Tour 792 : nuage d'eau liquide*

*Tour 1641 : nuage d'eau liquide au dessus de terres émergées*

*Vol du 5 octobre après-midi*

*Tour 1458 : nuage d'eau liquide d'après POLDER*

Comme nous venons de le voir, cette méthode d'identification de la phase des nuages à partir de la mesure polarisée et multidirectionnelle est pertinente. Elle ne se limite en outre

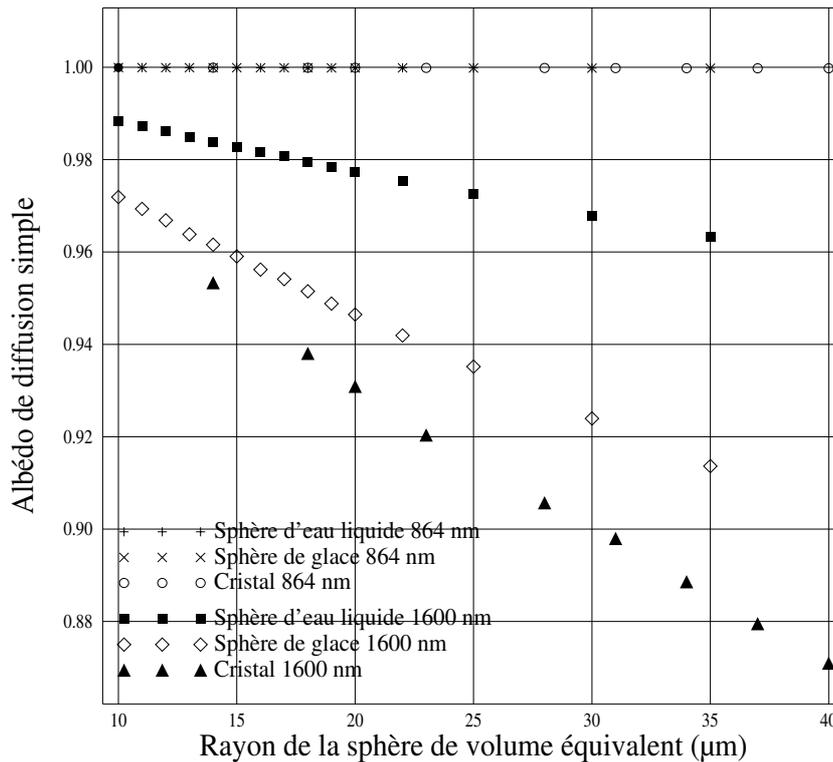
pas à déterminer la phase moyenne d'une image de POLDER comme le montre les exemples puisque, avec le suivi de scène, la phase peut être déterminée pour chaque pixel. Elle est d'ailleurs utilisée de façon opérationnelle dans les chaînes de traitement des versions spatiales de l'instrument POLDER. Toutefois, elle s'avère délicate à mettre en œuvre de façon automatique sur les mesures aéroportées. La transposition de l'algorithme spatial aux mesures aéroportées nécessiterait notamment le réajustement de plusieurs seuils propres à la nature des mesures. Aussi, dans cette étude relative à des mesures aéroportées, nous privilégierons une seconde méthode reposant seulement partiellement sur la méthode décrite précédemment.

## **II.B/ Détermination de la phase des nuages avec le rapport de mesures visibles et infra rouges**

### **II.B.1/ Principe**

Dans la partie visible du spectre solaire, l'albédo de diffusion simple  $\omega_0$  des particules nuageuses demeure proche de l'unité quel que soit le type et la dimension de la particule. En effet, à ces longueurs d'onde, l'absorption est très faible. Dans le moyen infrarouge, il en va tout autrement puisque l'absorption devient conséquente. L'albédo de diffusion simple dans le moyen infrarouge dépend alors de façon significative du type et de la dimension de la particule.

Le graphique de la Figure 61 présente les valeurs d'albédos en fonction de la dimension de la particule et pour différents types de particule. La dimension de la particule est caractérisée en abscisse par le rayon d'une sphère de volume équivalent. Trois types de particules sont présentées : des particules sphériques d'eau liquide, des particules sphériques de glace et des cristaux hexagonaux de glace. Des rayonnements de longueurs d'onde 865 nm et 1600 nm sont considérés pour ce graphique. Les albédos pour ces différentes particules ont été calculés par des méthodes dont il sera fait état plus loin.



**Figure 61 : Albédo de diffusion simple pour différents types et volumes de particules**  
*L'albédo de diffusion simple à 1600 nm décroît quand augmente le volume de la particule*  
*Il est plus faible pour les particules de glace*  
*Les cristaux de glace sont des monocristaux hexagonaux inhomogène et ont un facteur de forme unitaire. Ils sont appelés IHM et sont présentés plus loin (paragraphe III.B.2.c/).*

Comme attendu, les albédos de diffusion simple à 865 nm sont très proches de l'unité et il est difficile de distinguer les différents modèles sur le graphique.

Par contre, à 1600 nm, les albédos sont plus faibles pour les particules de glace que pour les particules d'eau à l'état liquide. En effet, bien que les particules sphériques d'eau liquide et de glace aient la même forme, la partie imaginaire de l'indice de réfraction, de la glace et de l'eau, à 1600 nm, est différente. Cet indice imaginaire qui rend compte de l'absorption, vaut  $1,08 \cdot 10^{-4}$  pour l'eau à l'état liquide et  $2,66 \cdot 10^{-4}$  pour la glace. (Kou et al, 1993) Vis-à-vis d'un rayonnement à 1600 nm, la glace est ainsi plus absorbante.

Notons également qu'à volume équivalent, le cristal de glace présente un albédo de diffusion simple plus faible qu'une sphère de glace.

Soient deux nuages constitués de particules de même volume mais respectivement de glace et d'eau liquide. Le rapport des luminances mesurées, dans les canaux centrés à 1600 nm et à 865 nm, doit ainsi être inférieur pour le nuage de glace.

Nous notons, sur le graphique de la Figure 61, dans le moyen infrarouge, une diminution de l'albédo de diffusion simple quand augmente le rayon des particules. De ce fait, une petite particule de glace peut avoir un albédo de diffusion simple plus grand qu'une grosse particule d'eau liquide, d'où une ambiguïté potentielle dans l'interprétation du rapport des luminances.

Toutefois, les particules des nuages de glace sont en moyenne généralement plus grosses que celles des nuages d'eau liquide. Dans la plupart des cas, le rapport des luminances mesurées dans l'infrarouge et dans le visible est donc plus faible pour le nuage de glace. D'après les courbes de la Figure 61, l'ambiguïté sur la phase ne devrait se manifester qu'entre des cristaux de glace tel qu'une boule de même volume aurait un rayon inférieur à 15  $\mu\text{m}$  et des gouttes d'eau liquide au rayons supérieurs à 35  $\mu\text{m}$ .

Ce rapport de luminances peut ainsi être relié à la phase du nuage. Il est alors possible de définir un seuil tel que, au dessus de cette valeur, le rapport des luminances mesurées soit associé à un nuage d'eau à l'état liquide. Dans le cas contraire, le nuage est considéré comme constitué de glace. (*Pilewskie et Twomey, 1987*). Lorsque le rapport des luminances est proche de ce seuil, il existe une plus grande imprécision sur la phase estimée. De telles situations peuvent être notamment induites par des nuages de phases mixtes, des configurations nuageuses multicouches ou une contribution de la surface au rayonnement mesuré.

## **II.B.2/ Application**

Dans le cadre de la campagne FRENCH, le radiomètre MiniMIR permet des mesures dans le visible et dans le moyen infrarouge. Pour le visible, nous utiliserons le rayonnement mesuré dans le canal centré à 865nm. Dans le moyen infrarouge, nous avons le choix entre les mesures des canaux centrés à 1600 nm et à 2200 nm.

Il convient dès lors de déterminer le seuil à utiliser pour distinguer la phase du nuage à partir des mesures de MiniMIR. Nous avons précédemment vu que la méthode utilisant l'information multidirectionnelle et polarisée de POLDER était tout à fait pertinente. Nous allons alors utiliser un échantillon de mesures de POLDER et de MiniMIR tiré de différents vols de la campagne FRENCH. Pour chaque acquisition de MiniMIR tirée de l'échantillon, nous pouvons établir le rapport des luminances infrarouge/visible. Ce rapport peut alors être corrélé à la mesure polarisée de POLDER effectuée à la même heure. L'analyse des mesures polarisées de POLDER nous permet de connaître la phase de la couche nuageuse. Chaque rapport de luminances MiniMIR de l'échantillon est ainsi associé à une phase et le seuil peut

être déterminé, statistiquement, de façon à séparer les rapports de luminances en fonction de la phase.

Pour le rapport des luminances mesurées dans les canaux centrés à 1600 nm et à 865 nm, le seuil est déterminé comme valant 0,72. Pour les canaux centrés à 2200 nm et à 865 nm, ce seuil vaut 0,52.

Pour le traitement des mesures de la campagne FRENCH, le nuage sera considéré comme étant constitué d'eau à l'état liquide lorsque les deux rapports de luminances dépassent les deux seuils. Dans le cas contraire, le nuage est considéré comme étant constitué de glace.

En d'autres termes :

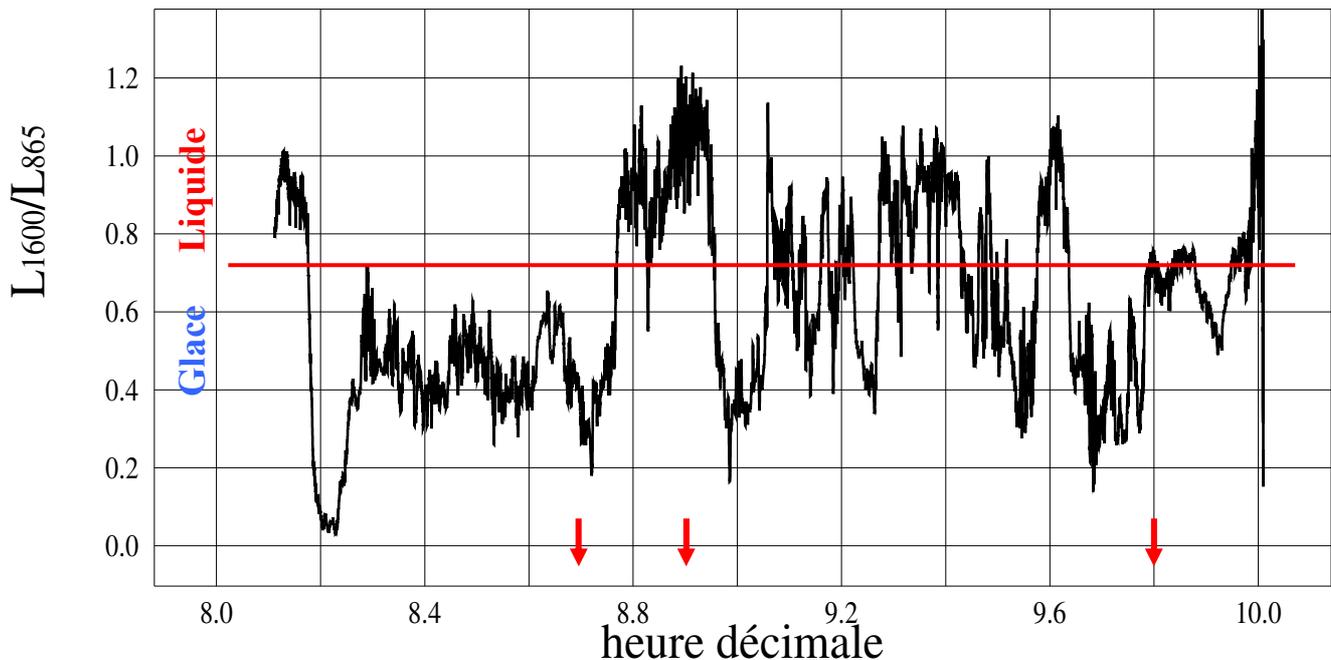
**Si  $\frac{L_{1600}}{L_{865}} > 0.72$  ET  $\frac{L_{2200}}{L_{865}} > 0.52$  alors phase = liquide** équation 105

**Sinon phase = glace**

Dans le cas où un seul des rapports de luminances excède son seuil, la phase est indéterminée. Toutefois, par la suite, la phase sera utilisée pour choisir un modèle microphysique. Alors, en cas d'indétermination, la glace est choisie comme phase par défaut.

### II.B.3/ Illustration sur un vol

Le graphique de la Figure 62 présente le rapport des luminances mesurées par MiniMIR dans les canaux centrés à 1600 nm et à 865 nm pour le vol du 5 octobre 2001 au matin. Ce rapport est présenté en fonction de l'heure d'acquisition. Le seuil permettant la distinction eau liquide – glace est représenté par la droite horizontale d'équation  $y=0,72$ .



**Figure 62 : Phase des nuages à partir du rapport de luminances : vol matinal du 5 octobre**  
*Rapport des luminances mesurées dans les canaux centrés à 1600 nm et à 865 nm*  
*Seuil à 0,72*  
*Vol du 5 octobre au matin*

Ce graphique peut être rapproché des représentations de luminances polarisées de la Figure 60. Les heures d'acquisition pour les graphiques de luminances polarisées sont matérialisées sur la Figure 62 par les flèches.

Les mesures de 8,70 h et 8,92 h avaient été, à partir des luminances polarisées multidirectionnelles de POLDER, associées à des nuages constitués respectivement de glace et d'eau liquide. Un bon accord est alors trouvé avec la méthode par seuillage du rapport des luminances visible/moyen infrarouge puisque la Figure 62 nous conduit pour ces acquisitions aux mêmes conclusions.

Par contre, à 9,80 h, la méthode utilisant les mesures polarisées et multidirectionnelles de POLDER nous conduisait à caractériser la couche nuageuse comme constituée d'eau à l'état liquide. Or, à cette heure d'acquisition, le rapport de luminances MiniMIR, comme le montre la Figure 62, est plus ambigu. En effet, le rapport est tout près de la valeur seuil. Lors de cette acquisition, l'avion vole, certes, au dessus de nuages mais également au dessus de

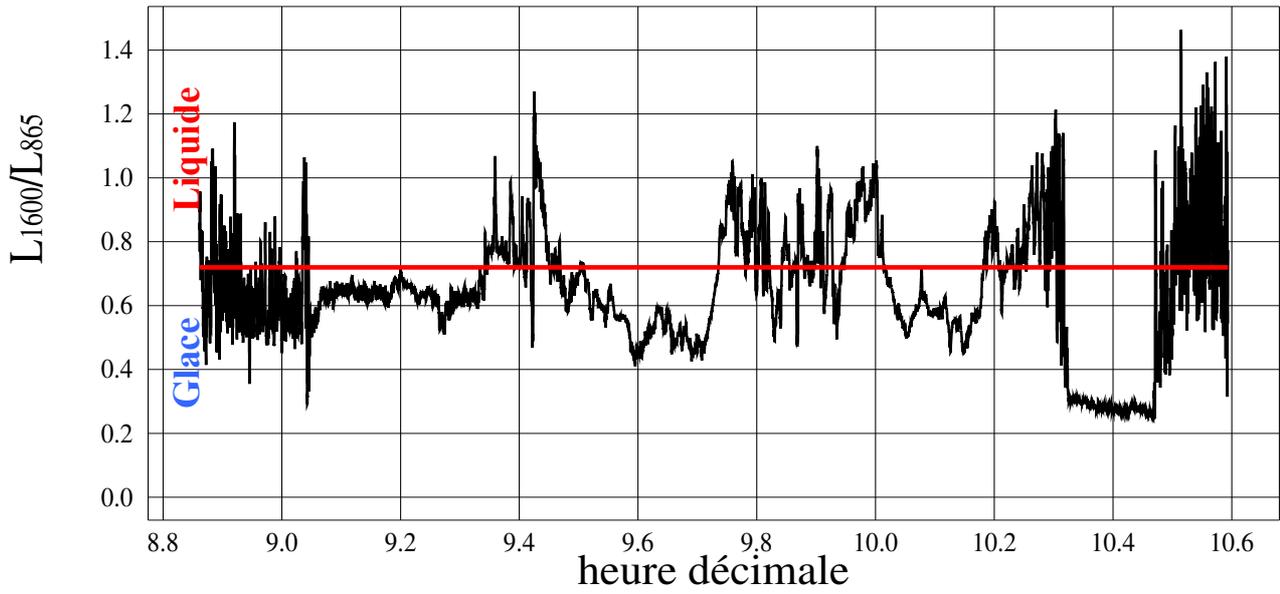
terres émergées. Il est donc possible que le rapport des luminances de MiniMIR soit affecté par une contribution de la surface terrestre. Comme l'évoque la Figure 61, cet effet pourrait également être causé par un nuage constitué de petits cristaux ou de grosses gouttes. La méthode exploitant la mesure polarisée de POLDER donnerait alors, dans cette situation particulière, de meilleurs résultats.

La phase des nuages est liée à la température de l'atmosphère où se trouvent les nuages. Ainsi, la probabilité de rencontrer un nuage de glace augmente avec son altitude. Nous pouvons alors mettre en regard les rapports de luminances de la Figure 62 et l'altitude des nuages pour le même vol du 5 octobre 2001 au matin présentée sur la Figure 57. Nous observons une bonne corrélation entre les figures puisque les nuages identifiés comme constitués de cristaux de glace correspondent le plus souvent aux nuages les plus hauts. De la même manière, les nuages identifiés comme étant en phase liquide correspondent généralement aux nuages les plus bas. Ces éléments ne sauraient constituer une validation, mais ils témoignent d'une certaine cohérence des résultats.

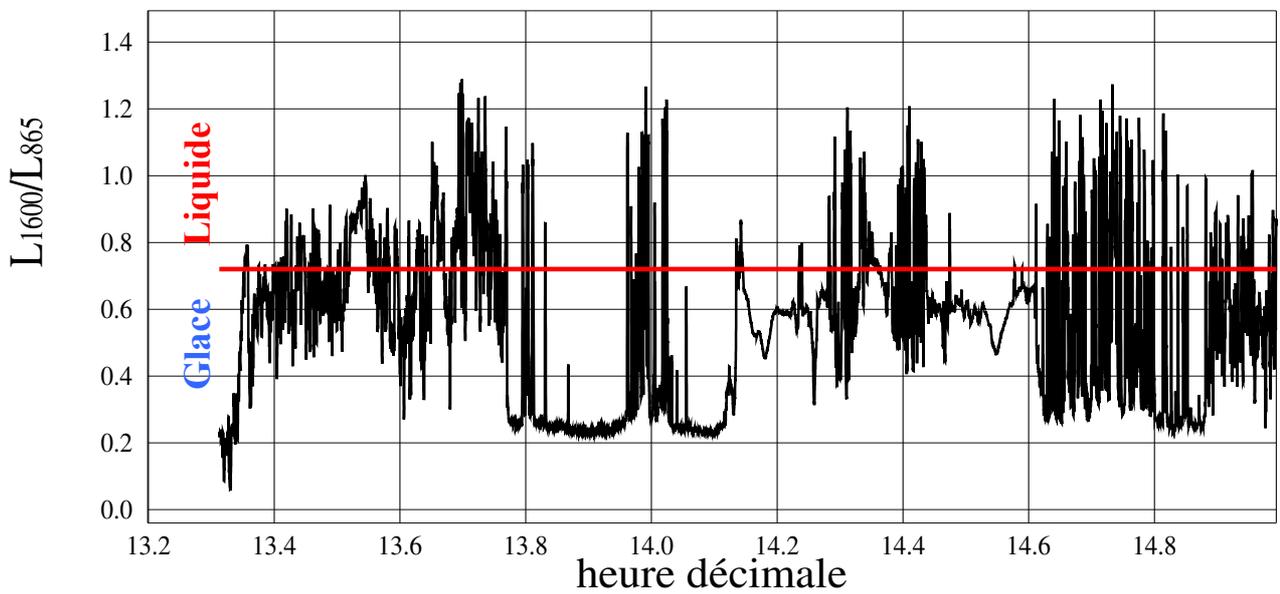
Les Figures 63 représentent les rapports des luminances des canaux centrés à 1600 nm et à 865 nm de MiniMIR, pour d'autres vols de la campagne FRENCH. Ces graphiques peuvent à nouveau être mis en parallèle de ceux des Figures 58 présentant l'altitude des nuages. Nous pouvons noter que les très nombreuses oscillations du rapport de luminances lors du vol du 25 septembre correspondent aux nuages bas et morcelés. Il est à préciser que pour ce type de représentations, aucun filtrage des nuages n'a été effectué. Alors, dans les situations exemptes de nuages, la relation entre phase et rapport de luminances est dénuée de tous sens.

Nous voyons donc que le rapport des luminances mesurées par MiniMIR dans les canaux infrarouge et visible permet de discerner la phase des nuages de façon tout à fait cohérente. En outre, contrairement à l'utilisation de la mesure polarisée de POLDER, cette méthode est facile à mettre en œuvre.

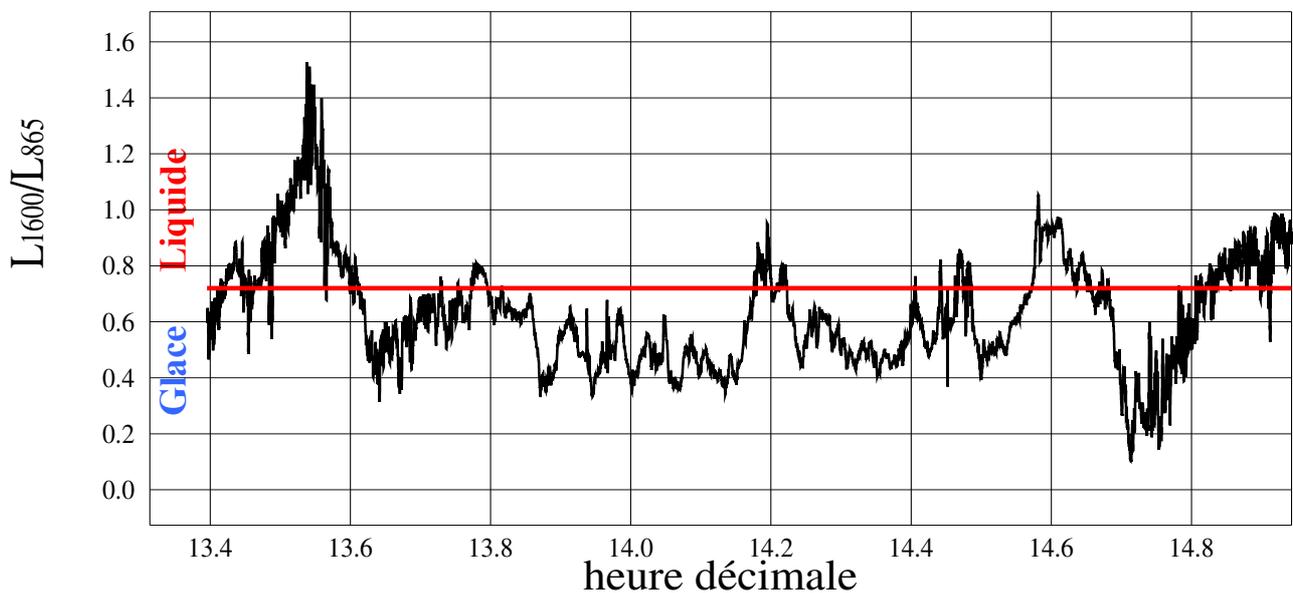
### vol du 7 octobre



### vol du 25 septembre



### vol du 5 octobre après-midi



**Figures 63 : Phase du nuage à partir du rapport de luminances : autres vols**

*Rapport des luminances MiniMIR dans les capteurs centrés à 1600 nm et 865 nm : seuil à 0.72*

## **II.C/ Détermination de la phase des nuages avec le taux de dépolarisation du lidar**

### **II.C.1/ Principe**

Le taux de dépolarisation des mesures effectuées par le lidar est fortement sensible à la forme des particules diffusantes.

Les particules sphériques en particulier entraînent une très faible dépolarisation. La rétrodiffusion du rayonnement sur une particule sphérique n'engendre même aucune dépolarisation. Toutefois, comme nous l'avons déjà évoqué, en raison de la diffusion multiple, le rayonnement peut être capté par le télescope du lidar après avoir été diffusé avec un angle proche de  $180^\circ$ . Or, Le rayonnement diffusé à des angles différents de  $180^\circ$  peut être partiellement dépolarisé. Ainsi, la dépolarisation, dans le cas de particules sphériques n'est induite que par la diffusion multiple (*Pal et Carswell, 1976*).

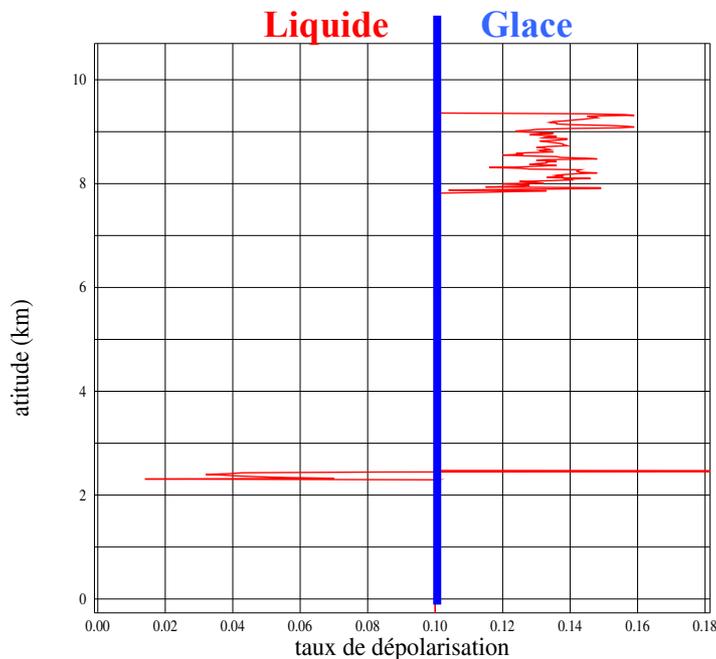
Les nuages d'eau à l'état liquide sont constitués de particules sphériques, et ceux-ci ne dépolarisent que peu le rayonnement rétrodiffusé. Au contraire, les nuages de glace, constitués de cristaux aux formes variées, dépolarisent bien davantage le rayonnement lors de sa rétrodiffusion (*Sassen et Liou, 1979*). Il est ainsi possible, à partir du taux de dépolarisation, de déterminer la phase des nuages par l'entremise de la forme des particules diffusantes. (*Sassen, 1991*)

### **II.C.2/ Application**

Dans la pratique, nous discernons la phase du nuage à partir d'un seuil sur le taux de dépolarisation. Si le taux de dépolarisation mesuré est supérieur à ce seuil, le nuage est considéré comme constitué de cristaux de glace. Dans le cas contraire, le nuage est considéré comme constitué d'eau à l'état liquide. Ce seuil est placé pour les mesures LEANDRE de cette étude à la valeur 0,1.

Le graphique de la Figure 64 présente le taux de dépolarisation en fonction de l'altitude de rétrodiffusion. Ces mesures correspondent à un tir LEANDRE du 7 octobre 2001 aux environs de 9h21 (9,35h). Pour ce graphique, le taux de dépolarisation n'est représenté que lorsqu'un nuage a été détecté. Pour ce tir lidar, comme nous pouvons le reconnaître sur la Figure 56, deux couches nuageuses suffisamment fines pour être traversées par le signal lumineux sont rencontrées. Sans ambiguïté, la couche la plus haute, aux environs de 8 km révèle sur la Figure 64, des taux de dépolarisation supérieurs à 0,1. La couche du bas, géométriquement très fine, présente en son sommet un taux de dépolarisation excédant la

valeur seuil. Néanmoins, au cœur de cette couche, le taux de dépolarisation est majoritairement inférieur à 0,1 et nous supposons le pic de forte dépolarisation comme un artéfact. Nous pouvons donc considérer le nuage du haut comme constitué de glace tandis que celui du bas serait constitué d'eau à l'état liquide.



**Figure 64 : Taux de dépolarisation sur un tir lidar**

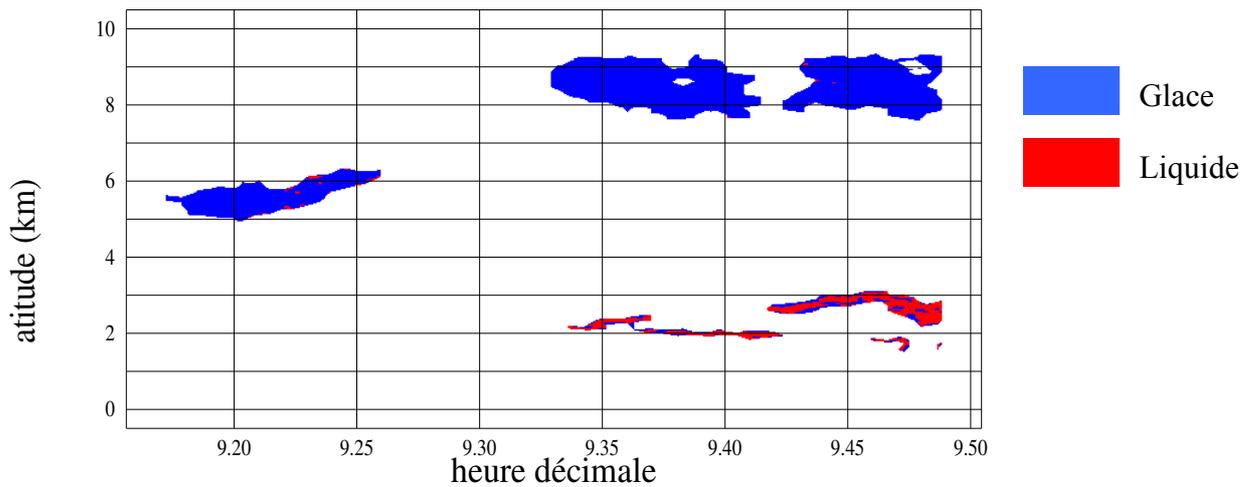
*Vol du 7 octobre 2001 à 9h21*

*Un nuage haut de glace dépolarise fortement le rayonnement lidar. Au contraire, un nuage bas d'eau liquide le dépolarise peu*

### II.C.3/ Illustration sur un vol

La Figure 65 présente la phase des nuages telle qu'elle est déterminée à partir du taux de dépolarisation lidar pour le vol FRENCH du 7 octobre 2001.

Comme le montre cette figure, les mesures polarisées lidar permettent de distinguer la phase des nuages sur plusieurs couches. En effet, dans la situation double couche de 9,35h à 9,5h, la couche du haut est déterminée comme étant constituée de glace tandis que la couche du bas est identifiée comme étant en phase liquide. Nous notons que les artéfacts en bordure de nuage aperçus sur la Figure 64 se retrouvent souvent sur la couche nuageuse inférieure. Ces résultats sont conformes à ce qui peut être attendu compte tenu des altitudes des couches nuageuses observées. Le nuage isolé aux environs de 9,2h est identifié comme étant en phase solide alors que l'altitude seule ne permettait pas de préfigurer de ce résultat.



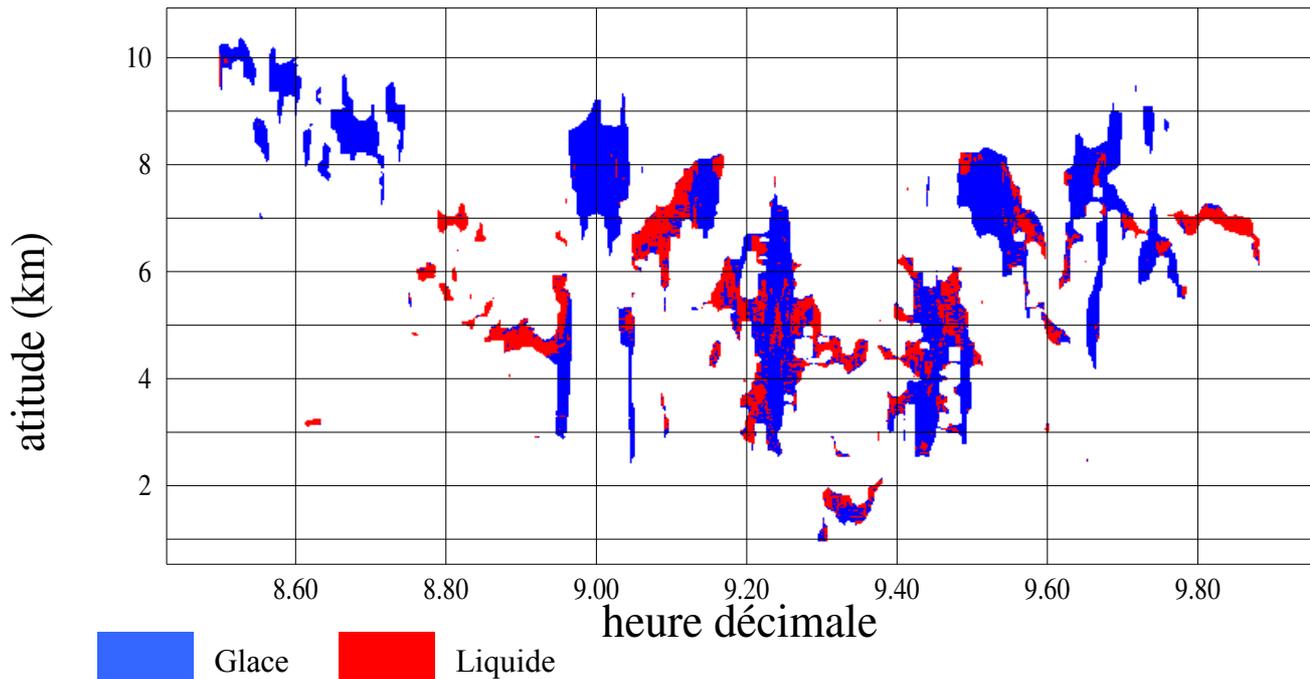
**Figure 65 : Phase des nuages à partir du taux de dépolarisation lidar : vol du 7 octobre 2001**

Le rapport des luminances mesurées par MiniMIR, dans les canaux centrés à 1600 nm et à 865 nm, pour le vol du 7 octobre 2001, est représenté en haut des Figures 63. Nous voyons que le taux de dépolarisation permet d'identifier la phase de chaque nuage lorsque deux couches sont survolées entre 9,35 h et 9,5 h. Par contre, sur cette portion de vol, le rapport des luminances de MiniMIR est tout proche de la valeur seuil. Les luminances mesurées par MiniMIR sont en effet sensibles à ces deux couches nuageuses. Vers 9,42 h, lorsque la couche nuageuse haute est trouée (voir Figure 65), le rapport  $L_{1600}/L_{865}$  passe au dessus du seuil : la couche d'eau liquide est bien détectée.

La Figure 66 présente la phase des nuages déterminée avec le taux de dépolarisation lidar pour le vol FRENCH du 5 octobre au matin.

En premier lieu, sur cette figure nous pouvons noter un bon accord entre la phase obtenue avec le lidar et l'altitude des nuages. Cette figure peut également être confrontée à la Figure 62 où la phase est identifiée par seuillage du rapport de luminances moyen infrarouge et visible. Une nouvelle fois, l'accord est plutôt satisfaisant. Lorsque le rapport des luminances de MiniMIR renvoie des valeurs relativement éloignées du seuil, le taux de dépolarisation lidar indique clairement la même phase.

Par contre, sur la Figure 62, certaines portions de vol présentent un rapport des luminances proche du seuil ou oscillant autour de celui-ci. Sur la Figure 66, sur ces mêmes portions de vol, la phase déterminée avec le taux de dépolarisation n'est pas clairement identifiée et varie au cœur d'un même nuage en fonction de l'altitude ou de l'heure d'acquisition. De telles situations sont notamment rencontrées peu après 9,4 h. Celles-ci pourraient s'expliquer par la présence de nuages de phase mixte ou tout au moins de nuages dont la phase varie localement.



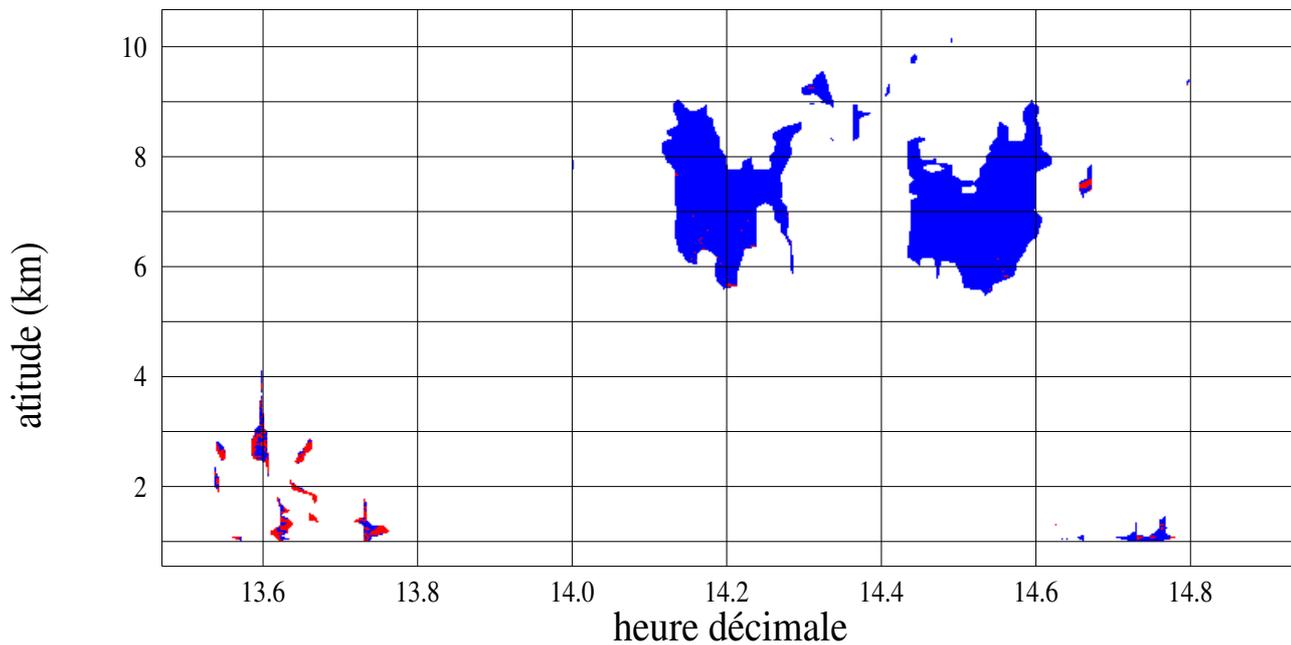
**Figure 66 : Phase des nuages à partir du taux de dépolarisation lidar : vol matinal du 5 octobre**

Le nuage rencontré à partir de 9,8 h était identifié avec la polarisation de POLDER comme de phase liquide mais la phase était difficile à identifier avec le rapport des luminances de MiniMIR. Le taux de dépolarisation indique clairement ce nuage comme étant de phase liquide.

