



HAL
open science

Etude préparatoire à l'interprétation des données micro-ondes de l'instrument radar de la sonde Cassini-Huygens : impact de l'atmosphère de Titan

Sébastien Rodriguez

► **To cite this version:**

Sébastien Rodriguez. Etude préparatoire à l'interprétation des données micro-ondes de l'instrument radar de la sonde Cassini-Huygens : impact de l'atmosphère de Titan. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2003. Français. NNT: . tel-00005551

HAL Id: tel-00005551

<https://theses.hal.science/tel-00005551>

Submitted on 5 Apr 2004

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

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



**THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITE PARIS 6**

École Doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique d'Ile de France

SPÉCIALITÉ : Astronomie - Astrophysique

Présentée par

Sébastien RODRIGUEZ

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'UNIVERSITE PARIS 6

**Etude préparatoire à l'interprétation des données micro-ondes de
l'instrument radar de la sonde
Cassini-Huygens : impact de l'atmosphère de Titan**

Soutenue le : 24 Octobre 2003
Après avis de : Frédérique REMY Rapporteurs
Marie-Claire GAZEAU

Devant la Commission d'examen formée de :

Pierre ENCRENAZ	Professeur	Président
Frédérique REMY	Directeur de Recherche	Rapporteur
Marie-Claire GAZEAU	Maître de Conférences, HDR	Rapporteur
Philippe PAILLOU	Maître de Conférences, HDR	Directeur de thèse
Michel DOBRIJEVIC	Maître de Conférences	Co-directeur de thèse
Jean-Paul PARISOT	Professeur	Examinateur
Jean-Pierre LEBRETON	Chercheur ESA	Examinateur

Résumé

La mission Cassini-Huygens a été conçue dans le but d'étudier la planète Saturne et son environnement proche, notamment le satellite Titan. L'orbiteur Cassini possède à son bord un instrument radar en bande Ku ($f = 13.78 \text{ GHz}$) qui aura pour principal but de percer l'épaisse atmosphère de Titan et d'en imager la surface. Dans ce contexte, l'objectif de notre travail était de préparer l'interprétation des futures données du radar. Nous avons, pour ce faire, réalisé des simulations de la propagation de l'onde radar avec l'aide de mesures diélectriques effectuées en laboratoire, ceci afin d'anticiper les éventuelles perturbations liées à la traversée de l'épaisse atmosphère de Titan et à la rétrodiffusion sur sa surface.

En raison de l'absence de données concernant les propriétés diélectriques micro-onde des particules qui composent les brumes de Titan, nous avons effectué des mesures de la constante diélectrique (ε_r) d'analogues d'aérosols synthétisés en laboratoire (aussi appelés tholins) autour de 13.78 GHz . Nous avons obtenu pour la partie réelle de ε_r une valeur comprise entre 2 et 2.5, avec une tangente de perte allant de 10^{-3} à 5.10^{-2} . Nous avons également rassemblé les valeurs de constante diélectrique des espèces susceptibles de composer l'atmosphère et la surface de Titan pour lesquelles il existait déjà des mesures dans le domaine micro-onde : hydrocarbures légers en phase liquide et solide, glace d'eau et silicates.

Avec l'aide de ces mesures diélectriques, nous avons ensuite développé des simulations dédiées à l'étude du comportement de l'onde radar de Cassini tout au long de son parcours. Les résultats en termes d'atténuation atmosphérique sont les suivants : (1) les scénarios de brumes d'aérosols ne causent aucune atténuation et dans ces conditions l'onde radar atteint la surface de Titan sans subir aucune perte. Dans ces modèles d'atmosphère, le rayon des particules n'excède pas $1 \mu\text{m}$ et l'atténuation résultante ne dépassent jamais

0.01 *dB*. (2) En revanche, lorsque une couche de pluie est ajoutée dans les derniers kilomètres, l'atténuation dépasse rapidement la limite de sensibilité de l'instrument radar. Une onde émergeant d'un tel nuage serait tellement atténuée qu'en retour, aucun écho de surface ne pourrait être détecté. Seule la composante réfléchie sur la couche de nuages pourrait être accessible. Les simulations de rétrodiffusion de surface démontrent également que l'on peut s'attendre à une rétrodiffusion plutôt faible, même pour des surfaces relativement rugueuses à la longueur d'onde du radar de Cassini.

A travers une étude plus détaillée de la propagation du pulse de l'altimètre de Cassini et de son interaction avec l'atmosphère de Titan, nous sommes arrivés à la conclusion qu'il serait possible de détecter la présence hypothétique de nuages et de sonder un certain nombre de leurs propriétés (existence de pluies et extension des systèmes de nuages, taille, concentration et vitesse des particules).

Abstract

The Cassini mission has been designed to send a spacecraft to the planet Saturn, and deploy an instrument probe, Huygens, that will descend to the surface of Saturn's moon Titan. The Cassini Radar instrument ($f = 13.78 \text{ GHz}$) onboard the orbiter is expected to characterize the surface of Titan. Correct interpretation of the measurements made with the radar requires simulations and laboratory measurements to anticipate possible atmospheric and surface effects and then better invert and interpret radar data.

Due to the lack of permittivity values for Titan's haze particles in the microwave range, we performed dielectric constant (ϵ_r) measurements around 13.78 GHz on titanian aerosols synthesized in laboratory, also called tholins. We obtained a real part of ϵ_r in the range of 2-2.5 and a loss tangent between 10^{-3} and $5 \cdot 10^{-2}$. We also gathered dielectric constants of others materials suspected to compose Titan's atmosphere and surface and for which experimental values in the range of Cassini radar frequency already existed: liquid and solid light hydrocarbons, water ice and silicates.

We have then developed simple simulations to study the behaviour of a 13.78 GHz plane wave going through Titan's atmosphere and then backscattered by its surface. Titan's atmosphere (hydrocarbons clouds and/or aerosol haze) was modeled by a diluted medium filled with spherical particles of size, density and permittivity estimated from what could be found in the literature and laboratory experiments. Surface was characterized by its composition and roughness properties. The results about atmospheric radar attenuation are of two kinds: (1) The haze scenarios do not cause any attenuation and the radar wave will reach the surface of Titan without any losses. The particle radius never exceeds $1 \mu\text{m}$ and the corresponding attenuation never exceeds 0.01 dB . (2) When we add in our simulation a rain layer in the last few kilometers, the attenuation reaches and rapidly exceeds the instrument sensitivity limit. A wave emerging from such a cloud layer

could be so attenuated that the radar antenna would not be able to detect a returned echo from Titan's surface. Simulations of the backscattered signal by Titan's surface covered by tholins, various ices or silicates show also that rather low return could be expected, even for rough surfaces. This could dramatically increase the possible attenuation role of Titan's clouds.

Finally, we show that the altimetry pulse shape could also be analyzed in order to detect an atmospheric effect (hypothetic clouds) and get unexpected informations about Titan's lower atmosphere (rain occurrence and extension of cloud systems, size, density and velocity of the particles) thanks to the backscattering of the signal on cloud layer.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier sincèrement Philippe Paillou et Michel Dobrijevic qui, suite à mes insistantes requêtes, ont donné naissance au projet de recherche qui a initié mon travail de thèse. Je les remercie de la confiance qu'ils m'ont alors témoignée et du soutien sans faille dont ils ont fait preuve tout au long des ces trois années. Face aux écueils et aux errements, je crois, indissociables du parcours d'un étudiant en thèse, ils ont toujours su d'une manière ou d'une autre m'encourager et me guider, avec exigence et professionnalisme, vers l'objectif que l'on s'était fixé. Et ce n'est pas Robert Carlyle qui me contredira : *Got to have some love tonight (hot stuff); I need hot stuff, I want some hot stuff, I need hot stuff; Lookin' for a lover who needs another; Don't want another night on my own*. Ni le célèbre exobiologiste Patrick Fiori, qui lança naguère ce cri déchirant : *Plus je pense à toi et plus encore je m'aperçois; Que le temps qui passe ne me guérira pas. Rien ne te remplace, je manque de toi, je meurs de toi; Et je m'aperçois que tu manques à l'espace*. Mais bien sur que les extra-terrestres existent puisque je les ai rencontrés!

Je suis extrêmement reconnaissant à mes deux rapporteurs (-trices?), Frédérique Rémy et Marie-Claire Gazeau, pour le soin qu'elles ont apporté à l'évaluation et à la correction d'un manuscrit écrit comme souvent dans la douleur et dans l'urgence. Leur compétence, leur efficacité et leurs conseils réconfortants ont été une aide précieuse alors que mon tonus était au plus bas et la charge de travail au plus haut. Il est des étés où l'on ne sait quoi répondre à la question, tout à fait pertinente au demeurant : "*Il fait beau. T'viens à la plage?*", sinon l'expression de sa désapprobation désinvolte. Finalement on se remet au travail la mine sombre mais déterminée.

Je souhaite également exprimer toute ma gratitude aux autres membres du jury. Je remercie bien entendu Pierre Encrenaz qui m'a fait l'immense honneur de présider mon jury et Jean-Pierre Lebreton, responsable éminent de la sonde européenne Huygens, qui a accepté de participer à mon jury de thèse et d'examiner mon travail. Une pensée particulière à Jean-Paul Parisot qui m'a connu et recueilli alors que je n'étais qu'un astronome en culotte courte il y a sept ans de cela, et qui tout au long de ma progression universitaire et astronomique s'est révélé être un enseignant hors du commun, au contact duquel ma passion s'est révélée au grand jour. Merci Jean-Paul, c'est aussi grâce à toi que j'en suis arrivé là.

Merci à Patrice Coll et Jean-Michel Bernard du LISA ¹ pour m'avoir fourni de bonne grâce quelques

1. Laboratoire Inter-universitaire des Systèmes Atmosphériques.

milligrammes d'un des matériaux les plus rares à la surface de notre Terre et à Gilles Ruffié du PIOM² pour m'avoir aidé à le vendre au prix fort sur le marché noir (à moins que ce ne soit pour son expertise inestimable pour tout ce qui a concerné leur caractérisation diélectrique). J'ai été très heureux de collaborer avec ces personnes, tout autant pour leur compétence que pour leur gentillesse. Merci également à messieurs François Raulin et Jean-Paul Parneix, respectivement directeur du LISA et du PIOM, pour m'avoir ouvert les portes de leur laboratoire.

Je tenais à remercier tous ceux qui m'ont accompagné de près ou de loin au cours de cette folle aventure, qu'ils soient de la profession ou non. Certains n'ont fait que traverser ma vie, d'autres sont encore aujourd'hui à mes côtés, mais tous resteront dans ma mémoire.

Un éclatant bravo à tous ceux qui administrativement et informatiquement ont fait en sorte que ma thèse se déroule dans les meilleures conditions. Merci au service informatique composé du doyen Jean-Pierre "freeware" Busset et de Sylvie. Merci au service administratif et au duo Cécile et Annick pour les préparations impeccables de missions. Mille fois pardon encore pour mon incorrigible indiscipline vis à vis des impératifs administratifs. Vous avez dû vous arracher les cheveux plus d'une fois.

Merci à Jean Brillet pour ses visites régulières dans notre bureau, ses conseils avisés et nos discussions inoubliables. On ne parle pas avec Jean, on l'écoute et on finit toujours par apprendre quelque chose d'inouï sur des sujets aussi diverses que l'astronomie, la physique quantique, les mathématiques, la topologie ou la psychologie. Humblement, Jean, il avoue qu'il connaît rien à Popstars[©].

Je pense aussi à certaines canailles de l'équipe astrométrie dont quelques illustres membres semblaient avoir élu domicile dans notre couloir : je n'oublierai certainement pas les discussions passe-murailles surréalistes avec Christine, ni les passages tout aussi tonitruants que fréquents de Michel, ni le rayon de soleil brésilien de Julio, ni la participation à l'animation du couloir (outre les très intéressantes discussions au sujet des PheMus) de Jean-François, et rien ne remplacera la volée de revers de Gérard (c'est simple, c'est celui qui n'a pas de moustache). Merci, vous avez tous réussi à entretenir un peu de folie dans notre bâtiment.

Au revoir à notre ancien bibliothécaire. Bonjour à Simon. Son combat pour que soit imposé un quota de filles à l'Observatoire l'a rendu célèbre. Ca l'aura finalement épuisé. Fini la télépathie, terminé la sauce au curry et les diaboliques parties de Uno[©]. Le Maître des Clés nous quitte et Poitiers a bien de la chance. Ses voisins nous manqueront. Il méritait bien un petit paragraphe.

Aux indécrottables branlotins et à leur survivance, je tire mon chapeau. Ces fous rigolards ont à jamais bouleversé le cours de mon existence. Merci à mes compagnons de thèse, à tous ceux qui ont fait un bout de chemin avec moi. La liste est longue, alors armez vous de patience.

Merci à mon co-loc' Nicorambaux (en un seul mot) de m'avoir supporté pendant 3 ans. Tu as toujours su communiquer ta bonne humeur. Je t'en suis très reconnaissant. Et puis, commencer une thèse en même temps et prendre des douches ensemble, ça crée des liens. Mais non, ni le surf, ni la pelote basque, ni le rugby ne sont des sports de touffizes. La preuve, Johan en aime aucun.

2. Laboratoire de Physique des Interactions Onde-Matière.

Merci à “love parade” Johan. Ou devrais-je dire “l’etalon des plaines” Johan. La moyenne, ce n’est pas grave. Tu as toute mon amitié. Je n’oublierais jamais que tes bajoues m’ont rendu d’immenses services au cours des derniers hivers rigoureux.

Merci à Pichu et à sa décontraction naturelle. Merci à tes critch critch pensifs et à tes retentissants “Mais quel charlot ce mec!”. Merci pour les soirées d’observation et pour l’aide avec le logiciel Graphic. Au fait, Simon te remercie de lui avoir présenté Stéphanie.

Merci à Pti’Tom et à notre dernier Tie-break endiablé. Bon vent à toute ta petite famille.

Merci à 100 % pour Essam, dit Essac ou encore Barbidur. Mon ami, elles le sont tous!

Merci à la fée Morgane, l’enchantement de notre étage. Va-t-elle réussir à enfin ressusciter Georges Rayet?

Merci à Eric Trelut pour ses propos indécents (paradigme toi-même!) et ses équations impossibles.

Merci à Jilo et à son menhir. Merci à ton porte-jaretelles en dentelle bretonne. Quelle classe!

Merci à Franck “Comir” pour ses doux poèmes nanophiles et son allure de petit Prince. Merci à Valentine pour son rhum planteur et son bois bandé. Ouch!

Merci à Nico “Looping Murdock” et son équipe d’intervention spéciale composée d’Eric “la flaque” (le mec qui voulait faire exploser Titan), Papa Jo (Ach, che suis fatigué), John Belushi (fabuleux dans 1941), PetGaz (le seigneur de la montagne), “slibard” Jérôme, et deux dernières recrues Nénert et Chassagne. Il est à noter que nous sommes les seuls avec Nico à entendre la neige froufrouter. C’est un don. Il aime Calvin Russell Nico. Et ça aussi, c’est important. Ah oui, j’oubliais : merci à Totor.

Merci et bon courage à tous les petits nouveaux : Yannick, Marc et Pascal.

Enfin de tout mon coeur, je tiens à remercier mes fidèles amis et à leur dire combien je les estime : Eric, Mathias, Julien, Coralie, Christophe, François, Audrey, Estelle, Arnaud, Delphine, Sandra, Frédo, Nicolas (là, c’est presque la famille!). Une mention particulière à Eric, compagnon de route depuis bien des années.

Merci à tous les membres de ma famille pour leur encouragement inconditionnel (le jour de ma soutenance restera mémorable). Merci la Bande! Et un immense merci à mes parents, sans l’aide et le soutien desquels je n’aurais bien évidemment jamais pu entreprendre cette thèse. Ils ont dû réaliser bien des sacrifices pour que mon rêve puisse aujourd’hui se concrétiser. Je leur en serai à jamais reconnaissant.

A ma douce Elisabeth enfin, sans qui, je pense, je serais devenu fou. Merci d’avoir su apporter le calme et l’équilibre dont j’avais besoin. Merci d’avoir supporté mes nombreuses sautes d’humeur et respecté mes pensées lunaires.