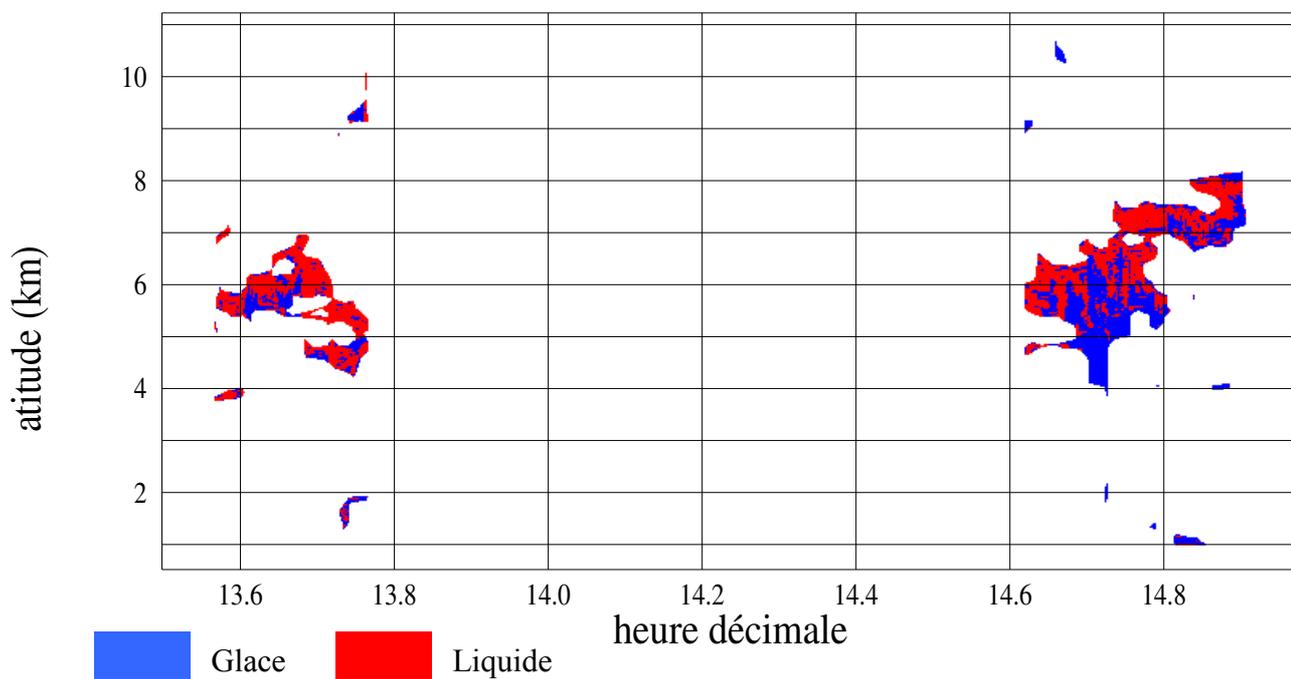
Dans certains cas, comme aux environs de 8,95 h sur la Figure 66, le lidar semble indiquer la présence de cristaux de glace à de faibles altitudes. Deux explications peuvent être apportées à ce phénomène.

- Comme nous l'avons indiqué précédemment, la rétrodiffusion par des gouttes sphériques ne dépolarise pas le signal lumineux. Cette dépolarisation n'est rendue possible que par la diffusion multiple. Or, plus le trajet effectué par le signal dans le nuage est long plus il est susceptible d'interagir avec les particules. Donc, si les diffusions multiples sont favorisées, la dépolarisation augmente.
- Ces anomalies peuvent également être dues au fait que le signal arrive à ces altitudes fortement atténué et donc bruité car ayant traversé d'autres portions de nuage.
- Tout simplement, de la glace peut être rencontrée mais c'est peu probable compte tenu des altitudes et de la présence d'eau liquide au dessus.

### vol du 25 septembre



### vol du 5 octobre après-midi



**Figures 67 : Phase des nuages à partir du taux de dépolarisation : autres vols**  
*Vols FRENCH du 25 septembre et du 5 octobre au matin*

Les Figures 67 représentent la phase des nuages telle quelle est identifiée à partir du taux de dépolarisation pour les vols de la campagne FRENCH du 25 septembre et du 5 octobre après-midi.

Lors du vol du 25 septembre, pour les deux nuages hauts et étendus observés aux environs de 14,2 h et 14,5 h, le lidar indique la présence de glace. Cette information est corroborée par les Figures 63 où le rapport des luminances est effectivement inférieur à la valeur seuil.

Le lidar, lors du vol du 5 octobre après-midi, permet de détecter le sommet d'épais nuages entre 14,6 h et 14,8 h. Sur ces nuages, les phases déterminées des mesures du lidar et de MiniMIR paraissent ambiguës. Toutefois, le lidar, notamment après 14,7 h tend à indiquer une phase à prédominance liquide tandis que MiniMIR rend davantage compte de nuages constitués de glace. Enfin, comme l'indique le graphique en bas à droite (tour 1458) de la Figure 60, les mesures polarisées de POLDER traduisent la présence d'eau liquide. Les raisons pouvant expliquer au moins en partie ce désaccord sont multiples. Il est par exemple possible que les nuages soient réellement constitués de glace et d'eau, que la réflectance de la mer, en zone côtière, affecte les mesures ou encore que le nuage soit constitué de grosses gouttes.

Nous voyons donc que dans certaines situations complexes, les trois méthodes peinent à s'accorder.

## **II.D/ Conclusion**

Nous voyons que la phase peut être déterminée de différentes manières et que ces méthodes sont généralement en accord. Chaque méthode présente, néanmoins, ses avantages et ses inconvénients.

La polarisation mesurée avec POLDER est très majoritairement induite par des diffusions simples, ainsi, le signal polarisé émane de la partie supérieure du nuage. (*Goloub et al, 1994*) La phase déterminée avec POLDER correspond donc, dans le cas d'un nuage épais, à la phase de son sommet.

Le rapport des luminances moyen infra rouge et visible est par contre sensible à toute la colonne d'atmosphère. La phase déterminée avec cette méthode rend compte du signal intégré sur l'ensemble de la colonne atmosphérique et donc des multiples nuages dans les cas multicouches.

La détermination de la phase à partir du taux de dépolarisation lidar présente le grand avantage de pouvoir distinguer la phase de plusieurs couches de nuages. Néanmoins, cette méthode repose sur le fait que les gouttes sphériques dépolarisent peu le signal lidar. Or,

certaines cristaux de glace présentent la même propriété, c'est notamment le cas des plaquettes (cylindres de glace de faible hauteur) (*Sassen, 1991 ; Noel et al, 2002*).

Les trois méthodes d'estimation de la phase peuvent être perçues comme complémentaires et il est donc intéressant de les utiliser conjointement. Toutefois, par la suite, lorsque nous chercherons à déterminer automatiquement la phase du nuage, nous nous limiterons au rapport des luminances infrarouge/visible. Deux raisons motivent ce choix :

- Cette méthode est facile à mettre en œuvre.
- Cette méthode rend compte de toutes les couches nuageuses. Or, la phase sera par la suite utilisée pour exploiter des mesures passives dans les fenêtres atmosphériques visibles et moyen infrarouge qui intègrent toute l'information verticale.

## **III/ Détermination de l'épaisseur optique**

### **III.A/ Définition**

L'épaisseur optique d'un nuage est une grandeur qui reflète l'importance de l'interaction du rayonnement avec ce nuage. L'épaisseur géométrique d'un nuage, par contre, correspond à la distance qui sépare sa base de son sommet. L'épaisseur optique d'un nuage est fonction de son épaisseur géométrique, de sa concentration en particules et de l'aptitude de ses particules à interagir avec le rayonnement. L'aptitude d'une particule nuageuse à interagir avec le rayonnement est définie par son coefficient d'extinction. Ce coefficient peut être relié, comme nous l'avons vu au paragraphe I.D/ de la seconde partie, à la concentration des particules pour obtenir une section efficace d'extinction volumique.

Soit  $z_b$  l'altitude de la base du nuage,  $z_s$  celle de son sommet,  $z_a$  celle de l'avion et  $\sigma_{ext}$  la section efficace d'extinction volumique définie avec l'équation 8. Alors, l'épaisseur optique d'extinction  $\tau_{ext}$  peut être définie comme :

$$\tau_{ext} = \int_{z_b}^{z_s} \sigma_{ext}(z) dz \quad \text{équation 106}$$

Cette grandeur s'exprime sans unité. Elle dépend, comme le coefficient d'extinction, de la longueur d'onde.

Il est également possible de définir une épaisseur optique de diffusion ou d'absorption. Néanmoins, c'est l'épaisseur optique d'extinction qui sera déterminée et celle-ci sera simplement notée  $\tau$ .

Plus l'épaisseur optique est grande et plus la quantité de rayonnement interagissant avec l'atmosphère est importante. Cette grandeur est ainsi reliée aux luminances mesurées par les instruments passifs embarqués dans l'avion. De même, l'épaisseur optique est corrélée à l'intensité du rayonnement mesurée par le lidar.

Ainsi, nous sommes à même d'obtenir une information sur l'épaisseur optique à partir des mesures passives ou actives.

## III.B/ Simulation du rayonnement diffusé par un nuage

### III.B.1/ Le formalisme de Stokes

Le rayonnement simulé et mesuré dont la source est le soleil peut s'apparenter à une combinaison d'ondes électromagnétiques planes monochromatiques. Une telle onde est caractérisée par son vecteur champ électrique orienté perpendiculairement à la direction de propagation  $Oz$ . Cette onde peut alors être décrite par les équations 16, mais le formalisme de Stokes peut également être employé.

Un vecteur de Stokes à quatre dimensions peut être défini. Quatre paramètres  $I$ ,  $Q$ ,  $U$  et  $V$  sont introduits. Ils sont exprimés en fonction des composantes du champ électrique en notation complexe :

$$\begin{cases} I = E_x \cdot E_x^* + E_y \cdot E_y^* \\ Q = E_x \cdot E_x^* - E_y \cdot E_y^* \\ U = E_x \cdot E_y^* + E_x^* \cdot E_y \\ V = i(E_x \cdot E_y^* - E_y \cdot E_x^*) \end{cases} \quad \text{équations 107}$$

L'astérisque, dans ces expressions, indique la grandeur conjuguée et  $i$  représente le nombre complexe normalisé d'argument  $\pi/2$ .

Il est sous entendu dans ces notations, que les paramètres  $(I, Q, U, V)$  sont temporellement moyennés et sont en outre fonction de la direction de propagation.

A partir des équations 16, ces paramètres peuvent s'écrire :

$$\begin{cases} I = E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \\ Q = E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \\ U = 2E_{0x}E_{0y} \cos \varphi \\ V = 2E_{0x}E_{0y} \sin \varphi \end{cases} \quad \text{équations 108}$$

Le paramètre  $I$  représente donc l'intensité totale du signal. Les autres paramètres décrivent l'état de polarisation du rayonnement. Ainsi, la part de rayonnement polarisé ou taux de polarisation  $T_p$  est égale à :

$$T_p = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I} \quad \text{équation 109}$$

De la même manière, le degré de polarisation linéaire  $D_l$  est défini par :

$$D_l = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I} \quad \text{équation 110}$$

Et le degré de polarisation circulaire  $D_c$  par :

$$D_c = \frac{V}{I} \quad \text{équation 111}$$

Le formalisme de Stokes permet de rendre compte de la diffusion du rayonnement par une particule via une matrice de diffusion carrée de dimension 4. Cette matrice est notée  $P$ . Ainsi, les paramètres  $(I_i, Q_i, U_i, V_i)$  décrivant le rayonnement incident sont reliés aux paramètres  $(I_d, Q_d, U_d, V_d)$  décrivant le rayonnement diffusé par :

$$\begin{pmatrix} I_d \\ Q_d \\ U_d \\ V_d \end{pmatrix} = \frac{1}{k^2 D^2} P(\Theta) \begin{pmatrix} I_i \\ Q_i \\ U_i \\ V_i \end{pmatrix} \quad \text{équation 112}$$

Les paramètres du rayonnement incident dépendent des angles  $\theta_i$  et  $\varphi_i$  qui sont les angles zénithaux et azimutaux du rayonnement incident. Les paramètres du rayonnement diffusé dépendent des angles  $\theta_d$  et  $\varphi_d$  et de  $\Theta$  qui est l'angle de diffusion.  $D$  représente la distance entre l'observateur et la particule ;  $k = 2\pi/\lambda$ .

Dans le cas général, les 16 éléments  $P_{ij}$  sont indépendants. L'élément  $P_{11}$  de cette matrice rend compte de la diffusion du rayonnement non polarisé. Cet élément constitue donc la fonction de phase de la particule (paragraphe I.C/ de la seconde partie).

## III.B.2/ Calcul des propriétés optiques des particules

### III.B.2.a/ Particules sphériques

La théorie de Lorenz-Mie permet de traiter exactement le problème de la diffusion d'une onde électromagnétique par une particule sphérique. Cette théorie repose sur la résolution des équations de Maxwell régissant le comportement des champs électrique et magnétique.

Les propriétés optiques, et en particulier la matrice de diffusion, de gouttes sphériques peuvent ainsi être calculées en fonction de leurs rayons.

Dans le cas de particules sphériques, des considérations de symétries simplifient la matrice et font que bon nombre de ses coefficients s'annulent. Il n'en subsiste que 4 indépendants (*Van de Hulst, 1957*) :

$$P = \begin{pmatrix} P_{11} & P_{12} & 0 & 0 \\ P_{12} & P_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P_{33} & P_{34} \\ 0 & 0 & -P_{34} & P_{33} \end{pmatrix} \quad \text{équation 113}$$

### **III.B.2.b/ Cristaux de glaces – modèles représentatifs**

Les gouttes d'un nuage d'eau liquide tendent à prendre des formes sphériques. Aussi, caractériser de telles particules avec des sphères s'avère tout à fait réaliste.

Dans les nuages de glace, les observations montrent que la forme des particules est extrêmement variée (*Krupp, 1991*). Compte tenu de la géométrie de la molécule d'eau, les cristaux de glace reposent souvent sur des structures cylindriques hexagonales. Ces cristaux connaissent le plus souvent une croissance complexe et peuvent s'agréger entre eux expliquant leurs formes et dimensions variées.

Pourtant les modèles que nous allons utiliser sont relativement simples puisqu'ils se limitent à un cylindre voire à 6 cylindres enchevêtrés dans le cas des bullet-rosettes. Qui plus est, ces particules modélisées seront utilisées à dimension fixée. Ainsi, ces modèles particuliers ne se veulent pas réalistes mais radiativement représentatifs. Cette représentativité a pu être validée notamment par des comparaisons avec des mesures de la version spatiale de POLDER. Ainsi, si ces modèles ne peuvent décrire la population des particules présentes, ils peuvent décrire comment un mélange de particules réelles interagit avec le rayonnement.

### **III.B.2.c/ Cristaux cylindriques hexagonaux de glace**

#### **Le modèle PHM : “Pristine Hexagonal Monocrystal”**

Comme nous l'avons déjà évoqué, les particules de glace, en vertu de la géométrie de la molécule d'eau, sont prédisposées à prendre des formes hexagonales. Nous utiliserons donc ici, des particules cylindriques à bases hexagonales. Un code de calcul développé au LOA permet de déterminer les propriétés optiques de ce type de particules (*Brogniez, 1992*).

Le cylindre de glace est caractérisé par le rayon de sa base  $R$  et par sa longueur  $L$ . Mais, par la suite, nous le caractériserons par le rayon  $R_v$  de la sphère ayant un volume équivalent et par son facteur de forme  $Q=L/2R$ .

Nous faisons l'hypothèse que ces cristaux, dans le nuage, sont orientés aléatoirement. Or, des particules aléatoirement orientées dans l'espace et présentant un plan de symétrie, comme c'est ici le cas, présentent des matrices de diffusions simplifiées avec seulement 6 éléments indépendants (*Van de Hulst, 1957*) :

$$P = \begin{pmatrix} P_{11} & P_{12} & 0 & 0 \\ P_{12} & P_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P_{33} & P_{34} \\ 0 & 0 & -P_{34} & P_{44} \end{pmatrix} \quad \text{équation 114}$$

On notera PHM pour “Pristine Hexagonal Monocrystal” un cristal composé de glace pure. Les propriétés optiques de ce type de cristaux sont calculées en se basant sur les propriétés corpusculaires et ondulatoires de la lumière.

La diffraction est en premier lieu prise en compte avec la théorie de Fraunhofer (*Brogniez, 1992*). Ensuite, en se limitant à des dimensions importantes de la particule devant la longueur d’onde, les lois de l’optique géométriques peuvent être appliquées. Typiquement ces lois peuvent être appliquées lorsque le facteur de Mie  $r/\lambda$  est supérieur à 50 mais nous admettrons notamment dans le proche infrarouge des facteurs de Mie plus faibles. La technique dite du “lancer de rayons” est alors employée (*Wendling et al, 1979 ; Macke et al, 1996*). Pour une direction d’incidence donnée, un rayon de lumière d’intensité donnée est lancé sur le cristal. Le devenir du rayon lors de son trajet dans le cristal est ensuite suivi. Réfractions et réflexions sur les parois du cristal sont prises en compte avec les lois de Snell-Descartes et de Fresnel pour le rayonnement polarisé.

L’absorption d’un photon par la glace est prise en compte en atténuant l’intensité du rayon en fonction de la distance qu’il parcourt au sein du cristal.

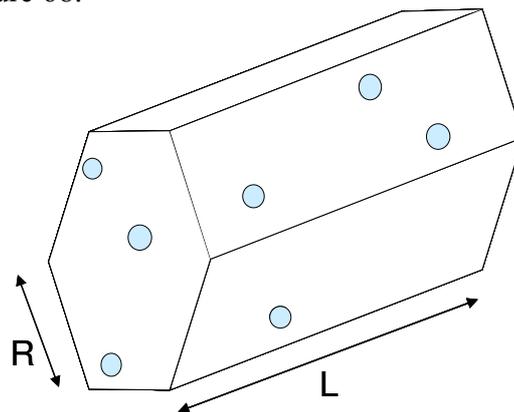
Nous avons ainsi vu comment un rayon évoluait dans le cristal. Toutefois, un seul rayon est insuffisant pour caractériser les propriétés optiques de la particule. Dans un nuage, ces particules de glace sont considérées aléatoirement orientées. Aussi, pour un modèle de cristal, des rayons doivent être lancés sous toutes les incidences possibles ou, d’un autre point de vue, toutes les orientations du cristal doivent être appliquées. Ensuite, pour chacune de ces directions d’incidence, plusieurs rayons sont lancés et leurs positions d’impact initial sur le cristal sont déterminées aléatoirement.

Enfin, les intensités lumineuses des rayons émergents sont comptées dans des “boîtes” définies par la résolution angulaire souhaitée. Ces comptes permettent de déterminer la matrice de diffusion. Notons que les particules diffractées sont ajoutées à ces comptes.

La précision de la matrice de diffusion ainsi obtenue est tributaire de la résolution angulaire des “boîtes”. Mais, en contrepartie, une augmentation de cette résolution nécessite d’augmenter le nombre de directions d’incidence et le nombre de rayons lancés, afin de ne pas déséquilibrer aléatoirement la quantité de rayonnement perçue dans les différentes boîtes. Un très grand nombre de rayons doit être lancé, impliquant de longs temps de calcul pour déterminer les propriétés optiques d’un cristal. Afin de limiter le bruit tout de même présent, la matrice de diffusion est finalement lissée en effectuant une moyenne glissante.

### Le modèle IHM : “Inhomogeneous Hexagonal Monocrystal”.

Un second modèle de cristaux développé au Laboratoire d’Optique Atmosphérique sera plus largement utilisé dans cette étude. Ce modèle reprend la forme de cristaux de PHM et sa méthodologie de calcul des propriétés optiques. Ces cristaux sont donc à nouveau des cylindres à bases hexagonales mais ils ne sont plus simplement constitués de glace puisque des bulles d’air sphériques y sont incluses. Ces cristaux sont appelés IHM pour “Inhomogeneous Hexagonal Monocrystal”. (Labonnote et al, 2001) Ce type de cristal est représenté sur la Figure 68.



**Figure 68 : Cristal de type IHM**

La diffraction et la technique du “lancer” sont toujours utilisées. Mais, en plus, lors de son parcours dans le cristal, le rayon lumineux peut rencontrer une bulle. La théorie de Lorenz-Mie est alors utilisée pour rendre compte de la diffusion de l’onde électromagnétique par cette sphère.

Pour décrire ces cristaux, la quantité et le rayon des bulles deviennent des paramètres supplémentaires. Une loi de type gamma standard est utilisée pour décrire la distribution de taille des inclusions. La quantité d’inclusion dans le cristal est caractérisée par le libre parcours moyen  $\langle l \rangle$ , c’est-à-dire, la distance moyenne parcourue par le rayon lancé entre deux rencontres successives avec des inclusions. Dans la pratique, la probabilité qu’un rayon interagisse avec une inclusion est définie en chaque point par ce libre parcours moyen en s’appuyant sur une méthode de type Monte-Carlo.

Le modèle PHM apparaît ainsi, comme la limite du modèle IHM lorsque le libre parcours moyen tend vers l’infini.

Laurent Labonnote, lors de sa thèse, a effectué des comparaisons entre des simulations effectuées avec ce modèle de particule et des mesures de POLDER spatial ou du néphélomètre polaire du LaMP. Il a montré qu’il convenait statistiquement d’utiliser, pour les

inclusions, un rayon effectif de 1,5  $\mu\text{m}$  et une variance effective de 0,05. Il a également montré que, pour un cristal dont la sphère de même volume aurait un rayon de 40  $\mu\text{m}$  et dont le facteur de forme est 2,5, un libre parcours moyen entre les inclusions de 15  $\mu\text{m}$  apparaissait satisfaisant. Dans la suite, nous présentons comment varie ce libre parcours moyen avec les variations des dimensions du cristal.

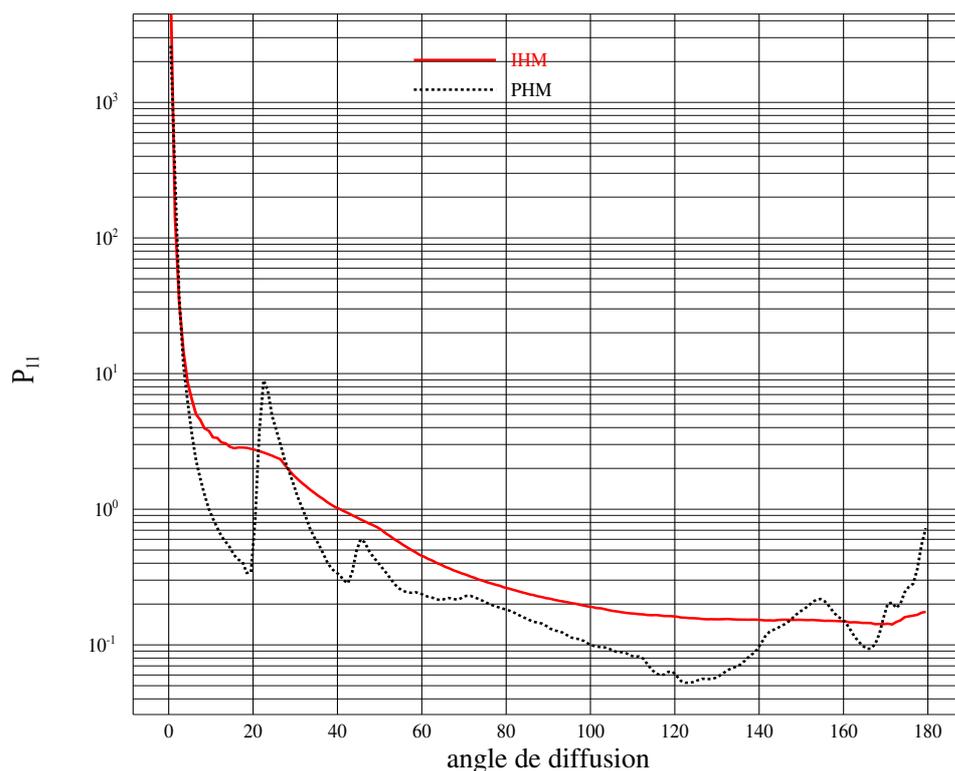
A cet effet, nous avons choisi de maintenir constante l'épaisseur optique des inclusions d'une particule individuelle  $\tau_{inc}$ . Lorsque, comme c'est ici le cas, la distribution en taille des particules ne change pas, le libre parcours moyen est inversement proportionnel à la section efficace d'extinction volumique des inclusions  $\sigma_{ext\_inc}$  (Macke et al, 1996). La dimension caractéristique  $H$  de la particule correspond à la distance moyenne parcourue par les photons dans un cristal pur. Ainsi, l'épaisseur optique des inclusions  $\tau_{inc}$  dans un cristal est égale au rapport de la dimension caractéristique du cristal et du libre parcours moyen :

$$\tau_{inc} = H\sigma_{ext\_inc} = \frac{H}{\langle l \rangle} \quad \text{équation 115}$$

La dimension caractéristique du cristal n'est connue qu'à l'issue de la procédure du lancer de rayons. Aussi, cette valeur doit être déterminée à partir d'une particule PHM pour chaque dimension et forme de particule IHM souhaité. Enfin, le libre parcours moyen est calculé comme suit :

$$\langle l \rangle = \frac{H}{\tau_{inc}} \quad \text{équation 116}$$

La Figure 69 représente la fonction de phase (élément  $P_{11}$  de la matrice de diffusion) calculée pour un cristal de type IHM et un autre de type PHM. Les deux particules ont bien sûr les mêmes dimensions. Le rayon de la sphère qui aurait le même volume serait de 40  $\mu\text{m}$  et leur rapport de forme est de 2,5. Le rayonnement qui interagit avec ces particules a une longueur d'onde de 865 nm.



**Figure 69 : Fonction de phase de cristaux PHM et IHM**

*Rayonnement de longueur d'onde 865 nm*

*Rayon de la sphère ayant le même volume que la particule : 40  $\mu\text{m}$*

*Facteur de forme de la particule : 2,5*

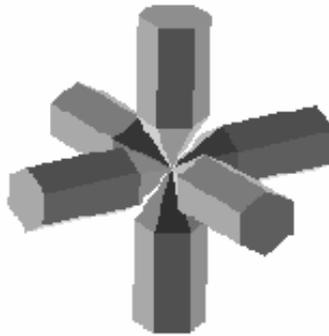
Nous notons, sur le graphique, que la fonction de phase de la particule de type IHM est bien plus lisse. Le pic à 22°, caractéristique des halos observés dans les cirrus, est ainsi très peu marqué pour le cristal IHM. Les autres pics disparaissent même totalement.

Nous notons ensuite qu'entre 30 et 140° d'angle de diffusion, les diffusions par le cristal IHM sont favorisées par rapport au PHM. Le modèle IHM favorise donc les diffusions latérales.

Enfin, nous notons qu'en diffusion arrière, c'est-à-dire pour des angles de diffusion proches de 180°, le comportement des deux modèles est bien différent. En effet, non seulement le modèle PHM diffuse davantage à ces angles, mais en outre, pour ce modèle, la fonction de phase croit fortement entre 165° et 180°. Si ces modèles étaient utilisés pour simuler des mesures lidar, ils donneraient des résultats très différents. Ainsi, la rétrodiffusion est plus importante pour le modèle PHM. Pour l'exemple de la Figure 69, la rétrodiffusion serait ainsi, avec le modèle PHM, plus de trois fois supérieure. Par contre, le modèle IHM favorise la diffusion multiple. En effet, relativement au nombre de photon simplement rétrodiffusé, davantage de photons peuvent être diffusé avec un angle proche de 180° et diffusé vers l'avant pour atteindre tout de même le télescope. (Platt, 1980)

### III.B.2.d/ Cristaux de type “bullet-rosette rugueux”

Nous utiliserons également dans cette étude un modèle de cristal de type bullet-rosette à six branches dont les interfaces air-glace sont rugueuses. Ce type de particule, présentant 3 axes de symétries, est composé de 6 cristaux cylindriques à bases hexagonales joints en un point par une de leurs bases. La Figure 70 illustre ce type de particule.



**Figure 70 : Cristal de type bullet-rosette à 6 branches**

Le modèle IHM est irrégulier du fait de la présence d'inclusions aléatoirement réparties, tandis que l'irrégularité ou inhomogénéité dans les bullet-rosettes est introduite par une surface rugueuse. Cette rugosité se traduit par des distorsions de la surface, de sorte que si un rayon atteint l'interface air-glace du cristal, il est réfléchi ou réfracté avec un angle ajouté à l'angle d'incidence. La valeur  $\alpha_r$  de cet angle est définie aléatoirement entre  $-\theta_i$  et  $\theta_i$ . Si les angles sont mesurés en degrés, un coefficient de distorsion est défini comme :

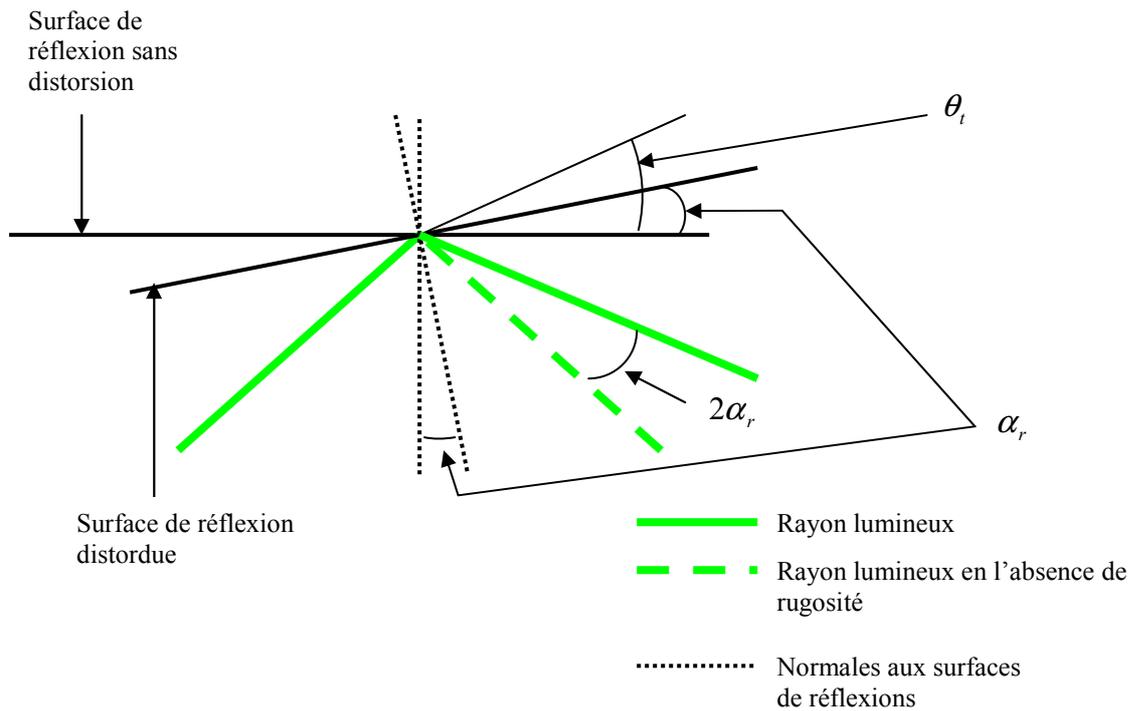
$$distorsion = \left| \frac{\theta_i}{90} \right| \quad \text{équation 117}$$

Avec  $\theta_i \in [0;90]$

La réflexion d'un rayon par une surface rugueuse est schématisée sur la Figure 71. A l'instar des bulles du modèle IHM, la rugosité des faces du cristal tend à lisser la fonction de phase.

Les propriétés optiques de ces cristaux ont été calculées par Antony Baran du Met Office. Des simulations de rayonnement diffusé par ce type de cristaux ont été comparées à des mesures de la version spatiale de POLDER (*Baran et Labonnote, en presse*). Ces comparaisons ont montré qu'une distorsion de 0,4 permettait de restituer les variations angulaires des mesures observées au dessus des cirrus.

Nous utiliserons alors dans cette étude ces bullet-rosettes à 6 branches avec une distorsion de 0,4. Il nous est possible de modifier le volume ou la longueur des cristaux mais le facteur de forme des 6 cristaux a été préalablement fixé.



**Figure 71 : Réflexion d'un rayon sur une surface rugueuse**

### III.B.3/ Code de transfert radiatif : l'Adding-Doubling

#### III.B.3.a/ Fonctionnement général

Pour cette étude, des simulations du rayonnement solaire diffusé par les nuages sont effectuées par un code de transfert radiatif nommé Adding-Doubling. Ce code a originellement été développé par une équipe de l'université libre d'Amsterdam (*De Haan et al, 1987*).

Ce code de transfert radiatif permet de simuler le rayonnement monochromatique tel qu'il serait mesuré à une altitude donnée, selon des géométries d'éclairement et d'observation préalablement définies. Les principaux avantages de ce code sont la prise en compte de la polarisation du rayonnement et sa relative rapidité d'exécution. L'atmosphère est décrite par une superposition de strates planes parallèles infiniment étendues. Chaque strate est définie par son extension verticale, son épaisseur optique Rayleigh (moléculaire) et, si elle a lieu d'être, par l'épaisseur optique du nuage ou des aérosols. Dans ce dernier cas, les propriétés optiques de ces particules sont également précisées.

### **III.B.3.b/ Principe de la méthode Adding-Doubling**

L'atmosphère est, dans un premier temps, découpée en couches planes homogènes et d'épaisseurs optiques très faibles. La finesse de ces couches permet alors de considérer que le rayonnement n'y est pas diffusé plus de deux fois.

Lorsque le rayonnement rencontre une couche d'atmosphère, la probabilité d'interaction est définie par l'épaisseur optique de la couche. L'albédo de diffusion simple distingue la diffusion de l'absorption et enfin, la matrice de diffusion répartit le rayonnement en fonction des directions d'incidences et de diffusions. La traversée de la fine couche d'atmosphère modifie ainsi les paramètres de Stokes.

Le rayonnement atteint ensuite une seconde couche et ce processus se répète. C'est la méthode Adding : les couches sont successivement ajoutées.

Dans la pratique, les paramètres de Stokes ne sont pas réévalués à chaque couche. Chaque couche fine permet de compléter des matrices qui modifient les paramètres de Stokes pour d'épaisses couches atmosphériques.

Par contre, si deux couches fines successives sont identiques, leurs propriétés de diffusion sont combinées pour trouver les propriétés résultantes. L'épaisseur de la couche est ainsi doublée, c'est la méthode Doubling. Ce doublement des couches est opéré tant que les couches suivantes sont identiques. Cette seconde méthode présente l'avantage sur la première de réduire les temps de calculs.

Ainsi, au sein d'une strate homogène d'atmosphère, la méthode du Doubling est appliquée pour déterminer ses propriétés optiques. D'une strate à l'autre, lorsque la composition des couches varie, la méthode de l'Adding est employée.

L'interface sol - atmosphère est considérée comme une seconde source de lumière. Celle-ci est définie par sa réflectance bidirectionnelle et par la quantité de rayonnement solaire qui lui parvient.

Nous voyons que ce code de transfert radiatif permet de calculer les paramètres de Stokes après diffusion par toute l'atmosphère. Toutefois, dans le cadre de mesures aéroportées, il convient de calculer le rayonnement montant à divers niveaux de l'atmosphère et plus particulièrement à l'altitude de vol de l'avion. Une version du code proposant ces sorties intermédiaires est ainsi utilisée.

## III.B.4/ Intégration des matrices de diffusion au code Adding-Doubling

### III.B.4.a/ Développement en fonctions sphériques

Le code de transfert radiatif Adding-Doubling nécessite que les matrices de diffusion soient développées en une somme de fonctions sphériques généralisées (*De Hann, 1987*).

Les éléments de la matrice de diffusion s'exprime alors comme :

$$\left\{ \begin{array}{l} P_{11}(\Theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \alpha_1^l P_{0,0}^l(\cos \Theta) \\ P_{22}(\Theta) + P_{33}(\Theta) = \sum_{l=2}^{\infty} (\alpha_2^l + \alpha_3^l) P_{2,2}^l(\cos \Theta) \\ P_{22}(\Theta) - P_{33}(\Theta) = \sum_{l=2}^{\infty} (\alpha_2^l - \alpha_3^l) P_{2,-2}^l(\cos \Theta) \\ P_{44}(\Theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \alpha_4^l P_{0,0}^l(\cos \Theta) \\ P_{12}(\Theta) = \sum_{l=2}^{\infty} \beta_1^l P_{0,2}^l(\cos \Theta) \\ P_{34}(\Theta) = \sum_{l=2}^{\infty} \beta_2^l P_{0,2}^l(\cos \Theta) \end{array} \right. \quad \text{équations 118}$$

Le détail des fonctions sphériques généralisées utilisées est présenté dans l'article de De Hann (*1987*).