A toutes les filles que j'ai connues avant
Et qui sont devenues femmes à présent

A ma famille, à mes amis, à Elisabeth

Table des matières

Résumé	i
Abstract	iii
Remerciements	v
Introduction	1
1 Les aérosols et la surface de Titan : synthèse bibliographique	13
1.1 Titan : généralités	13
1.2 Propriétés des aérosols stratosphériques	18
1.2.1 Rayon moyen des particules : avant et après le survol des sondes Pioneer 11, Voyager 1 et 2	18
1.2.2 Premières estimations de la distribution en altitude des aérosols stratosphériques	25
1.2.3 Les derniers modèles microphysiques de croissance d'aérosols	28
1.3 La basse atmosphère de Titan : les nuages d'hydrocarbures	33
1.3.1 Le modèle de Thompson et Sagan (1984)	35
1.3.2 Les modèles de Toon <i>et al.</i> (1988), McKay <i>et al.</i> (1989) et Courtin <i>et al.</i> (1995)	35
1.3.3 Le modèle microphysique des aérosols strato- et troposphériques de Frère <i>et al.</i> (1990)	38

1.3.4	Le débat actuel sur l'existence des nuages dans la troposphère de Titan	42
1.4	Synthèse des modèles d'atmosphère de Titan	47
1.5	La surface de Titan : état des lieux	49
2	Etude des propriétés diélectriques de l'atmosphère et de la surface de Titan	55
2.1	Quelques mots d'électromagnétisme	56
2.1.1	Les milieux diélectriques et la polarisation électrique : définition de la permittivité et des pertes électriques	58
2.1.2	De l'importance pour la modélisation radar de connaître les propriétés électriques du milieu	61
2.2	Caractérisation diélectrique d'analogues d'aérosols de Titan	61
2.2.1	Historique des simulations de l'atmosphère de Titan et production d'analogues d'aérosols	61
2.2.2	Synthèse des échantillons de tholins avec le réacteur du LISA ³ . . .	68
2.2.3	Méthode de mesure de constante diélectrique en cavité résonante et résultats	74
2.3	Constante diélectrique de matériaux de Titan	81
2.3.1	Constituants de la basse atmosphère	81
2.3.2	Matériaux hypothétiques de surface : glaces de H ₂ O, H ₂ O-NH ₃ , CH ₄ -C ₂ H ₆	83
2.4	Synthèse	84
3	Tests de performance du Radar de la mission Cassini	87
3.1	Réflectivité de surface	87
3.1.1	Diffusion non cohérente : modèles PO et GO et simulation du mode imageur du radar de Cassini	91

3. Laboratoire Inter-universitaire des Systèmes Atmosphériques (Université Paris XII, France).

3.1.2	Diffusion cohérente : simulation du mode altimètre du radar de Cassini	93
3.1.3	Synthèse des résultats pour les différentes hypothèses sur la composition de la surface de Titan	95
3.2	Transmission atmosphérique : opacité collisionnelle à 2.17 cm?	99
3.3	Transmission atmosphérique : impact des aérosols	102
3.3.1	Description de la simulation	103
3.3.2	Calculs d'atténuation pour une atmosphère homogène	106
3.3.3	Etude approfondie du cas d'une atmosphère fortement hétérogène .	111
3.4	Synthèse des résultats	120
4	Application au mode altimètre du Radar Cassini	139
4.1	Présentation de l'altimètre de Cassini	140
4.1.1	L'altimètre de Cassini : caractéristiques instrumentales	140
4.1.2	Détails sur la forme du pulse émis par le radar de Cassini	143
4.2	Informations tirées de l'amplitude du pulse	148
4.2.1	Rétrodiffusion d'un pulse par un nuage de particules en suspension	148
4.2.2	La détection de la pluie sur Titan	164
	Conclusion et perspectives	183
	A Régime diélectrique : mesure de constante diélectrique	187
	B La diffusion par une sphère	193
	Bibliographie	207

Table des figures

1	Représentation schématique du vaisseau spatial Cassini et de son passager, la sonde Huygens	2
2	Trajectoire interplanétaire de la mission spatiale Cassini-Huygens, en route pour Saturne	3
3	Schéma de l'antenne à grand gain de Cassini et configuration en éventail des faisceaux de l'instrument Radar	7
4	Diagramme présentant une proposition pour le programme d'observations du radar de Cassini lors des survols de Titan	8
1.1	Les principaux satellites de Saturne (crédits NASA/JPL)	13
1.2	Profil vertical de température de l'atmosphère de Titan (d'après Lellouch <i>et al.</i> (1990))	15
1.3	Modèle simplifié de la basse atmosphère de Titan et estimation de son opacité aux longueurs d'ondes infrarouges	17
1.4	Modèles imaginés par Veverka (1973) pour expliquer les propriétés photométriques et polarimétriques de l'atmosphère de Titan	19
1.5	Comparaison entre les albedos géométriques de Titan observés et calculés par Rages et Pollack (1980)	20
1.6	Rapport I/F en fonction de l'angle de phase dans le violet et le vert (Rages <i>et al.</i> 1983b)	23
1.7	Profils d'extinction atmosphérique calculés par Rages et Pollack (1983a) . .	27
1.8	Modèle d'aérosols stratosphériques de McKay <i>et al.</i> (1989)	29

1.9	Modèle d'aérosols stratosphériques de Frère <i>et al.</i> (1990)	31
1.10	Modèle d'aérosols stratosphériques de Cabane <i>et al.</i> (1992)	32
1.11	Signal radio reçu de Voyager 1 lors de l'expérience de radio-occultation (Lindal <i>et al.</i> 1983)	33
1.12	Modèle complet d'aérosols de Frère <i>et al.</i> (1990)	40
1.13	Condensation différentielle du gaz atmosphérique de Titan telle qu'est prédite par le modèle microphysique de Frère <i>et al.</i> (1990)	41
1.14	Spectro-images de nuages de Titan réalisées par le télescope Keck (Brown <i>et al.</i> 2002)	44
1.15	Images de nuages de Titan réalisées par le télescope Keck (Roe <i>et al.</i> 2002)	45
1.16	Scénarios "secs" caractérisant la distribution des aérosols dans l'atmosphère de Titan	47
1.17	Scénario "humide" caractérisant la distribution des aérosols dans l'at- mosphère de Titan et la possible condensation des hydrocarbures aux en- virois du piège froid de la tropopause	48
1.18	Image de Titan prise par la sonde Voyager 1	49
1.19	Images de la surface de Titan prises par le HST en 1994 (Smith <i>et al.</i> 1996) et le télescope au sol Keck I en 1996 (Gibbard <i>et al.</i> 1999)	52
1.20	Contours de brillance de la surface de Titan à 1.3 et 1.6 μm Coustenis <i>et</i> <i>al.</i> (2001)	53
1.21	Modèle de la surface de Titan (Elachi <i>et al.</i> 1991)	54
2.1	Onde électromagnétique	57
2.2	Evolution fréquentielle de la permittivité	59
2.3	Source d'énergie dans l'atmosphère de Titan	62
2.4	Dispositif expérimental utilisé par l'équipe de l'université de Cornell pour simuler l'atmosphère de Titan dans les années 80 et propriétés optiques des tholins produits	64

2.5	Photographies et distributions en taille des analogues d'aérosols de Titan synthétisés par Bar-Nun <i>et al.</i> (1988), Scattergood <i>et al.</i> (1992) et Clarke et Ferris (1997)	67
2.6	Réacteur développé au LISA pour la simulation expérimentale de l'atmosphère de Titan	71
2.7	Photographie au microscope à balayage électronique des analogues d'aérosols de Titan synthétisés dans le réacteur à plasma froid du LISA (Coll <i>et al.</i> 1999a).	73
2.8	Exemple d'échantillon de tholins récupéré sur une plaque de verre	73
2.9	Photographies au microscope à balayage électronique des échantillons d'analogues d'aérosols synthétisés en Décembre 2001	74
2.10	Cavités à 2.45 et 10 GHz utilisées pour nos mesures de constante diélectrique	78
2.11	Dépendance fréquentielle de ε' et ε'' d'analogues d'aérosols de Titan, des rayons X mous jusqu'au domaine centimétrique	80
2.12	Profils diélectriques de l'atmosphère et la surface de Titan	85
3.1	Contribution relative des composantes cohérente et diffuse de la diffusion pour différentes conditions de rugosité de surface	89
3.2	Variation angulaire du coefficient de rétrodiffusion pour différentes conditions de rugosités de surface	90
3.3	Géométrie du problème de la diffusion de surface et domaines de validité des modèles théoriques PO et GO	91
3.4	Approximation de Kirchhoff des plans tangents	92
3.5	$\sigma_{HH}^0 = \sigma_{HHc}^0 + \sigma_{HHnc}^0$ pour une surface présentant une rugosité moyenne . .	94
3.6	Démarche suivie lors de nos simulations de rétrodiffusion radar de la surface de Titan	95
3.7	Résultats du modèle PO: σ_{HH}^0 pour une surface de Titan moyennement rugueuse à la longueur d'onde du radar de Cassini.	96

3.8	Résultats du modèle GO : σ_{HH}^0 pour une surface de Titan très rugueuse à la longueur d'onde du radar de Cassini.	97
3.9	Synthèse des résultats obtenus avec les modèles PO et GO	98
3.10	Hauteur d'échelle atmosphérique de Titan (à gauche) et densité de N_2 (à droite) calculées par notre modèle	102
3.11	Description de notre modèle de transmission atmosphérique	104
3.12	Atténuations calculées pour une couche homogène de 50 m d'épaisseur	107
3.13	Atténuations calculées pour une atmosphère homogène de 500 km d'épaisseur	110
3.14	Les 9 scénarios de distribution de l'aérosol de Titan que nous avons sélectionnés pour les besoins de nos simulations.	112
3.15	Calculs d'atténuation pour chacun des 9 scénarios d'atmosphère de Titan	117
3.16	Calculs d'atténuation pour les scénarios A \ddagger , B \ddagger , C \ddagger et D \ddagger en fonction du rayon des gouttes de pluie et de f	119
4.1	Scénario de survol de Titan et programme d'utilisation des différents modes de l'instrument radar de Cassini (crédits JPL/NASA)	141
4.2	Signal de type chirp dans le domaine temporel et diagramme temps-fréquence correspondant	145
4.3	Chirp du radar de Cassini en mode altimètre haute résolution (enveloppe rectangle et gaussienne)	146
4.4	Transmission d'un chirp et dé-chirping à sa réception	147
4.5	Géométrie du problème de la rétrodiffusion sur une distribution de particules	149
4.6	Intensité rétrodiffusée par une couche d'épaisseur $R_2 - R_1$	150
4.7	Paramètres géométriques de notre modèle de rétrodiffusion	151
4.8	Efficacité de la rétrodiffusion en fonction du rayon des particules constituant un nuage de 20 km d'épaisseur	153
4.9	Fonction caractéristique $f(t)$ de notre nuage homogène	154

4.10	Largeur à mi-hauteur (calculée à $I_{max}/2$) du pulse reçu par l'altimètre en fonction de l'épaisseur de la couche nuageuse rencontrée	155
4.11	Déformation d'un pulse rectangle suite à sa rétrodiffusion sur une couche nuageuse	156
4.12	Déformation d'un pulse gaussien suite à sa rétrodiffusion sur une couche nuageuse	157
4.13	Déformation d'un chirp d'enveloppe rectangle suite à sa rétrodiffusion sur une couche nuageuse	158
4.14	Déformation d'un chirp d'enveloppe gaussienne suite à sa rétrodiffusion sur une couche nuageuse	159
4.15	Amplitude et forme du pulse rétrodiffusé sur des nuages de différentes épaisseurs	160
4.16	Les profils de rayon et de concentration des quatre scénarios de basse atmosphère de Titan que nous avons utilisés dans nos simulations	161
4.17	Les fonctions caractéristiques $f(t)$ de nos quatre nuages	162
4.18	Amplitude et forme du pulse rétrodiffusé sur des nuages présentant différents degrés d'hétérogénéité	163
4.19	Représentation schématique du fonctionnement d'un altimètre en orbite utilisé comme radar pluie	166
4.20	Propriétés du nuage n°1 : distribution des rayons et concentrations des gouttes	168
4.21	Propriétés du nuage n°2 : distribution des rayons et concentrations des gouttes	169
4.22	Propriétés du nuage n°3 : distribution des rayons et concentrations des gouttes	170
4.23	Propriétés du nuage n°4 : distribution des rayons et concentrations des gouttes	171
4.24	Cartes de réflectivité radar pour le nuage n°1	172
4.25	Cartes de réflectivité radar pour le nuage n°2	173
4.26	Cartes de réflectivité radar pour le nuage n°3	174
4.27	Cartes de réflectivité radar pour le nuage n°4	175
4.28	Puissance rétrodiffusée reçue par l'altimètre de Cassini pour le nuage n°1 .	176

4.29	Puissance rétrodiffusée reçue par l'altimètre de Cassini pour le nuage n°2 .	177
4.30	Puissance rétrodiffusée reçue par l'altimètre de Cassini pour le nuage n°3 .	178
4.31	Puissance rétrodiffusée reçue par l'altimètre de Cassini pour le nuage n°4 .	179
4.32	Chaîne de traitement et d'analyse des données d'un radar pluie	181
B.1	Conditions de continuité d'un champ électromagnétique à l'interface entre deux milieux présentant un contraste électrique et magnétique	196
B.2	Géométrie de diffusion d'un rayonnement électromagnétique par une particule isolée	197
B.3	Lignes de champ électrostatique à l'intérieur d'une sphère diélectrique . . .	198
B.4	Indicatrice de diffusion Rayleigh	200
B.5	Géométrie pour la diffusion de Mie	201
B.6	Facteurs d'efficacité Q_{sca} calculés dans la gamme $1.33 \leq m \leq 1.50$	204
B.7	Exemple d'indicatrices de diffusion pour une particule sphérique	205

Liste des tableaux

1	Paramètres instrumentaux clés des différents modes du radar de Cassini (Elachi <i>et al.</i> 1991; Borgarelli <i>et al.</i> 1998)	7
1.1	Titan en chiffres	14
1.2	Composition de l'atmosphère de Titan	16
1.3	Propriétés du nuage de méthane de basse altitude tirées des travaux de Toon <i>et al.</i> (1988), McKay <i>et al.</i> (1989) et Courtin <i>et al.</i> (1995)	49
2.1	Résultats d'analyse des analogues d'aérosols de Titan synthétisés dans des conditions expérimentales différentes	70
2.2	Echantillons de tholins produits à température ambiante lors de simulations de l'atmosphère de Titan réalisées au LISA	75
2.3	Dimensions et fréquences de résonance de chacune des deux cavités que nous avons utilisées pour nos mesures de permittivité de tholins	76
2.4	Constantes diélectriques dans le domaine des GHz pour les échantillons de tholins produits au LISA	79
2.5	Constantes diélectriques de quelques-uns des constituants majeurs de la basse atmosphère et de la surface de Titan	84
3.1	Conditions d'application pour les modèles de diffusion de surface PO et GO	92
3.2	Paramètres du calcul de l'opacité collisionnelle N_2-N_2 pour l'atmosphère de Titan à la longueur d'onde du radar de Cassini	101

3.3	Paramètres du modèle de transmission atmosphérique lors des tests préliminaires	106
3.4	Paramètres du modèle de transmission de l'onde radar de Cassini à travers une atmosphère de Titan supposée homogène	109
3.5	Paramètres de notre modèle dans le cas d'une atmosphère hétérogène sèche	114
3.6	Paramètres de notre modèle dans le cas d'une atmosphère hétérogène humide caractérisée par les profils de Frère <i>et al.</i> (1990)	115
3.7	Paramètres de notre modèle dans le cas d'une atmosphère hétérogène à laquelle a été ajoutée une couche homogène de nuages de basse altitude . .	118
4.1	Paramètres instrumentaux du radar en mode altimètre (Elachi <i>et al.</i> 1991; Borgarelli <i>et al.</i> 1998)	142
4.2	Bilan des erreurs sur la mesure altimétrique du radar de Cassini (Elachi <i>et al.</i> 1991)	143
B.1	Exemples d'indice de réfraction dans le visible et l'infrarouge pour différents types d'aérosols	195

Introduction

Contexte général : la mission spatiale Cassini-Huygens

La compréhension de l'origine, de l'évolution et de la composition actuelle de l'atmosphère et de la surface de Titan est un enjeu majeur de l'exploration planétaire. En effet, le plus gros satellite de Saturne et le second plus gros satellite du Système Solaire avec un rayon de 2575 *km* (de taille quasi-planétaire) présente à bien des égards une nature atypique. Il possède notamment une atmosphère extrêmement dense et étendue. Sa surface est la seule de tous les satellites du Système Solaire à être continuellement masquée par d'épaisses couches de brume orangée, d'aérosols en suspension, produits d'une très active chimie atmosphérique. Titan offre en outre une remarquable opportunité de mieux comprendre l'évolution de la chimie organique d'une planète sur des temps géologiques et dans des conditions prébiotiques.

C'est pourquoi en 1997 a été lancée la mission spatiale Cassini-Huygens (Matson *et al.* 2002), projet conjoint NASA ⁴/ESA ⁵/ASI ⁶. Le module orbital Cassini et à son bord la sonde Huygens atteindront la planète Saturne en Juillet 2004 après un périple de 7 ans. Cassini sera alors placé en orbite autour de la planète géante pour une mission nominale de 4 ans. La sonde Huygens, quant à elle, se détachera du module orbital dès les premières orbites (le 25 décembre 2004) et plongera à la rencontre de l'atmosphère et de la surface du satellite Titan (le 14 janvier 2005). Cette sonde, construite et gérée exclusivement par l'ESA, constituera pour l'Europe la première expérience de rentrée atmosphérique planétaire.

4. National Aeronautics and Space Administration.

5. European Space Agency.

6. Agenzia Spaziale Italiana.



FIG. 1 – Représentation schématique du vaisseau spatial Cassini et de son passager, la sonde Huygens. Les principaux organes de fonctionnement du système sont présentés (crédits NASA/ESA).

L'accomplissement de cette ambitieuse mission d'exploration du Système Solaire est le résultat de la collaboration de plusieurs centaines de scientifiques et d'ingénieurs provenant de 16 pays européens et 33 états des Etats-Unis.

La majeure partie de notre travail de thèse porte sur la préparation de l'analyse des données de l'un des instruments de l'orbiteur Cassini : le radar bande Ku (13.78 GHz). Après une brève présentation de la mission, nous exposerons de façon plus détaillée les enjeux et les objectifs de cette expérience.

Un très long voyage

Avec 3.5 milliards de kilomètres parcourus en 7 ans, ce sera le plus lointain voyage jamais entrepris par une mission à laquelle l'Europe aura autant contribué. Le voyage de Cassini-Huygens a débuté le 15 octobre 1997 par son décollage à bord du puissant lanceur de la NASA, une fusée bi-étage Titan IV Centaur. Pour parvenir à la lointaine

planète Saturne, il a été prévu que la trajectoire interplanétaire du vaisseau spatial Cassini-Huygens soit ponctuée du survol rapproché de plusieurs planètes. Cela a permis à Cassini d'acquérir de manière tout à fait naturelle un supplément de vitesse grâce à l'accélération gravitationnelle. Aussi, Cassini a-t-il suivi une route détournée qui l'a mené à proximité de Vénus par deux fois, puis au voisinage de la Terre et enfin aux abords de Jupiter, qui lui a donné sa dernière impulsion. Cette technique indispensable a permis d'économiser sur l'ensemble du périple l'équivalent de 75 tonnes de carburant et plusieurs dizaines d'années de voyage.

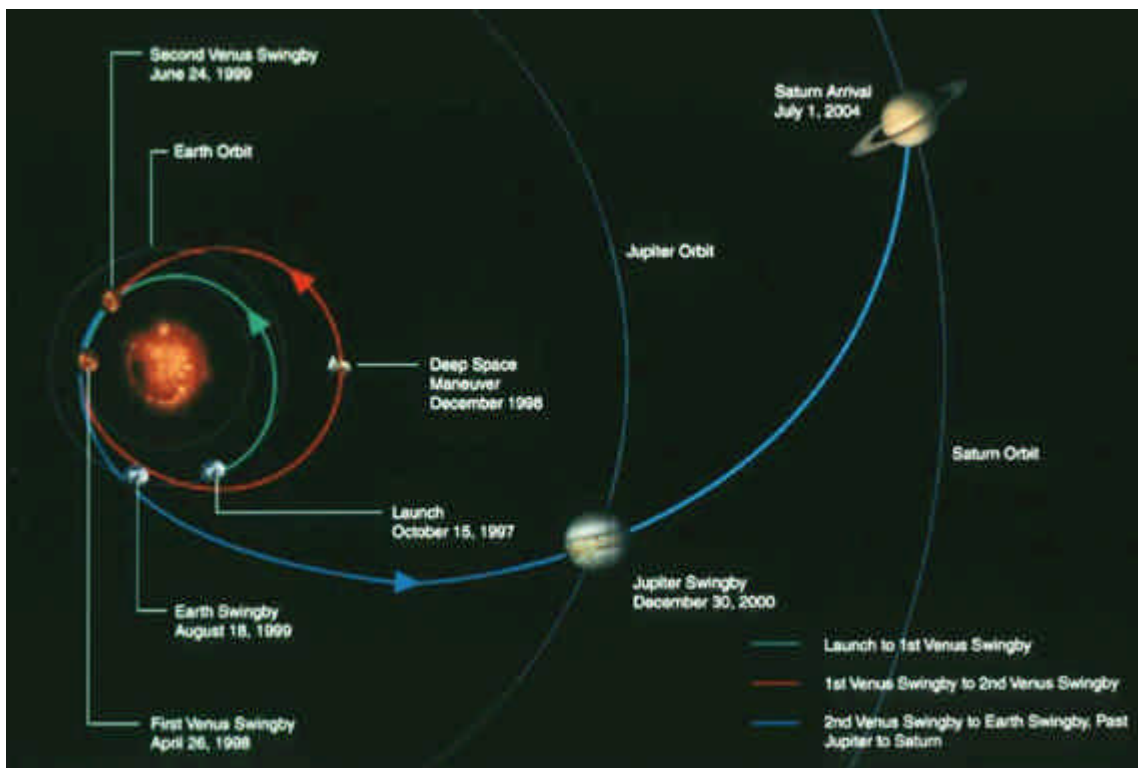


FIG. 2 – Trajectoire interplanétaire de la mission spatiale Cassini-Huygens, en route pour Saturne (crédits NASA).

La sonde Huygens : lever le voile sur les mystères de Titan?

Durant toute la descente de la sonde sous parachute, d'une durée de 2h30 environ, ses six instruments étudieront en détail l'environnement de l'atmosphère de Titan. L'instrument HASI (Huygens Atmospheric Structure Instrument) s'attachera à mesurer

les propriétés physiques et électriques de l'atmosphère et cherchera à détecter la présence d'éventuels éclairs d'orage. Le GCMS (Gas Chromatograph and Mass Spectrometer) analysera la composition chimique du gaz atmosphérique, alors qu'ACP (Aerosol Collector Pyrolyzer) collectera à différentes altitudes les aérosols pour analyser leur composition chimique. L'instrument DWE (Doppler Wind Experiment) permettra la mesure de la vitesse du vent par effet Doppler. Enfin DISR (Descent Imager and Spectral Radiometer) prendra des images dans un large spectre et mesurera la température des particules atmosphériques. Quelques centaines de mètres avant l'impact de Huygens sur le sol de Titan, un projecteur s'allumera pour faciliter les prises de vue infrarouges à une altitude où l'atmosphère est très épaisse. Cette lampe fonctionnera dans les longueurs d'ondes absorbées par le méthane afin de réaliser des mesures spectroscopiques de réflectance de la surface. Toutes les données scientifiques recueillies par la sonde seront au fur et à mesure transmises à l'orbiteur Cassini, en visibilité de la sonde pendant toute la durée de la descente (et un peu plus encore, dans l'espoir que Huygens survive quelques minutes après son impact au sol).

Si la sonde survit à son "atterrissage" sur la surface de Titan⁷, il lui sera alors possible de retourner des données sur les propriétés physiques de celle-ci grâce à l'instrument SSP (Surface Science Package) spécialement dédié à cela : conductivité thermique, indice de réfraction, vitesse du son, constante diélectrique, etc. Quelques 30 minutes plus tard, Cassini disparaîtra sous l'horizon de Titan et perdra définitivement le contact avec la sonde Huygens.

Le module Cassini : exploration du Système saturnien

L'insertion du vaisseau Cassini-Huygens en orbite autour de Saturne est prévue le 1er Juillet 2004. Une fois la mission de la sonde Huygens terminée, le module orbital principal se consacrera uniquement à sa mission d'exploration du Système Saturnien pour une durée nominale de 4 ans. Cassini se livrera à un périple complexe autour de Saturne, comprenant près de 70 orbites d'excentricité et d'inclinaison variables. Il effectuera une quarantaine de survols rapprochés de Titan (jusqu'à 950 *km* de la surface, la plupart étant

7. L'impact de la sonde sur la surface de Titan est programmée à une vitesse raisonnablement faible (25 *km/h*). L'inconnue vient en fait de la nature de la surface sur laquelle va arriver la sonde : solide ou liquide?

à moins de 2500 *km*) ainsi que quelques uns consacrés aux satellites glacés (les survols d'au moins deux satellites glacés de grand intérêt sont programmés : Encelade et Japet). Tout au long de ces 4 années, les 12 instruments embarqués étudieront en détail :

- la planète Saturne : propriétés des nuages, composition atmosphérique, température, vitesse des vents, rotation, ionosphère ...
- ses anneaux : structure, composition, processus dynamiques ...
- sa magnétosphère : configuration des courants, composition des particules piégées, dynamique, interaction avec le vent solaire, les satellites (essentiellement Titan) et les anneaux ...
- les satellites glacés : histoire géologique, mécanismes d'altération et modification de surface, composition de surface, structure interne ...
- Titan : abondances des constituants atmosphériques, distribution des aéosols, température, vitesse des vents, composition de surface, topographie de surface ...

On remarquera que l'étude du satellite Titan représente à elle seule un des objectifs majeurs de la mission Cassini-Huygens.

L'instrument Radar/Cassini

Parmi l'ensemble des expériences embarquées à bord de Cassini, il y a notamment un instrument radar (expérience Cassini Radar, PI Ch. Elachi du JPL ⁸) qui devrait permettre de "voir " la surface de Titan à travers les différentes couches de brumes de son atmosphère, cela s'étant avéré jusqu'à présent impossible dans l'ultraviolet, le visible et le proche infrarouge ⁹. Il disposera de 3 modes de fonctionnement actifs ¹⁰ (imageur, altimètre et diffusiomètre) et un mode passif ¹¹ (radiomètre) à une fréquence fixe de 13.78 *GHz*. Les principaux objectifs scientifiques de cette expérience sont :

- la détermination de la présence de liquides à la surface de Titan,

8. Jet Propulsion Laboratory.

9. Il n'est pas tout à fait certain de ne pas pouvoir observer la surface de Titan dans le visible et le proche infrarouge. Les premières observations avec le radar, l'imageur ISS (Imaging Science Subsystem) et le spectro-imageur VIMS (Visible and Infrared Mapping Spectrometer) embarqués à bord de Cassini permettront de caractériser les performances de chacun de ces trois instruments et donc d'estimer l'opacité de l'atmosphère de Titan à ces longueurs d'ondes.

10. Le radar fonctionne alors successivement en mode émetteur et récepteur.

11. Dans ce cas, le radar ne fonctionne qu'en mode récepteur.

- l'étude de la géologie et de la topographie de sa surface solide.

En mode imageur (SAR ¹²), l'instrument enregistrera les échos provenant de la rétrodiffusion des hyperfréquences sur la surface de Titan pour différents angles d'incidence. La réception différée de tous les échos permettra la reconstruction d'images du sol avec une résolution allant de 0.35 à 1.7 *km*.

L'altimètre du radar de Cassini fonctionnera par l'émission à incidence normale d'un pulse hyperfréquences et la mesure du temps de retour de l'écho de surface. Dans ce cas, le but n'est pas de créer des images, mais de collecter des informations précises sur la distance entre la surface et l'orbiteur. En combinant ces données avec les éphémérides de navigation de Cassini, il sera possible de construire une carte topographique de la surface de Titan (altitude absolue). La résolution horizontale de l'altimètre sera de 24 à 27 *km*, tandis que la résolution verticale atteindra 90 à 150 *m*.

En mode diffusiomètre, Cassini s'inclinera en visée latérale et l'instrument Radar enverra des pulses en direction de la surface de Titan, mesurant en retour l'intensité rétrodiffusée. De ces mesures, il sera possible de déterminer la constante diélectrique et la rugosité de la surface du satellite, donnant des informations sur sa composition.

Enfin, le mode radiomètre sera un mode passif. Celui-ci se contentera de mesurer l'émissivité naturelle à 13.78 *GHz* de la surface de Titan, dans le but de caractériser les propriétés thermiques de sa surface.

Pour chacun des 44 survols rapprochés de Titan, l'instrument Radar de Cassini s'éveillera pour au total réaliser la cartographie de près de 25 % de la surface de Titan. Dès une distance de 100000 *km* et jusqu'à 25000 *km*, le mode radiomètre sera activé. Entre 25000 et 9000 *km*, radiomètre et diffusiomètre fonctionneront en simultané. Entre 9000 et 4000 *km* d'altitude, l'instrument basculera à intervalles réguliers entre les modes altimètre et radiomètre et en dessous de 4000 *km* entre les modes imageur et radiomètre.

Le radar utilisera l'antenne à grand gain de Cassini, prévue au départ pour la communication entre l'orbiteur et la Terre. Cette antenne est constituée d'un réflecteur principal parabolique de 3.66 *m* de diamètre illuminé en émission par un jeu de cornets disposés

12. Synthetic Aperture Radar.

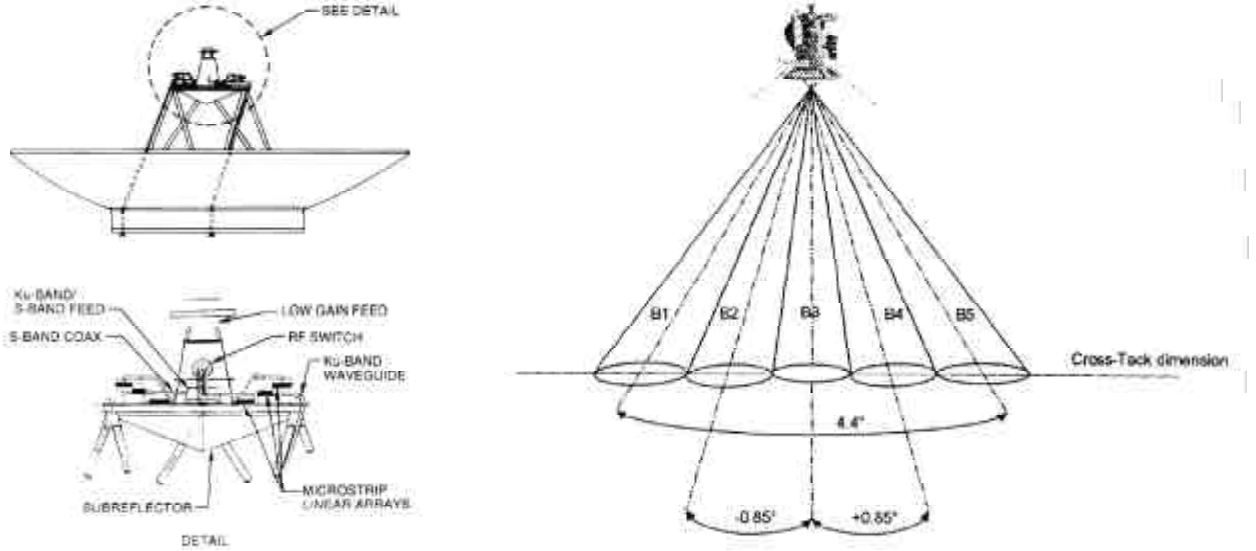


FIG. 3 – **A gauche** : Schéma de l'antenne à grand gain de Cassini. Y sont représentées les sources émettrices pour les bandes S, X, Ka et Ku. Seuls les cornets en bande Ku seront utilisés pour l'instrument Radar (d'après Elachi et al. (1991)). **A droite** : Configuration en éventail des faisceaux de l'instrument Radar. Le mode altimètre n'utilisera que le faisceau B3 centré sur le nadir (d'après Borgarelli et al. (1998)).

Paramètres	Imageur	Altimètre	Diffusiomètre	Radiomètre
Fréquence centrale f_c (GHz)	13.78	13.78	13.78	13.78
Polarisation	HH	HH	HH	–
Puissance à l'émission (W)	63	63	63	–
Angle de visée (deg) :				
⊥-trajectoire de Cassini	5-20	0	±6 – ±12	±6 – ±12
-trajectoire de Cassini	0	0	±6 – ±12	±6 – ±12
Durée du pulse transmis (μs)	200-400	150	500	–
Largeur de bande du train d'onde (kHz)	425-850	4250	106	100000
PRF ^a (MHz)	1.8-6.0	4.7-5.6	1.0-3.0	–
Limite de sensibilité (dB)	~ -25	~ -25	~ -35	~ -25

TAB. 1 – Paramètres instrumentaux clés des différents modes du radar de Cassini (Elachi et al. 1991; Borgarelli et al. 1998)

^aPulse repetition frequency : nombres de pulses envoyés par seconde.