Les 6 éléments de la matrice de diffusion s'expriment alors en fonction de 6 séries de coefficients qui pondèrent les sommes de fonctions sphériques généralisées. Le code de transfert radiatif utilise ces 6 séries, aussi, nous comprenons qu'il ne peut pas être utilisé avec des particules dont la fonction de diffusion aurait plus de 6 coefficients indépendants. Notamment, des particules orientées ne pourraient pas être utilisées. Comme l'indique les équations 118, le développement exact des fonctions de la matrice de diffusion nécessite des séries infinies de coefficients de Fourier  $\alpha_i^l$  ou  $\beta_i^l$ . Les termes de ces séries tendent à décroître aussi, seuls leurs premiers termes sont nécessaires. Toutefois, il convient de limiter ce nombre de termes utiles afin de diminuer les temps de calcul et l'espace mémoire nécessaire.

Le nombre de termes utile diminue quand les éléments de la matrice de diffusion sont peu sensibles à l'angle de diffusion. Comme le montre la Figure 69, les cristaux présentant des irrégularités, comme c'est le cas des particules de type IHM, présentent des fonctions de phase plus lisses. Aussi, le développement en fonctions sphériques nécessite beaucoup moins de termes que pour les cristaux purs. Cependant, comme le montre également la Figure 69, les fonctions de phase sont toujours marquées par un pic de diffusion avant intense qui augmente fortement ce nombre de termes.

Afin de diminuer le nombre de termes du développement, une troncature du pic avant est effectuée.

### III.B.4.b/ Troncature du pic de diffusion avant

Le principe de la troncature d'une fonction de phase consiste à éliminer l'intense pic de diffusion avant. Le nombre de termes de la série de Fourier nécessaire pour retranscrire les variations de la fonction avec l'angle de diffusion est fortement diminué.

La méthode choisie s'appuie sur la "delta approximation" d'une fonction, également connue sous le nom de troncature de Potter. (Potter, 1970)

Cette méthode nécessite de tracer en un point de la fonction de phase une tangente à la courbe. Ce point choisi juste après le pic de diffusion avant se retrouve généralement aux environs de 10-12°. Ensuite, pour les angles inférieurs à cet angle, la tangente fait office de nouvelle fonction de phase. Cette modification de l'allure de la fonction de phase est illustrée par la Figure 72. La fonction de phase initiale avec le pic avant était notée  $P_{11}$ . Notons dès lors  $P_{11\_tr}$  la nouvelle fonction tronquée qui n'est plus normalisée.

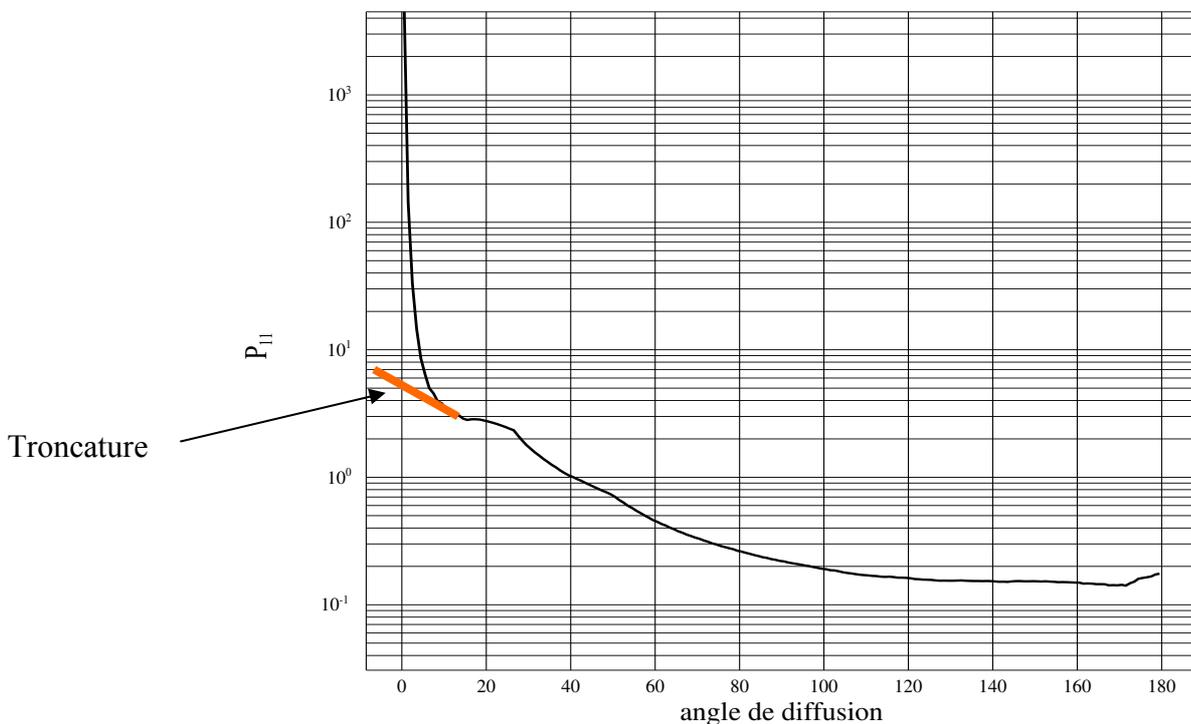


Figure 72 : Troncature du pic de diffusion avant

Soit  $A$  la différence entre l'intégrale de la fonction de phase initiale et la nouvelle fonction tronquée,

$$\int_0^{180} (P_{11}(\Theta) - P_{11\_tr}(\Theta)) \sin(\Theta) d\Theta = A \quad \text{équation 119}$$

$A/2$  est appelé coefficient de troncature. Typiquement, la valeur de  $A$  est voisine de l'unité avec des variations de l'ordre de 10 %.

En nous basant sur équation 7 et l'équation 5 nous avons :

$$\int_0^{180} P_{11}(\Theta) \sin(\Theta) d\Theta = 2 \quad \text{équation 120}$$

De ces deux relations, nous pouvons ainsi déterminer que :

$$\int_0^{180} P_{11\_tr}(\Theta) \sin(\Theta) d\Theta = 2 - A \quad \text{équation 121}$$

A partir de la fonction tronquée, nous pouvons ainsi définir une nouvelle fonction de phase tronquée qui soit normalisée. Cette nouvelle fonction est notée  $P_{11\_p}$ .

$$P_{11\_p}(\Theta) = \frac{P_{11\_tr}}{1 - \frac{A}{2}} \quad \text{équation 122}$$

Nous l'avons vu, la troncature est effectuée sur la fonction de phase de la particule. Alors, cette fonction, ou l'élément  $P_{11}$ , sert de référence pour calculer les autres coefficients de la matrice de diffusion. Ainsi :

$$P_{ij\_p}(\Theta) = P_{ij}(\Theta) \frac{P_{11\_p}(\Theta)}{P_{11}(\Theta)} \quad \text{équation 123}$$

Conformément à équation 5, nous déterminons après troncature un nouveau coefficient de diffusion noté  $\sigma_{diff\_p}$  :

$$\sigma_{diff\_p} = \sigma_{diff\_tr} \left(1 - \frac{A}{2}\right) \quad \text{équation 124}$$

Le nouveau coefficient de diffusion est inférieur à l'initial. En effet, tout se passe comme si la part de rayonnement associée à la partie tronquée du pic de diffusion avant n'était plus diffusée par la particule.

Soit  $\omega_{o\_p}$  et  $\tau_p$  les nouvelles valeurs de l'albédo de diffusion simple et de l'épaisseur optique. Ces nouvelles valeurs sont obtenues en injectant l'équation 124 dans l'équation 4 et l'équation 106. Le nouvel albédo de diffusion simple s'exprime comme :

$$\omega_{o\_p} = \omega_0 \frac{1 - A/2}{1 - \omega_0 A/2} \quad \text{équation 125}$$

Et l'épaisseur optique :

$$\tau_p = \tau \left(1 - \frac{A}{2} \omega_0\right) \quad \text{équation 126}$$

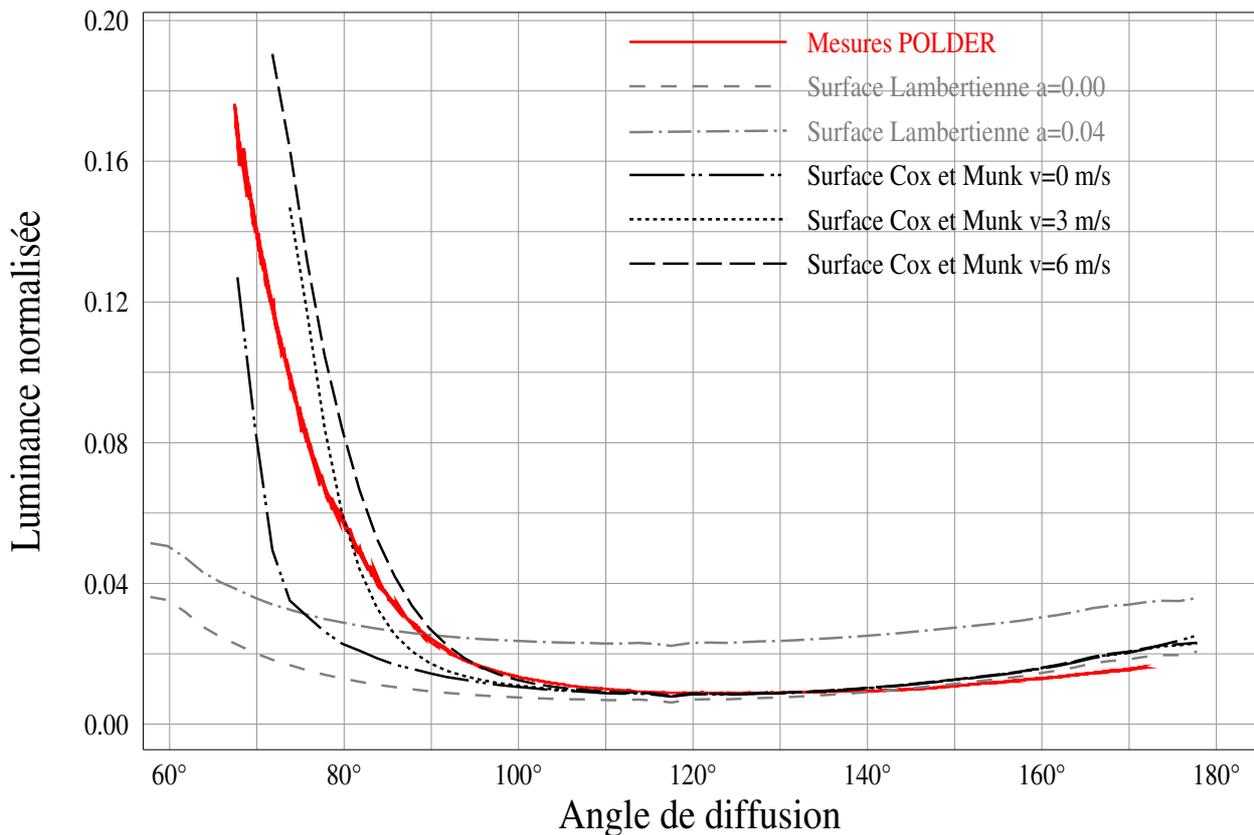
Nous voyons donc que l'épaisseur optique obtenue avec la fonction de phase tronquée et normalisée est inférieure à ce qu'elle devrait être. Ainsi, pour simuler le rayonnement diffusé par un nuage d'épaisseur optique  $\tau$  en utilisant une matrice de diffusion tronquée, il convient de corriger la valeur de l'épaisseur optique avec l'équation 126.

### **III.B.5/ Modélisation de la surface maritime**

Lors de la campagne FRENCH, les mesures ont principalement été effectuées au dessus de surfaces maritimes. Or, le rayonnement diffusé par une surface maritime est fortement anisotrope. En effet, l'interface eau-air est très peu diffusante exceptée dans la direction de la réflexion spéculaire.

Toutefois, la mer n'est pas parfaitement lisse, sa surface est modulée par des vaguelettes. Ces ondulations font alors varier la direction de la normale à la surface et donc la direction de la réflexion spéculaire. Ainsi, en fonction de l'amplitude de ces ondes, la zone de fortes luminances, appelée glitter, est plus ou moins étendue.

La courbe continue de la Figure 73 représente des mesures effectuées dans le plan solaire par l'instrument POLDER dans le canal centré à 865 nm. Afin de minimiser le bruit, cette courbe est le résultat de la moyenne de plusieurs images. Lors de ces mesures, l'atmosphère survolée était exempte de nuages. Ce tracé présente en deçà de 90° d'angle de diffusion une croissance des luminances mesurées associée au glitter. Sur cette courbe, le sommet du glitter n'est pas identifiable car, malgré le large champ de POLDER, le soleil était trop bas sur l'horizon. En effet, ces mesures sont extraites du vol FRENCH du 7 octobre vers 9,10h et l'angle zénithal solaire était alors proche de 62°.



**Figure 73 : Modélisation des surfaces maritimes**

Mesures du rayonnement diffusé dans le plan solaire de POLDER lors du vol du 7 octobre 2001 vers 9,10h.

Simulation du rayonnement avec l'Adding Doubling pour différents modèles de surface

"a" = albédo de surface

"v" = vitesse du vent à la surface

Rayonnement à 865 nm ; angle zénithal solaire : 62°

Même en situation nuageuse, la réflectance de la surface influe sur les luminances mesurées. Aussi, lorsque le rayonnement diffusé est simulé, il convient de modéliser correctement le comportement radiatif de la surface. La première approche consiste à utiliser une surface lambertienne, c'est-à-dire une surface diffusant le rayonnement de façon isotrope.

Sur la Figure 73, le rayonnement diffusé par l'atmosphère est simulé avec le code Adding-Doubling en utilisant les géométries d'observations des mesures présentées sur la même figure. Les simulations sont effectuées sans couche nuageuse mais une couche d'aérosol est néanmoins présente. L'épaisseur optique de cette couche, dont la détermination sera détaillée dans le paragraphe III.C.4.d/, vaut 0,135. Enfin, différentes modélisations de la surface sont utilisées. En premier lieu, des surfaces lambertiennes avec des albédos de 0 et 4% sont utilisées. Nous voyons graphiquement que ces modèles de surface ne rendent pas du tout compte des mesures dans le glitter.

Afin de prendre en compte une réflectance de surface anisotrope, nous allons utiliser le modèle développé par Cox et Munk (1954). Cette modélisation prend en compte les ondulations de la mer afin de retranscrire les variations d'angle des réflexions spéculaires. La mer est considérée comme une surface rugueuse et l'angle de réflexion d'un rayon lumineux est aléatoirement modifié d'un angle compris entre  $-\theta_i$  et  $\theta_i$ . Le problème de la rugosité de la mer est ainsi le même que celui de la rugosité des cristaux de glace et le schéma de la Figure 71 permet d'expliquer cette rugosité. Ce modèle de surface exploite notamment les lois de Fresnel pour traiter la réflexion du rayonnement.

Les vagues se forment principalement sous l'effet du vent. Ainsi, plus la vitesse du vent de surface est élevée, plus l'amplitude des vagues est grande et plus l'angle  $\theta_i$  est important. Ainsi, avec une vitesse de vent plus élevée, le glitter est plus étendu.

Sur la Figure 73, nous avons tracé les luminances simulées dans le plan solaire en utilisant le modèle de surface de Cox et Munk pour différentes vitesses de vent. Nous pouvons remarquer que le modèle de surface maritime rugueuse modélise bien mieux le glitter et que les luminances simulées sont bien plus proches des mesures.

En comparant les mesures multidirectionnelles de POLDER avec des luminances simulées pour différentes vitesses de vent de surface nous devrions ainsi pouvoir estimer la vitesse du vent associée aux mesures. Ainsi, d'après la Figure 73, aux angles de diffusion supérieurs à  $80^\circ$ , une vitesse de vent comprise entre  $3 \text{ m.s}^{-1}$  et  $6 \text{ m.s}^{-1}$  semble satisfaisante. Par contre en deçà de  $80^\circ$ , les simulations demeurent éloignées des mesures. Comme nous l'avons vu, les images où le glitter est ainsi visible sont fortement contrastées et ainsi entraînent des problèmes de luminances parasites dans l'optique de POLDER. Notamment, les pixels fortement éclairés peuvent concéder du rayonnement aux pixels les plus sombres. Ainsi, sans ce problème, le glitter devrait être encore plus intense et les luminances mesurées les plus faibles encore plus faibles. L'allure du glitter mesuré par POLDER est sans doute perturbée par ce problème de lumière parasite et les simulations ne parviennent pas à restituer les mesures.

Ce modèle de surface de type Cox et Munk a été récemment intégré au code de transfert radiatif Adding-Doubling (Duforet et al, 2004) Précisons enfin que ce modèle ne prend pas en compte la direction du vent et que donc, l'orientation privilégiée des vagues est omise.

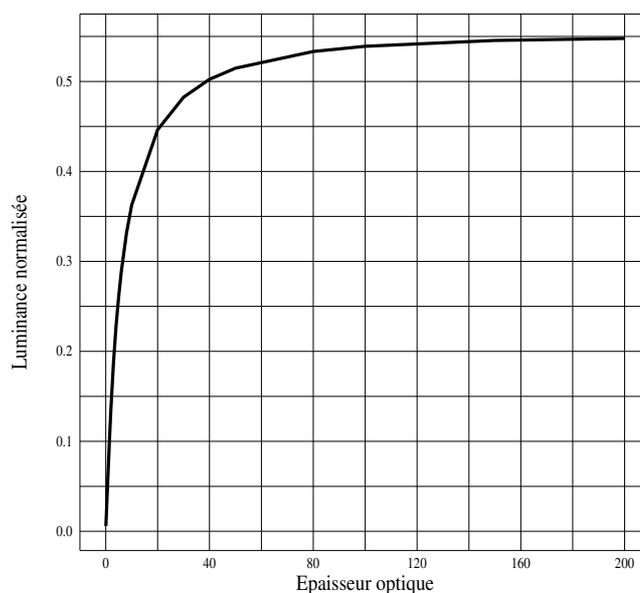
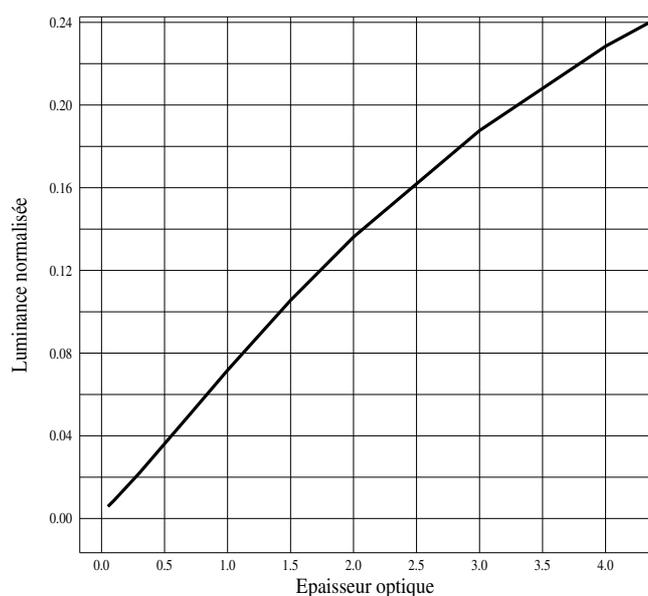
Dans cette étude, seule les mesures au dessus des mers seront exploitées aussi, le modèle de surface de Cox et Munk sera le seul utilisé.

## III.C/ Evaluation de l'épaisseur optique des nuages avec des mesures radiométriques passives

### III.C.1/ Epaisseur optique monodirectionnelle

#### III.C.1.a/ Principe

Comme nous l'avons vu, le code de transfert radiatif Adding-Doubling permet de simuler le rayonnement montant en fonction de l'épaisseur optique du nuage et des géométries d'éclairage et de visée. Pour des valeurs fixées de ces géométries, les graphiques des Figures 74 présentent les luminances simulées en fonction de l'épaisseur optique du nuage. Pour ces simulations, la longueur d'onde du rayonnement est de 865 nm. Les particules qui constituent le nuage sont de type IHM avec un rapport de forme 2,5 et le rayon de la sphère de même volume est de 40  $\mu\text{m}$ .



#### **Figures 74 : Luminance normalisées simulée en fonction de l'épaisseur optique d'un nuage**

*Simulations effectuées avec l'Adding-Doubling*

*Rayonnement à 865 nm*

*Particules de glace de type IHM de rapport de forme 2,5 et dont la sphère de même volume a un rayon de 40  $\mu\text{m}$*

*Angle zénithal solaire : 55° ; angle zénithal de visée : 20° ; dans le plan solaire*

Si le nuage est peu absorbant, à une longueur d'onde donnée, plus son épaisseur optique est élevée plus il diffuse le rayonnement et, donc, plus le rayonnement remontant au dessus du nuage est intense. Or, à 865 nm, la glace est peu absorbante, aussi, les Figures 74 montrent que les luminances croissent de façon monotone avec l'épaisseur optique. Le

graphique de gauche reprend les mêmes informations que celui de droite mais en se limitant aux petites épaisseurs optiques.

Il est, de ce fait, possible, à partir d'une mesure de luminance, de remonter à l'épaisseur optique du nuage. Comme le montrent les Figures 74, pour des épaisseurs optiques inférieures à 3, le comportement des luminances en fonction de l'épaisseur optique est à peu près linéaire et le coefficient directeur est relativement élevé. Ainsi, sur cette gamme, les épaisseurs optiques peuvent être trouvées à partir des luminances avec une bonne précision. Par contre, pour des épaisseurs optiques supérieures à 40, le comportement des luminances tend à devenir asymptotique. La détermination des grandes épaisseurs optiques est donc peu précise.

### **III.C.1.b/ Application**

Afin de déterminer l'épaisseur optique d'une couche nuageuse, nous allons dans un premier temps utiliser des mesures monodirectionnelles. Celles-ci peuvent correspondre à des mesures de MiniMIR ou à des mesures d'un pixel de POLDER.

L'épaisseur optique peut être déterminée à partir de tables reliant des épaisseurs optiques aux luminances et aux géométries d'observation. Alors, la mesure des luminances permet directement, par interpolation, de déterminer l'épaisseur optique de la couche nuageuse.

Nous utiliserons toutefois pour déterminer l'épaisseur optique de la couche nuageuse une approche légèrement différente. La luminance associée à la géométrie d'observation est simulée pour une épaisseur optique arbitrairement choisie. Ensuite, la luminance simulée est comparée à celle mesurée pour choisir une nouvelle épaisseur optique à "tester". L'épaisseur optique est ainsi déterminée par dichotomie. Cette méthode a été privilégiée car elle ne nécessite pas le calcul préalable d'un jeu complet de tables.

Nous utilisons ici une mesure monodirectionnelle pour déterminer l'épaisseur optique, or, POLDER permet d'effectuer des mesures multidirectionnelles. Ainsi, il est possible de déterminer une épaisseur optique monodirectionnelle pour chaque direction d'observation d'une même scène. Rappelons que chacune de ces directions d'observation est identifiée lors du suivi des scènes nuageuses précédemment présenté dans le paragraphe IV.D.5/ de la seconde partie.

Des exemples de ces résultats sont présentés dans les graphiques du haut des Figures 75 et des Figures 76. Ces figures reprennent 4 exemples de mesures multidirectionnelles de POLDER. La phase peut être déterminée à partir des analyses précédemment présentées mais

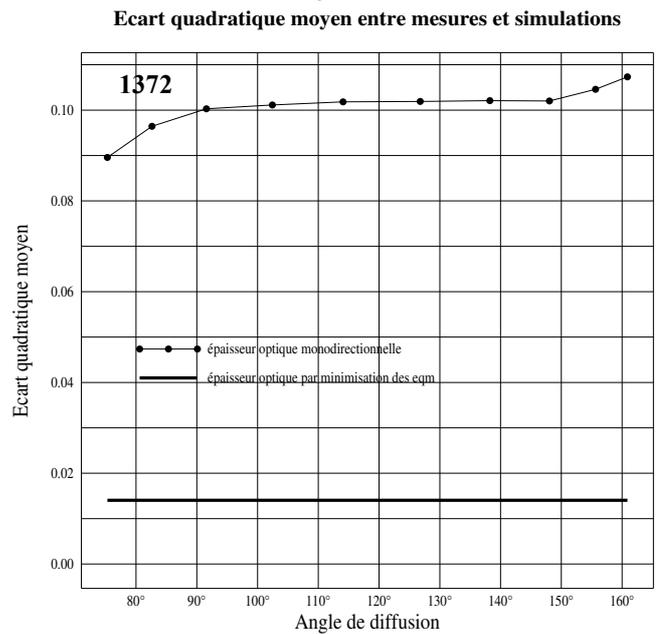
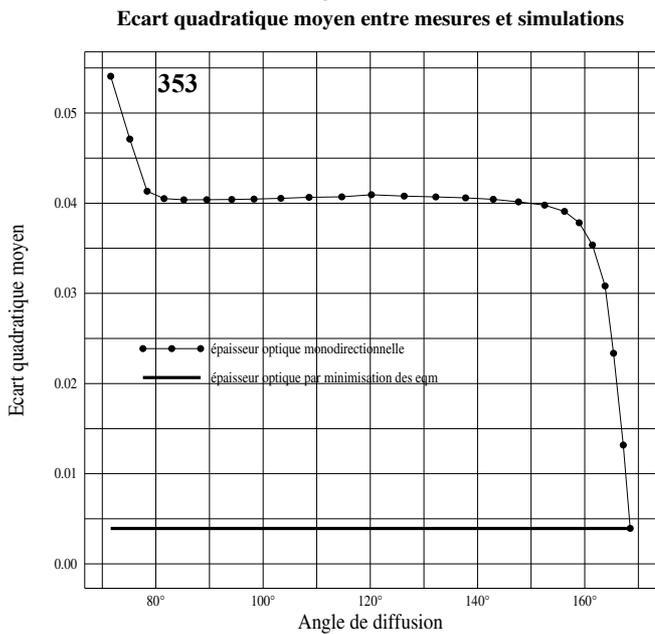
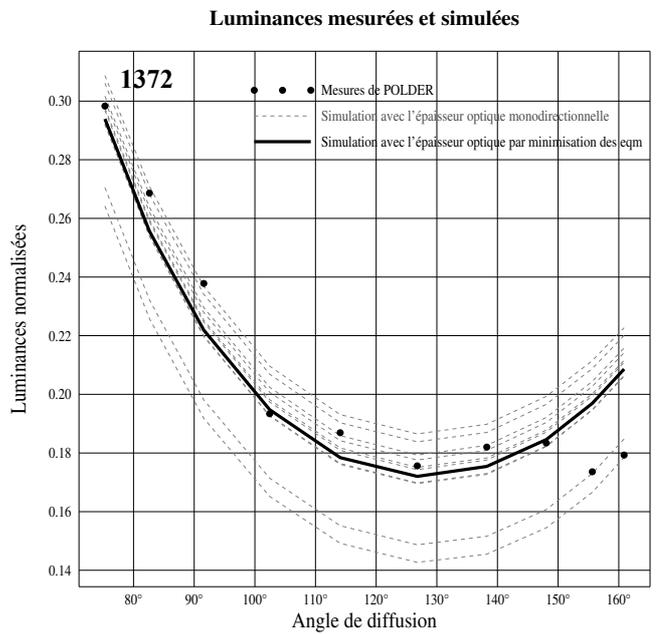
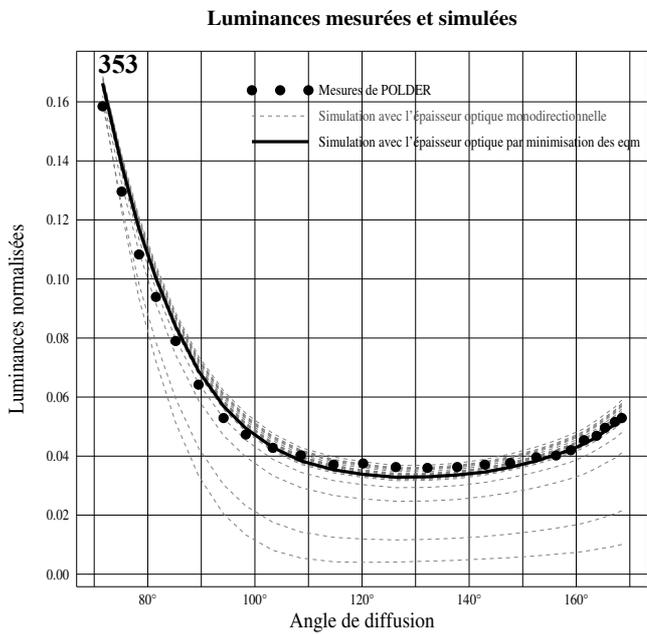
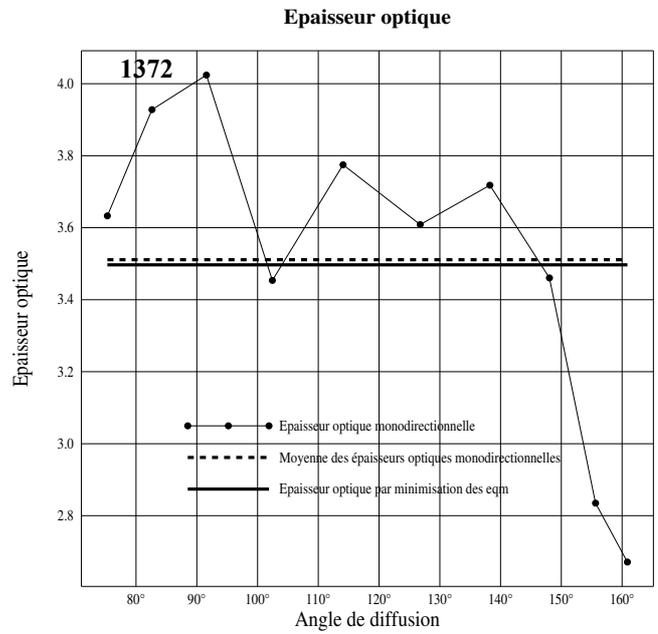
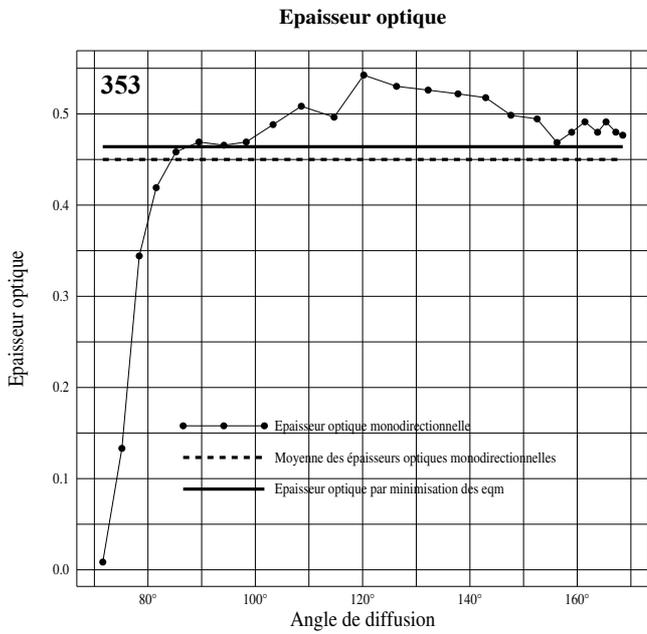
elle n'est volontairement pas exploitée ici. Une première estimation de l'épaisseur du nuage est donc obtenue avec un modèle microphysique unique. Or, nous l'avons vu, le type de particule joue sur la distribution angulaire du rayonnement. Notamment, certains des nuages utilisés pour ces exemples semblent constitués d'eau à l'état liquide. Les particules utilisées pour ces simulations sont de type IHM avec un rapport de forme de 2,5 et un rayon équivalent en volume égal à 40  $\mu\text{m}$ .

Les Figures 75 et les Figures 76 présentent successivement :

- Le tour 353 de POLDER : lors du vol du 7 octobre à 9,20 h : un nuage fin de glace.
- Le tour 1372 de POLDER : lors du vol matinal du 5 octobre à 9,52 h : un nuage de glace ou de phase mixte.
- Le tour 944 de POLDER : lors du vol matinal du 5 octobre à 9,07 h : un nuage d'eau liquide.
- Le tour 772 de POLDER : lors du vol matinal du 5 octobre à 8,90 h : un nuage fin d'eau liquide.

Sur les graphiques du haut, chaque épaisseur optique est représentée par un point et est associée à l'angle de diffusion du rayonnement. Nous constatons que les épaisseurs optiques déterminées à partir de mesures monodirectionnelles dépendent fortement de l'angle de diffusion. Nous pouvons en outre noter que l'amplitude de ces variations est bien différente d'un cas à l'autre. Une analyse plus poussée de ces résultats sera présentée un peu plus loin.

Nous voyons donc que l'épaisseur optique déterminée dépend de la direction de visée. Aussi, il semble judicieux de tirer parti de la mesure multidirectionnelle de POLDER pour déterminer l'épaisseur optique de la couche nuageuse.

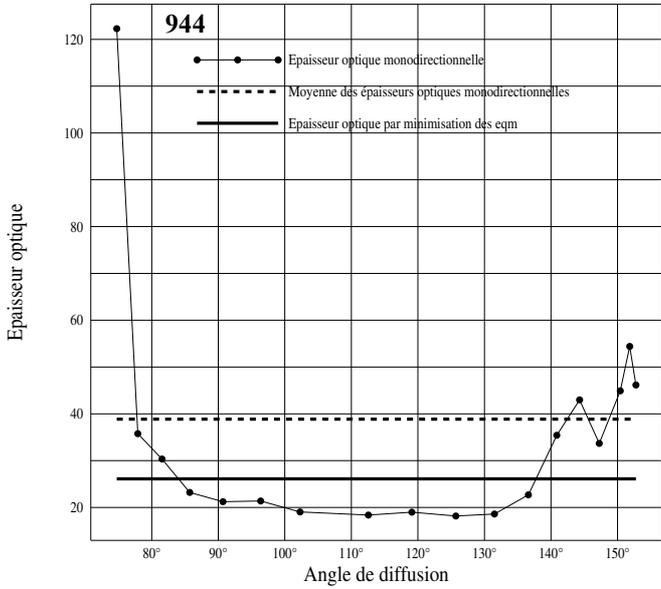


**Figures 75 : Détermination d'épaisseurs optiques mono et multi-directionnelles**

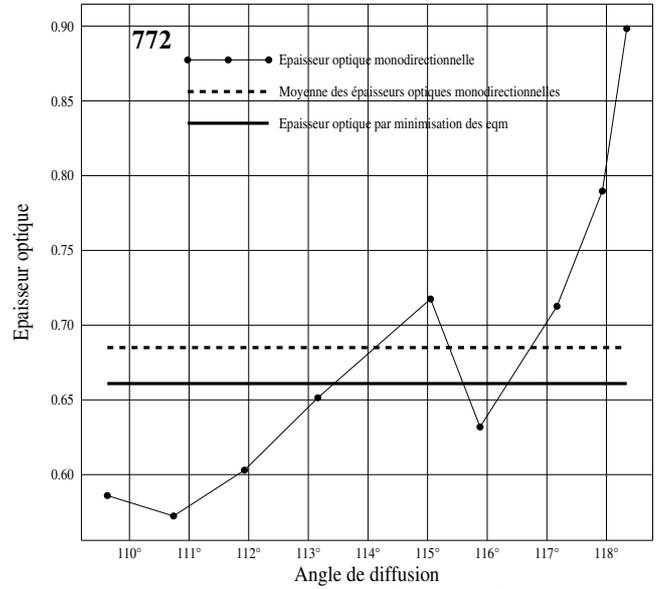
A gauche : vol du 7 octobre 2001 : tour 353 ; 9,20h

A droite : vol matinal du 5 octobre 2001 : tour 1372 ; 9,52h

**Épaisseur optique**

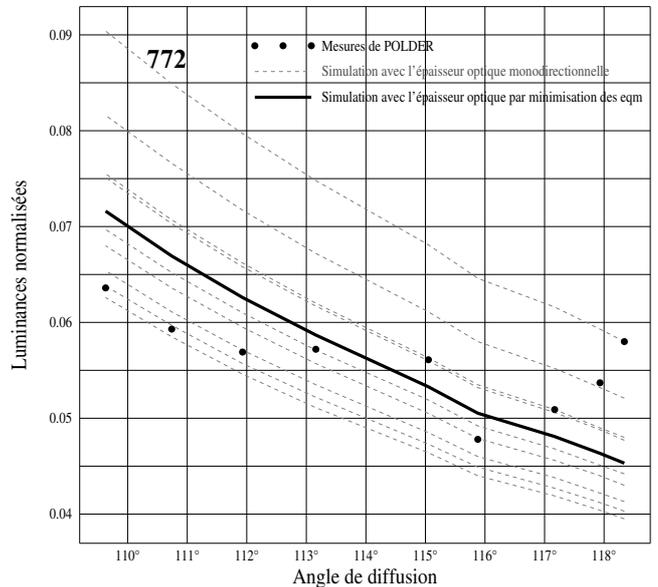
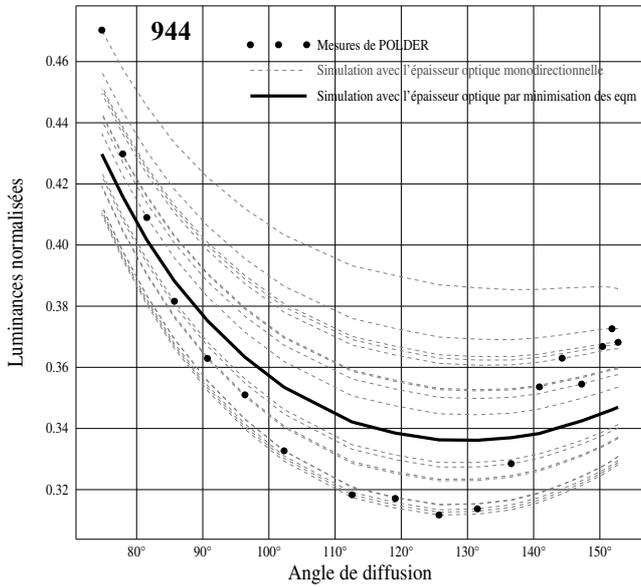


**Épaisseur optique**



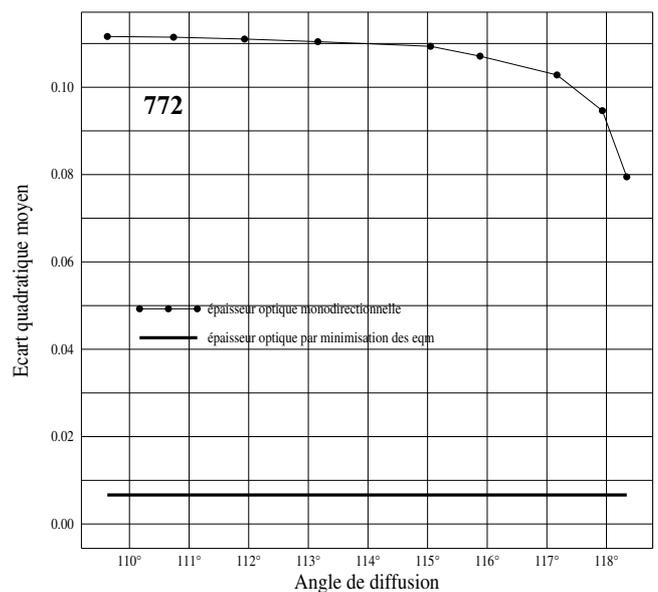
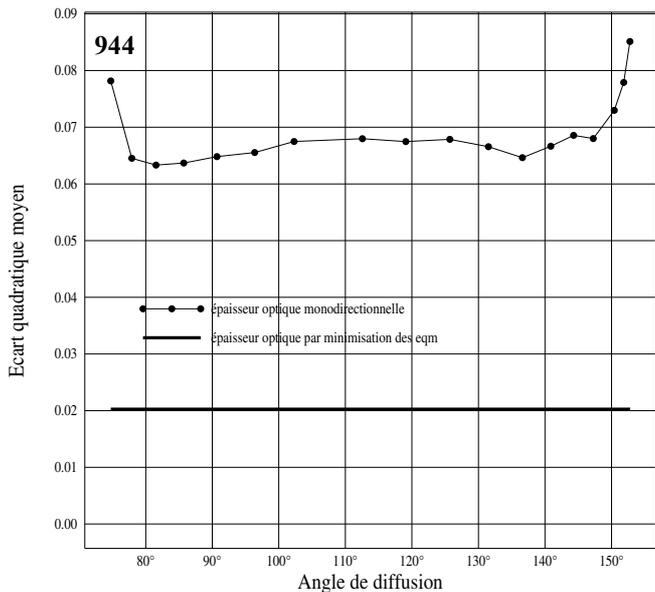
**Luminances mesurées et simulées**

**Luminances mesurées et simulées**



**Ecart quadratique moyen entre mesures et simulations**

**Ecart quadratique moyen entre mesures et simulations**



**Figures 76 : Détermination d'épaisseurs optiques mono et multi-directionnelles**

*A gauche : vol matinal du 5 octobre 2001 : tour 944 ; 9,07h*

*A droite : vol matinal du 5 octobre 2001 : tour 772 ; 8.90 h*

## **III.C.2/ Epaisseur optique multidirectionnelle**

### **III.C.2.a/ Deux types de mesure multidirectionnelle**

Nous avons vu précédemment que la moyenne d'images successivement acquises par POLDER mettait en évidence la dépendance angulaire du rayonnement diffusé (Figure 19 - C). Ainsi, nous disposons de la mesure multidirectionnelle du rayonnement diffusé par un nuage "moyen". A partir d'une telle mesure moyenne, nous pouvons alors déterminer une épaisseur optique qui correspond à l'ensemble des nuages observés par POLDER lors de la série d'acquisitions utilisée pour la moyenne.

Une telle utilisation de la mesure multidirectionnelle montre le plus souvent un bon accord avec des simulations (*Descloitres et al, 1995*). Lors de notre étude, nous avons appliqué une approche similaire pour déterminer l'épaisseur optique d'une scène nuageuse à partir de la moyenne d'images successives. Cette approche s'est avérée concluante mais elle a été écartée en raison de la piètre résolution spatiale qu'elle fournit.

Afin de concilier la mesure multidirectionnelle avec une bonne résolution, nous utilisons, pour cette étude, le suivi de scènes nuageuses déjà exposé dans le paragraphe IV.D.5/ de la seconde partie. Ainsi, la luminance multidirectionnelle d'une même scène est dérivée de plusieurs images. Sur chaque image, la scène est assimilée à un pavé de (7x7) pixels. Une épaisseur optique peut ainsi être déterminée pour chaque pavé d'une image.

### **III.C.2.b/ Détermination d'épaisseurs optiques multidirectionnelles**

Afin de prendre en compte l'information multidirectionnelle de POLDER, la première possibilité est de moyenniser les épaisseurs optiques monodirectionnelles précédemment obtenues pour chaque direction de visée d'une scène suivie. Sur les exemples des Figures 75 et des Figures 76, cette épaisseur optique moyenne est indiquée sur les graphiques du haut par la droite discontinue.

La seconde possibilité consiste à rechercher une seule épaisseur optique de la couche nuageuse en exploitant directement la mesure multidirectionnelle de POLDER. A cet effet, nous allons simuler, pour plusieurs épaisseurs optiques, les luminances associées aux géométries d'observation des mesures. Ensuite, nous recherchons pour quelle épaisseur optique l'écart quadratique moyen entre mesure et simulation est minimum.

Il serait possible d'effectuer ces simulations pour un grand nombre d'épaisseurs optiques puis de calculer l'écart quadratique moyen entre chacune de ces simulations et les mesures. Toutefois, ces simulations nécessitent un certain temps de calcul aussi, pour obtenir une précision satisfaisante dans des délais raisonnables, une autre méthode est ici privilégiée.

Cette autre méthode vise à prévoir le minimum d'écart quadratique moyen à partir de la comparaison de deux épaisseurs optiques. Cette méthode est fondée sur l'hypothèse que la représentation des écarts quadratiques moyens en fonction de l'épaisseur optique ne présente qu'un unique minimum.

Le graphique de la figure 77 illustre le principe de l'algorithme de recherche de l'épaisseur optique qui minimise l'écart quadratique moyen entre simulations et mesures. Dans la description qui suit de cette méthode, pour chaque épaisseur optique testée, la diffusion du rayonnement est simulée et l'écart quadratique moyen entre mesures et simulation calculée. Tout d'abord, deux épaisseurs optiques croissantes  $\tau_1$  et  $\tau_2$  sont arbitrairement choisies. Les écarts quadratiques moyens associés à ces épaisseurs optiques, comme le montre la figure, sont décroissants. Alors, l'épaisseur optique réelle doit être supérieure à  $\tau_1$ . Nous choisissons dès lors une nouvelle épaisseur optique  $\tau_3$  supérieure à  $\tau_2$ . Cette fois, l'écart quadratique moyen associé à  $\tau_3$  est supérieur à celui de  $\tau_2$ , aussi, l'épaisseur optique réelle est comprise entre  $\tau_1$  et  $\tau_3$ . Une nouvelle épaisseur optique  $\tau_4$  est choisie entre  $\tau_2$  et  $\tau_3$ .  $\tau_4$  s'avère représenter un nouveau minimum d'écart quadratique moyen, dès lors, l'épaisseur optique réelle est comprise entre  $\tau_2$  et  $\tau_3$ . De façon similaire, d'après le graphique, l'épaisseur optique réelle s'avère comprise entre  $\tau_2$  et  $\tau_5$ . Ce processus est ensuite répété de façon à réduire progressivement l'intervalle dans lequel se trouve l'épaisseur optique réelle jusqu'à ce que celui-ci atteigne la précision escomptée.

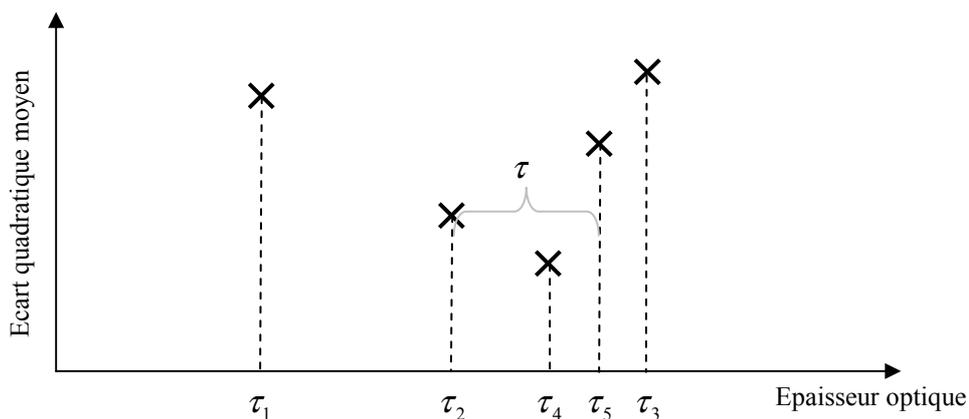


figure 77 : Détermination de l'épaisseur optique par minimisation des écarts quadratiques moyens

L'épaisseur optique de la couche nuageuse est ainsi déterminée en tirant directement parti de la mesure multidirectionnelle de POLDER. Sur les graphiques des Figures 75 et des Figures 76, cette épaisseur optique est indiquée sur les graphiques du haut par la droite

continue. Notons que sur ces figures, les écarts quadratiques moyens sont, dans les légendes, désignés par leur sigle “eqm”.

### **III.C.3/ Analyse des épaisseurs optiques trouvées**

Afin d’analyser plus finement les épaisseurs optiques déterminées par ces différentes méthodes, nous allons nous appuyer sur les quatre exemples des Figures 75 et des Figures 76.

Les graphiques centraux de ces figures présentent, par les points non joints, les mesures d’un pixel POLDER suivi sur plusieurs images. Ces mesures sont reportées en fonction de leurs angles de diffusion. Sur les mêmes graphiques, les luminances simulées, pour l’épaisseur optique déterminée par minimisation des écarts quadratiques moyens et pour la même géométrie de visée, sont présentées par la courbe noire continue. Toujours pour les mêmes géométries de visée, les courbes grises et pointillées représentent les luminances simulées pour chaque épaisseur optique monodirectionnelle déterminée.

Par essence, les épaisseurs optiques monodirectionnelles sont estimées avec une seule mesure, aussi, nous comprenons que chaque courbe de luminances simulées avec ces épaisseurs optiques passe par un des points de mesure.

Le cas du tour 353 du vol FRENCH du 7 octobre montre le meilleur accord obtenu entre les mesures et les simulations effectuées pour l’épaisseur optique déterminée par minimisation des écarts quadratiques moyens. L’analyse de la phase thermodynamique nous indique que le nuage survolé était certainement un nuage de glace. Or, les épaisseurs optiques sont déterminées par défaut avec un modèle de cristaux de glace. Ainsi, le bon accord entre mesures et simulations pour cet exemple semble pouvoir être attribué à la pertinence du modèle.

Le nuage survolé lors du tour 944 du vol matinal du 5 octobre semble être constitué principalement d’eau à l’état liquide. Ceci explique le comportement angulaire différent des mesures et des simulations effectuées avec l’épaisseur optique minimisant les écarts quadratiques moyens. La même explication peut être retenue pour le tour 772.

Pour le tour 1372, l’accord entre les mesures et les simulations apparaît relativement correct avec pourtant un décrochage aux plus grands angles de diffusion. Pour ce cas, l’analyse de la phase thermodynamique permet de penser qu’il s’agit d’un nuage en phase mixte. Cette phase complexe pourrait alors expliquer cette légère discordance. Ces écarts aux grands angles de diffusion se retrouvent sur le graphique du dessus où les épaisseurs optiques monodirectionnelles sont bien inférieures à celles obtenues pour les autres directions de visée.

Toujours sur les graphiques centraux, la dispersion des courbes grises qui présentent les luminances simulées avec les différentes épaisseurs optiques monodirectionnelles nous amène aux mêmes conclusions que précédemment.

En outre, pour le cas du tour 353, la plupart de ces courbes sont très proches, mais, quelques une se retrouvent plus basses. Ces dernières simulations singulières sont effectuées pour les épaisseurs optiques déterminées avec les mesures aux plus faibles angles de diffusion. De fait, ces mesures se révèlent associées au glitter. Or, nous l'avons vu, en raison du choix d'une mauvaise vitesse de vent ou du problème des luminances parasites, les mesures du glitter correspondent difficilement aux simulations. Et, en effet, pour le cas du tour 353, comme le reflète les épaisseurs optiques, le nuage survolé est très fin. Les mesures sont ainsi fortement affectées par le rayonnement diffusé par la surface. Nous comprenons donc que les épaisseurs optiques soient mal estimées pour ces faibles angles de diffusion. Ce désaccord se retrouve sur le graphique du dessus qui résume les épaisseurs optiques. En effet, les épaisseurs optiques monodirectionnelles semblent regroupées, pour la plupart, sur de mêmes valeurs proche de 0,5. Mais, aux faibles angles de diffusion, les épaisseurs optiques sont clairement inférieures.

La figure montre donc que le glitter affecte beaucoup les valeurs d'épaisseurs optiques retrouvées. C'est en particulier critique dans le cas des faibles épaisseurs optiques. Il conviendrait donc soit de filtrer les directions associées au glitter comme c'est le cas dans la version spatiale (*Buriez et al, 1997*) soit d'avoir une très bonne modélisation du glitter. Une telle modélisation nécessiterait une connaissance précise de la vitesse de vent et la prise en compte de sa direction.

Les graphiques du bas des Figures 75 et des Figures 76 présentent les écarts quadratiques moyens entre chaque simulation présentée sur le graphique au dessus et les mesures. Chaque point correspond à l'écart quadratique moyen calculé entre chaque courbe simulée (en gris sur la figure centrale) et l'ensemble des mesures angulaires de luminance (les points sur la figure centrale). Comme il se doit, l'écart quadratique moyen est systématiquement minimum en utilisant, pour déterminer l'épaisseur optique, la méthode qui justement le minimise. Ces graphiques offre un autre regard sur la comparaison entre la détermination des épaisseurs optiques mono et multi-directionnelles et la plupart des singularités, précédemment énoncées, s'y retrouvent.

Cette étude montre l'intérêt des mesures multidirectionnelles pour la détermination de l'épaisseur optique des nuages. En fait, les Figures 75 et les Figures 76 montrent clairement que l'épaisseur optique déterminée à partir d'une seule direction de visée peut être très différente de l'épaisseur optique multidirectionnelle (de la même manière : *Descloitres et al, 1998*).

Par contre, comme nous le voyons, la différence, entre la moyenne des épaisseurs optiques monodirectionnelles et celle déterminée par minimisation des écarts quadratiques moyens, est le plus souvent faible. Nous pouvons pourtant penser que la méthode qui minimise les écarts quadratiques moyens est plus fiable car elle se base directement sur les mesures multidirectionnelles.

Ceci est confirmé par le cas du tour 944. Pour ce cas, comme le montre le graphique du haut, l'épaisseur optique monodirectionnelle associée au plus faible angle de diffusion excède de loin les autres. Cette valeur affecte ensuite nettement la moyenne des épaisseurs optiques. Par contre, en terme de luminance l'écart de cette mesure par rapport aux autres est plus modéré et donc, l'épaisseur optique déterminée par minimisation des écarts quadratiques moyens est bien moins affectée par cette mesure. Effectivement, comme le montre le graphique de droite des Figures 74, pour de fortes épaisseurs optiques, comme c'est ici le cas, une faible variation de luminance peut entraîner une forte variation d'épaisseur optique.

Nous avons ainsi vu, au travers de ces comparaisons, qu'il convenait d'utiliser la mesure multidirectionnelle de POLDER pour déterminer l'épaisseur de la couche nuageuse. Nous avons également noté que pour de fortes épaisseurs optiques, il pouvait être intéressant d'exploiter directement et simultanément l'ensemble du jeu de mesure.

### **III.C.4/ Méthode d'estimation optimale**

#### **III.C.4.a/ Présentation**

Pour exploiter l'information multidirectionnelle de POLDER, nous avons précédemment utilisé une méthode qui visait à minimiser les écarts quadratiques moyens entre les mesures et les simulations. Une autre approche pour exploiter simultanément l'ensemble de ce jeu de mesures est l'utilisation d'une méthode d'estimation optimale.

Les avantages de cette méthode, comme nous allons le voir sont multiples. Néanmoins, nous retiendrons principalement que cette méthode peut s'avérer plus rapide et qu'elle permet de déterminer simultanément plusieurs paramètres nuageux. Cette dernière propriété n'est pas utile pour la détermination seule de l'épaisseur optique mais elle sera primordiale par la suite.

La méthode d'estimation optimale a initialement été utilisée par Clive D. Rodgers pour l'étude de l'atmosphère (*Rodgers, 1976 ; Marks et Rodgers, 1993*).

### III.C.4.b/ Définitions des grandeurs utiles

Afin d'utiliser la méthode d'estimation optimale, il convient de définir quelques grandeurs.

Dans le cas général, nous recherchons avec cette méthode plusieurs paramètres au nombre de  $P$ . Ceux-ci sont placés dans un vecteur noté  $\vec{X}$  de dimension  $P$ . Dans le cas qui nous occupe, ce vecteur est un scalaire et correspond à la seule valeur recherchée : l'épaisseur optique du nuage. La méthode nécessite également une estimation a priori de ces paramètres recherchés. Ces estimations définissent un nouveau vecteur noté  $\vec{X}_a$  également de dimension  $P$ . La confiance accordée à ces paramètres "a priori" permet la constitution de la matrice de variance - covariance (variance sur la diagonale et covariance ailleurs) de ces paramètres. Cette matrice notée  $S_a$  est carrée de dimension  $P$ .

La covariance  $C_{ij}$  est définie comme :

$$C_{ij} = \langle dx_i dx_j \rangle \quad \text{équation 127}$$

Où  $dx_i$  représente l'écart d'une information  $x_i$  à sa valeur moyenne.

Les paramètres recherchés sont, en première approximation, considérés indépendants, aussi, les covariances sont nulles. La matrice  $S_a$  est ainsi définie uniquement par la variance  $\overline{\sigma_a^2}$  des différents paramètres :

$$\begin{cases} S_{a_{ii}} = \sigma_{a_i}^2 \\ S_{a_{ij}} = 0 \Leftrightarrow i \neq j \end{cases} \quad \text{équation 128}$$

L'inverse d'une matrice de covariance peut être appelée matrice de précision. Ce terme permet de rappeler que la matrice de covariance  $S_a$  représente les imprécisions admises sur les paramètres nuageux a priori. L'inverse  $S_a^{-1}$  de cette matrice correspond ainsi à la précision de ces paramètres ou à la confiance qui leur est accordée.

Les  $N$  mesures utilisées pour déterminer les paramètres nuageux sont regroupées dans un vecteur noté  $\vec{Y}$  de dimension  $N$ .

Dans le cas qui nous préoccupe, les simulations produites par le code de transfert radiatif définissent une fonction vectorielle  $\vec{F}(\vec{X}; \vec{B})$ . Comme l'évoque ses arguments,  $\vec{F}$  est fonction des paramètres recherchés mais aussi des autres paramètres qui influencent les luminances simulées. Ces autres paramètres, placés dans un vecteur  $\vec{B}$  de dimension  $b$ , sont fixes. Le vecteur  $\vec{F}$  simule les luminances associées aux conditions de mesures, aussi, ce vecteur est, à l'instar de  $\vec{Y}$ , de dimension  $N$ .

A partir de cet opérateur vectoriel, nous pouvons déterminer la matrice  $K$  du jacobien défini qui regroupe les dérivées partielles des composantes vecteur  $\vec{F}$  par rapport aux composantes du vecteur  $\vec{X}$  :

$$K_{ij} = \frac{\partial F_i}{\partial X_j} \quad \text{équation 129}$$

Ce jacobien constitue une matrice de dimensions  $N \times P$ . Ne disposant pas de la forme analytique de la fonction vectorielle  $\vec{F}$ , le jacobien  $K$  est obtenu comme suit à partir de simulations:

$$K_{ij} = \frac{F_i(X_j + dx_j) - F_i(X_j - dx_j)}{2dx_j} \quad \text{équation 130}$$

Où  $dx_j$  désigne une petite variation de  $X_j$ .

Notons que dans cette expression le vecteur  $\vec{B}$  et les autres composantes possibles du vecteur  $\vec{X}$  n'ont pas été précisées pour alléger l'expression. Cette notation allégée et implicite sera conservée dans les expressions à venir.

Alors que le vecteur  $\vec{Y}$ , nous l'avons vu, regroupe les diverses mesures, une matrice de variance - covariance  $S_Y$  de ces mesures lui est adjointe. Cette matrice regroupe deux types d'erreurs. Le premier type correspond aux incertitudes inhérentes à la mesure. Pour POLDER et pour MiniMIR, nous disposons dans le Tableau 2 des incertitudes relatives notées  $\Delta M$ . L'écart type des mesures constituant le vecteur  $\vec{\sigma}_m$  est alors obtenu comme :

$$\vec{\sigma}_m = \Delta M \cdot \vec{Y} \quad \text{équation 131}$$

Le second type d'erreur provient de l'imprécision des valeurs fixées pour le vecteur  $\vec{B}$  dans les simulations. Nous pouvons définir avec quelle précision  $\vec{p}_B$  ce vecteur  $\vec{B}$  est connu. La précision est une grandeur vectorielle car elle peut être différente pour chaque composante de  $\vec{B}$ .

Pour le cas qui nous préoccupe en premier lieu de l'inversion seule de l'épaisseur optique de la couche nuageuse avec des particules de type IHM, les composantes des vecteurs  $\vec{B}$  et  $\vec{p}_B$  sont fixées comme suit :

- Le rayon de la sphère de même volume que le cristal est fixé à 40  $\mu\text{m}$  avec une incertitude de 50%.
- Le facteur de forme est fixé à 2,5 avec une incertitude de 50%.
- La vitesse du vent est définie suivant les vols avec une incertitude de 25 %.
- La pression atmosphérique standard est utilisée avec une incertitude de 5 %.

Chaque composante du vecteur  $\vec{B}$  induit ainsi une incertitude sur les luminances simulées. Ainsi, nous pouvons définir une matrice  $\sigma_L$  de ces incertitudes. Cette matrice est de dimension  $N \times b$  et définie comme suit :

$$\sigma_{L_{ij}} = \frac{\partial F_i(B_j)}{\partial B_j} B_j \cdot p_{b_{ij}} \quad \text{équation 132}$$

En reprenant les mêmes hypothèses que celles qui sont appliquées à la matrice  $S_a$ , nous trouvons à nouveau que la matrice  $S_Y$  est diagonale et définie comme suit :

$$\begin{cases} S_{Y_{ii}} = \sigma_{m_i}^2 + \sum_{k=1}^b \sigma_{L_{ik}}^2 \\ S_{Y_{ij}} = 0 \Leftrightarrow i \neq j \end{cases} \quad \text{équation 133}$$

### III.C.4.c/ Principe de la méthode

La méthode d'estimation optimale décrite ci-après vise à estimer le vecteur des paramètres  $\vec{X}$  le plus probable en connaissant le vecteur mesure  $\vec{Y}$ . A cet effet, la méthode est basée sur le théorème de Bayes et suppose des densités de probabilité gaussiennes.

Le théorème de Bayes donne la probabilité  $P(\alpha|\beta)$  d'avoir une certaine valeur pour une variable aléatoire  $\alpha$  en connaissant la valeur  $\beta$  d'une variable aléatoire  $\beta$  :

$$P(\alpha|\beta) = \frac{P(\alpha)P(\beta|\alpha)}{P(\beta)} \quad \text{équation 134}$$

Où  $P(\alpha)$  représente la probabilité d'avoir  $\alpha$ ,  $P(\beta)$  celle d'avoir  $\beta$  et  $P(\beta|\alpha)$  celle d'avoir  $\beta$  quand  $\alpha$  est connu.

Dans le cas qui nous préoccupe de la recherche des paramètres du vecteur  $\vec{X}$ ,  $P(\vec{X}|\vec{Y})$  représente la probabilité d'avoir un vecteur  $\vec{X}$  en ayant le vecteur mesure  $\vec{Y}$ ,  $P(\vec{X})$  représente la probabilité que le vecteur a priori  $\vec{X}_a$  soit correct,  $P(\vec{Y})$ , la probabilité que les mesures soient correctes et  $P(\vec{Y}|\vec{X})$  la probabilité que pour un vecteur  $\vec{X}$ , les simulations correspondent aux mesures. Ces probabilités sont ensuite considérées comme suivant une loi gaussienne. Ainsi, la probabilité que l'a priori soit correct, satisfait à la relation de proportionnalité suivante :

$$P(\vec{X}) \propto \exp\left(-(\vec{X} - \vec{X}_a)^T S_a^{-1} (\vec{X} - \vec{X}_a)\right) \quad \text{équation 135}$$

Ou comme suit, si un seul paramètre était recherché :

$$P(X) \propto \exp\left(-\frac{(X - X_a)^2}{\sigma_a^2}\right) \quad \text{équation 136}$$

Ainsi la probabilité d'avoir des paramètres  $\vec{X}$  en ayant des mesures  $\vec{Y}$  respecte la relation de proportionnalité suivante :

$$P(\vec{X}|\vec{Y}) \propto \frac{\exp\left(-(\vec{X} - \vec{X}_a)^T S_a^{-1}(\vec{X} - \vec{X}_a)\right) \cdot \exp\left(-(\vec{Y} - \vec{F}(\vec{X}))^T S_Y^{-1}(\vec{Y} - \vec{F}(\vec{X}))\right)}{P(\vec{Y})} \quad \text{équation 137}$$

La meilleure estimation des paramètres  $\vec{X}$  correspond alors au maximum de la fonction  $P(\vec{X}|\vec{Y})$ , c'est-à-dire au minimum de la fonction coût  $\Phi$  définie comme suit :

$$\Phi = (\vec{X} - \vec{X}_a)^T S_a^{-1}(\vec{X} - \vec{X}_a) + (\vec{Y} - \vec{F}(\vec{X}))^T S_Y^{-1}(\vec{Y} - \vec{F}(\vec{X})) \quad \text{équation 138}$$

Notons que  $\Phi$  est une grandeur scalaire.

La méthode d'estimation optimale est une sorte de minimisation de l'écart quadratique moyen entre les vecteurs des couples  $(\vec{X}, \vec{X}_a)$  et  $(\vec{Y}, \vec{F}(\vec{X}))$ . Le poids à accorder à chacun de ces couples de vecteurs et à chacune de leurs composantes est défini par les matrices de précisions.

Le vecteur  $\vec{X}$  minimisant la fonction  $\Phi$  est trouvé en annulant la dérivée de cette fonction par rapport à  $\vec{X}$  et ainsi :

$$\vec{X} = \vec{X}_a + S_a K(\vec{X})^T S_Y^{-1}(\vec{Y} - \vec{F}(\vec{X})) \quad \text{équation 139}$$

Cette équation ne peut pas, en raison du caractère non analytique de la fonction  $\vec{F}$ , trouver de solution explicite. Aussi, il convient de déterminer sa solution de façon itérative.

Notons  $\vec{\tilde{X}}$  un vecteur approché de  $\vec{X}$ . En considérant, localement, un comportement relativement linéaire des luminances simulées nous pouvons approximer la fonction vectorielle  $\vec{F}$  par son développement limité d'ordre 1 :

$$F(\vec{X}) \approx F(\vec{\tilde{X}}) + K(\vec{\tilde{X}})(\vec{X} - \vec{\tilde{X}}) \quad \text{équation 140}$$

Nous aurons de la même manière pour la fonction matricielle K :

$$K(\vec{X}) \approx K(\vec{\tilde{X}}) + \frac{dK}{d\vec{X}}(\vec{\tilde{X}})(\vec{X} - \vec{\tilde{X}}) \quad \text{équation 141}$$

Néanmoins, nous négligerons la dérivée seconde de  $\vec{F}$  qui constitue le terme d'ordre 1 de cette seconde expression. Dès lors, ces deux derniers développements peuvent être réintroduits dans l'équation 139. La nouvelle équation peut alors être résolue pour déterminer comme suit une approximation du vecteur  $\vec{X}$  :

$$\vec{X} \approx \left( S_a^{-1} + K(\vec{\tilde{X}})^T S_Y^{-1} K(\vec{\tilde{X}}) \right)^{-1} \left( S_a^{-1} \vec{X}_a + K(\vec{\tilde{X}})^T S_Y^{-1} (\vec{Y} - F(\vec{\tilde{X}}) + K(\vec{\tilde{X}}) \vec{\tilde{X}}) \right) \quad \text{équation 142}$$

Cette relation permet de déterminer une valeur approchée pour  $\vec{X}$  à partir d'une valeur test de ce vecteur. Un système itératif visant à améliorer progressivement la détermination des paramètres nuageux recherchés peut donc être construit. Nous noterons alors  $\vec{X}^i$  la valeur de X obtenue à la  $i^{\text{ème}}$  itération. Ce processus itératif est basé sur les valeurs a priori des paramètres nuageux et il se présente donc comme :

$$\begin{cases} \vec{X}^0 = \vec{X}_a \\ \vec{X}^{i+1} = \left( S_a^{-1} + K(\vec{X}^i)^T S_Y^{-1} K(\vec{X}^i) \right)^{-1} \left( S_a^{-1} X_a + K(\vec{X}^i)^T S_Y^{-1} (\vec{Y} - F(\vec{X}^i)) + K(\vec{X}^i) \vec{X}^i \right) \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{équation} \\ 143 \end{array}$$

Plusieurs critères peuvent être définis pour arrêter le processus itératif mais, dans cette étude, nous nous limiterons à rechercher la convergence des paramètres nuageux.

Le jacobien  $K$ , par définition, donne la variation des grandeurs mesurées pour une variation des paramètres nuageux. Ainsi, son produit matriciel avec sa transposée pondérée par la matrice de précision des mesures et du modèle, correspond à la matrice de précision des paramètres nuageux, relative aux mesures et au modèle.

Ainsi, en lui adjoignant la matrice de précision relative aux a priori, la matrice de covariance des paramètres nuageux obtenue est définie comme suit :

$$S_X = \left( S_a^{-1} + K^T S_Y^{-1} K \right)^{-1} \quad \text{équation 144}$$

Cette matrice permet dès lors d'attribuer à chaque paramètre inversé un écart type (ou erreur) qui tient compte de la précision des mesures, du modèle de transfert radiatif, des paramètres non recherchés et des paramètres a priori.

#### **III.C.4.d/ Utilisation**

Cette méthode, comme nous le voyons, permet de déterminer simultanément plusieurs paramètres nuageux en s'appuyant sur tout un jeu de mesures. Dans un premier temps, nous ne l'utiliserons toutefois que pour déterminer l'épaisseur optique de la couche nuageuse à partir des mesures multidirectionnelles de POLDER. Le vecteur  $\vec{Y}$  contient donc ces mesures.

La détermination de l'épaisseur optique se fait sans présumer de la valeur de ce paramètre. Une valeur a priori de l'épaisseur optique est pourtant nécessaire dans la méthode d'estimation optimale pour initialiser le processus itératif. La confiance accordée à cet a priori est alors minimisée en choisissant des valeurs élevées pour la matrice des covariances  $S_a$ . Dans ce cas, les termes où intervient la matrice de précision  $S_a^{-1}$  peuvent être le plus souvent négligés.

Dès lors, la minimisation de l'équation 138, se réduit à la minimisation des écarts quadratiques moyens entre mesures et simulations, à la seule différence que, compte tenu de la matrice de précision, un poids plus faible est accordé aux mesures les plus élevées. Nous pouvons donc nous attendre à ce que, dans le cas de la recherche de l'épaisseur optique, les méthodes d'estimation optimale et de minimisation des écarts quadratiques moyens fournissent des résultats proches.

Si la méthode d'estimation optimale permet la détermination de l'épaisseur optique à partir d'un jeu de mesures multidirectionnelles de POLDER, elle permet a fortiori cette détermination avec une mesure monodirectionnelle. Comme nous l'avons montré précédemment, la méthode perd alors de son intérêt mais cette simplification permet de tester facilement la méthode. En effet, dans ce cas, jacobien, matrice de covariance et autres vecteurs se réduisent à des scalaires. Ainsi, en négligeant la matrice de précision  $S_a^{-1}$ , la seconde équation 143 se limite à :

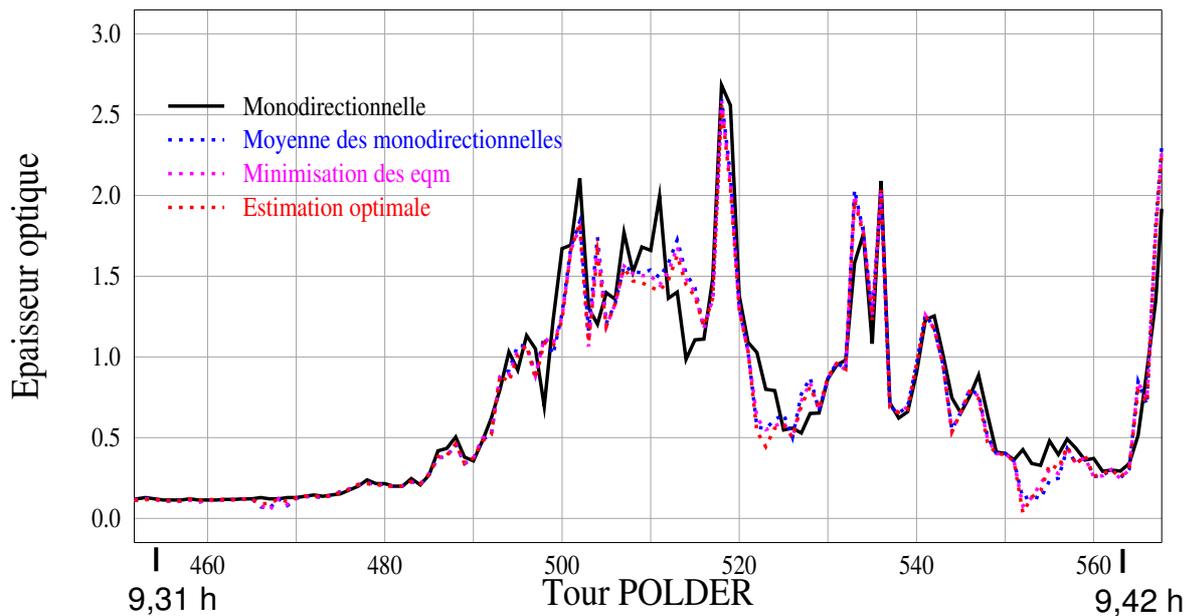
$$X^{i+1} = \left( \frac{dF}{dX} \right)^{-1} (X^i) (Y - F(X^i)) + X^i \quad \text{équation 145}$$

Nous voyons ainsi explicitement, compte tenu de cette grossière simplification, que le paramètre recherché  $X^{i+1}$  est corrigé de celui obtenu au rang précédent  $X^i$  à partir de sa dérivée.

### **III.C.5/ Conclusion relative aux épaisseurs optiques “passives”**

Nous avons vu que plusieurs méthodes permettaient la détermination de l'épaisseur optique de la couche nuageuse à partir de mesures passives. Nous avons ensuite montré en nous appuyant sur des exemples de situations parfois extrêmes qu'il était intéressant de privilégier les méthodes exploitant simultanément toutes les mesures multidirectionnelles proposées par POLDER.

La Figure 78, présente, pour un extrait du vol FRENCH du 7 octobre, entre 9,31 h et 9,42 h, les épaisseurs optiques déterminées par les 4 méthodes présentées en fonction du tour d'acquisition de POLDER. Nous remarquons ainsi, que les résultats des 3 méthodes multidirectionnelles représentés en pointillés sont très proches. Toutefois, l'épaisseur optique monodirectionnelle fluctue autour de ces valeurs sans jamais s'en éloigner fortement. La direction de visée utilisée pour cette représentation est celle associée à la visée de MiniMIR.



**Figure 78 : Epaisseur optique avec les différentes méthodes**

*Vol FRENCH du 7 octobre*

*Canal POLDER centré à 865 nm, direction de visée de MiniMIR*

*Particules de glace de type IHM de rapport de forme 2,5 et dont la sphère de même volume aurait un rayon de 40  $\mu\text{m}$*

L'usage d'une méthode exploitant simultanément l'ensemble du jeu de mesures multidirectionnelles de POLDER ne fait de différence que dans des situations particulières. De telles situations peuvent, notamment, correspondre à des nuages de très fortes épaisseurs optiques ou à des situations où les phases des nuages réels et modélisés ne s'accordent pas. Dans la pratique, cette dernière situation se limite aux cas de nuages de phases mixtes puisque le modèle de particule peut généralement être ciblé en fonction de la phase du nuage. Ainsi, généralement, toutes les méthodes fournissant une épaisseur optique multidirectionnelle s'avèrent équivalentes en terme de résultat. Et, le plus souvent pendant la campagne FRENCH, la perte de précision sur les valeurs d'épaisseur optique monodirectionnelle, demeure acceptable lorsque la mesure utilisée est loin du glitter.