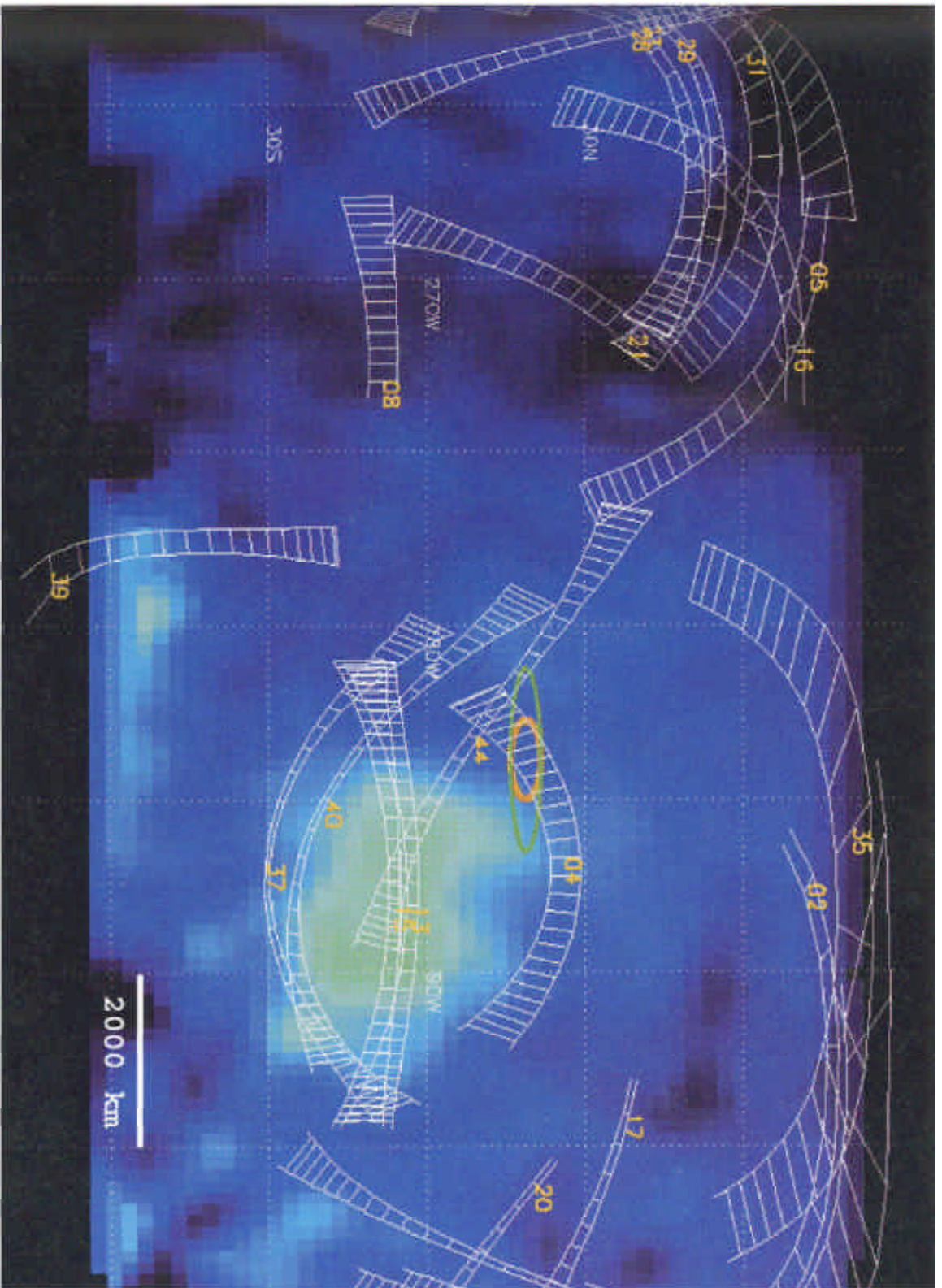


FIG. 4 – Diagramme présentant une proposition pour le programme d'observations du radar de Cassini lors des survols de Titan. La variété des traces au sol est due à la projection sur la carte des différentes trajectoires de survol. Les ellipses orange et verte représentent la région où la sonde Huygens est sensée se poser.

en son point focal. Pour satisfaire aux besoins de l'expérience Radar (garantie de la transparence de l'atmosphère et d'une bonne résolution), un système innovant de rail de cornets émettant en bande Ku (13.78 GHz) a été rajouté aux cornets en bandes S (2.3 GHz), X (8.4 GHz) et Ka (32 GHz) d'origine¹³. Ce système permet de diviser l'émission bande Ku en un éventail de 5 faisceaux perpendiculaires à la trajectoire de survol de Cassini. L'illumination de chacun de ces faisceaux peut être contrôlée individuellement de sorte que la transition entre les différents modes d'utilisation du radar soit la plus rapide et la plus souple possible. Les différentes incidences alors accessibles limiteront les changements physiques d'attitude de l'orbiteur, permettant ainsi de minimiser les erreurs de pointage. La configuration en 5 faisceaux, qui permet d'étendre la couverture au sol, sera utilisée par exemple en mode imageur et radiomètre, tandis que le mode altimètre ne se servira que du faisceau central pointé vers le nadir. L'ensemble de l'électronique associée à l'instrument représente un poids de 21.7 kg pour une consommation de 75.1 W. Pour une description plus détaillée de l'expérience Radar de Cassini, il est conseillé de se référer à Elachi *et al.* (1991) et Borgarelli *et al.* (1998).

Problématique et objectifs de notre travail

La réalisation des objectifs de l'expérience Radar de Cassini représente un enjeu scientifique majeur. Leur accomplissement dépend en fait essentiellement de la connaissance *a priori* que l'on avait de Titan (atmosphère et surface) à l'époque de la construction et de la définition des paramètres techniques de l'instrument (puissance, fréquence, type de pulse, largeur de pulse, largeur de bande). Dans la fin des années 80, l'atmosphère de Titan était supposée n'être constituée que de particules microscopiques. Dans ce contexte, l'expérience Cassini Radar avait clairement été annoncée comme une expérience de sondage de surface, négligeant toute atténuation atmosphérique.

La connaissance de Titan a pourtant grandement évolué depuis le début des années 90 et le lancement de Cassini-Huygens. Si nos connaissances sur les propriétés de sa haute atmosphère (la plus accessible aux observations) n'ont que peu changé, il n'en va pas de même pour celles de sa basse atmosphère. La condensation des hydrocarbures

13. L'antenne possède également deux canaux en bande S pour la réception du signal de la sonde Huygens (2.040 et 2.097 GHz).

notamment, même si celle-ci est envisagée depuis les années 80¹⁴, n'a réellement été étudiée puis rigoureusement modélisée qu'au cours de la dernière décennie. Les tentatives de détection de nuages dans l'atmosphère de Titan font encore aujourd'hui l'actualité des plus grands télescopes (Roe *et al.* 2002; Brown *et al.* 2002). Leur existence aurait une incidence non négligeable sur le bilan thermique de l'atmosphère de Titan, sur le cycle des hydrocarbures majoritaires au niveau de l'interface atmosphère/surface, sur le climat et la circulation générale. Il est également possible que cela ait des conséquences inattendues sur l'expérience Radar de Cassini. La question peut être posée de la façon suivante: le radar de Cassini pourra-t-il percer en toutes circonstances le voile de l'atmosphère de Titan? Dans le cas contraire, y aurait-il un moyen de retirer des informations sur celle-ci alors que l'instrument n'a pas été conçu pour cela?

Ces questions posées, il nous est apparu essentiel de débiter notre étude par la caractérisation des propriétés physiques des aérosols de Titan et d'établir un état des lieux des connaissances de sa basse atmosphère. Le but était de pouvoir estimer l'impact de la traversée de cette atmosphère sur les performances de l'instrument radar dans un premier temps, et simuler plus précisément le comportement de l'écho radar du mode altimètre dans un deuxième temps. La première étape a consisté à sélectionner dans la littérature un nombre raisonnable de scénarios d'atmosphère et de surface parmi les plus réalistes, certains incluant la présence de nuages. Nous avons également réalisé un modèle diélectrique général de l'atmosphère et de la surface de Titan, à partir de mesures effectuées en laboratoire sur des échantillons d'analogues d'aérosols (aussi appelés "tholins") et de valeurs de constantes diélectriques pour d'autres matériaux (éthane, méthane, etc). Nous avons pu ainsi évaluer le niveau des pertes énergétiques du signal radar lorsque celui-ci traverse l'atmosphère et se réfléchit au sol. La deuxième étape a consisté à approfondir l'analyse des cas les plus défavorables à la transmission de l'onde radar dans l'atmosphère. Pour ce faire, nous avons simulé simplement le mode altimètre et son interaction avec une atmosphère de Titan opaque. Le but était ici d'estimer la capacité de ce mode à pouvoir détecter des structures atmosphériques, au même titre que ce qui se fait avec les radars météorologiques terrestres.

14. Consécutivement aux survols des sondes Voyager, la connaissance des conditions atmosphériques de température et de pression a connu une avancée spectaculaire. La basse atmosphère de Titan est alors apparue propice à la condensation de la plupart des hydrocarbures et des nitriles présents à l'état gazeux.

Plan du mémoire

Ce mémoire est principalement dédié à l'étude des propriétés atmo- et géo-électriques de Titan et des phénomènes de pertes (en transmission et en réflexion) engendrés par la présence hypothétique de matériaux à constante diélectrique non négligeable sur l'expérience Radar de la sonde Cassini.

Ce mémoire a été partagé en quatre chapitres, auxquels s'ajoute une partie consacrée aux conclusions de notre travail et aux perspectives que celui-ci peut nous offrir.

Le chapitre 1 présente la synthèse bibliographique des modèles de distribution d'aérosols et de nuages dans l'atmosphère de Titan publiés jusqu'à aujourd'hui, ainsi qu'un état des lieux des connaissances concernant sa surface. Une sélection d'un nombre raisonnable de modèles pertinents servira de base à nos futures simulations.

Le chapitre 2 expose le travail expérimental effectué sur la caractérisation diélectrique d'analogues d'aérosols, de la synthèse des tholins lors de simulation de la chimie de l'atmosphère de Titan jusqu'à la mesure de leur constante diélectrique dans un domaine de fréquence inédit. De manière à ce que notre connaissance des propriétés électriques de l'atmosphère et de la surface du satellite soit la plus complète possible, nous avons également fait la synthèse des valeurs de constante diélectrique pour les autres matériaux titaniens connus.

Le chapitre 3 traite des simulations de transmission atmosphérique et de rétrodiffusion de surface appliquées à notre sélection de modèles physiques et électriques de Titan et de leurs implications sur les performances du radar de Cassini.

Finalement, le chapitre 4 présente une étude simplifiée du mode altimètre de l'instrument Radar dans le cas particulier et inattendu d'une atmosphère nuageuse. De possibles applications météorologiques y sont discutées.

Chapitre 1

Les aérosols et la surface de Titan : synthèse bibliographique

1.1 Titan : généralités

Titan, découvert en 1655 par Christiaan Huygens, est le plus gros satellite de Saturne (2575 *km* de rayon) et le second satellite en diamètre de tout le Système Solaire après Ganymède, satellite de Jupiter. De dimension intermédiaire entre Mercure et Mars, Titan peut maintenir une atmosphère conséquente, sans toutefois empêcher l'échappement de l'hydrogène atomique et moléculaire. Sa taille et sa densité atmosphérique en font une quasi-planète très particulière. Ses principales propriétés sont reportées dans le tableau 1.1.



FIG. 1.1 – Les principaux satellites de Saturne (crédits NASA/JPL)

Masse	$1,35.10^{23} \text{ kg}$
Rayon à l'équateur	$2\,575 \text{ km}$
Densité	1,88
Distance Titan-Saturne	$1\,221\,850 \text{ km}$
Période de rotation	$15,94542 \text{ jours}$
Période de révolution autour de Saturne	$15,94542 \text{ jours}$
Vitesse moyenne sur son orbite	$5,58 \text{ km.s}^{-1}$
Excentricité de l'orbite	0,0292
Inclinaison de l'orbite	$0,33^\circ$
Magnitude V_0	8,28
Accélération de la pesanteur (surface)	$1,35 \text{ m.s}^{-2}$
Vitesse de libération	$2,45 \text{ km.s}^{-1}$
Température moyenne à la surface	94 K
Pression moyenne à la surface	$1,5 \text{ bars}$
Principaux constituants atmosphériques	$90 - 98\% \text{ N}_2$ et $1 - 6\% \text{ CH}_4$ Ar (?) et brumes

TAB. 1.1 – Titan en chiffres

Depuis 1944 et la découverte de méthane gazeux (CH_4) dans les premiers spectres infrarouges du satellite par Kuiper, nous savons que Titan possède une atmosphère, fait rare pour un satellite. Alors que les observations se multipliaient, celle-ci s'est révélée être plus étendue et plus dense que la plupart des atmosphères connues dans le Système Solaire (notamment celle de la Terre) : son atmosphère de N_2 s'étend en effet jusqu'à 1600 km de sa surface. Ensuite furent identifiées l'éthane C_2H_6 (Danielson *et al.* 1973), le D1-méthane CH_3D , l'éthylène C_2H_4 et l'acétylène C_2H_2 (Gillet 1975).

Après le passage des sondes Voyager 1 et 2 au plus près du satellite, respectivement en 1981 et 1982, notre connaissance de Titan et de sa mystérieuse atmosphère s'est grandement développée, quoique sa surface fût invariablement cachée par une épaisse couche de brume orangée. Grâce aux données enregistrées par les deux sondes jumelles, de nombreuses propriétés de Titan et de sa haute atmosphère ont pu être déterminées, notamment le profil de température et de pression (FIG. 1.2). La température au sol est de 94 K pour une pression de 1.5 bars environ. Sa masse volumique est de 1.881 g/cm^3 . Il est donc probable que l'intérieur de Titan soit constitué d'un mélange de silicates, de glace d'eau et de fer. D'autres glaces, comme celle de NH_3 (molécule déjà présente dans la nébuleuse primordiale à l'origine du Système Solaire), pourraient s'y trouver également mélangées.

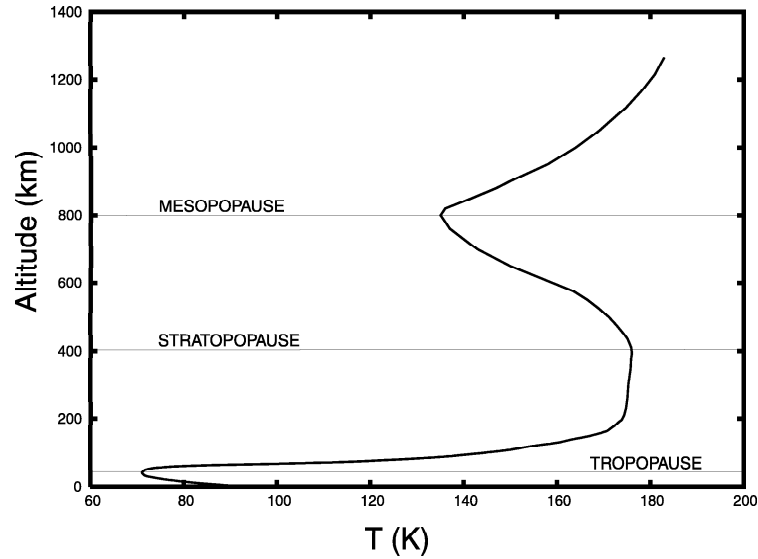


FIG. 1.2 – Profil vertical de température de l'atmosphère de Titan (d'après Lellouch *et al.* (1990))

Sa surface, qui est encore très mal connue, est masquée par une épaisse atmosphère, constituée essentiellement d'azote moléculaire (90 à 98%) et de méthane (2 à 10%). A la liste des constituants déjà connus avant le survol des sondes Voyager (CH_4 , C_2H_2 , C_2H_4 , C_2H_6 , CH_3D , CO) sont venus s'ajouter H_2 , HCN , C_3H_8 , C_3H_4 , C_4H_2 , C_2N_2 et CO_2 . Cette liste s'est ultérieurement allongée avec la découverte de deux autres nitriles, HC_3N et CH_3CN , détectés depuis la Terre par spectroscopie millimétrique (Bézar *et al.* 1992; 1993). L'argon, non détectable spectroscopiquement, est sans doute également présent à raison de quelques pour cent ¹. Les principales molécules détectées dans l'atmosphère de Titan sont référencées dans le tableau 1.2.