### III.D/ Evaluation de l'épaisseur optique avec le lidar

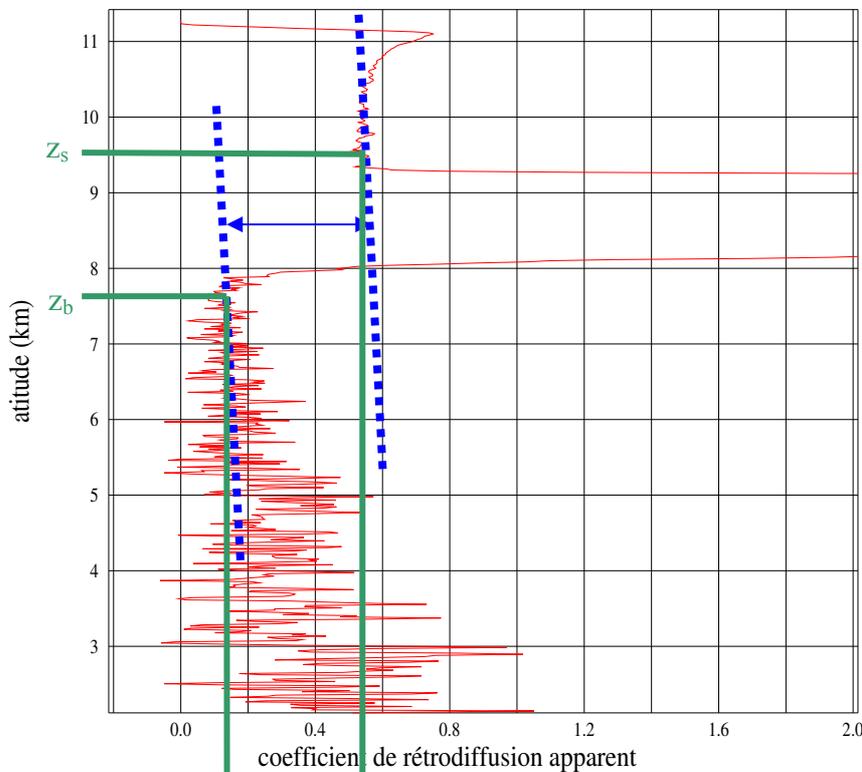
#### III.D.1/ Méthode

Le signal lidar rétrodiffusé sous le nuage va interagir sur le trajet aller-retour avec les molécules de l'atmosphère mais, surtout, avec les particules constitutives du nuage. En omettant les cas très exceptionnels évoqués précédemment pour lesquels le coefficient de

diffusion multiple serait négatif, le signal est donc atténué lors de la traversée du nuage (paragraphe V.B.1/ de la seconde partie).

La Figure 79 représente un profil de rétrodiffusion LEANDRE acquis lors du vol FRENCH du 7 octobre aux environs de 9h21 (ou 9,35 h en heure décimale). Sur cette figure, nous reconnaissons un pic caractéristique de la présence d'un nuage aux environs de 8-9 km d'altitude. Les maxima de ce pic ont, sur la figure, été tronqués pour faciliter la lecture des faibles coefficients de rétrodiffusion apparents.

Nous voyons ainsi que la mesure du signal rétrodiffusé sous le nuage est nettement atténuée par rapport à celle du signal rétrodiffusé au dessus du nuage. La valeur de cette atténuation est directement reliée à l'épaisseur optique du nuage (*Evans, 1965 ; Platt, 1972*).



$P^*(z_b)$   $P^*(z_s)$   
**Figure 79 : Atténuation du signal lidar et épaisseur optique**  
*L'atténuation du signal lidar avant et après le nuage est liée à l'épaisseur optique de ce dernier*  
*Vol du 7 octobre 2001, 9h21'14''*

L'atténuation du signal lidar avec le nuage peut s'exprimer comme le rapport des coefficients de rétrodiffusion apparents au-dessous et au-dessus du nuage. Nous utilisons, pour déterminer l'épaisseur optique, les coefficients de rétrodiffusion apparents totaux. Aussi, considérons la relation de l'équation 45, pour exprimer l'atténuation comme suit :

$$\frac{P^*(z_b)}{P^*(z_s)} = \frac{\beta(z_b) \exp\left(-2 \int_{z_b}^{z_a} \eta \sigma_{ext}(z) dz\right)}{\beta(z_s) \exp\left(-2 \int_{z_s}^{z_a} \eta \sigma_{ext}(z) dz\right)} \quad \text{équation 146}$$

Rappelons que  $z_b$  est l'altitude de la base du nuage,  $z_s$  celle de son sommet,  $z_a$  celle de l'avion et  $\sigma_{ext}$  la section efficace d'extinction volumique. Cette section efficace d'extinction englobe les particules nuageuses et les molécules.

Soit,

$$\ln\left(\frac{P^*(z_b)}{P^*(z_s)}\right) = \ln\left(\frac{\beta(z_b)}{\beta(z_s)}\right) - 2\left(\int_{z_b}^{z_a} \eta \sigma_{ext}(z) dz - \int_{z_s}^{z_a} \eta \sigma_{ext}(z) dz\right) \quad \text{équation 147}$$

Alors, en s'appuyant sur l'équation 106 :

$$\tau = -\frac{1}{2\eta} \ln\left(\frac{P^*(z_b)\beta(z_s)}{P^*(z_s)\beta(z_b)}\right) \quad \text{équation 148}$$

Si l'on suppose qu'il n'y a pas d'aérosols dans l'atmosphère, les seuls éléments diffusants (en dehors des nuages) sont les molécules. Les coefficients de rétrodiffusion sont donc égaux aux coefficients de rétrodiffusion moléculaire. Les coefficients de rétrodiffusion moléculaire notés  $\beta_{mol}$ , comme nous l'avons vu, peuvent être calculés et tabulés. Précisons néanmoins que, dans le cadre de cette étude, nous n'utiliserons qu'un seul profil standard de rétrodiffusion moléculaire qui est normalisé sur le signal moléculaire mesuré au dessus des nuages. Nous avons ainsi, pour l'épaisseur optique :

$$\tau = -\frac{1}{2\eta} \ln\left(\frac{P^*(z_b)\beta_{mol}(z_s)}{P^*(z_s)\beta_{mol}(z_b)}\right) \quad \text{équation 149}$$

Avec cette méthode, si nous ne faisons aucune hypothèse sur le coefficient de diffusion multiple  $\eta$ , nous ne déterminons pas  $\tau$ , mais  $\eta\tau$ .

### III.D.2/ Résultats

A partir de la détection automatique des nuages (paragraphe I.A.3/), l'épaisseur optique des nuages pondérée par le coefficient  $\eta$  peut être déterminée au fil des vols de la campagne FRENCH. La Figure 80 présente ainsi les épaisseurs optiques lidar pour un extrait du vol du 7 octobre 2001. Entre 9,20 h et 9,25 h, un seul nuage est survolé. Par contre, à partir 9,35 h, deux couches nuageuses sont rencontrées. Les épaisseurs optiques de chacune d'elles sont additionnées pour la représentation de la Figure 80. Ces configurations nuageuses sont présentées sur la Figure 56.

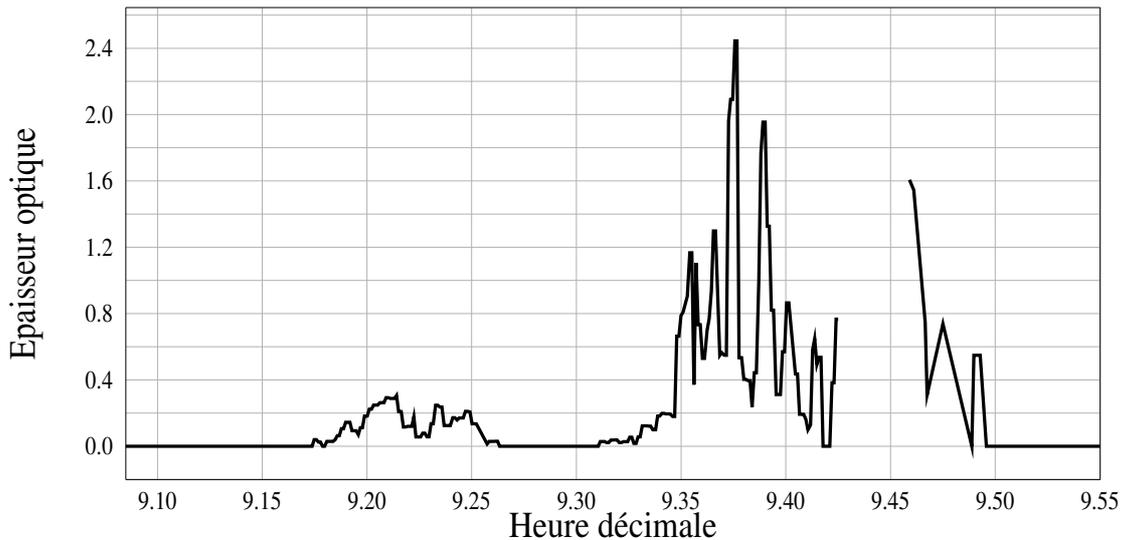


Figure 80 : Epaisseurs optiques dérivées des mesures lidar : vol du 7 octobre 2001

Ces épaisseurs optiques ne sont pas ici comparées à celles déterminées à partir des mesures radiométriques passives. En effet, ces dernières, comme nous le verrons dans la section à venir, sont affectées par la microphysique du nuage. Aussi, une comparaison de ces deux types d'épaisseurs optiques ne sera présentée qu'ultérieurement.

Toutefois, sur la Figure 80, nous pouvons noter l'absence de résultat entre 9,43 h et 9,46 h. Ceci est causé par une couche nuageuse localement trop épaisse que ne parvient pas à traverser le signal lumineux. Il apparaît ainsi que le lidar n'est pas à même de rendre compte d'épaisseurs optiques supérieures à environ 2,5.

### III.D.3/ Conclusion

Une information relative à l'épaisseur optique de la couche nuageuse peut ainsi être obtenue à partir des mesures actives de l'instrument LEANDRE. Nous rapprocherons ultérieurement dans cette étude les épaisseurs optiques actives et passives. Mais, nous pouvons déjà discuter de l'efficacité de ces deux moyens de mesure pour obtenir une information sur l'épaisseur optique d'un nuage. Sans juger de la pertinence des résultats, les mesures passives de POLDER permettent toujours d'obtenir une valeur d'épaisseur optique. Dans les cas de nuages fins, les mesures de radiométrie passive visibles permettent d'obtenir une valeur d'épaisseur optique, même si une grande incertitude est associée à cette valeur. Par contre, le pulse lumineux du lidar ne peut pas traverser les nuages les plus épais, aussi, une information sur l'épaisseur optique ne peut être obtenue que pour les nuages les plus fins (typiquement pour des épaisseurs optiques inférieures à 2,5).

En ne retenant que les heures d'acquisition de POLDER où un nuage est survolé et où les mesures lidar sont disponibles (soit approximativement 55% des mesures de POLDER),

nous pouvons statistiquement évaluer l'efficacité du lidar. Nous utilisons à cet effet les mesures du vol du 25 septembre, des deux vols du 5 octobre et de celui du 7 octobre. Ainsi, dans 52 % des cas, le lidar permet de donner l'épaisseur optique d'au moins une couche nuageuse et, dans 39 % des cas (soit environ 21 % de l'ensemble des mesures de POLDER), le lidar permet l'estimation de l'épaisseur optique intégrée de toutes les couches nuageuses de l'atmosphère.

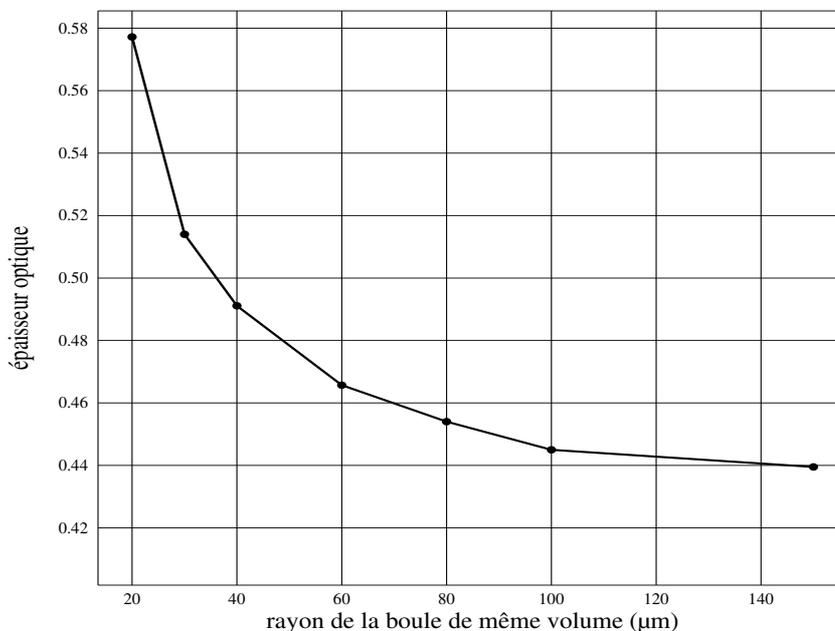
Enfin, le lidar présente l'avantage de pouvoir discerner l'épaisseur optique de chaque couche nuageuse si celles-ci sont suffisamment fines. A l'opposé, les mesures passives sont sensibles à une épaisseur optique intégrée sur toute l'atmosphère. POLDER présente par contre l'avantage d'une détermination de ces épaisseurs optiques sur un large champ, propriété à laquelle le lidar ne peut prétendre.

## IV/ Dimension des particules nuageuses

### IV.A/ Impact de la dimension des particules sur l'épaisseur optique

Nous avons précédemment montré comment déterminer l'épaisseur optique d'une couche nuageuse. Pour les méthodes reposant sur des mesures radiométriques passives, la simulation du rayonnement diffusé nécessite le choix d'un type de microphysique pour les nuages. Le choix du type de particules constituant le nuage peut bien sûr être affiné à partir de l'estimation de la phase du nuage (glace ou eau liquide).

Cependant, comme le montre la Figure 81, la dimension des particules considérées influe sur la détermination de l'épaisseur optique. Pour cette figure, l'épaisseur optique de la scène nuageuse est déterminée à partir de la mesure multidirectionnelle de POLDER lors du tour 353 du vol FRENCH du 7 octobre à 9,20 h. Cette mesure multidirectionnelle, obtenue par suivi de scène, a déjà été présentée sur le graphique au centre gauche des Figures 75. La méthode d'estimation optimale est utilisée et les luminances sont simulées avec des nuages de glace constitués de particules de type IHM et de facteur de forme 2,5. Sur le graphique, nous voyons que, pour une augmentation de la dimension de la particule IHM, l'épaisseur optique diminue. Cette variation d'épaisseur optique atteint sur cet exemple 25% pour une variation de dimension de cristaux allant de 20  $\mu\text{m}$  à 150  $\mu\text{m}$  en terme de rayon de sphère de même volume.



**Figure 81 : Impact de la dimension des particules sur l'épaisseur optique retrouvée**  
*Particules IHM de rapport de forme 2,5*

*Utilisation d'une mesure multidirectionnelle de POLDER le 7 octobre vers 9,20h*

Notons que si une telle décroissance est observée pour des particules IHM, c'est au contraire une augmentation des épaisseurs optiques avec le rayon qui serait observé si des particules homogènes avaient été choisies. Comme le montre la Figure 69, les particules de type IHM favorisent les diffusions latérales. En outre, les parts de rayonnement diffusées latéralement et vers l'arrière augmente avec le rayon particulaire. Ainsi, une plus grosse particule homogène va induire de plus faibles luminances vers le haut tandis qu'une plus grosse particule IHM va augmenter ces luminances.

#### **IV.B/ Sensibilité des luminances à la dimension des particules et à l'épaisseur optique du nuage**

Afin de déterminer l'épaisseur optique de la couche nuageuse et la dimension effective des particules qui la constituent, il convient d'exploiter au minimum deux informations radiométriques sensibles chacune à un paramètre.

##### **IV.B.1/ Choix des mesures pour déterminer l'épaisseur optique**

A microphysique fixée, si l'épaisseur optique d'un nuage augmente, le rayonnement trouve davantage de particules avec lesquelles interagir et il est donc davantage diffusé. Ainsi, avec l'augmentation de l'épaisseur optique, les luminances réfléchies au-dessus de la couche nuageuse deviennent plus importantes. Toutefois, lors de ces interactions avec les particules nuageuses, une partie du rayonnement est absorbée. De fait, pour une même épaisseur optique d'extinction, si l'absorption diminue, les luminances mesurées seront plus importantes.

Comme le montre la Figure 61, en raison des indices de l'eau liquide et de la glace, les albédos de diffusion simple sont plus grands à 865 nm qu'à 1600 nm. Plus généralement, à extinction égale, les particules nuageuses absorbent davantage dans le moyen infrarouge que dans le visible. Ainsi, les luminances mesurées dans le domaine visible sont davantage sensibles à l'épaisseur optique que dans le moyen infrarouge. Il convient donc d'utiliser plutôt des mesures dans le visible pour déterminer l'épaisseur optique des nuages.

Les canaux centrés à 865 nm de POLDER et de MiniMIR se trouvent dans une fenêtre atmosphérique, aussi, ils seront utilisés pour l'estimation de l'épaisseur optique. Sur le graphique A des Figures 82, des luminances simulées sont représentées en fonction de l'épaisseur optique d'une couche nuageuse constituée de particules de glace de type IHM de facteur de forme 2,5 dont la dimension est fixée. Ces simulations sont effectuées à 865 nm et à 1600 nm. Nous voyons ainsi, sur ce graphique, que comme annoncé précédemment, les

luminances mesurées dans les canaux visibles sont davantage influencées par l'épaisseur optique des nuages que celles mesurées dans le moyen infrarouge.

#### **IV.B.2/ Choix des longueurs d'onde pour déterminer la dimension des particules nuageuses**

L'épaisseur optique d'un nuage, conformément à sa définition (équation 106), est liée à la section efficace des particules nuageuses. Si le rayon d'une particule est multiplié par un facteur  $k$ , alors, sa section efficace est multipliée par un facteur  $k^2$ , tout comme sa section efficace d'extinction. L'absorption du rayonnement par une particule est régie par la section efficace d'extinction mais également par la distance que parcourt un photon dans la particule. Ainsi, en première approche, l'absorption est liée au volume de la particule. Si le rayon d'une particule est multiplié par un facteur  $k$ , son absorption est donc approximativement multipliée par un facteur  $k^3$ . Ainsi, pour une épaisseur optique donnée, l'absorption du nuage augmente avec le rayon des particules qui le constituent.

Donc si l'épaisseur optique d'extinction est connue, la dimension des particules nuageuses peut être corrélée à l'absorption du rayonnement.

Comme nous venons de le rappeler, les particules d'eau ou de glace sont plus absorbantes dans le moyen infrarouge que dans le visible. Ainsi, il est préférable d'exploiter les mesures effectuées dans le moyen infrarouge pour déterminer la dimension des particules nuageuses. De telles mesures sont effectuées par le radiomètre MiniMIR et nous retiendrons pour cette étude son canal centré à 1600 nm. Le canal centré à 2200 nm pourrait également être utilisé, mais il sera écarté en raison de la relative imprécision des sphères d'étalonnages disponibles au laboratoire à une telle longueur d'onde.

Le graphique D des Figures 82 présente, en fonction de la dimension des particules nuageuses, les luminances simulées à 865 nm et à 1600 nm pour une épaisseur optique fixée et égale à 2. En écartant les plus petits rayons, nous voyons que les luminances à 865 nm ne sont que peu affectées par la variation de la dimension des particules. Au contraire, les luminances à 1600 nm décroissent régulièrement avec le rayon des particules.

#### **IV.B.3/ Détail de la sensibilité des luminances à l'épaisseur optique**

La sensibilité des luminances à l'épaisseur optique peut déjà être évaluée avec le graphique A des Figures 82. Néanmoins afin d'affiner cette analyse, un paramètre de sensibilité  $S(\tau)$  peut être défini. Ce paramètre est défini comme la dérivée de la luminance

par rapport à l'épaisseur optique. Cette dérivée étant normalisée par le rapport de la luminance et de l'épaisseur optique, soit :

$$S(\tau) = \frac{\partial L}{\partial \tau} \frac{\tau}{L} \quad \text{équation 150}$$

Ainsi, la sensibilité des luminances à l'épaisseur optique est d'autant plus importante que la valeur absolue de ce paramètre est grande.

Ce paramètre est calculé à partir de simulations effectuées avec l'Adding-Doubling et des particules de type IHM pour des rayonnements à 865 nm et à 1600 nm. Il est ensuite représenté sur les éléments B et C des Figures 82 respectivement en fonction de l'épaisseur optique et de la dimension des particules.

Comme illustré sur le graphique B, et comme nous l'avons vu lors de l'examen des Figures 74, la sensibilité à 865 nm est grande aux plus faibles épaisseurs optiques et elle va en diminuant jusqu'à s'annuler pour des nuages très épais. A 1600 nm, la sensibilité est également importante aux faibles épaisseurs optiques puis décroît rapidement. Ainsi, aux faibles épaisseurs optiques, l'information à 1600 nm qui doit permettre d'évaluer la dimension des particules nuageuses, sera affectée, de façon conséquente, par l'épaisseur optique. La détermination de la dimension des particule sera alors rendue plus délicate car une faible erreur sur l'épaisseur optique se répercutera sur les rayons.

Sur le graphique C des Figures 82, nous notons à 865 nm que la sensibilité  $S(\tau)$  ne varie que très peu avec la dimension de la particule. Cette information est importante puisqu'elle montre que quelque soit la dimension des particules, les luminances à 865 nm sont toujours aussi sensibles à l'épaisseur optique. En effet,  $S(\tau)$  ne passe que de 0,74 pour  $R=20 \mu\text{m}$  à 0,66 pour  $R=120 \mu\text{m}$ .

#### **IV.B.4/ Détail de la sensibilité des luminances à la dimension des particules**

Une nouvelle fois, la sensibilité des luminances à la dimension des particules peut être évaluée avec le graphique D des Figures 82, mais un paramètre  $S(R)$  peut également être défini.

$$S(R) = \frac{\partial L}{\partial R} \frac{R}{L} \quad \text{équation 151}$$

$R$  représente le rayon de la sphère équivalente en volume à la particule. La sensibilité des luminances à la dimension des particules est, ainsi, d'autant plus importante que la valeur absolue de ce paramètre est grande.

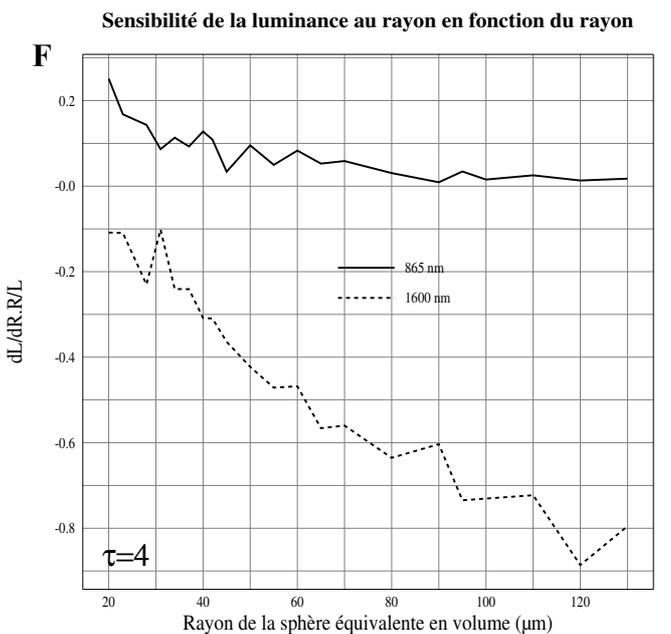
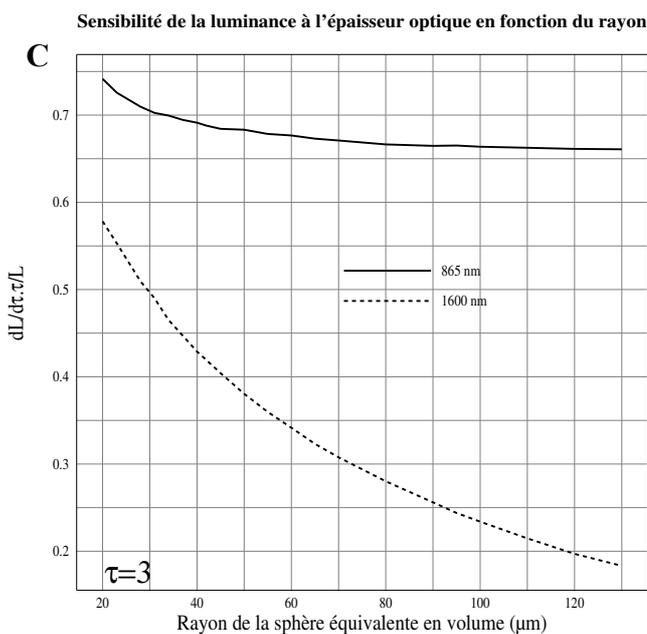
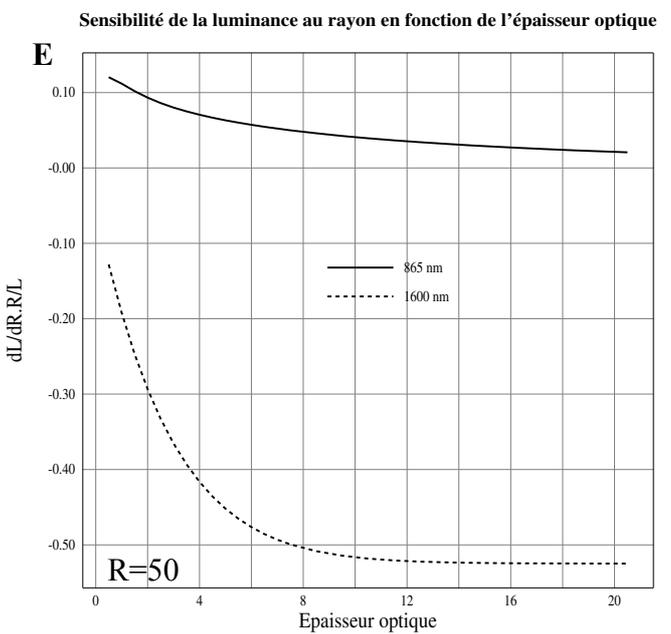
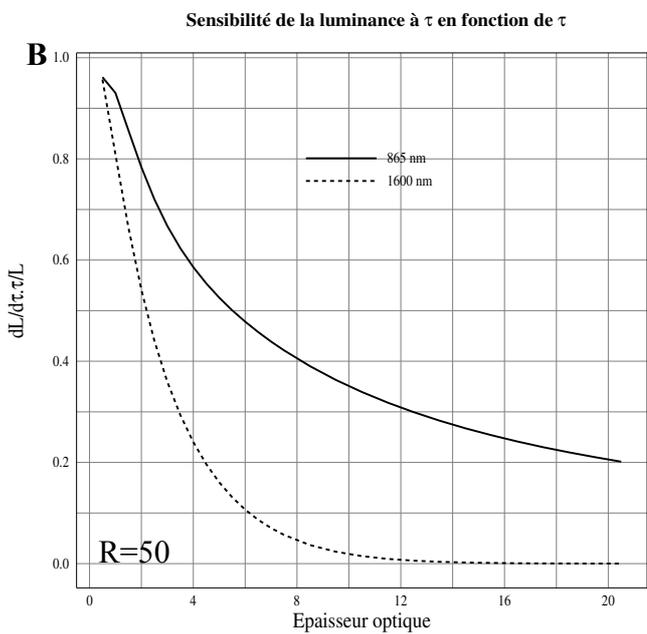
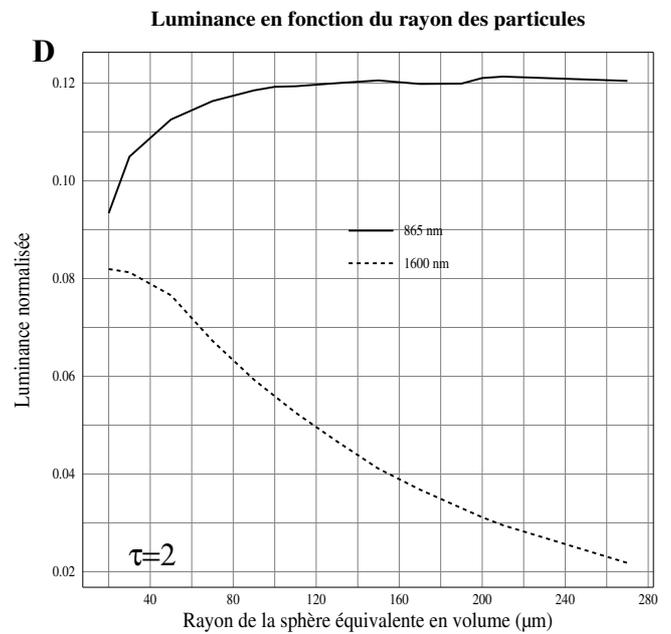
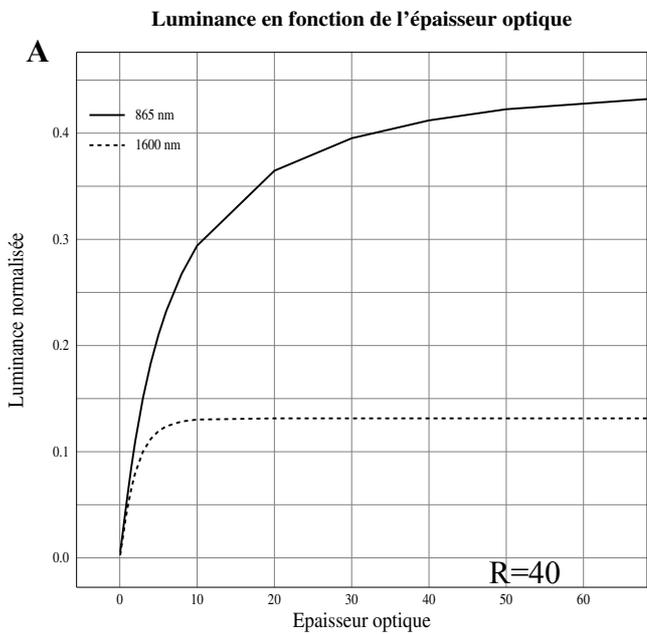
Ce paramètre est présenté sur les graphiques E et F des Figures 82, respectivement en fonction de l'épaisseur optique de la couche nuageuse et de la dimension des particules qui la constituent.

Sur le graphique E, la sensibilité à 865 nm se révèle assez faible passant d'environ 0,1 pour  $\tau=2$  à 0,02 pour  $\tau=20$ . Bien sûr, cette information montre que la mesure à 865 nm n'est pas adaptée à la détermination de la dimension des particules. Mais surtout, cette courbe nous montre que ces mesures ne sont que modérément affectées par la dimension des particules. Ainsi, les épaisseurs optiques estimées avec ces mesures ne seront que faiblement influencées par la dimension des particules. Nous notons que ce paramètre de sensibilité est positif et que les luminances croissent avec le rayon des particules sur le graphique D. Mais, cet effet est lié au type de la particule utilisé puisque, notamment avec le modèle de bullet-rosette, les luminances à 865 nm vont en décroissant. Cet effet déjà évoqué précédemment est expliqué par le fait que les particules IHM favorisent les diffusions latérales et arrières.

A 1600 nm par contre, au delà d'une épaisseur optique de 4, la sensibilité au rayon est importante. Ainsi, les mesures des canaux centrés à 1600 nm, pour des nuages suffisamment épais, sont adaptées à l'estimation de la dimension des particules nuageuses. Aux faibles épaisseurs optiques, par contre, nous avons noté que les luminances à 1600 nm étaient fortement affectées par l'épaisseur optique et nous voyons maintenant que la sensibilité  $S(R)$  à la même longueur d'onde est moindre. Ainsi, aux faibles épaisseurs optiques, la détermination des rayons est plus délicate.

D'après le graphique F, à 1600 nm, la sensibilité s'améliore quand augmente la dimension des particules. Ainsi, la détermination des rayons particulières sera facilitée pour les plus grosses particules. Ce même graphique montre qu'à 865 nm, la luminance est plus sensible à la présence de petites particules, confirmant l'information apportée par le graphique D.

Enfin, le caractère chaotique de la sensibilité sur le graphique F est induit par les propriétés optiques du modèle IHM. En effet, l'absorption et la rencontre avec les bulles d'air sont définis aléatoirement, aussi entre les différentes particules, des irrégularités apparaissent. La précision sur les propriétés optiques pourrait être améliorée en augmentant le nombre de rayons lancés mais alors, les temps de calcul seraient pénalisant.



**Figures 82 : Sensibilité des luminances à l'épaisseur optique et à la taille des particules à 865 nm et 1600 nm**

*Cristaux de glace de type IHM avec un rapport de forme 2,5  
Angle zénithal solaire : 60° ; Visée au nadir*

## **IV.B.5/ Conclusion**

Les mesures à 865 nm sont indiquées pour déterminer l'épaisseur optique de la couche nuageuse et celles à 1600 nm le sont pour déterminer la dimension des particules qui la constitue. Nous avons pu noter que, dans le cas de nuages avec des petites particules de glace, les estimations de l'épaisseur optique et des rayons seraient moins fiables. De la même manière, la dimension des particules ne pourra être déterminé qu'avec une moindre précision dans le cas de nuages trop fins.

Enfin, le même type d'étude de sensibilité eût pu être présentée pour des gouttes d'eau ou pour des bullet-rosettes. Les études similaires menées ont montré des résultats globalement semblables.

## **IV.C/ Détermination des rayons des particules et de l'épaisseur optique**

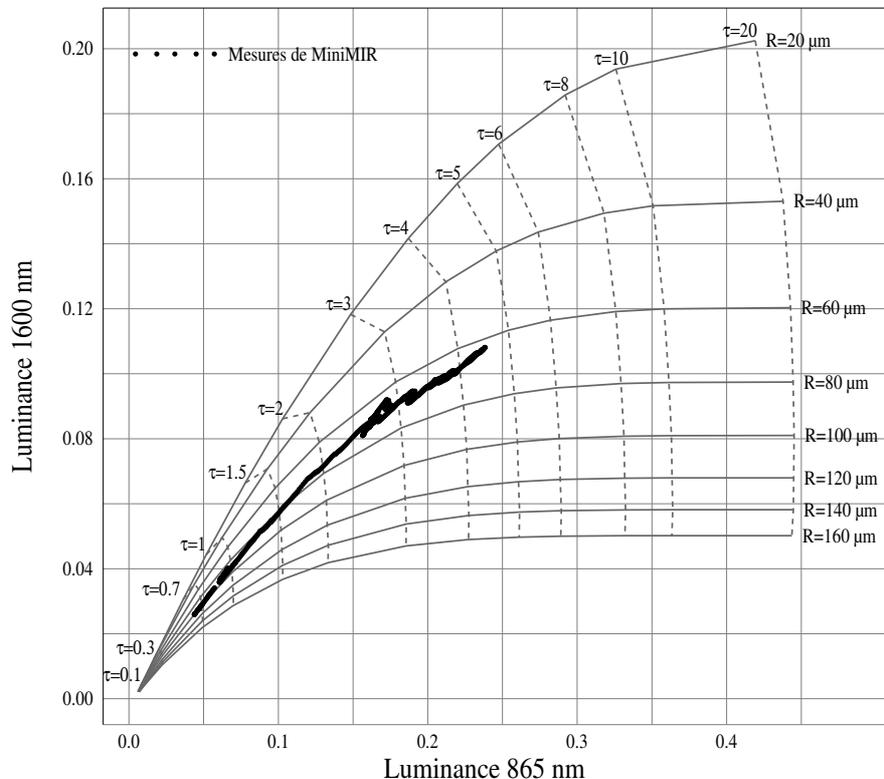
### **IV.C.1/ Utilisation d'un réseau de luminances simulées**

Les luminances à 865 nm sont très sensibles à l'épaisseur optique des nuages et celles à 1600 nm sont davantage sensibles à la dimension des particules nuageuses. Néanmoins, ces deux paramètres influent tout de même sur le rayonnement aux deux longueurs d'onde citées. Ainsi, il convient de déterminer simultanément les deux paramètres nuageux qui nous concernent ici en s'appuyant conjointement sur ces deux types de mesures.

Les deux paramètres nuageux peuvent alors être déterminés à partir de tables de luminances simulées pour un rayonnement à 865 nm et à 1600 nm. Ces tables sont générées en faisant varier l'épaisseur optique de la couche nuageuse et la dimension des particules qui la constituent. Les mesures des luminances dans les canaux centrés à 865 nm et à 1600 nm sont ensuite confrontées à ces tables pour déterminer, par interpolation, l'épaisseur optique de la couche nuageuse et la dimension des particules qui la constituent (*Nakajima et King, 1990*).

Cette méthode peut facilement être présentée sous forme graphique comme l'illustre la Figure 83. Pour cette figure, des luminances mesurées par MiniMIR dans son canal centré à 1600 nm ont été représentées en fonction des luminances mesurées, au même instant, par le même instrument dans son canal centré à 865 nm. De la même manière, les luminances monochromatiques simulées à ces deux longueurs d'onde sont représentées en fonction l'une de l'autres. La représentation de ces simulations constitue alors un réseau de luminances qui "encadre" les mesures. Sur le graphique de la Figure 83, les courbes iso - rayons sont tracées en traits continus tandis que les iso - épaisseurs optiques sont tracées en pointillés. Pour cette

représentation graphique, les simulations ont été effectuées avec des particules de type IHM avec un rapport de forme de 2,5. Les géométries d'éclairage et d'observation utilisées dans les simulations sont celles des mesures.



**Figure 83 : Détermination de l'épaisseur optique et de la taille des particules avec un réseau de luminances simulées à 865 nm et 1600 nm**

*Mesures de MiniMIR*

*Vol FRENCH du 25 septembre vers 14,17h (nuage de glace, cirrus)*

*Cristaux de glace de type IHM avec un rapport de forme de 2,5*

Graphiquement, en cherchant les courbes les plus proches des points de mesure, nous pouvons pour chaque acquisition évaluer l'épaisseur optique du nuage survolé et le rayon des particules qui le constituent. Ainsi, dans le cas des mesures à 14,17 h du vol FRENCH du 25 septembre présenté sur la Figure 83, les rayons particuliers semblent compris entre 60  $\mu\text{m}$  et 100  $\mu\text{m}$  tandis que l'épaisseur optique se situe entre 0,5 et 4,5. Précisons bien que cette plage d'épaisseur optique ne correspond pas à une incertitude mais à la variation de l'épaisseur optique au fil des acquisitions. En effet, de multiples acquisitions ont été présentées sur ce graphique afin de montrer que la dimension des particules pouvait être relativement stable le long d'un même nuage. Toutefois, si d'autres modèles de particules sont utilisés, les résultats seront différents. Ce dernier point sera développé plus loin.

Dans le cadre de cette étude, la Figure 83 n'est présentée que pour illustrer de manière graphique l'intérêt d'une méthode bispectrale pour déterminer les paramètres nuageux

recherchés. Il n'en demeure pas moins que cette méthode est parfaitement utilisable pour traiter un large jeu de données de façon automatique. Précisons toutefois que le graphe de la Figure 83 ne peut être utilisé pour fournir les paramètres nuageux avec une grande précision. En effet, sur cette figure, les mesures n'ont pas été corrigées de l'absorption gazeuse, les éventuels aérosols ont été négligés et le caractère anisotrope des surfaces maritimes n'a pas été pris en compte.

## **IV.C.2/ Utilisation d'une méthode d'estimation optimale**

### **IV.C.2.a/ Intérêt**

La méthode d'estimation optimale, comme nous l'avons précisé lors du paragraphe III.C.4/ permet d'estimer plusieurs paramètres simultanément en utilisant un jeu de mesures variés. Cette méthode est donc parfaitement adaptée pour évaluer la dimension des particules nuageuses et l'épaisseur optique.

Elle présente plusieurs avantages par rapport à la précédente.

### **Mesures multidirectionnelles**

Nous avons montré l'intérêt de tirer parti de la mesure multidirectionnelle de POLDER pour estimer l'épaisseur optique de la couche nuageuse. Or, la méthode utilisant le réseau de luminances simulées comme sur la Figure 83 ne permet que l'utilisation de mesures monodirectionnelles. La méthode d'estimation optimale permet de tirer parti de la mesure multidirectionnelle de POLDER dans son canal à 865 nm.

### **Rapidité de mise en oeuvre**

La méthode par réseau de luminances simulées nécessite un large jeu de tables définies en fonction de l'épaisseur optique et du rayon des particules, mais, également en fonction des angles de géométries. Une modification, par exemple, du modèle des particules nécessite alors de générer à nouveau toutes ces tables. Cette opération peut alors demander des temps de calculs (et donc d'attente) conséquents et d'autant plus long que la précision escomptée est importante. Au contraire, pour la méthode d'estimation optimale, les simulations du rayonnement sont effectuées de manière directe à chaque itération, ainsi, si le modèle de particule est modifié par rapport à l'itération précédente, la méthode est immédiatement utilisable.

Cette particularité est très intéressante pour des études expérimentales, mais, il est vrai que dans un cadre opérationnel, il n'est plus prépondérant. Dans ce cas, l'utilisation du calcul direct aura même pour effet de ralentir le processus.

### **Prise en compte d'informations complémentaires**

Enfin, et c'est sûrement le principal avantage de la méthode d'estimation optimale, en raison de l'usage du calcul direct, il est possible d'utiliser toutes les informations permettant de décrire l'atmosphère. Par exemple, comme nous l'avons déjà évoqué, la vitesse du vent qui influe sur la réflectance de la surface maritime, est un paramètre qui peut être déterminé de différentes manières et qui influence les résultats. De la même manière, une couche d'aérosol peut être définie sous les nuages, or, cette couche n'est pas constante géographiquement et temporellement aussi, elle constitue un autre paramètre extérieur. Avec notamment l'usage du lidar, des informations peuvent être recueillies concernant l'altitude du nuage ou d'éventuelles situations multicouches. Des informations pourraient également être intégrées concernant le type de particule nuageuse à privilégier.

Nous voyons donc que les paramètres extérieurs peuvent être multiples et provenir de diverses mesures ou climatologies. Certains de ces paramètres seront notamment utilisés dans le cadre de cette étude.

### **IV.C.2.b/ Schéma méthodologique employé**

Afin de déterminer efficacement l'épaisseur optique d'une couche nuageuse et la dimension des particules qui la constituent, il convient donc de recueillir un certain nombre d'informations avant d'utiliser la méthode d'estimation optimale. Ces informations sont ici présentées et organisées sur le diagramme de la Figure 84.

### **Information lidar**

En premier lieu, de manière automatique, les mesures lidar sont utilisées pour détecter la présence de nuages dans le champ de vue des instruments. Si la détection s'avère positive, l'altitude du sommet et de la base des nuages est déterminée. Ainsi, le nuage pourra être placé dans les simulations à une altitude réaliste. Toutefois, il est à noter que l'impact de ce paramètre sur les luminances aux longueurs d'onde utilisées ici (865 nm et 1600 nm) est faible. Lorsque les mesures lidar ne sont pas disponibles, l'atmosphère est par défaut considérée comme nuageuse.

Précisons que même si plusieurs couches nuageuses sont détectées, le rayonnement est simulé pour une seule.

### **Phase**

Dans le cas où des nuages ont été détectés, leur phase est déterminée. Nous utilisons à cet effet la méthode par seuillage du rapport des luminances mesurées par MiniMIR dans les canaux visible et moyen infra rouge.

Dans le cas de nuage d'eau liquide, des sphères d'eau liquide sont choisies pour les simulations. Dans le cas de nuages de glace, tout naturellement, des cristaux sont privilégiés. Dans ce dernier cas, le type des cristaux et leur éventuel rapport de forme auront préalablement été définis arbitrairement. Par défaut et pour les résultats à venir (paragraphe IV.C.3/), des particules de type IHM et de facteur de forme 2,5 sont utilisées.

### **Sélection des mesures radiométriques passives**

Les mesures radiométriques passives sont ensuite sélectionnées. Dans le cas des mesures à 1600 nm de MiniMIR, il convient de simplement choisir la mesure temporellement la plus proche de l'heure désirée. Par contre, pour POLDER, les mesures multidirectionnelles du pixel associé à la visée de MiniMIR sont sélectionnées via le suivi des scènes nuageuses. Dans le cas de nuages multicouches ou très homogènes, le suivi de scène est parfois inopérant. Dans de telles situations, le suivi est alors calculé à partir de l'altitude du sommet du nuage déterminée par le lidar. Si enfin, le suivi est impossible et que les mesures lidar sont indisponibles, alors, seule une mesure monodirectionnelle de POLDER est utilisée.

### **Correction de l'absorption gazeuse**

Les mesures monodirectionnelles de MiniMIR et multidirectionnelles de POLDER précédemment sélectionnées sont alors corrigées de l'absorption gazeuse. Ensuite ces mesures sont stockées dans le vecteur mesure  $\vec{Y}$  utilisé pour la méthode d'estimation optimale.

Il est à noter que la méthode d'estimation optimale, de part l'usage du calcul direct, permet, avec la méthode de la distribution des  $k$  corrélés (paragraphe I.C.2/ de la troisième partie), la prise en compte de l'absorption gazeuse lors des simulations. Cette alternative est ici possible car l'altitude de la couche nuageuse a préalablement été estimée.

## **Vitesse du vent**

La vitesse du vent est, dans le cadre de notre étude difficilement estimable à partir de mesures en ciel clair. En effet, les mesures du glitter semblent affectées par les luminances parasites mais surtout, des mesures de POLDER en atmosphère dénuée de nuages n'existent pas pour tous les vols. Ainsi nous utiliserons les vitesses de vent déterminées par les radiosondages effectués près de la zone de vol. La vraisemblance de ces vitesses de vent est tout de même vérifiée lorsque c'est possible en comparant les mesures en atmosphère non nuageuse aux réflectances simulées.

## **Prise en compte des aérosols**

Lorsque le lidar indique l'absence de nuage dans l'atmosphère survolée, nous pouvons déterminer l'épaisseur optique de la couche d'aérosols. Dans l'absolu, le type d'aérosol pourrait également être déterminé à partir de la variabilité spectrale des luminances mesurées (*Deuzé et al, 2000*), mais, cette étude se limite à l'étude des nuages, aussi, nous admettrons la validité d'un modèle standard. Un modèle bimodal déterminé à partir de mesures effectuées à Lanaï est ainsi utilisé (*Smirnov et al, 2003*). Les deux modes de ce modèle sont définis par des distributions en taille de sphères et les propriétés optiques de ces deux modes sont déterminées à partir de la théorie de Mie. Ces propriétés optiques sont ensuite recombinaées pour déterminer celle de l'aérosol en question.

Afin de déterminer l'épaisseur optique de cette couche d'aérosols en l'absence de nuages, la méthode d'estimation optimale est utilisée avec les mesures multidirectionnelles à 865 nm de POLDER.

Sur le graphique de la Figure 73, nous avons précisé que les simulations étaient effectuées avec une couche d'aérosol. Nous voyons maintenant que l'épaisseur optique de ces aérosols a été déterminée égale à 0,135 pour ce cas du vol du 7 octobre 2001 en s'appuyant sur des fragments de vols exempts de nuages.

Dans le cadre de la campagne FRENCH, pour chaque vol, une valeur moyenne de cette épaisseur optique aérosol est ensuite retenue. Pour les vols où il n'existe pas de portion sans nuages, une valeur arbitraire de 0,1 est choisie pour cette épaisseur optique. Néanmoins, les résultats finaux seront peu affectés par cette valeur car ces vols sont justement ceux qui présentent les nuages optiquement les plus épais.

## Détermination des paramètres recherchés

La démarche qui vient d'être décrite nous permet de déterminer les paramètres atmosphériques extérieurs à la méthode d'estimation optimale. Cette méthode peut dès lors être utilisée en définissant le vecteur  $\vec{X}$  des paramètres recherchés, c'est-à-dire l'épaisseur optique et le rayon des particules nuageuses.

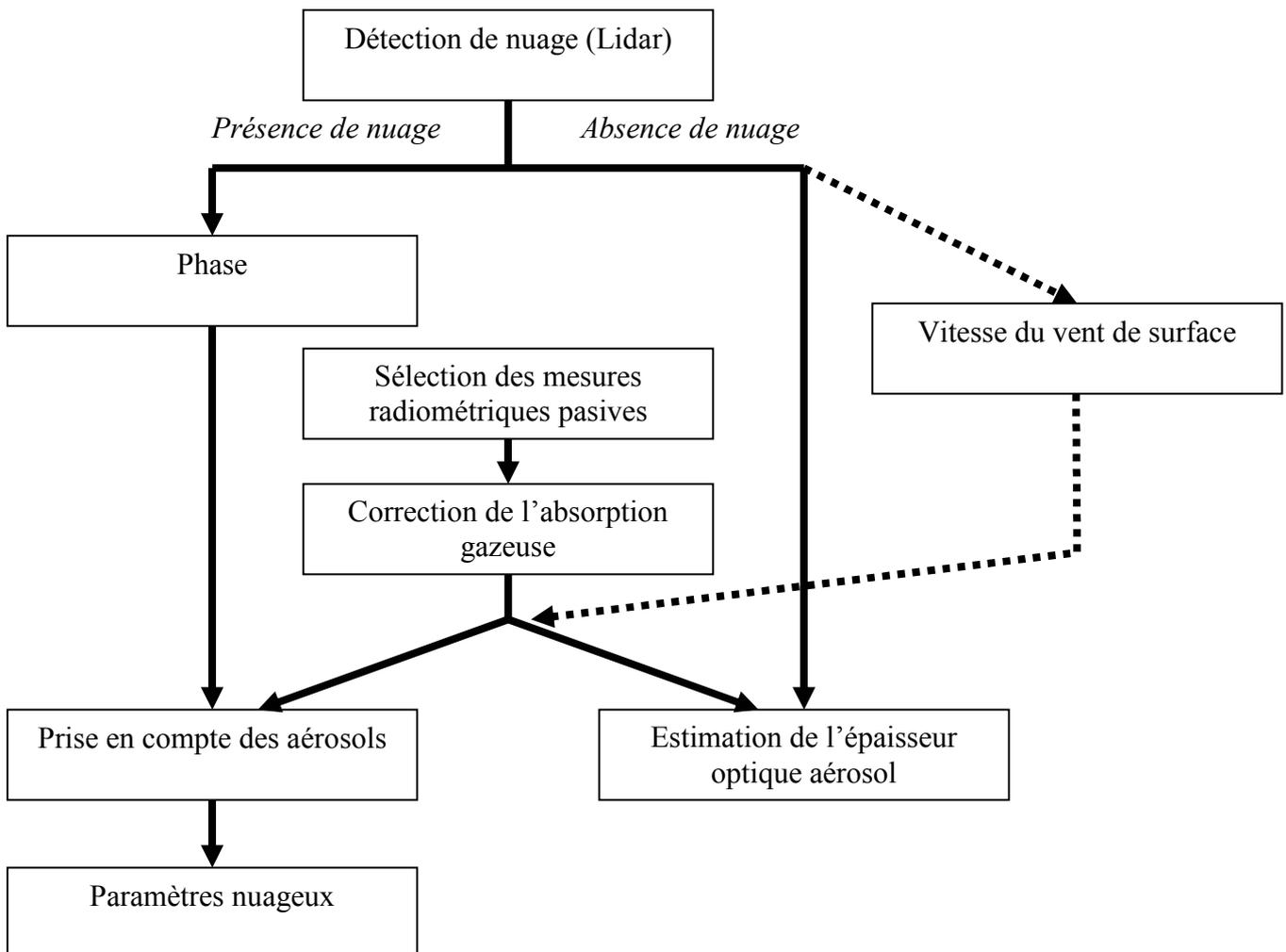


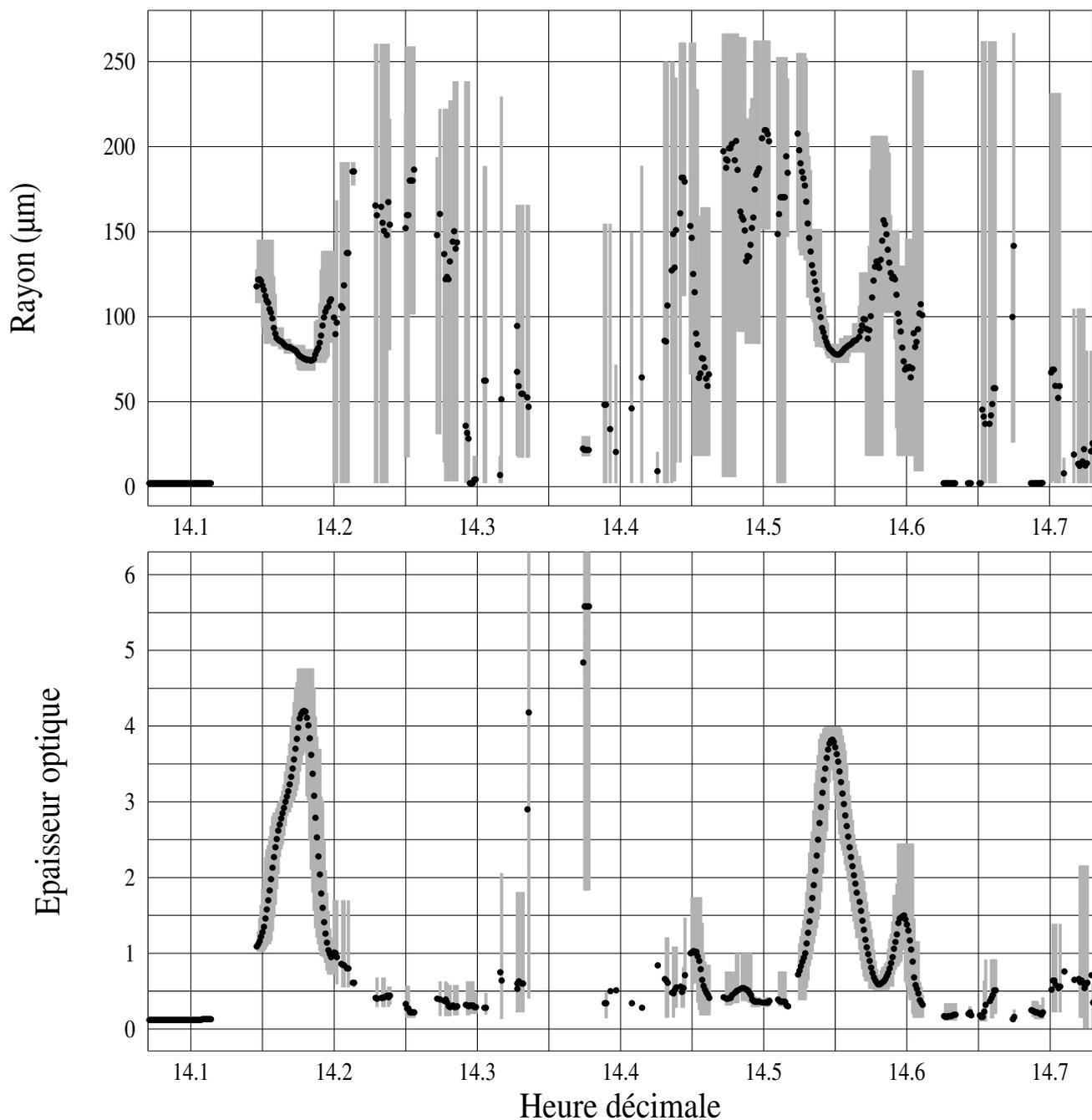
Figure 84 : Schéma méthodologique suivi

### **IV.C.3/ Résultats de la méthode d'estimation optimale**

A partir du schéma méthodologique précédemment présenté, il est possible de déterminer de façon quasi-automatique l'épaisseur optique de la couche nuageuse et le rayon des particules qui la constituent. Cette opération n'est que quasi automatique car les vitesses de vents et les épaisseurs optiques d'aérosol sont préalablement précisées pour chaque vol. Ces paramètres sont déterminés en appliquant la méthode une première fois sur des portions de vols exemptes de nuages.

#### **IV.C.3.a/ Cas du vol FRENCH du 25 septembre**

Les graphiques des Figures 85 présentent, en fonction de l'heure d'acquisition, les épaisseurs optiques et les rayons particuliers déterminés lors du vol du 25 septembre 2001. Dans le cas de nuages de glace, les simulations ont été effectuées avec des cristaux IHM de facteur de forme 2,5. Sur ces représentations, les points noirs sont les résultats d'une moyenne glissante, sur 11 acquisitions de POLDER, des paramètres déterminés. Les écarts extrêmes à cette moyenne sont indiqués par des bandes grises. Ces bandes peuvent ainsi être perçues comme des marqueurs de la pertinence des résultats moyens proposés. Pour ces graphiques, l'épaisseur optique indiquée correspond à celle des nuages ou des aérosols (en l'absence de nuage) et non de l'ensemble des constituants atmosphériques. Sur les graphiques, en outre, nous remarquons de nombreuses portions sans résultats. Des mesures ont pourtant été acquises mais, sur ces zones, les solutions proposées par la méthode d'estimation optimale étaient divergentes. Ces résultats ont donc été filtrés.



**Figures 85 : Epaisseur optique et rayon des particules pour le vol du 25 septembre 2001**  
*Utilisation de méthode d'estimation optimale*  
*Particules de type IHM de facteur de forme 2,5 dans le cas de nuages de glace*  
*Mesure POLDER à 865 nm et MiniMIR à 1600 nm*

Le vol du 25 septembre 2001, comme le montrait notamment les Figures 67 et les Figures 58, présente deux nuages géométriquement épais et étendus constitués de cristaux de glace et une kyrielle de petits nuages bas. Une bonne partie de ce vol est ensuite sans nuages. Les Figures 85 ont donc été centrées sur les heures de survol des deux nuages épais. Ces deux nuages n'en constituent en fait qu'un seul survolé par l'avion sur ses trajets aller et retour. Nous nous attendons à trouver des paramètres nuageux proches dans les deux cas.

Sur les Figures 85, nous observons, en particulier pour les rayons particulières, des zones sans résultats ou présentant des incertitudes élevées, traduites par les bandes grises particulièrement importantes. Or, ces zones sont associées à des épaisseurs optiques généralement faibles et dans ce cas, nous l'avons vu, la sensibilité des mesures au rayon des particules est mauvaise.

Par contre, sur les graphiques, aux environs de 14,17 h et 14,55 h, les rayons et les épaisseurs optiques sont déterminés avec une bonne précision. Nous trouvons alors des épaisseurs optiques avec un maximum de l'ordre de 4 et des rayons de sphères équivalentes en volume aux particules IHM situés entre 80  $\mu\text{m}$  et 100  $\mu\text{m}$ . Ces bons résultats, comme annoncés lors des tests de sensibilité, correspondent à des épaisseurs optiques déjà conséquentes.

Les acquisitions proches de 14,17 h ont déjà été présentées sur la Figure 83. D'après cette figure, les rayons particulières avaient été évalués entre 60  $\mu\text{m}$  et 90  $\mu\text{m}$ . Des écarts entre les deux méthodes peuvent être imputés à la non prise en compte de la mesure multidirectionnelle ou à la non prise en compte des aérosols et de l'anisotropie de la surface. Mais ces écarts peuvent également être causés par la surestimation des mesures POLDER en raison du problème des luminances parasites.

#### **IV.C.3.b/ Cas du vol FRENCH du 7 octobre**

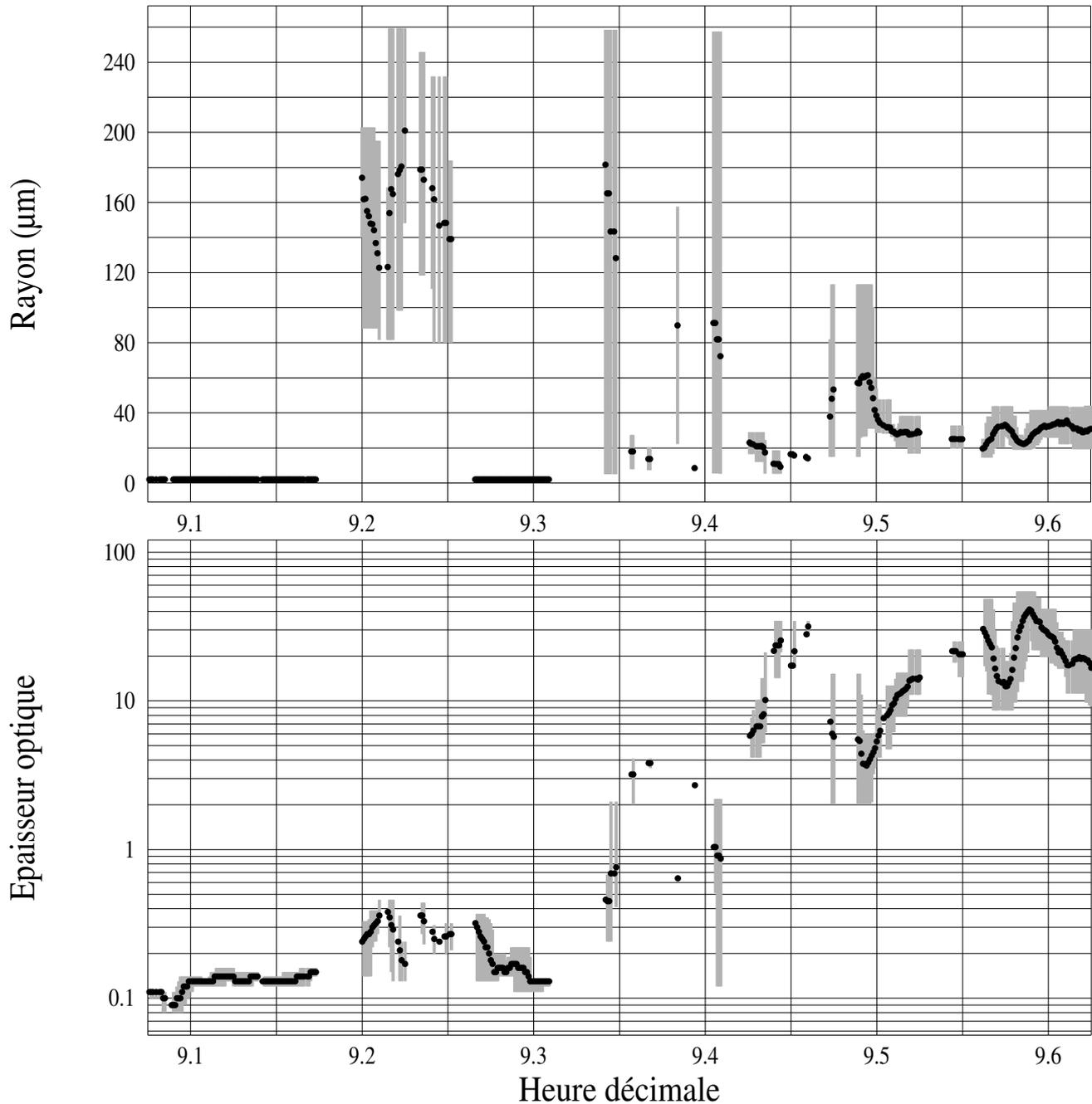
Les Figures 86 présentent les rayons particulières et les épaisseurs optiques déterminées au fil du vol du 7 octobre 2001. La représentation utilisée est la même que pour les Figures 85.

Comme le montrait l'étude altimétrique, lors du vol du 7 octobre, l'avion volait parfois au travers des nuages, rendant les mesures radiométriques inexploitable. Ainsi, seule une fraction de ce vol est ici présentée.

Sur ces graphiques, les nuages sont souvent fins, morcelés ou multicouches, aussi, les résultats présentant une précision satisfaisante sont rares. Nous trouvons tout de même, aux environs de 9,51 h, des rayons proches de 30  $\mu\text{m}$  et une épaisseur optique voisine de 10 avec une relativement bonne précision. Néanmoins, ces résultats sont associés à une double couche de nuage. Ainsi, nous voyons qu'il est possible d'obtenir des résultats qui rendent compte des mesures radiométriques sans décrire individuellement les deux couches nuageuses.

Par la suite, aux environs de 9,6 h, les résultats n'ont aucun sens car l'avion vole au sein du nuage. La méthode est donc trompeuse car les résultats qu'elle fournit paraissent cohérents.

Avant 9,15 h, l'atmosphère est dépourvue de nuage et seule l'épaisseur optique de la couche d'aérosol est déterminée. Dans ce cas, la valeur du rayon est fixée arbitrairement pour la représentation graphique et égale à 2  $\mu\text{m}$ .



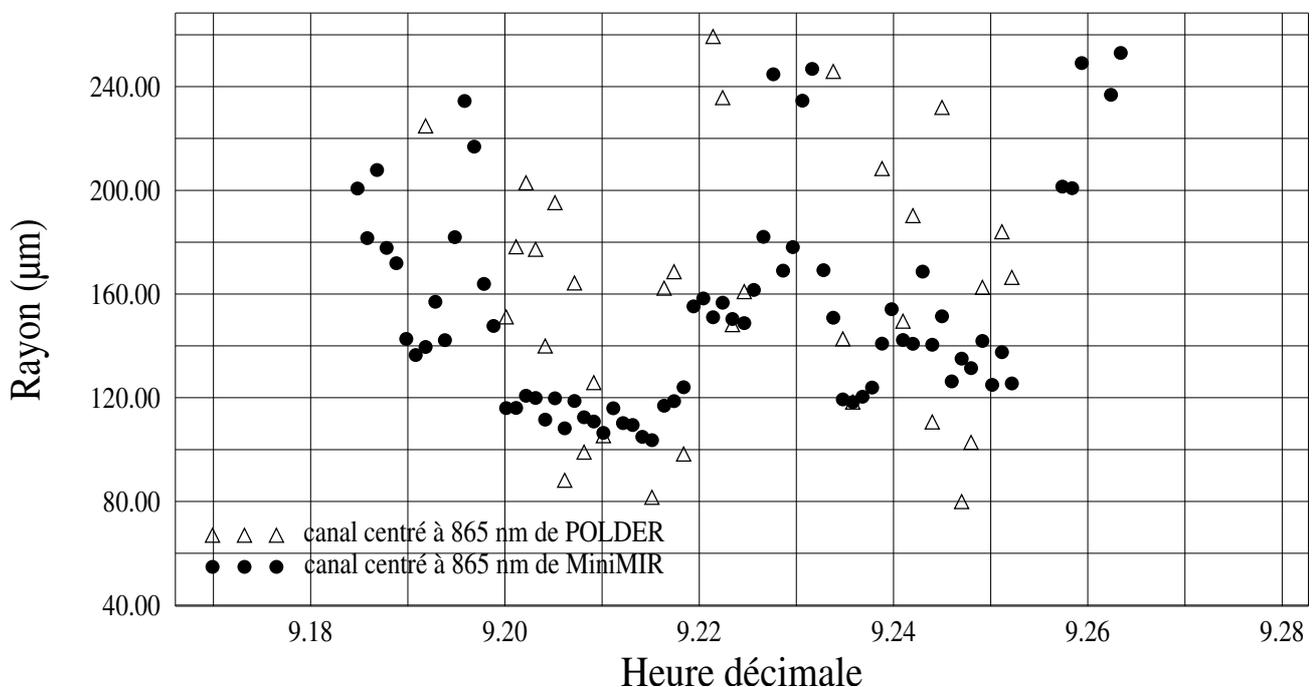
**Figures 86 : Epaisseur optique et rayon des particules pour le vol du 7 octobre 2001**  
*Utilisation de la méthode d'estimation optimale*  
*Particules de type IHM de facteur de forme 2,5 dans le cas de nuages de glace*  
*Mesure POLDER à 865 nm et MiniMIR à 1600 nm*

## Comparaison des résultats en utilisant le canal à 865 nm de POLDER ou de MiniMIR

Le nuage, entre 9,17 h et 9,26 h, s'avère très fin puisque son épaisseur optique ne dépasse pas 1,3. Comme le montre la Figure 56, ce nuage est monocouche. Lorsque les épaisseurs optiques sont faibles, nous l'avons vu, le phénomène de luminances parasites est particulièrement préjudiciable à POLDER. Aussi, nous pouvons nous appuyer sur l'exemple de ce nuage isolé pour évaluer l'influence d'une correction des mesures de POLDER sur les paramètres nuageux déterminés. Pour cela, comparons les résultats obtenus avec POLDER et ceux obtenus en remplaçant le canal centré à 865 nm de POLDER par celui de MiniMIR

La Figure 87 présente ainsi les rayons déterminés avec la méthode d'estimation optimale en utilisant successivement les deux instruments. Les barres d'erreurs n'ont cette fois pas été présentées et les résultats ne sont pas moyennés, mais, nous voyons bien que les résultats basés sur les mesures visibles de MiniMIR sont nettement moins dispersés que ceux obtenus avec les mesures visibles de POLDER. Nous pouvons noter également que la méthode converge moins souvent avec les mesures de POLDER.

A partir de MiniMIR, pour ce nuage, les rayons des sphères équivalentes en volume aux particules IHM sont ainsi compris entre 110  $\mu\text{m}$  et 160  $\mu\text{m}$ . Les valeurs les plus grandes de ces rayons sont associées aux épaisseurs optiques les plus faibles et sont donc moins fiables.



**Figure 87 : Rayons déterminés avec les mesures visibles de POLDER ou de MiniMIR**  
*Utilisation de la méthode optimale et de cristaux de type IHM de facteur de forme 2,5*  
*Mesure de MiniMIR à 1600 nm*  
*Vol du 7 octobre 2001*

Les épaisseurs optiques déterminées en exploitant les mesures du canal à 865 nm de POLDER ou de MiniMIR sont représentées pour un extrait du vol du 7 octobre sur la Figure 88. Une nouvelle fois, nous voyons que pour les scènes nuageuses (entre 9,18 h et 9,26 h), les résultats sont affectés par le type de mesures utilisé. Nous voyons donc que les problèmes des mesures de POLDER se répercutent sur la restitution des paramètres nuageux.

Hors nuage, l'épaisseur optique des aérosols est déterminée et nous voyons que celle-ci est plus élevée lorsque les mesures de POLDER sont utilisées. En effet, comme nous l'avons noté (paragraphe II.B/ de la troisième partie), compte tenu des lumières parasites, les mesures de POLDER sont supérieures à celles de MiniMIR.

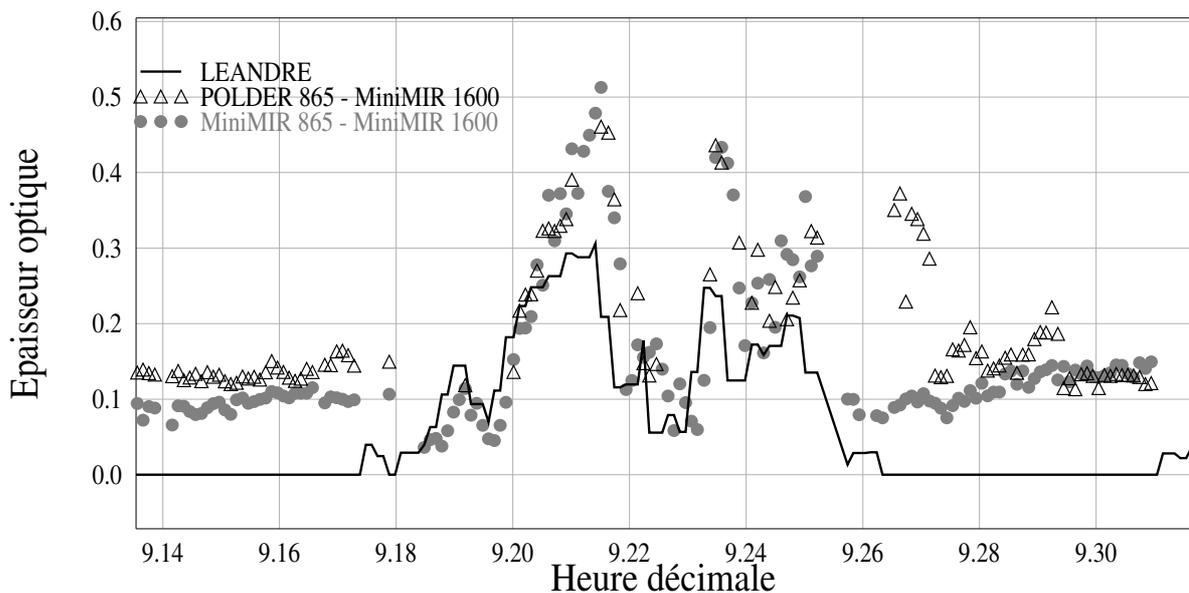


Figure 88 : Epaisseurs optiques déterminées avec les mesures passives ou actives  
Vol du 7 octobre 2001

### Comparaison aux épaisseurs optiques lidar

Sur la Figure 88, les épaisseurs optiques déterminées à partir des mesures de LEANDRE ont également été représentées. Globalement, nous voyons que ces dernières sont inférieures à celles déterminées à partir des mesures radiométriques passives. Pour les plus importantes épaisseurs optiques ici observées, le rapport entre les épaisseurs optiques dérivées de mesures actives et passives est de l'ordre de 0,6. Des résultats inférieurs avec le lidar sont parfaitement normaux puisque, comme nous l'avons montré (paragraphe III.D.1/), nous ne déterminons pas l'épaisseur optique  $\tau$  mais  $\eta\tau$ . Or, le coefficient de diffusion multiple  $\eta$  est inférieur à l'unité. En outre, l'épaisseur optique déterminée à partir des mesures passives peut être, comme nous le verrons un peu plus loin (paragraphe IV.D/), affectée par le type de cristal utilisé.

Il semble néanmoins qu'il existe un léger décalage temporel entre les résultats issus du lidar et des radiomètres passifs. En l'état, ce décalage, dont l'origine n'a pas été identifiée, limite la combinaison des mesures passives et actives.

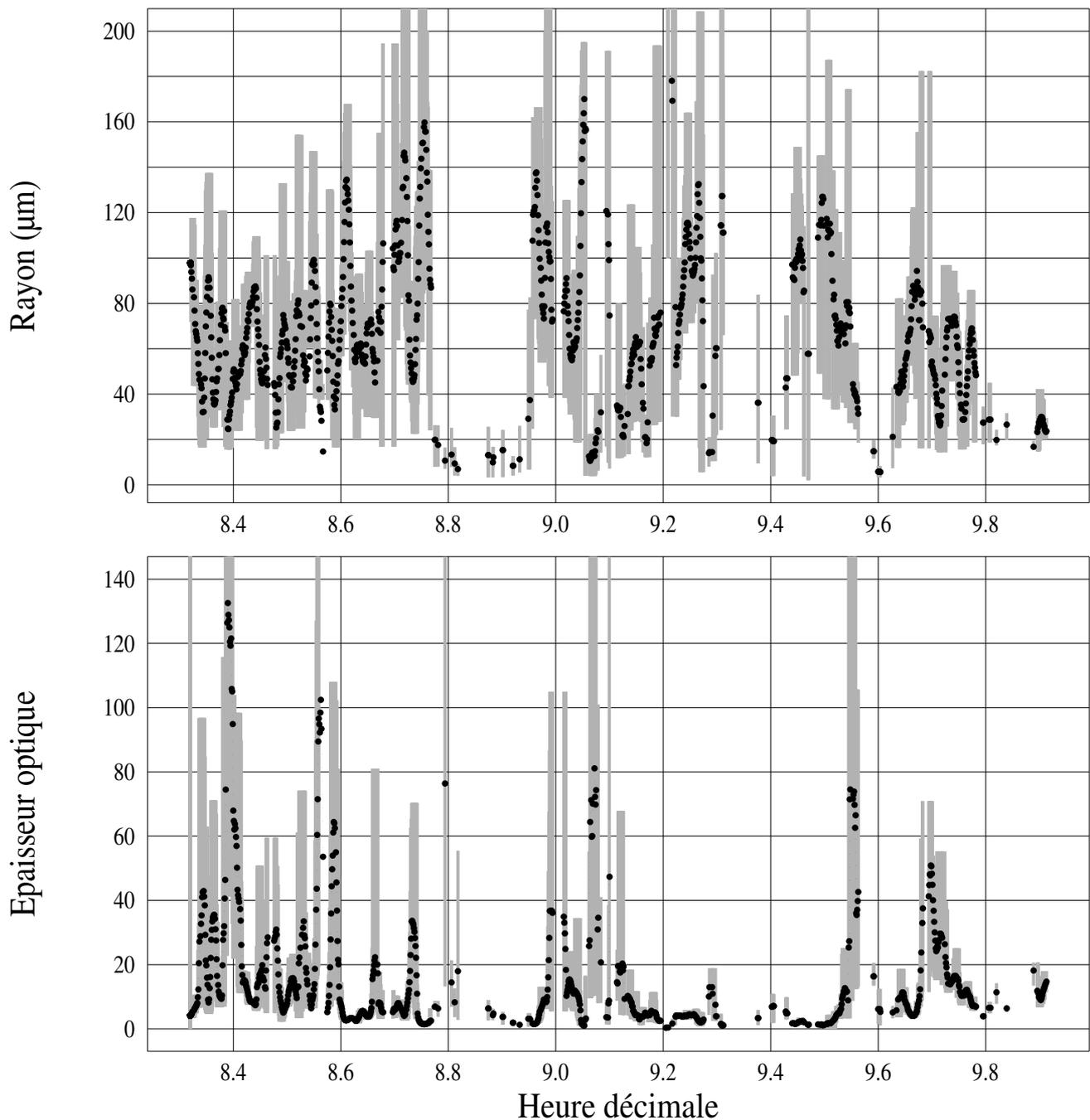
Toutefois, vers 9,27 h, en utilisant les mesures de POLDER à 865 nm, des épaisseurs optiques sont trouvées sur la Figure 88 bien supérieures à celles trouvées en utilisant la mesure de MiniMIR à cette même longueur d'onde. Le lidar indique même que les mesures, pour ces heures d'acquisition ont été effectuées au-delà du nuage. Cette anomalie peut alors s'expliquer en considérant qu'une fraction de la matrice de POLDER vise encore le nuage et que compte tenu des luminances parasites, les pixels "hors nuage" reçoivent un excès de rayonnement.