L'atmosphère de Titan est donc le siège d'une chimie complexe, générée d'un côté par la photochimie du méthane induite par le rayonnement UV solaire et de l'autre par la destruction de l'azote moléculaire par les particules énergétiques provenant de la magnétosphère de Saturne. Les modèles photochimiques (Yung *et al.* 1984; Toubanc *et al.* 1995; Lara *et al.* 1996; 1998) montrent tous que la photolyse du méthane conduit à la formation de nombreux hydrocarbures, incluant la liste des molécules détectées sur

1. La masse moléculaire moyenne de l'atmosphère de Titan mesurée par les expériences de radio-occultation est légèrement supérieure à 28. Il est nécessaire de faire appel à un troisième composé majoritaire (la quantité de méthane détectée est insuffisante pour rendre compte de la masse moléculaire observée). Le meilleur candidat est l'argon, gaz noble indétectable et présent dans la nébuleuse primordiale dès la formation de Titan et de son atmosphère.

Titan. De même, la dissociation de N_2 fournit l'ion N^+ qui dissocie lui-même CH_4 pour former les molécules HCN , C_2N_2 , HC_3N , toutes observées sur Titan. Les expériences de laboratoire, ainsi que la plupart des modèles photochimiques, montrent que cette chimie conduit à terme à la formation de polymères $(HCN)_n$. Ces polymères complexes, produits directement à l'état solide et ressemblant à de la suie, forment le brouillard omniprésent d'aérosols qui donne à Titan sa couleur orangée caractéristique. Les propriétés de la haute atmosphère de Titan utiles à notre étude seront développées dans la section 1.2.

Espèces	Formule	Fraction molaire (avant 1985)	Fraction molaire (avant 2000)
Composés majoritaires			
Azote	N_2	0.7-0.9	0.82-0.99
Argon	Ar	0-0.28	<0.01-0.06
Méthane	CH_4	0.01-0.035	0.01-0.06
Hydrogène	H_2	$2 \pm 1 \times 10^{-3}$	2×10^{-3}
Néon	Ne	$2 \pm 1 \times 10^{-3}$	2×10^{-3}
Hydrocarbures			
Ethane	C_2H_6	2×10^{-5}	2×10^{-5}
Acétylène	C_2H_2	2×10^{-6}	4×10^{-6}
Ethylène	C_2H_4	4×10^{-7}	10^{-6}
Propane	C_3H_8	$2 - 4 \times 10^{-7}$	10^{-6}
Propyne	C_3H_4	3×10^{-8}	3×10^{-8}
Diacétylène	C_4H_2	10^{-8} - 10^{-7}	2×10^{-8}
Benzène	C_6H_6	<i>non observé</i>	4×10^{-10}
Nitriles			
Acide cyanhydrique	HCN	2×10^{-7}	10^{-6}
Cyanogène	C_2N_2	10^{-8} - 10^{-7}	2×10^{-8}
Cyanoacétylène	HC_3N	<i>non observé</i>	3×10^{-8}
Acétonitrile	CH_3CN	<i>non observé</i>	3×10^{-9}
Cyanoéthane	CH_3CH_2CN	<i>non observé</i>	<i>condensé</i>
Dicyanoacétylène	C_4N_2	<i>non observé</i>	<i>condensé</i>
Composés oxygénés			
Monoxyde de carbone	CO	$0.2 - 1.8 \times 10^{-4}$	5×10^{-5}
Dioxyde de carbone	CO_2	1.5×10^{-9}	10^{-8}
Eau	H_2O	<i>non observé</i>	10^{-8}

TAB. 1.2 – *Composition de l'atmosphère de Titan*

Notre connaissance des propriétés de la basse atmosphère de Titan (moyenne stratosphère et troposphère à partir de 100-120 km d'altitude) et de sa surface est limitée par l'épaisse couche de brumes qui l'englobent. Cependant nous avons tout de même accès à quelques indices sur la nature de ce qui se cache, du moins dans l'ultraviolet et le visible, sous l'épaisse couche d'aérosols. L'atmosphère de Titan est en constante évolution. En effet, le méthane y est photodissocié en permanence. Sa présence en quantité abondante ($\sim 1-6$ %, ce qui en fait le constituant le plus abondant après l'azote et peut-être l'argon) ne peut s'expliquer que par la présence d'un réservoir de méthane à la surface, dont

le gaz s'échappe continuellement. Les conditions physiques et chimiques de l'atmosphère suggèrent également à la surface du satellite la présence d'une phase liquide contenant probablement N_2 , CH_4 et C_2H_6 . Une partie du méthane libéré par la surface pourrait retomber sous forme de précipitations, tandis que l'autre est photodissociée dans la stratosphère par le rayonnement ultraviolet. Il en résulte la formation des hydrocarbures observés. Ceux-ci retombent par gravité et précipitent probablement pour la majorité à la surface. Sous les conditions particulières de température et de pression de la basse atmosphère de Titan, les gouttes de pluie d'hydrocarbures pourraient théoriquement atteindre des diamètres de 9 mm, mais avec des densités très faibles (de l'ordre de quelques dizaines de gouttes par m^3). On parle dans ce cas de "pluie sans nuage". Il pourrait ainsi exister à la surface de Titan de multiples lacs de méthane et/ou d'éthane liquide et des sommets montagneux recouverts de givre d'hydrocarbure. Un cycle évaporation/précipitation des hydrocarbures (essentiellement le méthane) contrôlant la climatologie du satellite pourrait alors s'instaurer, à l'instar du cycle de l'eau sur Terre. Les propriétés de la basse atmosphère de Titan utiles à notre étude seront détaillées dans la section 1.3.

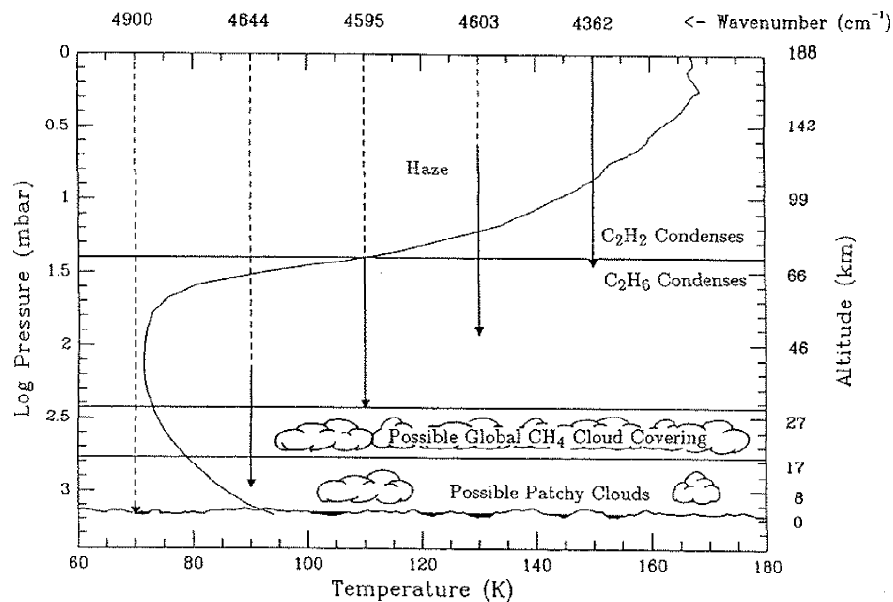


FIG. 1.3 – *Modèle simplifié de la basse atmosphère de Titan et estimation de son opacité aux longueurs d'ondes infrarouges. Seule l'absorption due à la phase gazeuse a été considérée. La présence de brumes d'aérosols et de nuages de méthane condensé entraînerait des profondeurs de pénétration du rayonnement plus faibles (Griffith et al. 1991).*

La surface de Titan est masquée dans les longueurs d'onde UV/visible par une couche dense de brume, composée essentiellement d'aérosols d'origine photochimique et probablement à plus basse altitude de nuages ou de pluies d'hydrocarbures. Cependant, certaines observations à de plus grandes longueurs d'onde permettent de percer plus profondément l'atmosphère de Titan et de sonder ainsi des altitudes bien plus basses, voire d'atteindre la surface. Des observations infrarouges entre les bandes d'absorption du méthane ont été réalisées, notamment par de grands télescopes au sol (CFHT, Keck) et par le HST. Celles-ci révèlent clairement des inhomogénéités de surface avec des régions sombres et brillantes, incompatibles avec l'hypothèse d'un océan global Smith *et al.* (1996); Gibbard *et al.* (1999). Des observations radar conduisent aux mêmes conclusions avec des mesures de réflectivité variant de 20 à 70% suivant les régions de la surface de Titan observées Muhleman *et al.* (1990). D'après toutes ces données, il est aujourd'hui possible de proposer un scénario de la composition et la morphologie de la surface de Titan : une partie recouverte de dépôts d'hydrocarbures liquides (lacs ou mers localisés), le reste étant composé de roches et/ou de glaces. L'état actuel de nos connaissances sur la nature de surface de Titan sera présenté dans la section 1.5.

1.2 La haute atmosphère de Titan : propriétés des aérosols stratosphériques

1.2.1 Rayon moyen des particules : avant et après le survol des sondes Pioneer 11, Voyager 1 et 2

L'idée de la présence d'une composante aérosol en suspension dans l'atmosphère de Titan a été émise dès 1973 (Danielson *et al.* 1973; Veverka 1973; Zellner 1973). En effet, bien avant la mise en évidence visuelle des aérosols stratosphériques par Voyager 1, l'existence de particules de taille non moléculaire s'imposait pour expliquer les propriétés de l'atmosphère de Titan. Initialement introduites par Danielson *et al.* (1973) pour expliquer la température de brillance dans l'infrarouge anormalement élevée et par Veverka (1973) et Zellner (1973) pour rendre compte des étonnantes propriétés de polarisation, leur présence a été formellement confirmée par la détermination de l'albédo géométrique de Titan dans un intervalle de longueur d'onde suffisant (Younkin 1974; Caldwell 1975;

Nelson et Hapke 1978). Alors que la valeur de l'albédo au-delà d'une longueur d'onde de $0.6 \mu m$ est bien reproduite par une quantité d'environ $2 km-atm$ de méthane (Rages et Pollack 1980), aucun gaz ne peut expliquer sa décroissance rapide en deçà de cette longueur d'onde. Seules des particules de taille supérieure aux molécules, mais suffisamment petites pour que leur section efficace de rétrodiffusion diminue très rapidement du violet au rouge peuvent être responsables de ce comportement, leur rayon moyen devant être de l'ordre de $0.1 \mu m$.

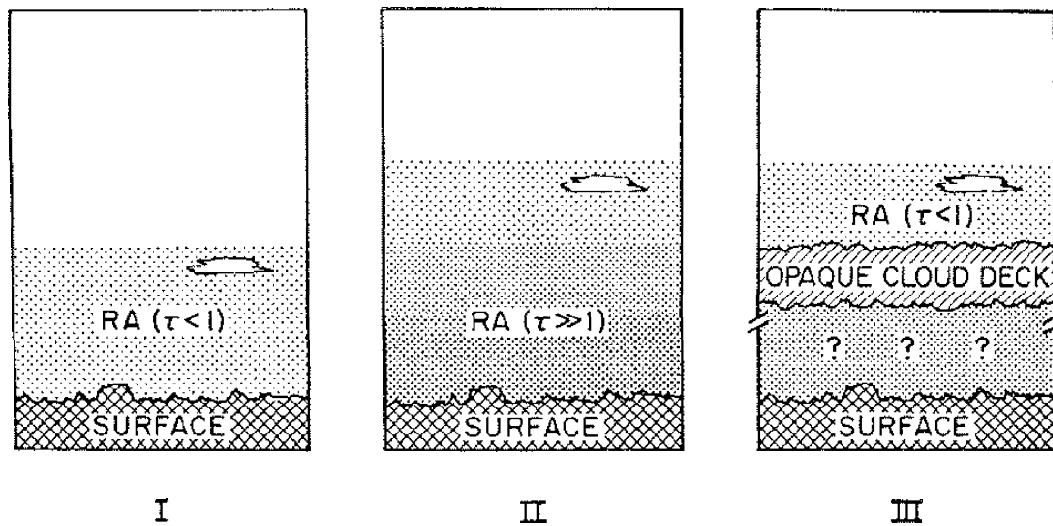


FIG. 1.4 – Modèles imaginés par Veverka (1973) pour expliquer les propriétés photométriques et polarimétriques de l'atmosphère de Titan: **(I)** une atmosphère Rayleigh optiquement mince (dans le sens où la diffusion Rayleigh domine pour des longueurs d'onde dans le visible et dans le proche infrarouge: i.e. une atmosphère uniquement constituée de gaz, notée RA), **(II)** une atmosphère Rayleigh optiquement épaisse, **(III)** une atmosphère Rayleigh optiquement mince au dessus d'une couche de nuage d'aérosols opaque. La meilleure concordance avec les observations serait donnée selon lui par le modèle **(III)**.

Pour déterminer plus précisément les dimensions de ces particules, il est intéressant d'étudier la variation de la brillance de l'atmosphère en fonction de l'angle de phase. Les observations depuis la Terre permettent de couvrir un large intervalle de longueurs d'onde, mais l'angle de phase est limité à 6° . Rages et Pollack (1980) ont pu de cette façon donner des limites à la dimension et à l'indice de réfraction des particules: $0.2 \mu m < r \lesssim 0.35 \mu m$ et $1.5 \lesssim n < 2$, les valeurs les plus en accord avec les données étant $\langle r \rangle = 0.25 \mu m$ et $n = 1.7$. L'indice imaginaire a été déterminé de façon à réaliser le meilleur ajustement

entre l'albédo géométrique observé et l'albédo modélisé. Ces calculs ont été effectués avec une couche d'aérosols homogène² dans une atmosphère de méthane pur (voir FIG. 1.5). L'albédo géométrique de Titan croît régulièrement de ~ 0.05 à $0.3 \mu\text{m}$ jusqu'à ~ 0.28 à $0.7 \mu\text{m}$.

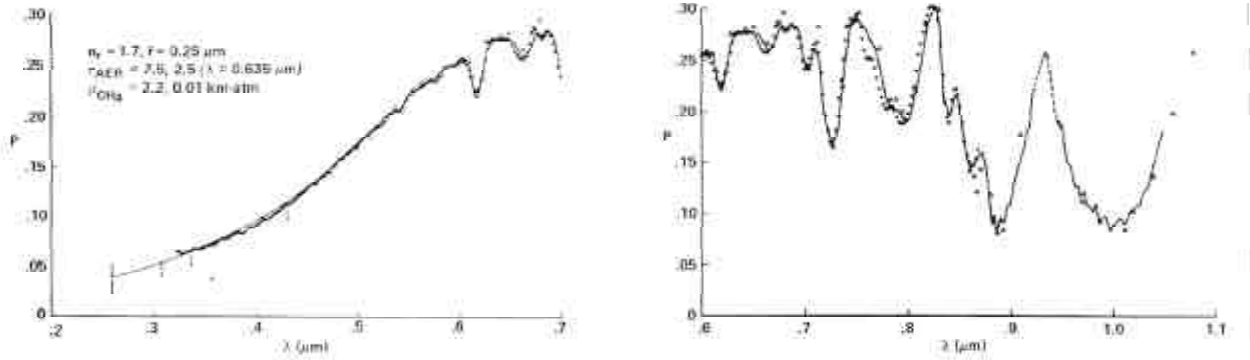


FIG. 1.5 – Comparaison entre les albedos géométriques de Titan observés et calculés par Rages et Pollack (1980)

Deux modèles de brumes stratosphériques ont été construits à peu près simultanément à partir des processus microphysiques qui régissent la structure et la croissance d'un aérosol : celui de Podolak et Podolak (1980) et Toon *et al.* (1980). Tous deux ont été réalisés avant le survol de Titan par Voyager 1. Le premier est stationnaire et prend en compte les processus de sédimentation et de croissance par coagulation et coalescence³. La production photochimique de particules à une altitude donnée est supposée proportionnelle au nombre de photons de longueur d'onde inférieure à 2000 \AA atteignant celle-ci et à une certaine puissance β de la pression, de façon à ce que la production totale Φ_0 n'excède pas la valeur estimée par Bar-Nun et Podolak (1979) de $3.5 \times 10^{-13} \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Dans leur modèle, les particules sont supposées sphériques et de dimension suffisamment petite devant le libre parcours moyen des molécules pour que leur vitesse de sédimentation dans l'atmosphère soit correctement décrite par la formule d'Epstein : $v_s = \rho_p g r / \rho_g v_t$ avec ρ_p la masse volumique de la particule, ρ_g la masse volumique du gaz atmosphérique, g l'accélération de la pesanteur, r le rayon de la particule et v_t la vitesse thermique du gaz atmosphérique (Epstein 1924). Les rayons des particules sont échelonnés en 50 valeurs

2. Cela signifie que la dimension des particules est indépendante de l'altitude.

3. Du fait de leur mouvement dans l'atmosphère, les particules peuvent entrer en collision : suite à la diffusion brownienne (coagulation) ou par différence de vitesse, les particules les plus lourdes rattrapent les plus légères (coalescence).

discrètes, de 7 \AA à $55 \text{ }\mu\text{m}$, de façon à assurer une progression géométrique de raison 2 pour leurs volumes. Leur densité est prise égale à 1000 kg.m^{-3} , en accord avec la valeur pour le polyéthylène. La plus petite valeur de rayon est censée correspondre à celle d'une macromolécule de masse moléculaire 800, ceci afin de s'assurer que les polymères "individuels", embryons des particules, ne soient pas exclus du modèle. Les paramètres libres sont le flux total de particules, qui est toutefois borné supérieurement par la valeur de Φ_0 , et le facteur γ d'inhibition de la coagulation et de la coalescence. La résolution de l'équation de continuité permet de déterminer la concentration en particules pour chaque valeur de rayon en fonction de la pression (ou de la pression partielle de méthane dans une atmosphère qui contiendrait d'autres gaz). De cette concentration peut être déduite l'opacité τ de l'aérosol, ce qui leur a permis de contraindre les paramètres libres du modèle à partir d'observations. Les valeurs de Φ_0 et γ sont ajustés de façon à obtenir $\tau \sim 1$ au niveau $\sim 0.1 \text{ mbar}$ avec un rayon moyen des particules de rayon moyen $\sim 0.1 \text{ }\mu\text{m}$. Les principaux résultats du modèle montrent que d'une part le facteur γ doit être très petit, de l'ordre de 10^{-4} , sinon la croissance des particules est trop forte et l'opacité ne peut atteindre 1, quelle que soit la valeur de Φ_0 , et d'autre part, que la pression requise pour maintenir en suspension l'aérosol doit être d'au moins 2 mbar , sinon les particules sédimentent trop vite et n'ont pas le temps de croître jusqu'à $0.1 \text{ }\mu\text{m}$. Le premier résultat pourrait s'expliquer par la présence de charges électriques sur les particules, dont l'effet de répulsion inhiberait la coagulation. Le second peut s'interpréter de la manière suivante : la quantité de méthane dans l'atmosphère ne doit pas représenter plus de 10 % de l'ensemble du gaz présent. Ceci a été effectivement confirmé par la mission Voyager et l'identification de l'azote comme constituant majoritaire de l'atmosphère de Titan.