#### **IV.C.3.c/ Cas du vol FRENCH du 5 octobre au matin**

Les Figures 89 présentent les rayons particuliers et les épaisseurs optiques déterminées le long du vol matinal du 5 octobre 2001 à partir des mesures de POLDER (865 nm) et de MiniMIR (1600 nm). La représentation utilisée est similaire à celle des Figures 85 et des Figures 86.

Ce vol, nous l'avons déjà vu, se caractérise par des couches nuageuses souvent épaisses, multiples et à la phase thermodynamique parfois incertaine. Nous comprenons alors que les incertitudes sur les paramètres nuageux retrouvés puissent être parfois relativement importantes.

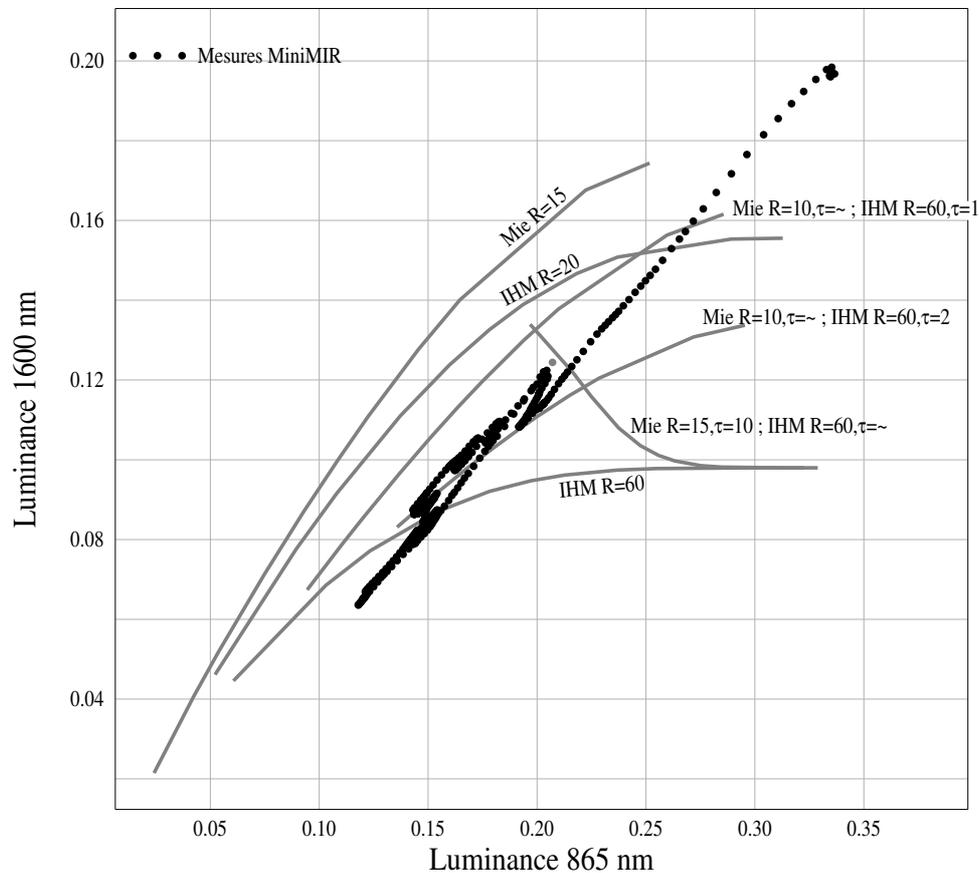
Entre 8,78 h et 8,95 h, un nuage bas d'eau liquide avait été identifié. En moyenne, les gouttes d'eau liquide ont des dimensions effectives en général inférieures à celles des cristaux de glace. Pour ce nuage, les valeurs des rayons des gouttes sont voisines de 15  $\mu\text{m}$ . Les erreurs sur ces rayons, d'après la figure, restent faibles. Il faut cependant noter que dans le cas de nuage d'eau liquide, les rayons sont limités à 31  $\mu\text{m}$ . Les rayons de gouttes d'eau liquide retrouvés sont rares sur ces figures. Cette difficulté à identifier les paramètres de nuages d'eau liquide pourrait être due à la grande hétérogénéité de ce type de nuage. En effet, avec leur fine résolution horizontale, les mesures radiométriques aéroportées sont fortement affectées par les structures des nuages et le modèle plan parallèle utilisé pour les simulations pourrait perdre de sa validité. Toutefois, la statistique des mesures sur nuages d'eau liquide est pauvre dans le cas de FRENCH.



**Figures 89 : Épaisseur optique et rayon des particules pour le vol matinal du 5 octobre 2001**  
*Utilisation de la méthode d'estimation optimale*  
*Particules de type IHM de facteur de forme 2,5 dans le cas de nuages de glace*  
*Mesure POLDER à 865 nm et MiniMIR à 1600 nm*

Toujours sur les Figures 89, lorsque la couche nuageuse a été identifiée comme constituée de cristaux de glace, nous relevons de rapides variations dans les rayons et les épaisseurs optiques déterminés. Ces variations sont en outre anticorrélées. C'est-à-dire que si l'épaisseur optique décroît, les rayons tendent à croître et réciproquement. Ce phénomène peut s'expliquer par une modélisation microphysique inadaptée de l'atmosphère. Nous allons alors examiner plus en détails les mesures acquises par MiniMIR le 25 septembre en les

comparant à des réseaux de luminances simulées à 1600 nm et 865 nm. A titre d'exemple, des mesures acquises à 8,65 h ont été choisies et elles sont représentées par les points noirs de la Figure 90.



**Figure 90 : Mesures MiniMIR du 5 octobre à 8,65h dans un réseau de luminances simulées**  
*Rayonnement simulé avec une épaisseur optique aérosol de 0,2*  
*Le légendaire symbole “~” signifie que l’épaisseur optique varie le long de la courbe*  
*Les rayons des particules sont exprimés en  $\mu\text{m}$ .*  
*Angle zénithal solaire :  $66,5^\circ$  ; angle zénithal d’observation :  $18^\circ$  ; angle azimutal relatif :  $17^\circ$ .*

Pour toutes les simulations représentées sur la Figure 90, une couche d’aérosol à basse altitude d’épaisseur optique 0,2 a été utilisée. Sur cette figure, deux courbes présentent les luminances simulées pour une épaisseur optique variable et pour des cristaux IHM de rayons de sphères équivalentes en volume respectivement de 20  $\mu\text{m}$  et 60  $\mu\text{m}$  et de facteur de forme 2,5. Nous voyons que les mesures ne suivent pas ces courbes mais les coupent. Nous comprenons donc, avec ce graphique, que pour deux points de mesure différents, si le rayon déterminé augmente, l’épaisseur optique diminue.

Nous avons reporté le résultat d’autres simulations sur la Figure 90. A titre d’exemple, un modèle de gouttes d’eau liquide de rayon 15  $\mu\text{m}$  a été utilisé (“MIE R=15” sur la figure). Il ne restitue pas du tout les mesures. Des modèles de plus grosses gouttes ne restituent pas mieux les mesures et deviennent rapidement irréalistes.

Différentes simulations ont alors été effectuées en considérant deux couches de nuages : une plus haute constituée de cristaux de glace IHM et une plus basse constituée de gouttes d'eau liquide. Nous voyons sur le graphique que les simulations effectuées avec une couche nuageuse d'eau liquide d'épaisseur optique 10 et une couche de particules de glace d'épaisseur optique variable ne rendent absolument pas compte des mesures. Par contre, avec une couche nuageuse constituée de particules IHM d'un rayon de 60  $\mu\text{m}$  de faible épaisseur optique et une seconde constituée de gouttes d'eau de rayon 10  $\mu\text{m}$  et d'épaisseur optique variable, les simulations se rapprochent davantage des mesures.

La restitution du comportement des mesures est toujours imparfaite. Cependant, il est vraisemblable que cette restitution pourrait être améliorée en faisant varier simultanément les épaisseurs optiques des deux couches nuageuses. Nous voyons ici un cas où de meilleurs résultats pourraient être obtenus en considérant deux couches nuageuses. La détermination de l'épaisseur optique de ces deux couches et la dimension des particules qui les constituent nécessiterait néanmoins l'apport d'informations complémentaires sur la structure verticale des nuages : ces informations pourraient par exemple être obtenues avec un radar.

## **IV.D/ Influence du type de cristal**

### **IV.D.1/ Comparaison des paramètres nuageux**

Jusqu'à présent, dans le cas d'un nuage identifié comme constitué de cristaux de glace, des particules de type IHM avec un facteur de forme de 2,5 ont été arbitrairement choisis pour rechercher le rayon particulaire et l'épaisseur optique du nuage. La détermination de ces paramètres nuageux est ici effectuée en conservant le modèle IHM mais en modifiant le facteur de forme  $Q=L/2R$ .

Les graphiques en haut et au milieu des Figures 91 présentent ainsi les épaisseurs optiques et les rayons de sphères équivalentes en volume aux cristaux IHM pour un extrait du vol du 25 septembre où les incertitudes sur la détermination des paramètres nuageux étaient faibles. Les mesures de POLDER à 865 nm et de MiniMIR à 1600 nm ont été utilisées pour déterminer ces paramètres. Pour ces figures, des facteurs de formes valant 0,1, 1, 2,5 et 29 ont successivement été utilisés. Les épaisseurs optiques déterminées diminuent quand la particule est plus compacte, c'est-à-dire lorsque son facteur de forme s'approche de l'unité. La dimension des particules diminue par contre avec le facteur de forme utilisé. Ainsi, des

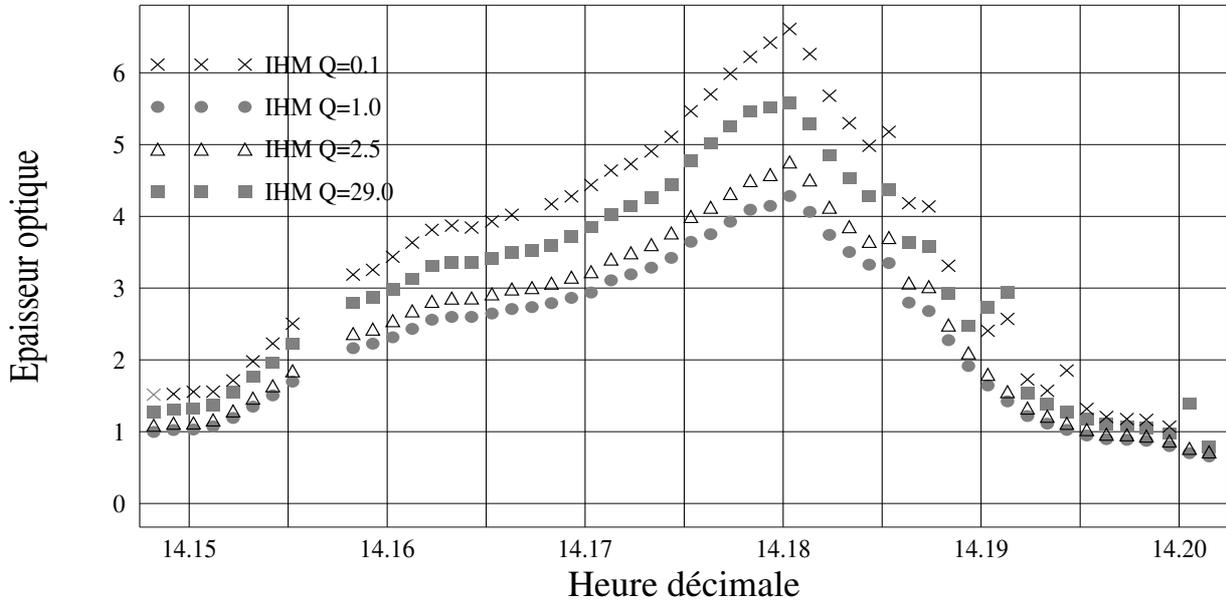
dimensions plus petites sont obtenues lorsque des plaquettes sont utilisées à la place de colonnes.

D'après ces graphiques, le choix de ce facteur de forme est tout à fait significatif. En effet, les variations de facteurs de forme proposées ici induisent des variations de 50 % sur l'épaisseur optique et de près de 100 % sur les rayons particuliers restitués.

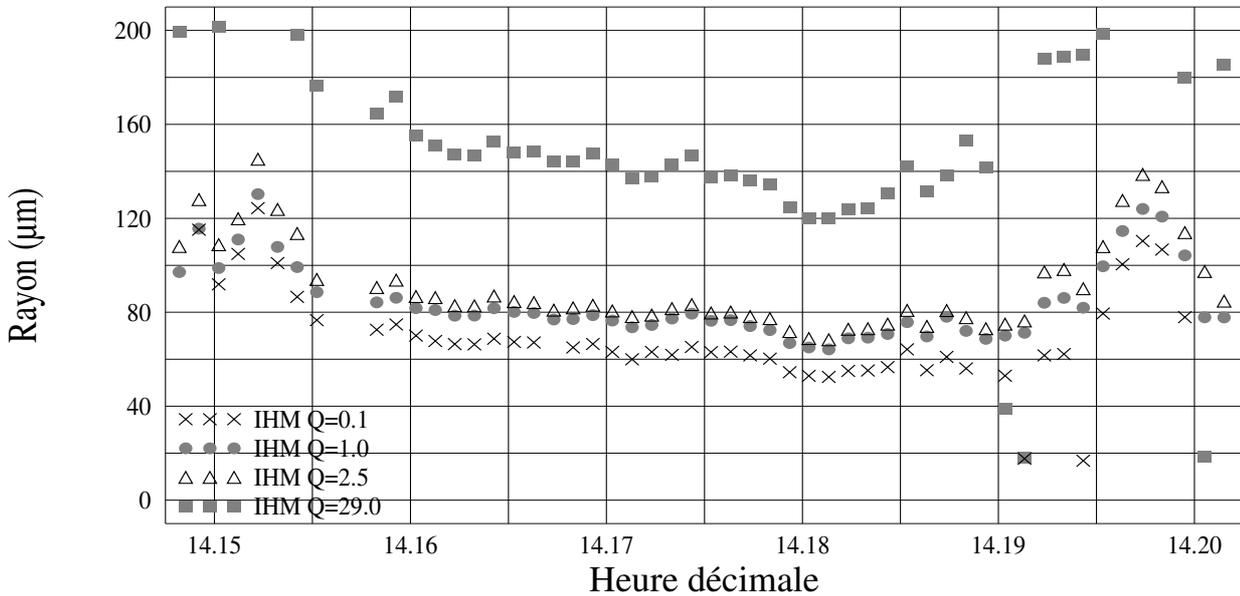
Comme nous l'avons déjà évoqué dans le paragraphe III.B.2/, le type de modèle utilisé dans les simulations influence la détermination des paramètres nuageux. Ainsi, ces paramètres nuageux ont à nouveau été déterminés en utilisant successivement : des cristaux IHM avec un rapport de forme unitaire, des cristaux purs (PHM) avec le même rapport de forme, des bullet-rosettes et des sphères de glace. Les paramètres nuageux restitués avec ces modèles de particules sont représentés sur les deux graphiques supérieurs des Figures 92. Nous trouvons alors que l'utilisation de particules IHM donne les plus faibles épaisseurs optiques et que les bullet-rosettes restituent les plus petites particules.

Avec les sphères de glace, les épaisseurs optiques sont bien supérieures à ce qu'elles sont avec les autres particules. Ces épaisseurs optiques sont même plus de deux fois supérieures à celles déterminées avec les particules IHM. En général, elles paraissent aberrantes. En outre, avec les sphères, nous observons que peu de résultats sont disponibles car les cas divergents ont encore une fois été écartés. Ce modèle sphérique, apparaît ainsi inapproprié. De la même manière, avec le modèle PHM, même si les résultats ne sont pas extravagants, nous notons de multiples discontinuités dans les rayons déterminés. Ceci est une indication de l'inadéquation de ce dernier modèle pour rendre compte des mesures.

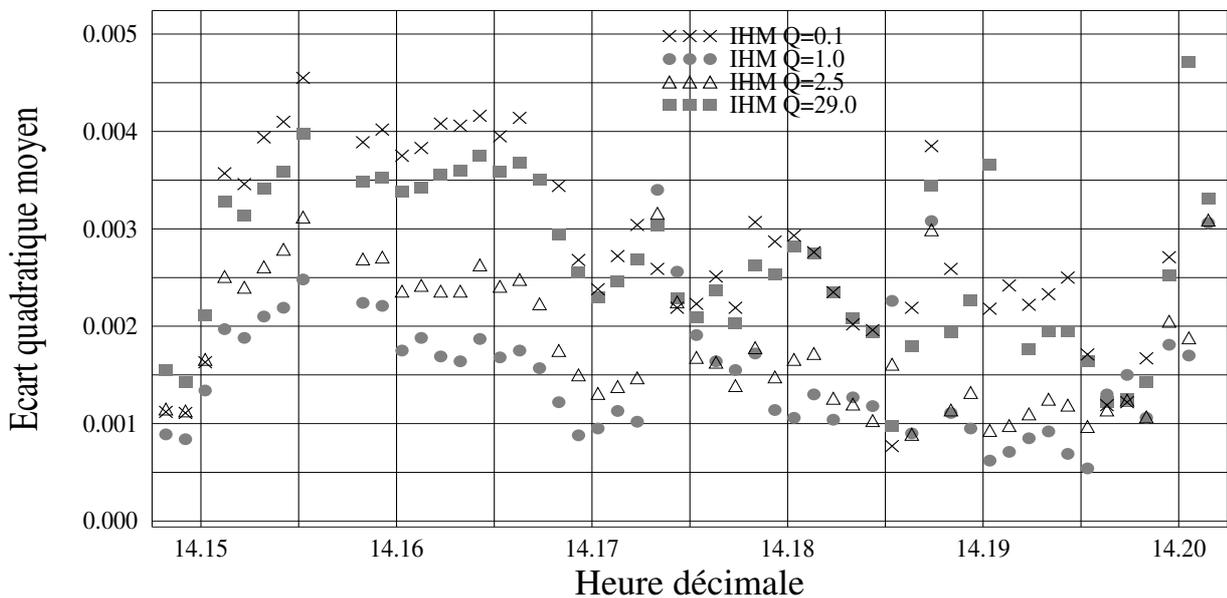
## Epaisseur optique



## Rayon de la sphère équivalente en volume



## Ecart quadratique moyen entre mesures polarisées et simulations

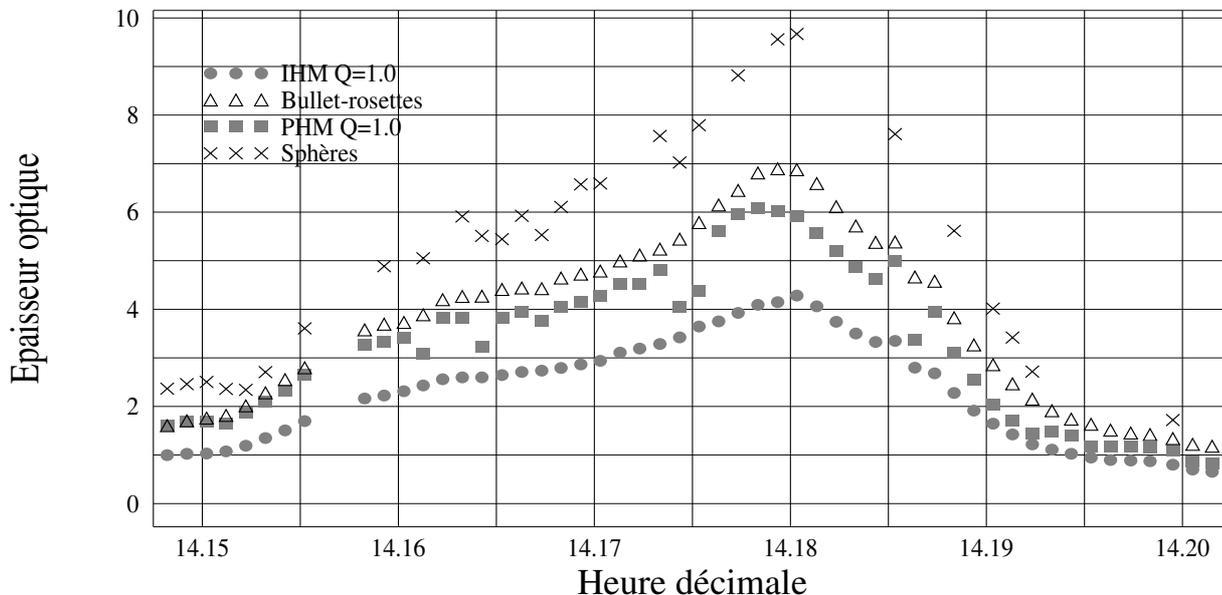


**Figures 91 : Influence du rapport de forme des particules de type IHM**

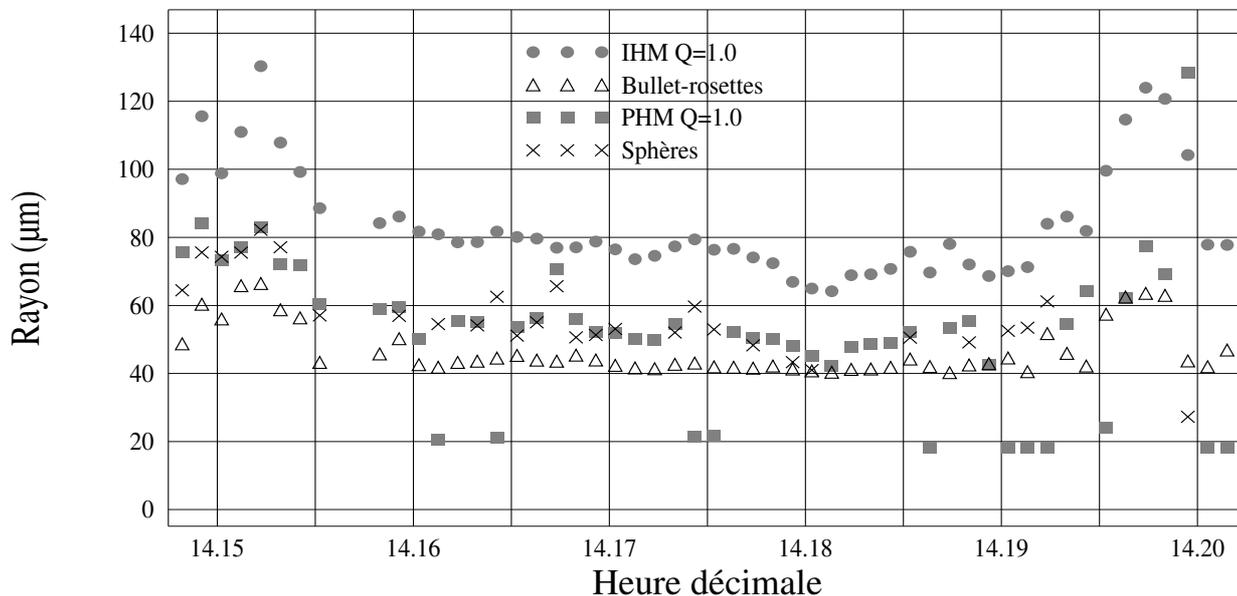
*Vol du 25 septembre 2001*

*Utilisation de POLDER à 865 nm et de MiniMIR à 1600 nm*

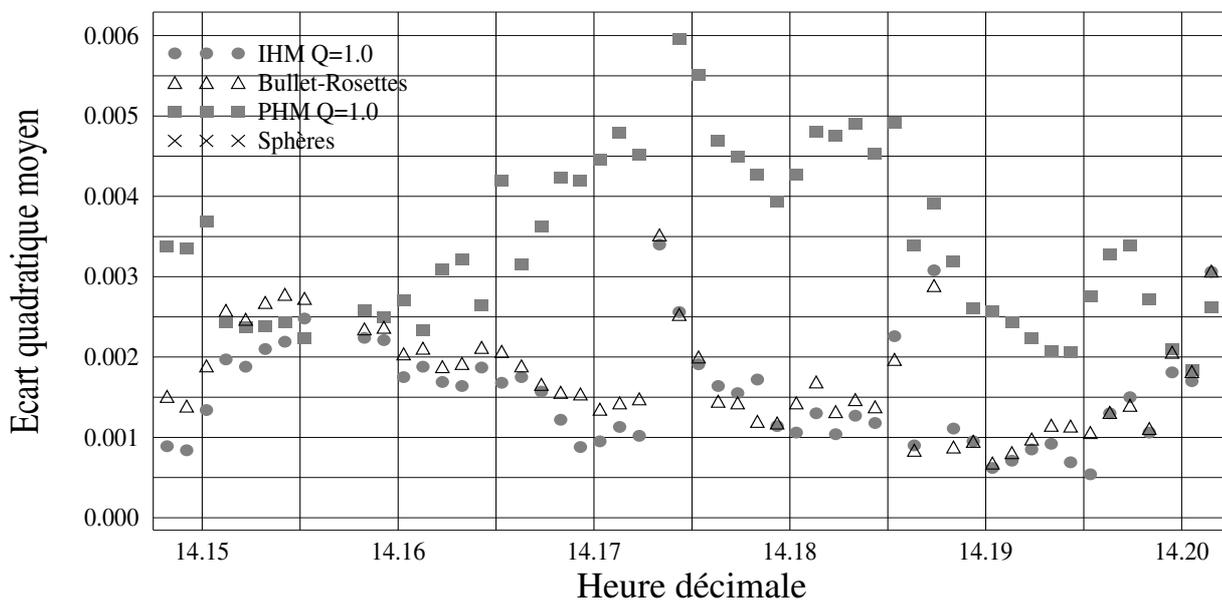
### Épaisseur optique



### Rayon de la sphère équivalente en volume



### Ecart quadratique moyen entre mesures polarisées et simulation:



Figures 92 : Influence du type de particule

Vol du 25 septembre 2001

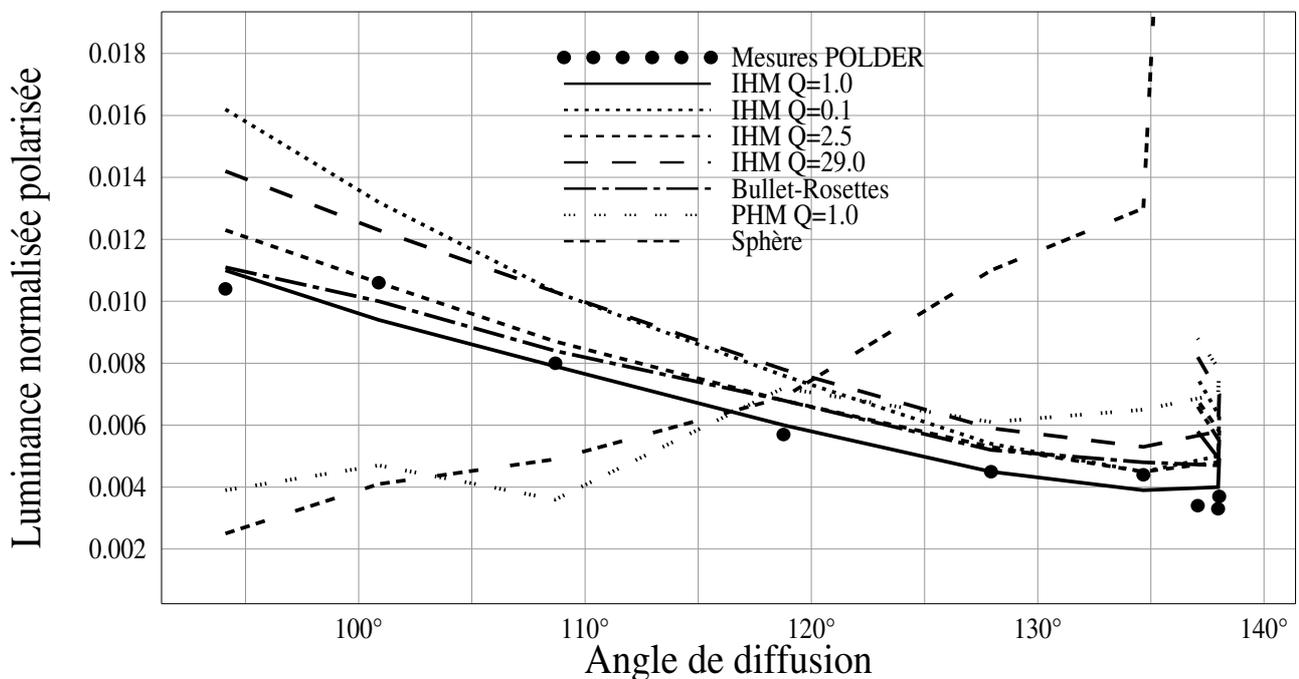
245

Utilisation de POLDER à 865 nm et de MiniMIR à 1600 nm

#### IV.D.2/ Apport de la mesure polarisée multidirectionnelle

Jusqu'à présent, les épaisseurs optiques et les rayons effectifs des particules sont déterminés en utilisant des mesures en luminance totale visible et moyen infrarouge. Un troisième type de mesure indépendant des précédents peut être utilisé pour juger de la pertinence de ces différents modèles et géométries de cristaux. Nous utiliserons ici l'information multidirectionnelle et polarisée du canal centré à 865 nm de POLDER. En effet, comme le montrent par exemple Cai et Liou (1982) et Labonnote et al (2001), la forme des cristaux de glace influe sur le signal polarisé.

La mesure multidirectionnelle polarisée, obtenue par suivi de scène nuageuse pour le tour 824 du vol FRENCH du 25 septembre et associée à la direction de visée de MiniMIR, est représentée par les points noirs sur la Figure 93. Sur la même figure et pour les mêmes géométries de visées, ces luminances polarisées ont été simulées avec les modèles particuliers précédemment énoncés et avec les paramètres nuageux qu'ils avaient permis d'obtenir. Sur la figure, nous remarquons aisément que les simulations effectuées pour les sphères de glace et pour les cristaux purs (PHM) ne s'accordent absolument pas avec les mesures. Toujours avec cette figure, il semble en outre que les modèles présentant le meilleur accord avec les mesures polarisées sont les bullet-rosettes et les cristaux IHM avec un facteur de forme de 1 ou de 2,5.



**Figure 93 : Mesures polarisées multidirectionnelles et simulations pour différents modèles**  
*Vol du 25 septembre 2001 ; tour POLDER 824 ; 14,18 h*  
*Mesures et simulations à 865 nm*

La Figure 93 confirme que la mesure multidirectionnelle polarisée apporte une information relative à la forme du cristal utilisée dans les simulations. Dès lors, nous pouvons chercher quel modèle particulière minimise l'écart quadratique moyen entre les mesures multidirectionnelles polarisées et les simulations effectuées pour les paramètres nuageux déterminés à partir de la méthode d'estimation optimale.

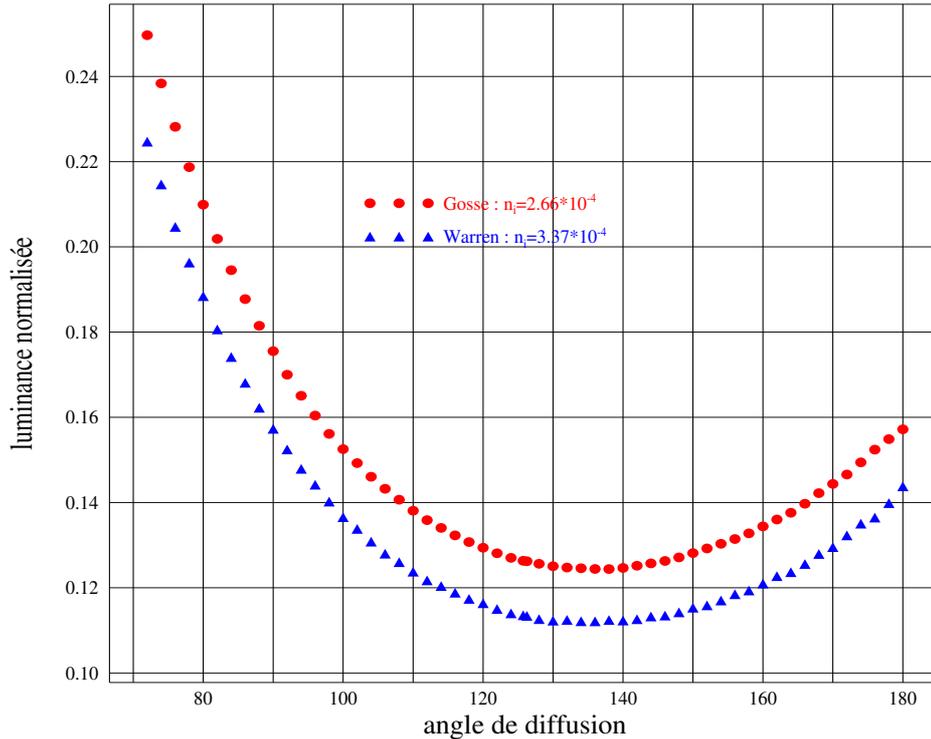
Ces écarts quadratiques moyens sont représentés par les graphiques au bas des Figures 91 et des Figures 92. Les modèles les plus pertinents vis-à-vis des luminances polarisées de POLDER, pour ce cas du 25 septembre 2001, apparaissent être les cristaux IHM de facteur de forme unitaire et les bullet-rosettes. En bas des Figures 92, les valeurs correspondant aux sphères de glace n'apparaissent pas car elles sont trop élevées pour pouvoir être reportées sur ce graphique. Dans une moindre mesure, le modèle PHM révèle également un piètre accord avec les mesures polarisées.

Ainsi, les modèles basés sur des structures hexagonales et présentant des irrégularités au travers de surfaces rugueuses ou d'inclusions semblent les plus pertinents. Sur l'exemple proposé, même si les écarts quadratiques moyens sont légèrement inférieurs pour les cristaux de type IHM avec un facteur de forme unitaire, il est difficile de faire un choix entre ce modèle et les bullet-rosettes. Pourtant en terme de rayon particulaire et d'épaisseur optique, les résultats donnés par ces deux modèles sont bien différents. Mais ces différences peuvent s'expliquer en partie par les indices d'absorption de la glace utilisés dans le calcul des propriétés optiques à 1600 nm.

#### **IV.D.3/ Impact de l'indice d'absorption de la glace**

L'indice de réfraction imaginaire de la glace constitue un autre paramètre pouvant affecter les propriétés optiques des cristaux. L'indice de réfraction imaginaire de la glace à 1600 nm varie suivant les auteurs. Selon Warren (1984), cet indice vaut  $3,37 \cdot 10^{-4}$  tandis que pour Gosse et al (1995), cet indice est de  $2,66 \cdot 10^{-4}$ . Les mesures de Gosse et al sont plus récentes et en accord avec d'autres auteurs (Kou et al, 1993), c'est pourquoi, nous retiendrons pour la glace, un indice d'absorption de  $2,66 \cdot 10^{-4}$  à 1600 nm.

Comme le montre la Figure 94, le choix de cet indice est loin d'être mineur. Cette figure, représente les luminances à 1600 nm simulées avec l'Adding-Doubling pour un nuage d'épaisseur optique 4, constitué de cristaux de glace. Les indices donnés par Gosse et al (1995) et par Warren (1984) sont successivement utilisés pour calculer les propriétés de ces cristaux. Le coefficient d'absorption de la glace est plus faible selon Gosse et al (1995) et donc, les luminances simulées au dessus du nuage sont plus importantes. L'écart en terme de luminance, comme nous le voyons, peut excéder les 10 % en relatif.



**Figure 94 : Influence de l'indice d'absorption de la glace sur les luminances simulées**

*Luminances dans le plan solaire*

*Nuage d'épaisseur optique 4, angle zénithal d'éclairement : 54°*

*Particule de type IHM dont le rayon de la sphère de même volume vaut 40 μm et dont le facteur de forme vaut 2,5*

Or, si nous avons choisi pour les cristaux IHM, à 1600 nm, les coefficients d'absorption donnés par Gosse et al (1995), les coefficients donnés par Warren (1984) ont été utilisés pour les bullet-rosettes. Ces choix différents pour l'indice de la glace expliquent au moins partiellement les écarts observés entre les estimations de dimension particulaire ou d'épaisseur optique.

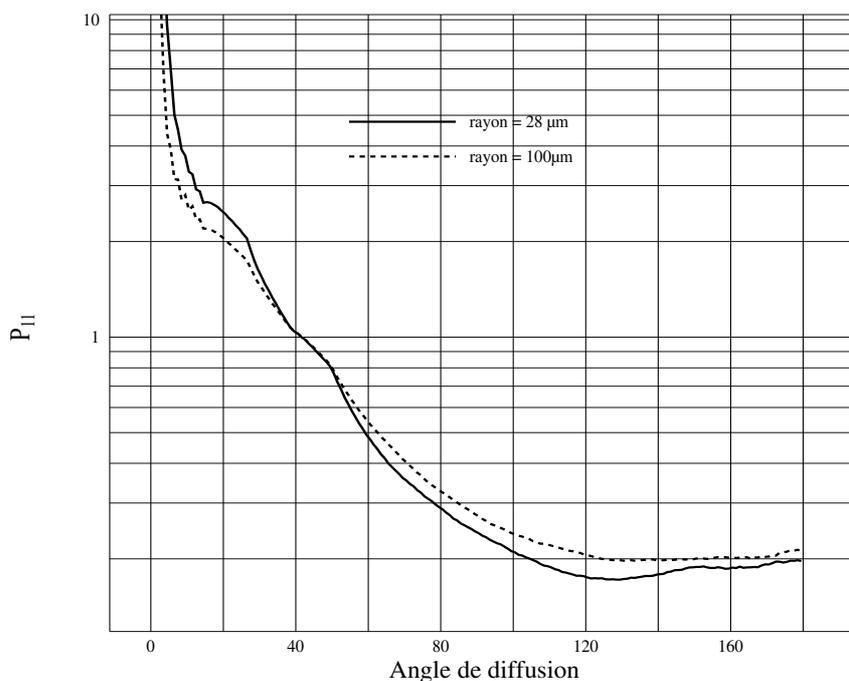
Nous avons mis en évidence que les paramètres nuageux estimés étaient affectés par le choix d'un modèle microphysique. Néanmoins, nous ne disposons pour cette étude que d'un unique type de bullet-rosettes (Baran, 2005, communication personnelle). Or, à l'instar des cylindres de glace, il est vraisemblable qu'un facteur de forme sur les bullet-rosettes pourrait être introduit et qu'il affecterait les résultats. Avec d'autres facteurs de formes pour les bullet-rosettes, une comparaison plus approfondie des écarts en luminances polarisées pourrait être menée entre ces dernières et les cylindres de glace.

## IV.E/ Mesures in situ

Comme nous l'avions évoqué, des mesures in situ ont été effectuées durant la campagne FRENCH avec le néphélomètre polaire qui équipait le TBM 700. Il est possible, avec ces mesures, de déterminer la dimension des particules qui constituent le nuage. Cette information devait être complétée car les mesures des sondes 2D-C (Knollenberg) mais celle-ci ont connus des dysfonctionnements durant la campagne.

### IV.E.1/ Principe

A la longueur d'onde de 804 nm du néphélomètre, donc dans la partie visible du spectre solaire, l'albédo de diffusion simple est proche de l'unité. Ainsi, comme le montre la Figure 95, les fonctions de phase sont affectées par la dimension des particules diffusantes.



**Figure 95 : Fonction de phase en fonction de la taille des particules**  
*Particules de type IHM*

Les mesures du néphélomètre contiennent ainsi une information relative à la dimension des particules nuageuses. Une méthode permettant l'extraction de cette information a été mise en œuvre par Jourdan et al (2003). Dans cette méthode, les nuages en phase solide sont considérés être constitués de cristaux et de sphères de glace. Il convient ainsi de déterminer la concentration et la distribution en taille de ces deux familles de particules. Afin de tirer ces multiples paramètres des mesures néphélométriques

multidirectionnelles, une procédure proche de la méthode d'estimation optimale a été développée par Oshchepkov et al (1997).

#### **IV.E.2/ Application**

Dans les méthodes qui utilisent les instruments de télédétection, un seul type de cristaux est pris en compte pour déterminer le rayon des particules des nuages de glace. En outre, les méthodes présentées dans ce rapport ne mènent pas à une distribution en taille mais à une unique valeur de rayon particulaire qui représente un rayon effectif du point de vue radiatif. Aussi, pour faciliter la comparaison, des distributions en taille restituées à partir des mesures du néphélomètre, nous ne retiendrons que le rayon efficace du mélange de particules de glace.

Le TBM 700 et le Mystère 20 évoluent à des altitudes et à des vitesses distinctes. Dès lors, il existe généralement un décalage spatial ou temporel entre les mesures des deux avions. Une comparaison des mesures radiométriques et in situ n'est alors possible que sur des nuages suffisamment étendus. Ajoutons à ceci que, parfois, le TBM 700 n'est pas parvenu à atteindre l'altitude du nuage survolé par le Mystère 20. En outre, les mesures radiométriques sont intégrées sur toute la colonne atmosphérique aussi, pour les comparer à des mesures in situ, il convient de privilégier des nuages homogènes et plus particulièrement de se limiter à des situations monocouches. Enfin, nous écartons les portions de vols où nous ne sommes pas parvenus à estimer la dimension des particules nuageuses à partir des mesures radiométriques. Nous comprenons donc que les possibilités de comparaisons sont minces.

Nous retiendrons alors une unique portion de vol pour la comparaison. Lors du vol du 25 septembre 2001, pour le nuage survolé par le Mystère 20 vers 14,17 h, des rayons particuliers ont pu être estimés par télédétection. En retenant les modèles les plus pertinents, ces rayons sont compris entre 40  $\mu\text{m}$  si des bullet-rosettes sont utilisés et 80  $\mu\text{m}$  avec des cristaux IHM. Les mesures de POLDER semblent être perturbées par des luminances parasites, les mesures monodirectionnelles de MiniMIR peuvent être utilisées pour déterminer ces rayons. Alors, les valeurs de rayons déterminées sont inférieures de 10  $\mu\text{m}$  aux valeurs précédentes. Les mesures du néphélomètre, sur cet exemple du 25 septembre 2001, conduisent à l'obtention d'un rayon efficace des particules nuageuses de 53  $\mu\text{m}$ . Les résultats obtenus à partir des mesures néphéométriques se situent donc entre ceux obtenus avec les mesures radiométriques. Les mesures in situ ne permettent donc pas de départager les deux modèles.

Toutefois, il est difficile de juger de la pertinence des méthodes employées en se basant sur une si piètre statistique.

En outre, pour cette exploitation des mesures néphélométriques effectuée par Olivier Jourdan, un modèle particulaire différent des nôtres a été utilisé. En effet, il utilise des particules cylindriques rugueuses à bases hexagonales et de facteur de forme unitaire.

#### **IV.F/ Conclusion**

Nous avons donc vu que les rayons des particules et l'épaisseur optique des nuages pouvaient être déterminés à partir des mesures radiométriques des canaux centrés à 865 nm et à 1600 nm. Une méthode d'estimation optimale est tout a fait adaptée à la détermination de ces paramètres. Elle permet en effet leur estimation simultanée, elle autorise l'utilisation des mesures multidirectionnelles de POLDER et elle rend possible la prise en compte de paramètres extérieurs évoluant au fil du temps.

Néanmoins, cette description des nuages n'est réellement efficace que sur des situations nuageuses monocouches et relativement homogènes. Enfin, nous avons mis en évidence que dans le cas des nuages de glace, les résultats obtenus étaient fortement affectés par le choix du modèle microphysique ou de la forme du cristal utilisé dans les simulations. Les rayons particulaires, peuvent ainsi passer de 40  $\mu\text{m}$  à 80  $\mu\text{m}$  selon qu'un cristal de type IHM ou bullet-rosette est utilisé. Il parait donc essentiel d'affiner le choix de ce modèle.

# **Conclusion**

Les nuages jouent un rôle de première importance dans l'équilibre radiatif de la planète. Via l'effet parasol (ou d'albédo), ils limitent le flux solaire à la surface de la terre tandis que par leur effet de serre, ils limitent le rayonnement tellurique s'échappant vers l'espace. Or, les nuages, en fonction de leurs propriétés macrophysiques et microphysiques, vont favoriser l'un ou l'autre de ces effets.

Les nuages sont présents en tout point du globe et leurs caractéristiques évoluent en fonction de leur localisation géographique et au fil des saisons. Ainsi, le satellite est un outil privilégié pour leur étude car il permet une couverture globale de la Terre sur de longues périodes. De nos jours, les plates-formes satellitaires dédiées à l'étude des nuages sont nombreuses. Les instruments en orbite sont ainsi de natures variées mais il est souvent difficile d'utiliser leurs mesures de manière coordonnée.

L'expérience spatiale A-Train permettra de regrouper sur une même orbite et avec des temps de passage fort proches un ensemble de six satellites dédiés à l'étude de l'atmosphère. Avec de telles mesures quasi-simultanées, il deviendra possible de comparer ou de compléter la description des nuages faite avec chaque instrument indépendamment. Mais, il est également possible de combiner les mesures de plusieurs instruments pour déterminer de nouvelles propriétés des nuages ou pour améliorer la précision de celles habituellement estimées à partir d'un seul instrument.

La campagne aéroportée FRENCH/DIRAC s'est déroulée sur trois semaines et jamais les avions ne se sont éloignés de plus de 1000 km des côtes françaises. Elle ne prétend donc pas fournir des résultats statistiquement représentatifs. Par contre, cette campagne constitue une simulation partielle de l'A-Train puisque bon nombre des instruments équipant les avions sont conceptuellement proches de ceux embarqués pour l'expérience spatiale. Dans cette étude, trois instruments de télédétection ont principalement été utilisés : le radiomètre POLDER qui est la version aéroportée de PARASOL, le radiomètre MiniMIR qui possède certains des canaux infrarouges de l'instrument spatial MODIS et le lidar LEANDRE qui est fort proche de CALIOP sur CALIPSO.

Dans une première étape de cette étude, nous avons vu que les mesures aéroportées demandaient un important travail préalable à leur exploitation. Les mesures radiométriques ont nécessité un étalonnage contemporain à la campagne et donc antérieur au début de cette étude. Après application des coefficients issus de l'étalonnage, les mesures de MiniMIR ne demandent plus qu'une correction du signal parasite interne à l'instrument.

Par contre, pour tirer parti de l'information multidirectionnelle de POLDER, plusieurs traitements des images acquises ont dû être mis en oeuvre. En premier lieu, pour répondre à l'orientation tridirectionnelle de l'avion, chaque acquisition a été repositionnée dans une grille qui permet d'associer à un pixel, toujours le même angle d'observation. Le suivi d'une scène nuageuse a alors pu être effectué en déterminant les décalages qui séparent ses positions sur

des images successives. Un décalage global a d'abord été recherché en minimisant l'écart quadratique moyen entre les deux images. Pour faciliter ce processus, les structures nuageuses ont été mises en avant en divisant une image reprojctée par une moyenne d'images successivement acquises. Enfin, le suivi de scène a été affiné en subdivisant les images pour prendre en considération les variations locales d'altitude du nuage.

Les mesures radiométriques ont été comparées à des simulations effectuées avec le code de transfert radiatif Adding-Doubling. Ce code ne prenant pas en compte l'absorption du rayonnement par les gaz atmosphériques, il a été nécessaire de corriger les mesures radiométriques de l'absorption gazeuse. A partir de méthodes d'absorption différentielle exploitant les mesures effectuées dans deux canaux spectralement proches et un code raie par raie, la transmission gazeuse a été déterminée pour la vapeur d'eau et le dioxygène. Ensuite, l'absorption des autres gaz (excepté l'ozone) a été estimée en s'appuyant sur l'hypothèse que, comme le dioxygène, ces gaz sont verticalement répartis de façon homogène.

L'analyse des mesures de la campagne FRENCH a, dans un premier temps permis l'évaluation d'une propriété macrophysique essentielle des nuages : leur altitude. LEANDRE fournit la meilleure précision, et en outre, il permet d'identifier les bases et les sommets de plusieurs couches de nuages. Néanmoins, cette identification complète des couches nuageuses n'est possible que si elles demeurent suffisamment fines. Le sommet de la couche la plus haute reste, toutefois, toujours identifiable. A partir du suivi de scène observée par POLDER, l'altitude des nuages a également été estimée par stéréoscopie. L'altitude ainsi déterminée s'est généralement avérée correspondre au sommet de la plus haute couche nuageuse. Malheureusement, compte tenu de la résolution de PARASOL, cette méthode ne peut pas être appliquée à l'A-Train. Toujours à partir des mesures de POLDER, l'altitude peut également être reliée à la part du rayonnement absorbée par le dioxygène. Contrairement aux précédentes, cette méthode n'estime pas l'altitude du sommet des nuages mais elle rend compte de l'altitude efficace de tous les nuages survolés. Enfin, les méthodes basées sur les mesures de POLDER présentent l'important avantage par rapport à LEANDRE de fournir une information altimétrique bidimensionnelle.

Nous avons ensuite mis en parallèle trois techniques d'identification de la phase thermodynamique des nuages. La première repose sur la mesure polarisée et multidirectionnelle de POLDER, elle atteste de la présence ou non de gouttes d'eau liquide dans la partie la plus haute du nuage. Dans le cadre de la campagne FRENCH, cette méthode n'a été exploitée que sporadiquement et sans automatisation mais elle a permis l'instauration d'un seuil pour discriminer la phase des nuages à partir du rapport des luminances visibles et moyen infrarouge mesurées par MiniMIR. Cette seconde technique rend compte de

l'ensemble de la colonne atmosphérique, aussi, dans le cas de situations multicouches ou lorsque la réflectance du sol affecte les mesures, la phase déterminée est incertaine. Cette technique a été utilisée dans le cadre de FRENCH pour sa facilité de mise en oeuvre et parce que, dans notre étude, des simulations du rayonnement diffusé par une colonne atmosphérique caractérisée par une unique couche nuageuse ont été effectuées. La mesure de la dépolarisation du signal lidar permet la détermination de la phase du nuage en fonction de l'altitude, mais comme toute mesure lidar, elle est limitée à de faibles épaisseurs optiques.

Nous avons vu qu'aucune de ces techniques ne prévalait sur les autres et que, même si des cas de désaccords existent, elles pouvaient au contraire être complémentaires.

Les mesures radiométriques passives dans le visible et le moyen infrarouge ont ensuite été comparées à des simulations du rayonnement diffusé afin d'estimer l'épaisseur optique des nuages et la dimension des particules qui les constituent. Le rayonnement est simulé en considérant l'atmosphère composée d'une seule couche nuageuse. L'information sur la phase thermodynamique a été utilisée pour choisir entre des gouttes d'eau sphériques et des cristaux de glace pour constituer le nuage. Dans un premier temps, nous avons montré que l'utilisation de la mesure multidirectionnelle de POLDER permettait un gain de précision et que l'épaisseur optique devait être déterminée conjointement à la dimension des particules. Ces constats ont motivé le choix d'une méthode d'estimation optimale pour la détermination des paramètres nuageux. Cette méthode s'est appuyée sur l'exploitation simultanée de la mesure visible multidirectionnelle de POLDER et de la mesure moyen infrarouge de MiniMIR. Un autre avantage de cette méthode est que, reposant sur le calcul direct des luminances, elle a autorisé la prise en compte des aérosols et de la vitesse du vent de surface.

Nous avons mis en évidence que les épaisseurs optiques et les dimensions particulières déterminées étaient affectées par le type de particules utilisé dans les simulations du rayonnement. La mesure polarisée multidirectionnelle de POLDER a alors permis de juger de la pertinence relative de différents types de particules. Sur un exemple, les modèles sphériques et les cristaux purs se sont ainsi avérés moins réalistes que des monocristaux hexagonaux inhomogènes (IHM) ou des bullet-rosettes rugueux. De la même manière, l'information multidirectionnelle polarisée a, dans le cas des cristaux IHM, permis de discerner quels étaient les rapports de forme les plus vraisemblables.

La méthode d'estimation optimale permet facilement de multiplier les sources de mesures et les paramètres recherchés. En ajoutant la mesure multidirectionnelle polarisée aux jeux de données, elle pourrait être utilisée pour déterminer le facteur de forme des particules en sus de leur rayon et de l'épaisseur optique.

L'intégration de l'information polarisée à la méthode d'estimation optimale accentuerait néanmoins l'un des facteurs limitants de cette étude : le temps de calcul. Le suivi

de scène et l'évaluation des transmissions gazeuses demandent déjà un certain délai. Mais, du fait de l'usage du calcul direct et des multiples calculs de dérivées, la méthode d'estimation optimale nécessite une exécution répétée du code de transfert radiatif. Ainsi, bien que certaines optimisations aient été effectuées pour limiter les temps de calcul, notamment en tronquant les fonctions de phases ou en archivant en mémoire vive les réflectances de surface, plus de deux jours sont nécessaires pour traiter un vol d'une heure et demie. Or, en tenant compte de la polarisation du rayonnement dans les simulations, ces temps deviennent rapidement rédhibitoires.

Cette étude a permis le développement de méthodes d'estimation des propriétés des nuages, mais fort peu de mesures se sont au final avérées exploitables. Nous n'avons modélisé que des surfaces maritimes et les portions de vol au dessus des terres ont été rejetées. En outre, une partie des situations nuageuses survolées ont dû être écartées puisque, le Mystère 20, en raison de son plafond limité ne pouvait les survoler.

Nous avons mis en évidence que les mesures du radiomètre POLDER étaient affectées par des lumières parasites et que, dans le cadre de cette expérience aéroportée, les résultats pouvaient être plus réalistes en se limitant aux luminances monodirectionnelles de MiniMIR. Néanmoins, nous avons privilégié l'utilisation des mesures de POLDER pour la recherche de l'épaisseur optique des nuages et de la dimension des particules qui les constituent. Ce choix a été motivé par le désir de favoriser la méthode plutôt que les résultats afin de conserver une meilleure cohérence avec l'usage qui pourrait être fait des mesures de l'A-Train. Sur PARASOL, ces lumières parasites sont par contre corrigées et l'exploitation de la mesure multidirectionnelle doit permettre un gain de précision.

La méthode d'estimation de la taille des particules et de l'épaisseur optique pourrait, en effet, être appliquée à l'A-Train en utilisant la mesure multidirectionnelle visible de PARASOL et la mesure moyen infrarouge de MODIS. Cette fois, avec la large couverture spatiale et temporelle, les résultats pourraient être comparés à d'autres mesures indépendantes pour juger de leur pertinence, puis ils pourraient prendre une dimension statistique.

Dans cette étude, les mesures actives proposées par le lidar LEANDRE ont principalement été utilisées en complément de méthodes de télédétection passives, en permettant la détection des nuages et la comparaison de certaines propriétés nuageuses obtenues (altitude, phase, épaisseur optique). Mais des méthodes peuvent également combiner les mesures passives et les mesures lidar. Nous avons ainsi vu que le rapport des épaisseurs optiques passives et actives correspondait au coefficient de diffusion multiple lidar. De la même manière, à partir de l'épaisseur optique passive et des mesures lidar, il est possible à partir d'une méthode d'estimation optimale couplée à une recherche des coefficients de

rétrodiffusion ou à partir d'une méthode d'intégration du signal rétrodiffusé (*Platt, 1972*), de déterminer le "backscattering to extinction ratio" qui relie les coefficients d'extinction et de rétrodiffusion. Par ailleurs, le facteur de forme des cristaux de glace peut être relié au taux de dépolarisation (*Noel et al, 2002*) et leur dimension pourrait être reliée au "backscattering to extinction ratio" (*Young, 1995*) à partir de statistiques sur des nuages monocouches ou par des simulations.

Nous avons vu que la restitution des paramètres nuageux à partir de mesures passives était pénalisée par les situations nuageuses multicouches. Ainsi, les mesures passives dans le visible et le moyen infrarouge, combinées aux mesures actives d'un lidar pourraient permettre, dans le cas de deux couches de nuages, avec une méthode d'estimation optimale, la recherche des rayons particuliers et des épaisseurs optiques pour chacune des couches. Des mesures radar pourraient bien sûr également compléter les jeux de mesures (*Donovan et Lammeren, 2001*).

# **Références Bibliographiques**

- Baran A.J., L.C. Labonnote, 2005 : “On the reflection and polarisation properties of ice cloud”, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.*, en presse.
- Bécu-Wallerand L., 2003 : “Modélisation des propriétés optiques et radiatives des cirrus dans l’infrarouge. Validation à l’aide des mesures effectuées lors de l’expérience FRENCH/DIRAC 2001”, thèse de l’Université de Sciences et Technologies de Lille.
- Bissonnette L.R., D.L. Hutt, 1990 : “Multiple scattering lidar”, *Appl. Opt.*, **29**, 5045-5046.
- Brogniez G., 1992 : “Contribution à l’étude des propriétés optiques et radiatives des cirrus”, Thèse d’état de l’Université de Sciences et Technologies de Lille.
- Brogniez G., C. Pietras, M. Legrand, P. Dubuisson, M. Haeffelin, 2003 : “A high-Accuracy multiwavelength radiometer for in situ measurements in the thermal infrared. Part II: behaviour in field experiments”, *J. Atm. Oceanic Techn.*, **20**, 1023-1033.
- Brogniez G., F. Parol, L. Bécu, J. Pelon, O. Jourdan, J. F. Gayet, F. Auriol, C. Verwaerde, J. Y. Balois, B. Damiri , 2004 : " Determination of cirrus radiative parameters from combination between active and passive remote sensing measurements during FRENCH/DIRAC 2001.", *Atmos Res.* , **72**, 425-452.
- Buriez, J.C., C. Vanbauce, F. Parol, P. Goloub, M. Herman, B. Bonnel, Y. Fouquart, P. Couvert, and G. Sèze, 1997 : “Cloud detection and derivation of cloud properties from POLDER”, *Int. J. Remote Sens.*, **18**, 2785–2813.
- Cai Q., K.-N. Liou, 1982 : “Polarized light scattering by hexagonal ice crystals: theory”, *Appl. Opt.*, **21**, 3569-3580.
- Cox C., W. Munk, 1954 : “Measurement of the Roughness of the Sea Surface from Photographs of the Sun's Glitter”, *J. Opt. Soc. Am.*, **44**, 838-850.
- Deschamps P.-Y., F.-M. Breon, M. Leroy, A. Podaire, A. Bricaud, J.-C. Buriez, G. Seze, 1994 : “The POLDER mission: instrument characteristics and scientific objectives”, *IEEE Trans. Geosci. Rem. Sens.* **32**, 598-615.
- Desclotres J., F. Parol, J.-C. Buriez, 1995 : “On the validity of the plane-parallel approximation for cloud reflectances as measured from POLDER during ASTEX” *Ann. Geophysicae*, **13**, 108 – 110.

- Descloitres J., 1996 : “Analyse de l’anisotropie du rayonnement réfléchi par les nuages à partir des observations du radiomètre POLDER”, thèse de l’Université Paris VII.
- Descloitre, J., J.C. Buriez, F. Parol, and Y. Fouquart, 1998 : “POLDER observations of cloud bidirectional reflectances compared to a plane-parallel model using the International Satellite Cloud Climatology Project cloud phase functions”, *J. Geophys. Res.*, **103**, 11411-11418.
- Deuzé, J. L., P. Goloub, M. Herman, A. Marchand, G. Perry, S. Susana, and D. Tanré, 2000 : “Estimate of the aerosol properties over the ocean with POLDER”, *J. Geophys. Res.*, **105**, 15329–15346.
- Donovan D.P., A.C.A.P van Lammeren, 2001 : “Cloud effective particle size and water content profile retrieval using combined lidar and radar observations 1. Theory and examples.”, *J. Geophys. Res.*, **106** (D21), 27425-27448.
- Duforet L., P. Dubuisson, B. Bonnel, F. Parol, M. Vesperini, 2004 : “Validation of a radiative transfer code for simulation of polarized radiances from visible to infrared wavelengths”, *IRS 2004 Busan*, Poster.
- Dufresne J.-L., P. Friedlingstein, M. Berthelot, L. Bopp, P. Ciais, L. Fairhead, H. Le Treut, P. Monfray, 2002 : “On the magnitude of positive feedback between future climate change and the carbon cycle”, *Geophys. Res. Lett.*, **29** (10).
- Evans W.E., 1965 : “Remote probing of high cloud cover satellite-borne lidar”, *Final Rept*, NASA, Washington, DC.
- Gayet J.-F., O. Crépel, J-F. Fournol, S. Oschchepkov, 1997 : “A new airborne polar Nephelomete for the measurements of optical and microphysical cloud properties. Part I: Theoretical design”, *Ann. Geophysicae*, **15**, 451 – 459.
- Gosse S., D. Labrie, P. Chylek, 1995 : “Refractive index of ice in the 1.4-7.8- $\mu\text{m}$  spectrale range”, *Appl. Opt.*, **34**, 6582-6586.
- Goloub P., 1992, “Modèle radiométrique du polarimètre imageur grand champ POLDER. Analyses préliminaires des observations en lumière polarisée”, Thèse de l’Université de Sciences et Technologies de Lille.

- Goloub P., J.L. Deuzé, M. Herman, Y. Fouquart, 1994 : “Analysis of the POLDER Polarization Measurements Performed Over Cloud Covers”, *IEEE Trans. Geosci. Rem. Sens.* **32**, 78-88.
- Goloub P., M. Herman, H. Chepfer, J. Riedi. G. Grognez, P. Couvert, G. séze, 2000 : “Cloud thermodynamical phase classification from POLDER spaceborne instrument”, *J. Geoph. Res.*, **105(D11)**, 14747-14759.
- Hale G.M., M.R. Querry, 1973 : “Optical Constants of Water in the 200-nm to 200-Mm Wavelength Region”, *Appl. Opt.*, **12**, 555-563.
- Haywood J. et O. Boucher, 2000 : “Estimates of the direct and indirect radiative forcing due to tropospheric aerosols : A review”, *Rev. Geophys.*, **38**, 513-543.
- de Hann J.F., P.B. Bosma, J.W. Hovenier, 1987 : “The adding method for multiple scattering calculation of polarized light”, *Astron. Astrophys.*, **183**, 371-391.
- Horváth Á., R. Davies, 2001 : “Simultaneous retrieval of cloud motion and height from polar-orbiter multiangle measurements”, *J. Geoph. Res.*, **28(D15)**, 2915-2918.
- IPCC, Intergovernmental Panel on Climate Change, 2001, Climate Change - Synthesis Report.
- Johnson B.T., K.P. Shine, P.M. Forster, 2004 : “The Semi-direct Aerosol Effect: Impact of Absorbing Aerosols on MarineStratocumulus”, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **130**, 1407-1422.
- Jones P.D., A. Moberg, 2003 : “Hemispheric and Large-Scale Surface Air Temperature Variations: An Extensive Revision and an Update to 2001”, *J. Climate*, **16**, 206-223.
- Jourdan O., S. L. Oshchepkov, V. Shcherbakov, J-F. Gayet, H. Isaka, 2003 : “Assesment of cloud optical parameters in the solar region: retrievals from airborne measurements of scattering phase functions”, *J. Geoph. Res.*, **108(D18)**, 4572.
- King L.V., 1923 : “On the complex anisotropic molecule in relation to the dispersion and scattering of light”, *Proc. Roy. Soc.*, **A104**, 333-357.
- Klett J.D., 1981: “Stable analytical inversion solution for processing lidar returns”, *Appl. Opt.*, **20**, 211-220.

- Krupp C., 1991 : “Holographic measurements of ice crystals in cirrus clouds during the International Cirrus Experiment ICE 1989”, *Rapport ICE/EUCREX-Report of the Fourth Workshop at the meteorological Office College*, 58-67.
- Kou L., D. Labrie, P. Chylek, 1993 : “Refractive indices of water and ice in the 0.65- to 2.5- $\mu\text{m}$  spectrale range”, *Appl. Opt.*, **32**, 3531-3540.
- Labonnote L.C., G. Brogniez, J.-C. Buriez, M. Doutriaux-Boucher, 2001 : “Polarized light scattering by inhomogeneous hexagonal monocrystals : Validation with ADEOS-PLDER measurements”, *J. Geoph. Res.*, **106(D11)**, 12139-12153.
- Labonnote L.C., 2001 : “Etude de propriétés optiques et radiatives des cirrus à l’aide de modèles microphysiques élaborés : Analyse de mesures in situ (néphélomètre) et satellitaire (POLDER)”, Thèse de l’Université de Sciences et Technologies de Lille.
- Lacis A.A., V. Oinas, 1991 : “A Description of the Correlated  $k$  Distribution Method for Modeling Nongray Gaseous Absorption, Thermal Emission, and Multiple Scattering in Vertically Inhomogeneous Atmospheres”, *J. Geoph. Res.*, **96(D5)**, 9027-9063.
- Legrand M., C. Pietras, G. Brogniez, M. Haeffelin, 2000 : “A high-Accuracy multiwavelength radiometer for in situ measurements in the thermal infrared. Part I: characterization of the instrument”, *J. Atm. Oceanic Techn.*, **17**, 1203-1214.
- Le Treut H., B. McAvaney, 2000 : “A model intercomparison of equilibrium climate change in response to CO<sub>2</sub> doubling”, *Notes du pôle Modélisation* , N°**18**, Institut Pierre Simon Laplace, Paris.
- Macke A., M.I. Mishchenko, B. Cairns, 1996 : “The influence of inclusions on light scattering by large ice particles”, *J. Geoph. Res.*, **101(D18)**, 23311-23316.
- Macke A., J. Mueller, E. Raschke, 1996 : “Single scattering properties of atmospheric ice crystals”, *J. Atmos. Sci.*, **53**, 2813-2825.
- Marks C.J., C.D. Rodgers, 1993 : “A Retrieval Method for Atmospheric Composition From Limb Emission Measurements”, *J. Geoph. Res.*, **98(D8)**, 14939-14953.
- McClatchey R.F., R.W. Fenn, J.E.A. Selby, F.E. Voltz, J.S. Garing, 1972 : “Optical properties of the atmosphere”, *Rep. AFCLR-72-0497*, 110pp., Hanscom Air Force Base, Bedford, Mass.

- Moroney C., R. Davies, J.-P. Muller, 2002 : “Operational Retrieval of Cloud-Top Heights Using MISR Data”, *IEEE Trans. Geosci. Rem. Sens.*, **40**, 1532-1540.
- Nakajima T., M.D. King, 1990 : “Determination of the optical thickness and effective particle radius of clouds from reflected solar radiation measurements. I – Theory”, *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1878-1893.
- Nicolas F., L.R. Bissonnette, P.H. Flamant, 1997 : “ Lidar effective multiple-scattering coefficients in cirrus clouds”, *Appl. Opt.*, **36**, 3458-3468.
- Noel V., H. Chepfer, G. Ledanois, A. Delaval, P.H. Flamant, 2002 : “Classification of particle effective shape ratio in cirrus clouds based on the lidar depolarization ratio”, *Appl. Opt.*, **41**, 4245-4257.
- Novakov T., V. Ramanathan, J. E. Hansen, T. W. Kirchstetter, M. Sato, J. E. Sinton, J. A. Sathaye, 2003 : “Large historical changes of fossil-fuel black carbon aerosols”, *Geophys. Res. Lett.*, **30** (6), 1324.
- Oshchepkov S., H. Isaka, 1997 : “Inverse scattering problem for mixed-phase and ice clouds. I. Numerical simulation of particule sizing from phase-function measurements”, *Appl. Opt.*, **36**, 8765-8774.
- Pal S.R. , A.I. Carswell, 1976 : “Multiple scattering in atmospheric clouds lidar observations”, *Appl. Opt.*, **15**, 1990-1995
- Parkinson C.L., 2003 : “Aqua: An Earth-Observing Satellite Mission to Examine Water and Other Climate Variables”, *J. Atm. Oceanic Techn.*, **41**, 173-183.
- Parol F., J.-C. Buriez, C. Vanbauce, P. Couvert, G. Sèze, P. Goloub, S. Cheinet, 1999 : “Fisrt Result of the POLDER “Earth Radiation Budget and Clouds” Operational Algorithm”, *IEEE Trans. Geosci. Rem. Sens.* **37**, 1597-1612.
- Pelon J., P-H. Flamant, M. Meissonier, 1990 : “The french airborne backscatter lidar LEANDRE-1 : concept and operation”, *15<sup>th</sup> International Laser Radar Conference*, Tomsk, URSS, June 1990
- Pilewskie P., S. Twomey, 1987 : “Cloud Phase Discrimination by Reflectance Measurements near 1.6 and 2.2  $\mu\text{m}$ ”, *J. Atmos. Sci.*, **44**, 3419-3420.

- Pincus R. et M.B. Baker, 1994 : “Effect of precipitation on the albedo susceptibility of clouds in the marine boundary layer”, *Nature*, **372**, 250-252
  
- Platt, C.M.R., 1972 : “Lidar and Radiometric Observation of Cirrus Clouds”, *J. Atmos. Sci.*, **30**, 1191-1204.
  
- Platt, C.M.R., 1980 : “Remote Sounding of High Clouds. III: Monte Carlo Calculations of Multiple-Scattered Lidar Returns”, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 156-167.
  
- Potter J.F., 1970 : “The Delta Function Approximation in Radiative Transfer Theory”, *J. Atmos. Sci.*, **27**, 943-949.
  
- Ramanathan V., R.D. Cess, E.F. Harrison, P. Minnis, B.R. Barstrom, E. Ahmad, D. Hartmann, 1989 : “Cloud radiative forcing and climate: Results from the earth radiation budget experiment”, *Science*, **243**, 1-140
  
- Riedi J., P. Goloub, R.T. Marchand, 2001 : “Comparison of POLDER cloud phase retrievals to active remote sensors measurements at the ARM SGP site”, *Geophys. Res. Let.*, **28**, 2185-2188.
  
- Riedi J., 2001 : “Analyse de la phase thermodynamique des nuages à l’échelle globale : Utilisation du radiomètre spatial POLDER1/ADEOS1”, Thèse de l’Université de Sciences et Technologies de Lille.
  
- Rodgers C.D., 1976 : “Retrieval of atmospheric temperature and composition from remote measurements of thermal radiation,” *Rev. Geophys. Space Phys.* **14**, 609–624.
  
- Rodgers C.D., 2000 : “Inverse methods for atmospheric sounding”, *World scientific*, 238p.
  
- Rothman L.S., A. Barbe, D. Chris Benner, L.R. Brown, C. Camy-Peyret, M.R. Carleer , K. Chance, C. Clerbaux , V. Dana, V.M. Devi, A. Fayt, J.-M. Flaud, R.R. Gamache, A. Goldman, D. Jacquemart, K.W. Jucks, W.J. Lafferty, J.-Y. Mandin, S.T. Massie, V. Nemtchinov, D.A. Newnham, A. Perrin, C.P. Rinsland, J. Schroeder, K.M. Smith, M.A.H. Smith, K. Tang, R.A. Toth, J. Vander Auwera , P. Varanasi, K. Yoshino, 2003 : “The HITRAN molecular spectroscopic database: edition of 2000 including updates through 2001”, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.*, **82**, 5-44.

- Rowell R.L., G.M. Aval, J.J. Barrett, 1971 : “Rayleigh–Raman Depolarization of Laser light Scattered by Gases”, *J. Opt. Soc. Am.*, 54, 1960-1964.
- Sassen K. 1991 : “The Polarization Lidar Technique for Cloud Research: A Review and Current Assessment”, *Bull. Am. Met. Soc.*, **72**, 1848-1866.
- Sassen K. , K.-K. Liou, 1979 : “Scattering of Polarized Laser Light by Water Droplet, Mixed-Phase and Ice Crystal Clouds. Part II : Angular Depolarizing and Multiple-Scattering Behavior”, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 852-861.
- Scott N.A., 1974 : “A direct method of computation of the transmission function of an inhomogeneous gaseous medium— I: Description of the method”, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.*, **14**, 691-704.
- Smirnov A., B.N. Holben, O. Dubovik, R. Frouin, T.F. Eck, I. Slutsker, 2003 : “Maritime component in aerosol optical models derived from Aerosol Robotic Network data”, *J. Geoph. Res.*, **108(D1)**, 4033.
- Stephens G.L., S.C. Tsay, P.W. Stackhouse Jr, P.J. Flateau, 1990 : “The relevance of the microphysical and radiative properties of clouds to the climate and climatic feedback”, *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1742-1753.
- Stephens G.L. , D.G. Vane, R.J. Boain, G.G. Mace, K. Sassen, Z. Wang, A.J. Illingworth, E.J. O’Connor, W.B. Rossow, S.L. Durden, S.D. Miller, R.T. Austin, A. Benedetti, C. Mitrescu, and the CloudSat Science Team, 2002 : “THE CLOUDSAT MISSION AND THE A-TRAIN - A New Dimension of Space-Based Observations of Clouds and Precipitation”, *Bull. Am. Met. Soc.*, **83**, 1771-1790.
- Stuart A.J., P. A. Kosintsev, T. F. G. Higham, A. M. Lister, 2004 : “Pleistocene to Holocene extinction dynamics in giant deer and woolly mammoth”, *Nature*, **431**, 684-689.
- Thoning K.W., Tans P.P., Komhir W.D., 1989 : “Atmospheric carbon dioxide at Mauna Loa Observatory. II - Analysis of the NOAA GMCC data, 1974-1985”, *J. Geophys. Res.*, **94**, 8549-8565.
- Twomey S., 1974 : “Pollution and the planetary albedo”, *Atmos. Environ.*, **8**, 1251-1256.
- Vanbauce C., J.C. Buriez, F. Parol, B. Bonnel, G. Sèze, P. Couvert, 1998 : “Apprent pressure derived from ADEOS-POLDER observations in the oxygen A-Band over ocean”, *J. Geoph. Res.*, **25**, 3159-3162.

- Vanbauce C., B. Cadet, R.T. Marchand, 2003 : “Comparison of POLDER apparent and corrected oxygen pressure to ARM/MMCR cloud boundary pressures”, *J. Geoph. Res.*, **30**, 1212.
  
- Van de Hulst H.C., 1981 : “Light Scattering by Small Particles”, *Dover Publications, Inc.*, New-York. Republié en 1981
  
- Waquet F., 2005 : “Apport de l’information multispectrale polarisée pour la caractérisation des aérosols”, Thèse de l’Université de Sciences et Technologies de Lille.
  
- Warren S.G., 1984 : “Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave”, *Appl. Opt.*, **23**, 1206-1224.
  
- Wendling P., R. Wendling, H.K. Weickmann, 1979 : “Scattering of solar radiation by hexagonal ice crystals”, *Appl. Opt.*, **15**, 2663-2671.
  
- Winker D.M. , J. Pelon, 2003 : “The CALIPSO Mission”, *IEEE proc*, **2**, 1329-1331.
  
- Woodbury G.E., M.P. Mc Cormick, 1986 : “Zonal and geographical distribution of cirrus clouds determined from SAGE data”, *J. Geophys. Res.*, **91**, 2775-2785.
  
- Young A.T., 1980 : “Revised depolarisation correction for atmospheric extinction”, *Appl. Opt.*, **19**, 3427-3428.
  
- Young S.A., 1995 : “Analysis of lidar backscatter profiles in optically thin clouds”, *Appl. Opt.*, **34**, 7019-7031.