Un modèle analogue a été proposé par Toon *et al.* (1980), dérivé du modèle des aérosols stratosphériques terrestres. Ce modèle est dépendant du temps et tient compte, en plus de tous les processus considérés par Podolak et Podolak (1980), de la diffusion des particules par la turbulence de l'atmosphère et de leur forme. La production photochimique est simulée par une courbe d'allure gaussienne centrée à un niveau de pression P_0 . Comme dans le modèle précédent, les particules sont réparties sur une échelle discrète de rayons. Se voulant plus performant, ce modèle inclut, du fait de la connaissance très limitée des propriétés de l'atmosphère de Titan avant le survol de Voyager 1, un nombre élevé de paramètres libres (profil de température et composition majoritaire de l'atmosphère,

pression au sol, coefficient de diffusion turbulente, taux de production des aérosols, altitude et extension de la zone de production, densité des aérosols et facteur d'inhibition pour la coagulation). Ceci a pour conséquence de donner au modèle plusieurs solutions acceptables. Selon Toon *et al.* (1980), celle qui permet de reproduire au mieux l'opacité observée s'obtient pour des particules sphériques dans une atmosphère d'azote-méthane (en proportion 0.9/0.1) isotherme à 160 K et avec une pression totale au sol de 250 mbar. La production est alors localisée au niveau de pression 0.01 mbar, soit dans ces conditions 400 km. Ils obtiennent $\tau = 2$ et $\langle r \rangle = 1 \mu m$ au niveau 0.1 mbar (300 km). Ils prévoient également qu'à $\tau = 0.1$, la concentration en particules serait de $10^4 cm^{-3}$ et qu'au niveau où $\tau = 1$, celle-ci serait de $10^3 cm^{-3}$. D'autres solutions permettent de satisfaire aux contraintes observationnelles, notamment pour des particules cylindriques dans une atmosphère dix fois moins dense de méthane pur. Toutefois il persiste entre toutes les solutions de Toon *et al.* (1980) et la solution de Podolak et Podolak (1980) deux différences remarquables. D'une part, le modèle de Toon *et al.* (1980) donne des résultats satisfaisants sans le recours à une inhibition importante de la coagulation ($\gamma = 0.1$ à 1). D'autre part, il nécessite un flux de production très élevé, de 3.5×10^{-12} à $7 \times 10^{-12} kg.m^{-2}.s^{-1}$, soit 10 à 20 fois plus que la limite supérieure fixée par Podolak et Podolak (1980). Selon Toon *et al.* (1980) cette limite s'applique seulement au méthane et n'est plus incompatible avec un taux de production beaucoup plus élevé si un autre gaz atmosphérique (l'azote) est lui aussi à l'origine des brumes.

L'exploitation de ces deux modèles est aujourd'hui limitée du fait de leur relative ancienneté. La connaissance de l'atmosphère de Titan ayant été grandement améliorée après le passage des sondes Voyager, de nouveaux modèles plus performants ont vu le jour, notamment grâce à l'existence de contraintes observationnelles beaucoup plus précises et un nombre beaucoup plus réduit de paramètres libres. Outre une estimation du rayon moyen des particules, il a alors été possible de calculer de façon plus réaliste des distributions en altitude.

Grâce aux passages successifs des deux sondes Voyager, une étude complémentaire a pu être menée pour des angles de phase élevés. Voyager 1 a pris des clichés dans le violet ($0.42 \mu m$) à 160 et 129° et dans le vert ($0.56 \mu m$) à 129° (Smith *et al.* 1981). Voyager 2 a pris des clichés à 140 et 155° dans le violet et dans le vert (Smith *et al.* 1982). Ces images montrent clairement l'existence d'une structure verticale hétérogène au sein des brumes de

Titan : une couche épaisse dont le sommet se dessine vers 350 km d'altitude et une couche détachée, optiquement mince, entre 400 et 450 km . En étudiant le rapport des intensités émises I/F^4 à 160 et 129° dans le violet, Rages *et al.* (1983b) ont réussi à imposer une limite inférieure au rayon moyen des particules, au dessus du niveau de profondeur optique unité, égale à $0.19 \mu\text{m}$. Cette valeur est en très bon accord avec l'intervalle obtenu à partir des mesures faites depuis la Terre. Cette limite se montre peu sensible à la forme et à l'indice de réfraction n des aérosols (tant que celui-ci reste entre 1.3 et 1.7). En considérant les images prises dans les deux couleurs, ils ont pu déterminer des valeurs plus précises pour n et $\langle r \rangle$. Ces valeurs ont été obtenues pour les particules sphériques qui reproduisaient au mieux la variation de l'intensité diffusée en fonction de l'angle de phase. L'indice de réfraction optimal est compris entre 1.5 et 1.6 , ce qui correspond bien pour l'époque à l'indice moyen des composés organiques supposés constituer les aérosols de Titan (Sagan et Khare 1981). Pour $n = 1.6$, ils obtiennent dans le violet $\langle r \rangle = 0.377 \mu\text{m}$ et dans le vert $\langle r \rangle = 0.413 \mu\text{m}$, et pour $n = 1.5$, $\langle r \rangle = 0.48 \mu\text{m}$ dans le violet et $\langle r \rangle = 0.534 \mu\text{m}$ dans le vert, soit 13% de plus.

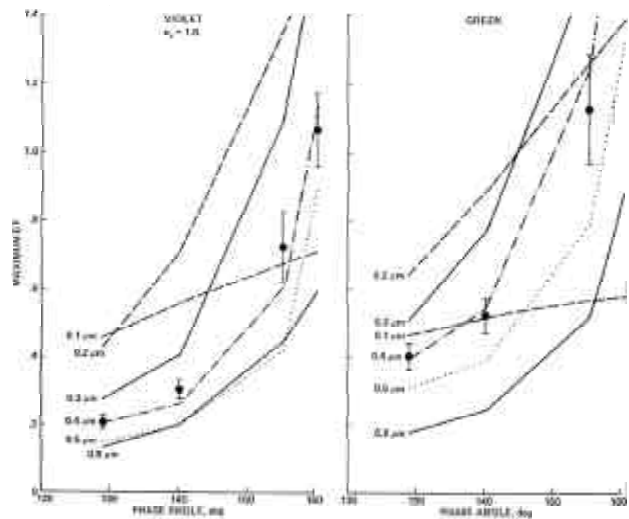


FIG. 1.6 – Résultats du calcul du maximum du rapport I/F (dans le violet et dans le vert) en fonction de l'angle de phase pour des particules sphériques d'indice de réfraction égal à 1 et de tailles comprises entre 0.1 et $0.8 \mu\text{m}$. Les points représentent les données provenant de Voyager. Le meilleur accord est obtenu dans le violet et dans le vert pour des particules de rayon $\sim 0.4 \mu\text{m}$ (d'après Rages *et al.* (1983b)).

4. Rapport de flux estimés à différents angles de phase.

Il a été également possible d'obtenir des informations sur le rayon moyen des particules en analysant la polarisation de la lumière diffusée en fonction de l'angle de phase. Celle-ci a été observée par Pioneer 11 dans le bleu ($0.44 \mu m$) et le rouge ($0.64 \mu m$), pour des valeurs d'angle de phase comprises entre 22 et 96° , et par Voyager 2 dans l'ultraviolet ($0.25 \mu m$) et l'infrarouge ($0.75 \mu m$), entre 3 et 154° . Les observations de Pioneer 11 ont été analysées par Tomasko et Smith (1982). Ils ont trouvé que les polarisations observées dans les deux couleurs ne peuvent être reproduites par les mêmes particules. A $0.44 \mu m$, ils obtiennent un rayon moyen de $\sim 0.05 \mu m$, et à $0.64 \mu m$ un rayon de $\sim 0.1 \mu m$. Ils en déduisent que la meilleure façon de concilier les observations est d'admettre que les brumes d'aérosols sont constituées de particules dont la taille augmente avec la profondeur optique de l'atmosphère et dont l'indice de réfraction est de 1.7. Il s'agit là de la première tentative de modélisation de l'hétérogénéité des particules avec l'altitude. Ils proposent l'expression $r = 0.117(\tau^R/0.5)^{0.217} \mu m$, τ^R étant la profondeur optique dans le rouge. Les plus petites particules, responsables de la polarisation dans le bleu, seraient situées au sommet de l'atmosphère, tandis que les plus grosses, responsables de la polarisation dans le rouge, seraient localisées plus en profondeur⁵. Comme des valeurs de r nettement supérieures à $0.1 \mu m$ sont incapables de reproduire la polarisation observée, supérieure à 40 % pour toutes les longueurs d'onde pour un angle de phase de 90° , la seule façon envisagée par Tomasko et Smith (1982) pour réconcilier leurs résultats avec les observations de Voyager est de considérer l'existence d'une seconde couche, située au sommet de l'atmosphère, et formée de particules de rayon 0.3 à $0.5 \mu m$ et qui serait responsable de la diffusion observée.

Les calculs de Tomasko et Smith (1982) ont été approfondis par West *et al.* (1983), en utilisant les mêmes observations polarimétriques de Voyager. Ces derniers ont montré que l'expression de $r(\tau)$ introduite par Tomasko et Smith (1982) ne permet de reproduire correctement les observations qu'au-dessus du niveau d'épaisseur optique unité. Pour des valeurs de τ supérieures, le rayon moyen des particules ne doit pas dépasser $0.14 \mu m$. Ils ont en outre proposé une autre explication pour rendre à la fois compte des propriétés de polarisation et de diffusion de l'aérosol de Titan, sans toutefois la tester. Cette explication semblait à l'époque la plus intéressante à explorer, suite à toutes les tentatives

5. Cette variation du rayon en fonction de l'altitude peut s'expliquer par croissance des particules par coagulation au cours de leur lente sédimentation dans l'atmosphère. Ces processus sont justement décrits dans les modèles microphysiques.

plus ou moins artificielles pour réconcilier les données photométriques et polarimétriques fournies par les sondes Voyager. Selon eux, des particules non sphériques ayant la forme d'ellipsoïdes très allongés, devraient à la fois produire une polarisation élevée et une forte rétrodiffusion de la lumière. Les particules pourraient même avoir des formes variées et très irrégulières et deux dimensions caractéristiques seraient au minimum nécessaire pour décrire leur forme. La première, de l'ordre de $0.1 \mu m$, permettrait de reproduire la polarisation élevée observée ; la seconde, de l'ordre de $0.4 \mu m$, serait responsable de la diffusion de la lumière. Giese *et al.* (1978) ont justement montré que les poussières interplanétaires responsables de la lumière zodiacale sont des agrégats irréguliers de quelques microns de diamètre moyen, formés de particules sphériques sub-microniques. La première dimension est responsable de la diffusion de la lumière solaire et la seconde produit la polarisation élevée observée à 90° . D'après West *et al.* (1983) l'aérosol de Titan pourrait avoir une structure microscopique analogue, ce qui réconcilierait toutes les observations. Cette idée sera certainement à l'origine dix ans plus tard de l'émergence du concept et de l'étude de l'aérosol fractal formé de l'aggrégation de particules sphériques plus petites.

1.2.2 Premières estimations de la distribution en altitude des aérosols stratosphériques

Dans un même temps et toujours à l'aide des observations Voyager, une première estimation de la distribution en altitude des aérosols de Titan a pu être donnée. A partir d'une image prise dans le vert ($0.5 \mu m$) par Voyager 2 à 155° d'angle de phase, Rages et Pollack (1983a) ont pu déterminer le profil d'extinction des brumes stratosphériques. Ils ont pour cela supposé que les particules d'aérosol sont sphériques, d'indice de réfraction 1.6 et qu'un photon n'est diffusé qu'une fois (diffusion simple) dans l'atmosphère. Cette approximation n'est valable que lorsque l'opacité reste faible, en pratique au-dessus du niveau $\tau = 0.1$. Au-dessous, il faut tenir compte du fait qu'un même photon peut être successivement diffusé plusieurs fois (diffusion multiple), ce qui complique considérablement l'analyse. Le profil du coefficient d'extinction β , égal à $-d\tau/dz$, a pu être calculé en adoptant une distribution de particules légèrement resserrée⁶ autour d'un rayon moyen r et en choisissant *a priori* la valeur du produit de la fonction de phase $P(\theta = 25^\circ)$ et de l'albédo

6. Ceci est en accord avec l'observation des aérosols terrestres et avec les modèles antérieurs des aérosols de Titan. La plupart des auteurs adoptent une distribution de type Hansen-Hovenier $\tilde{n}(r)$ qui peut se

pour la diffusion simple ω . Ce produit peut être déterminé si on connaît le rayon approximatif des particules. Par la même méthode que celle utilisée pour déterminer la valeur de r à partir des images prises à 0.43 et 0.46 μm , ils obtiennent, à 0.5 μm cette fois-ci, et en distinguant la couche détachée et la couche principale, $r \sim 0.3 \mu m$ pour la première et $r \sim 0.45 \mu m$ pour la seconde, ce qui donne respectivement $\omega P(\theta = 25^\circ) = 4.76$ et 3.03. A partir de ces valeurs, le profil d'intensité diffusée en fonction de l'altitude a pu être inversé, de façon à obtenir celui de β . La couche détachée apparaît nettement aux alentours de 350 km . Elle est localisée entre 300 et 400 km au niveau de l'équateur et s'abaisse régulièrement dans l'hémisphère sud, pour n'être plus située qu'entre 250 et 300 km à 75° de latitude sud. Par contre, dans l'hémisphère nord, elle disparaît progressivement en se fondant dans une couche optiquement épaisse et n'est plus visible au-dessus de 45° de latitude. La région polaire nord apparaît ainsi plus opaque que la région polaire sud⁷. Au voisinage de 450-500 km , on observe également un petit pic d'extinction, suggérant l'existence d'une deuxième couche détachée, visible entre - 75° et + 75° de latitude.

Le niveau d'épaisseur optique 0.01 est à $357 \pm 5 km$ à l'équateur, au sommet de la couche détachée. Celui d'épaisseur optique 0.1 se trouve 127 km plus bas, ce qui montre que l'échelle de hauteur des brumes ($\sim 55 km$) est comparable à celle de l'atmosphère (42 km). Aux pôles, l'épaisseur optique est de 0.01 à $340 \pm 10 km$ et 0.1, 140 km plus bas, ce qui donne une échelle de hauteur légèrement supérieure ($\sim 60 km$). Au-dessous du niveau $\tau \sim 0.1$, on se trouve dans la couche épaisse et l'opacité augmente très vite, l'échelle de hauteur étant pratiquement divisée par deux. Cette forte opacité est à l'origine du peu de connaissance que l'on a des propriétés de l'aérosol dans les basses couches de l'atmosphère de Titan.

mettre sous la forme réduite :

$$\frac{\tilde{n}(X)}{\tilde{n}_{max}} = [X \exp(1 - X)]^p \quad \text{avec} \quad X = r/r_{max}$$

La variance de la distribution b , qui traduit sa largeur, est égale à $1/(p+3)$ et est en général prise égale à 0.05 (Rages et Pollack 1983a; West *et al.* 1983). Dans ce cas $\tilde{n}/\tilde{n}_{max}$ est supérieur à 0.1 pour X compris entre 0.57 et 1.61.

7. Cela se remarque aisément sur les images de Titan prises dans le visible par les sondes Voyager 1 et 2, avec une structure sombre au-dessus du pôle nord appelée "cape polaire" (polar hood).

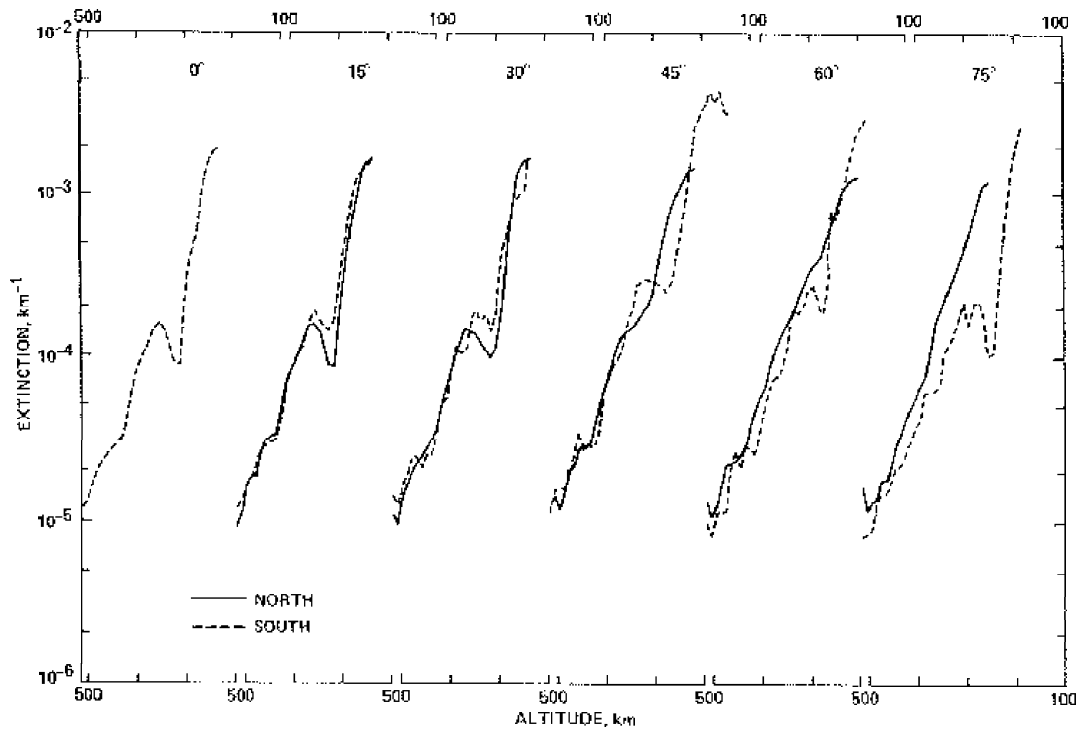


FIG. 1.7 – Profils d'extinction atmosphérique calculés par Rages et Pollack (1983a)

Nous avons vu dans la section précédente que l'existence d'une couche de brumes détachée avait déjà été envisagée par Tomasko et Smith (1982). Suite à l'analyse des données obtenues lors des survols successifs de Voyager 1 et 2, quelques informations nouvelles sont venues compléter le scénario de Tomasko et Smith (1982), notamment sur le nombre de couches détectées et leurs propriétés respectives. Outre la couche d'aérosols optiquement mince d'épaisseur $\sim 50 \text{ km}$ localisée approximativement 100 km (rappel: $\langle r \rangle \approx 0.3 \mu\text{m}$ avec une concentration de 10^4 cm^{-3}) au-dessus de la couche principale (rappel: $\langle r \rangle$ compris entre 0.1 et $0.5 \mu\text{m}$ pour un indice de réfraction choisi entre 1.7 et 2 aux longueurs d'onde visibles et une concentration de l'ordre de 10^3 cm^{-3} à l'épaisseur optique unité, *i.e.* au coeur de la couche principale), Rages et Pollack (1983a) ont découvert sur leurs profils d'extinction la possible existence d'une autre couche au niveau d'épaisseur optique 0.01 . Celle-ci aurait les propriétés suivantes: une épaisseur de 50 km et composée de particules plus grosses que pour les couches inférieures ($\sim 3 \mu\text{m}$) avec une concentration très faible ($\sim 0.2 \text{ cm}^{-3}$). Le sommet de cette couche serait situé à environ 450 km de la surface de Titan.

1.2.3 Les derniers modèles microphysiques de croissance d'aérosols

Le modèle de McKay *et al.* (1989)

Inspirés par les travaux préliminaires de Podolak et Podolak (1980) et Toon *et al.* (1980), McKay *et al.* (1989) déterminèrent la concentration et le rayon des particules constituant les brumes stratosphériques de Titan par l'intermédiaire d'un modèle microphysique monodimensionnel, paramétrisé par leur taux de production atmosphérique et l'altitude à laquelle elles sont formées. Ils utilisèrent cette distribution "plus réaliste" dans le but d'estimer de façon plus rigoureuse le bilan radiatif et thermique de l'atmosphère de Titan. Leur modèle de croissance d'aérosol inclut le phénomène de coagulation (ainsi que son inhibition due à la charge électrique de chaque particule) en plus de la sédimentation, mais ne tient pas compte des processus de condensation, quoiqu'un nuage homogène de méthane puisse être artificiellement rajouté à l'altitude de la tropopause. Toutes les particules à une altitude donnée ont le même rayon et la même concentration. Le taux de production des aérosols est de $1.2 \times 10^{-14} \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, essentiellement localisé au niveau 10^{-4} mbar (550 km).

Le profil vertical de rayon des aérosols calculé par McKay *et al.* (1989) donne des résultats tout à fait satisfaisants. Celui-ci prédit en particulier la présence de particules de $0.25 \mu\text{m}$ de rayon au niveau de la couche visible des brumes stratosphériques (aux environs de 200 km d'altitude), en très bon accord avec l'intervalle de rayons moyens déduit des observations compris entre 0.1 et $0.4 \mu\text{m}$ (FIG. 1.8, à gauche). En revanche, le profil d'extinction calculé à partir de leur résultats ne reproduit celui déterminé par Rages et Pollack (1983a) qu'en-dessous de la couche détachée. Dans la haute stratosphère et au-delà (au-dessus de 300 km), leur extinction est beaucoup trop faible (FIG. 1.8, à droite). De l'aveu même de McKay *et al.* (1989), leur modèle n'avait pas pour but de reproduire de manière rigoureuse la distribution des brumes aux hautes altitudes. Ils vérifièrent que cela n'avait que peu de conséquences sur leur modèle d'équilibre radiatif dans le sens où l'altitude et la taille de leurs particules à la profondeur optique unité (respectivement environ 100 km et $0.3 \mu\text{m}$) n'était pas modifiées alors qu'ils faisaient varier l'altitude du maximum de production et donc le profil de rayon juste au-dessous.

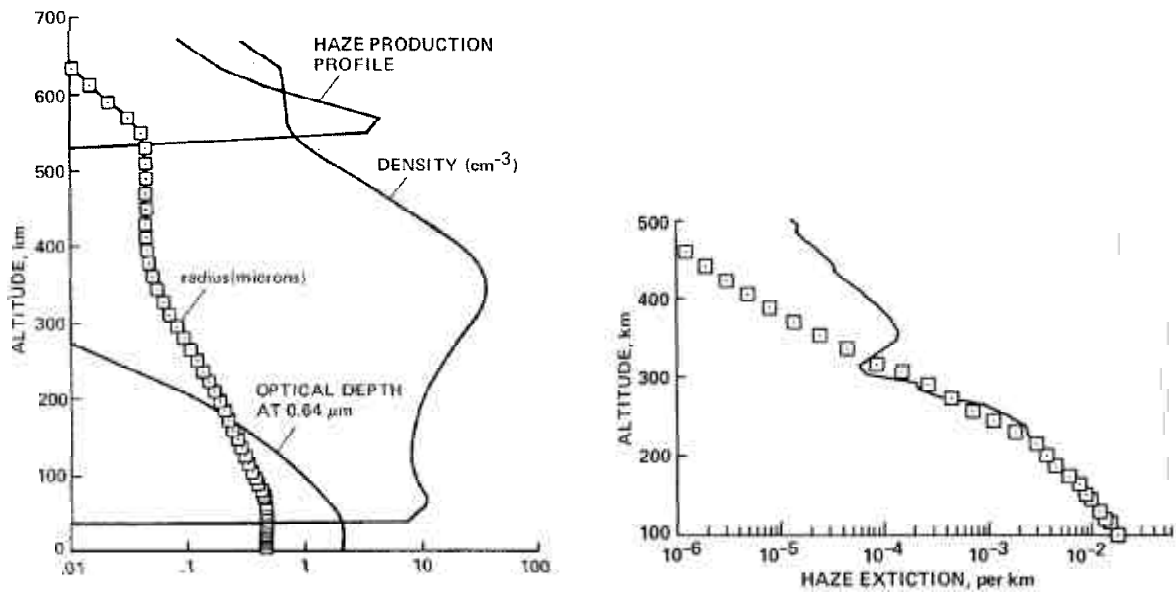


FIG. 1.8 – **A gauche :** Taille et concentration des aérosols, taux de production et profondeur optique à $0.64 \mu\text{m}$ pour le modèle de brume stratosphérique de McKay et al. (1989). **A droite :** Comparaison entre l'extinction déduite à partir des profils de rayon et de concentration de McKay et al. (1989) (carrés) et les valeurs d'extinction calculées par Rages et Pollack (1983a) à partir des observations Voyager 1 (ligne pleine).

Le modèle à haute altitude de Frère et al. (1990)

Frère et al. (1990) ont également développé un modèle microphysique décrivant les processus auxquels sont probablement soumises les particules des brumes de Titan au fur et à mesure de leur descente dans l'atmosphère, de leur région de production jusqu'à la surface⁸. Celui-ci intègre les habituels processus de sédimentation, de coagulation, de coalescence et de diffusion sur toute l'étendue de l'atmosphère. L'originalité de ce modèle provient de l'ajout à partir de 200 km d'altitude et en dessous de termes décrivant la possible condensation des gaz atmosphériques. Cette étape de leur modélisation sera détaillée dans la section consacrée à la basse atmosphère de Titan.

Pour étudier l'évolution des propriétés d'une particule d'aérosol dans la haute atmosphère (rayon r et concentration C), depuis l'altitude de production aux alentours de 700 km , jusqu'à la région des brumes visibles (bien au-dessus de la région de condensation), soit 200 km , Frère et al. (1990) ont réalisé un premier modèle simple monodimensionnel

⁸ Le modèle présenté de façon synthétique par Frère et al. (1990) est largement détaillé dans Frère (1989, *Thèse*).

sans tenir compte de la condensation et dans lequel toutes les particules ont le même rayon à une altitude donnée. Cette dernière approximation semble se justifier à la lumière des études précédentes concernant les aérosols stratosphériques terrestres et ceux de Titan Podolak et Podolak (1980); Toon *et al.* (1980), montrant que la distribution des particules est toujours très resserrée autour d'un rayon moyen, dont la valeur peut toutefois varier avec l'altitude. Les résultats de leur modèle ont été contraints par les profils d'extinction β et les opacités obtenus par Rages et Pollack (1983a) entre 200 et 500 *km*. L'accord optimal a été obtenu avec le jeu de paramètres d'entrée suivant :

- $P_0 = 7.7 \times 10^{-5}$ *mbar*, altitude du maximum de la fonction source (gaussienne), *i.e.* fonction contrôlant la production des particules d'aérosols ;
- $\sigma = 0.6$, largeur à mi-hauteur de la fonction source, déterminant l'extension verticale de la zone de production des aérosols ;
- $\Phi_0 = 2.8 \times 10^{-13}$ *kg.m⁻².s⁻¹*, flux massique total de production d'aérosols ;
- $r_c = +\infty$, paramètre, appelé rayon critique, contrôlant l'inhibition de la coagulation du fait de la charge électrique des aérosols (Borucki *et al.* 1987), $+\infty$ correspondant à une coagulation maximum ;
- $C_{sup} = 1$ *m⁻³*, concentration à l'altitude limite $z = z_{sup} = 1000$ *km* d'intégration numérique ;
- $r_{sup} = 0.3$ μm , rayon à l'altitude limite $z = z_{sup}$.

Ces paramètres permettent un excellent ajustement avec le profil de β et avec les valeurs de τ obtenus par Rages et Pollack (1983a). D'après leur résultat, la coagulation ne devient efficace qu'en-dessous d'environ 250 *km*, limitant à partir de cette altitude la valeur de C à 2×10^6 *m⁻³* et permettant une croissance rapide des particules dont le volume double tous les 30 *km*. Le rayon des aérosols atteint 0.3 μm au niveau des brumes visibles entre 200 et 180 *km* d'altitude, en très bon accord avec les résultats des travaux précédents (FIG. 1.9).

En revanche, ils n'ont pu reproduire la couche détachée observée entre 300 et 350 *km*⁹ par les sondes Voyager et mise en évidence par les travaux de Rages et Pollack (1983a), concluant que son origine ne pouvait être reliée simplement à un des processus

9. Frère (1989, *Thèse*) a estimé que celle-ci pourrait s'expliquer par le doublement local du rayon des particules s'accompagnant d'une diminution de C d'un facteur 16.

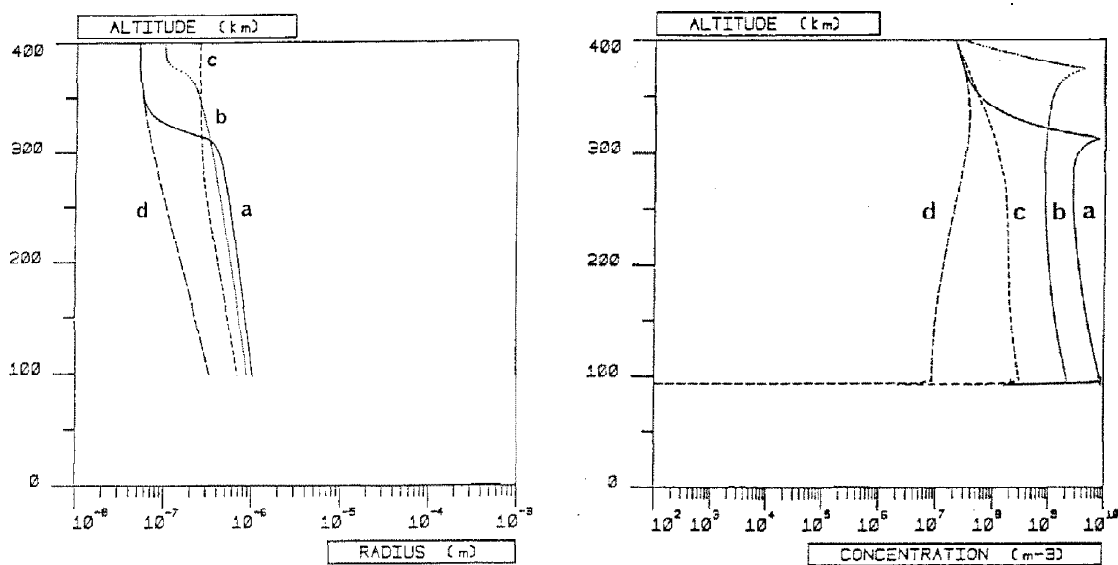


FIG. 1.9 – **A gauche** : Rayon des aérosols déduit du modèle de brume stratosphérique de Frère *et al.* (1990). (a) et (d) : particules de rayon initial $0.05 \mu\text{m}$ respectivement avec et sans diffusion ; (b) : rayon initial $0.1 \mu\text{m}$; (c) : rayon initial $0.25 \mu\text{m}$. **A droite** : concentration des aérosols déduite du modèle de Frère *et al.* (1990). Les conditions pour les profils (a), (b), (c) et (d) sont équivalentes à celles des profils de gauche.

microphysiques décrit dans leur modèle. Selon eux, il ne peut non plus s'agir d'un processus de "lessivage" puisqu'aucun composé inclus dans leur abondant catalogue n'est susceptible de condenser dans cette région avec un flux suffisant pour "éclaircir" l'atmosphère. D'autres mécanismes, par exemple d'ordre dynamique (courant ascendant maintenant la couche détachée et ralentissant la migration des particules), pourraient alors intervenir. Cette hypothèse sera d'ailleurs étudiée en détails et en partie validée par Rannou *et al.* (2002).

Le modèle de Cabane *et al.* (1992)

Cabane *et al.* (1992) réalisèrent un modèle microphysique de croissance d'aérosols similaire à celui de Toon *et al.* (1980) dans le but d'étudier leur distribution dans l'atmosphère de Titan, depuis leur région de production jusqu'à la basse stratosphère. Leur modèle tient compte de manière classique des processus de transports verticaux (sédimentation et diffusion) et des processus de collection (coagulation et coalescence) et d'inhibition

électrostatique. Limitant leur analyse à la basse stratosphère, les processus de condensation sont négligés.

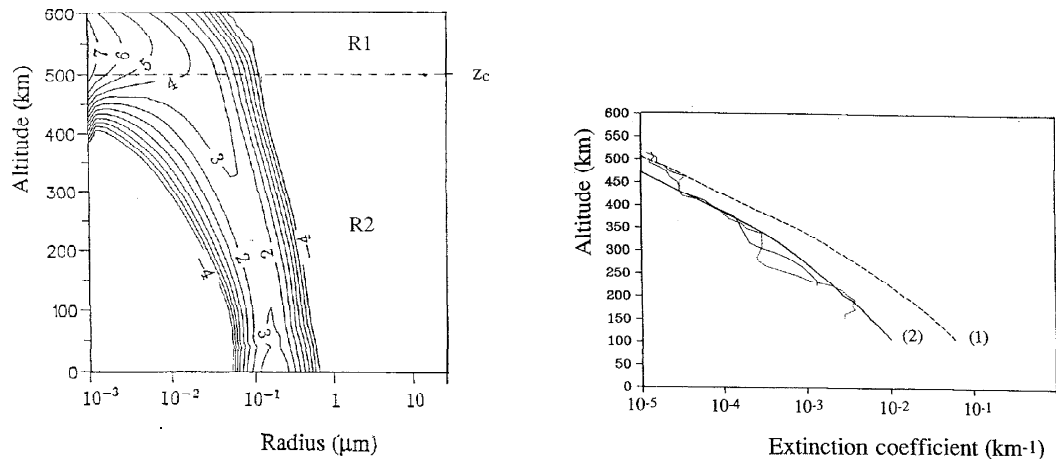


FIG. 1.10 – **A gauche :** Distribution des aérosols stratosphériques en fonction de l'altitude et du rayon déduits du modèle de Cabane *et al.* (1992). L'unité est le $\text{cm}^{-3} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ (les puissances de 10 sont indiquées par les contours). R1 symbolise la région de production et de croissance des particules élémentaires et R2 la région de croissance par coagulation et de formation des agrégats. z_c est l'altitude de transition entre les deux régions. **A droite :** Profil vertical d'extinction due aux aérosols calculé à partir des résultats du modèle de Cabane *et al.* (1992) comparé aux profils de Voyager 1 (Rages et Pollack 1983a) (lignes fines). Le profil (1) est déduit de la distribution présentée sur la gauche avec un taux de production fixé à $3.5 \times 10^{-14} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Le profil (2), en bien meilleur accord, a été obtenu avec un taux de production de $7 \times 10^{-14} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

La distribution verticale des aérosols a été modélisée en assumant un taux de production gaussien centré sur 535 km d'altitude présentant une largeur à mi-hauteur de 20 km . Le taux de production intégré est égal à $3.5 \times 10^{-13} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Au niveau de la zone de production, les particules sont supposées sphériques avec un rayon initial de 13 \AA . Une charge électrique de $30 e^-$ par micron de rayon est considéré (Borucki *et al.* 1987). Les particules produites aux alentours de $500\text{-}600 \text{ km}$ croissent par coagulation jusqu'à ce qu'elles deviennent suffisamment lourdes pour être emportées par gravité (la sédimentation devient très efficace à partir d'un rayon d'environ 100 \AA), continuant à grossir, à une vitesse moindre certes, tout au long de leur chute à travers l'atmosphère. Les particules atteignent en majorité un rayon de $0.2 \mu\text{m}$ au niveau de la tropopause (FIG. 1.10).

1.3 La basse atmosphère de Titan : les nuages d'hydrocarbures

Après une chute rapide de température en dessous de 120 km d'altitude, le profil thermique de Titan atteint un minimum estimé à 71 K autour de $z = 42$ km (Lellouch *et al.* 1990). C'est la tropopause (FIG. 1.2). Du point de vue thermodynamique, celle-ci constitue théoriquement une région de piège froid ("cold trap") pour la plupart des gaz atmosphériques, région dans laquelle leur saturation et probablement leur condensation est possible (Sagan et Thompson 1984a).

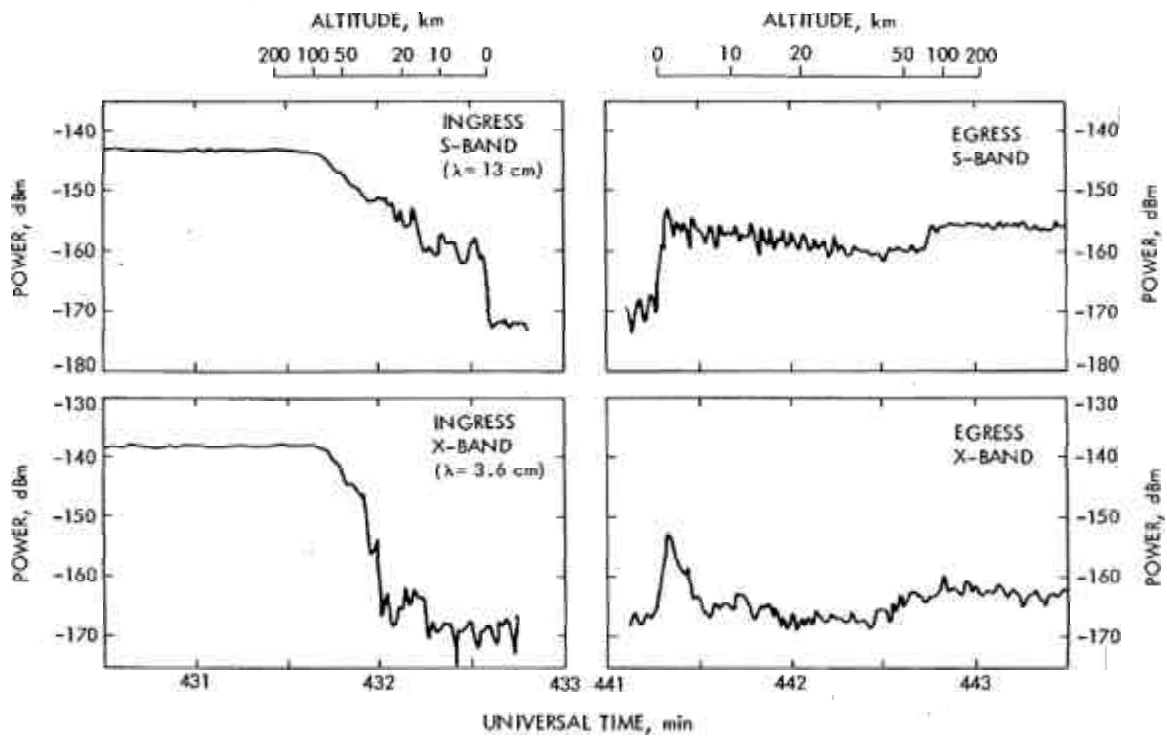


FIG. 1.11 – Signal radio reçu de Voyager 1 lors de l'expérience de radio-occultation (Lindal *et al.* 1983)

Outre l'argument purement thermodynamique, il existe depuis longtemps des indices observationnels en faveur de la présence d'une couche de nuages troposphériques. Le premier est l'opacité élevée de l'atmosphère pour des longueurs d'onde comprises entre 20 et 100 μm (Thompson et Sagan 1984). Cette opacité s'accompagne d'un minimum

de la température de brillance de 74 K à 50 μm avec, dans l'intervalle 20-100 μm , un assombrissement centre-bord qui indique que le rayonnement provient de la troposphère. Selon Samuelson *et al.* (1981) et (Courtin 1982), l'absorption du rayonnement infrarouge par les constituants atmosphériques majoritaires N_2 et CH_4 , qui a lieu essentiellement dans la troposphère, est insuffisante pour rendre compte de cette opacité. Il faut faire intervenir un absorbant supplémentaire, ce qui est notamment le cas du méthane condensé dans ce domaine de longueurs d'onde. De la même façon, le modèle d'équilibre radiatif de Samuelson (1983) montre qu'il doit exister un léger supplément d'absorption dans le domaine thermique entre 10 et 30 km d'altitude, *i.e.* juste au-dessous de l'altitude du "cold trap" (et qui constitue la limite supérieure pour un nuage troposphérique de méthane pur). De plus, lors de l'expérience de radio-occultation de Voyager 1 (Lindal *et al.* 1983), le signal émis par la sonde a subi des fluctuations entre 5 et 30 km , attribuées par Hinson et Tyler (1983) à une inhomogénéité de l'indice de réfraction de l'atmosphère (FIG. 1.11), laquelle peut être due soit à de la turbulence¹⁰, soit à la présence de matière condensée. La molécule candidate la plus immédiate est le méthane du fait de son abondance et de sa probable saturation dans la troposphère de Titan.

Le scénario communément admis aujourd'hui concernant l'hypothétique condensation de nuages d'hydrocarbure dans la basse atmosphère de Titan s'inspire du scénario de formation des pluies terrestres. Les aérosols des brumes qui environnent la région de saturation pourrait agir comme noyau de condensation en activant la nucléation, accréant les hydrocarbures et les nitriles les plus volatils avec une efficacité dépendant des propriétés de solubilité des aérosols. Ces gouttelettes finiraient par sédimenter vers la surface tout en continuant de grossir tant qu'elles résident dans la région de saturation. L'extension de cette couche de pluie ne serait limitée que par les propriétés thermodynamiques de la basse atmosphère de Titan (Lorenz 1993a; McKay *et al.* 2001). L'efficacité de cette condensation est intimement liée à la disponibilité d'un noyau de nucléation et à sa compatibilité (solubilité) avec les différentes phases liquides susceptibles de coexister à ces altitudes (Sagan et Thompson 1984a; Frère *et al.* 1990).

10. Le profil thermique établi par Lindal *et al.* (1983) montrant que l'atmosphère n'est stable au dessus de 4 km d'altitude que vis-à-vis de la convection "sèche", la turbulence elle-même serait vraisemblablement due à de la convection "humide" impliquant l'existence de matière condensée.

1.3.1 Le modèle de Thompson et Sagan (1984)

Thompson et Sagan (1984) ont cherché les caractéristiques d'un hypothétique nuage de méthane par l'étude des propriétés radiatives de l'atmosphère de Titan. Ils ont utilisé pour cela les spectres infrarouges de l'azote, du méthane et de l'hydrogène mesurés respectivement à 124 K (Buontempo *et al.* 1975), 195 K (Birnbaum 1975) et 77 K (Birnbaum 1978). En modélisant l'émission de l'atmosphère de Titan dans le domaine thermique à l'aide de ces données, il leur est apparu impossible de reproduire le spectre enregistré par l'instrument IRIS de Voyager 1 entre 200 et 600 cm^{-1} (entre 16 et 50 μm) avec seulement N_2 et CH_4 , la température de brillance restant d'au moins 5 K plus élevée que la valeur observée dans cet intervalle. L'introduction de 0.3 % d'hydrogène permet d'améliorer l'accord au dessous de 30 μm , mais entre 30 et 50 μm , la seule façon d'obtenir un bon ajustement est d'introduire du méthane condensé, avec une fraction massique dans l'atmosphère de 10^{-4} . De manière à compenser la forte opacité de l'hydrogène au-dessous de 20 μm , il a été également nécessaire de compléter le modèle avec une couche de brumes dans la stratosphère, dont les propriétés optiques sont supposées identiques à celles des aérosols produits à cette même époque en laboratoire. Différents ajustements optimaux sont possibles selon la distribution en altitude choisie *a priori* pour le nuage de méthane.

Selon eux, le meilleur choix est de considérer deux couches nuageuses, une située entre 35 et 50 km, contenant $\sim 1 kg.m^{-2}$ de méthane, l'autre au-dessus de 15 km et en contenant $\sim 3 kg.m^{-2}$, formées toutes deux de particules de $CH_4-N_2-C_2H_6$, probablement liquides¹¹, dont le rayon serait de l'ordre du μm ¹².

1.3.2 Les modèles de Toon *et al.* (1988), McKay *et al.* (1989) et Courtin *et al.* (1995)

Toon *et al.* (1988), par une approche analogue, obtinrent néanmoins des résultats totalement différents. Ils utilisèrent pour leur modèle de transfert radiatif (incluant cette

11. La présence d'azote dans ces particules abaisserait considérablement leur point de solidification, leur permettant de rester liquides à n'importe quelle altitude.

12. Selon Thompson et Sagan (1984), ces particules se comportent essentiellement comme des absorbants à 20 micromètres, ce qui permet de placer une limite supérieure de $2 \times 10^{-6} m$ à leur rayon. De plus grosses particules diffuseraient la lumière et l'absence d'assombrissement centre-bord contraindrait à placer le nuage au-dessus de la tropopause et donc du point de condensation du méthane, ce qui est difficilement acceptable d'après eux.

fois-ci la diffusion multiple) des données plus récentes pour les coefficients d'absorption du méthane, de l'hydrogène et de l'azote (Courtin 1988). D'après les résultats de Courtin (1988), le méthane est plus absorbant vers $50 \mu m$ et la bande de l'hydrogène à $16 \mu m$ plus forte et plus étroite que dans les données utilisées par Thompson et Sagan (1984). Il est à noter que la précision de ces données, première source d'incertitude sur les résultats des modèles de transfert de rayonnement, n'est pas très bonne pour le méthane en-deçà de $30 \mu m$. Le profil thermique utilisé est celui de Lindal *et al.* (1983) (profil troposphérique de fin d'occultation). Ils obtinrent un premier ajustement assez satisfaisant du spectre IRIS compris entre 16 et $50 \mu m$ en ayant recours uniquement à l'azote et au méthane gazeux. La quantité de méthane nécessaire à l'accord correspond à une humidité relative de 60% au niveau du sol. L'addition de 0.3% d'hydrogène permet d'améliorer l'ajustement avec les données de Voyager entre 20 et $30 \mu m$, mais ceci abaisse la température de brillance d'environ $10 K$ à $16 \mu m$, comme chez Thompson et Sagan (1984), d'où le recours à des brumes stratosphériques d'opacité comparable.

Des différences essentielles entre les résultats de Toon *et al.* (1988) et Thompson et Sagan (1984) apparaissent malgré tout. La plus importante tient en ce que le modèle de Toon *et al.* (1988) donne un ajustement satisfaisant sans la nécessité d'une couche omniprésente de nuages de méthane. Ceci n'exclut pas toutefois sa présence puisqu'une humidité au sol de 60% implique l'existence d'une phase condensée au-dessus de $5 km$. Ceci signifie simplement que son opacité doit être très faible ou que son existence n'est que transitoire ou localisée.

En étudiant quelques nuages types, ils obtinrent un ajustement optimal pour un rayon de particules r compris entre $50 \mu m$ et $3 mm$ avec une épaisseur optique τ de 1. Leur concentration C est déduite de l'expression $C = \tau / \pi r^2 l Q_{ext}$, avec l l'épaisseur du nuage et Q_{ext} l'efficacité d'extinction¹³. En prenant une valeur typique de $20 km$ pour l , on peut situer C entre 1 et $3200 \text{ particules.m}^{-3}$. Il existerait par conséquent une couche unique, localisée entre ~ 10 et $30 km$ d'altitude.

De façon analogue, ils ont pu estimer la masse intégrée du nuage par unité de surface (densité de colonne), égale pour un nuage homogène à $2\rho\tau r/3$, ρ étant la masse volumique des particules. En supposant $\rho = 1 \text{ kg.m}^{-3}$, la masse du nuage se situe entre environ 0.03 et

13. Pour de si grosses particules ($r > 10 \mu m$), l'opacité est indépendante de la longueur d'onde dans les domaines infrarouge et visible et on a $Q_{ext} \sim 2$ (voir détails Annexe B).

0.6 kg.m^{-2} , ce qui est très inférieur à la valeur obtenue par Thompson et Sagan (1984). Il s'agit en fait de deux nuages entièrement différents. L'un est constitué de petites particules de moins de $2 \mu\text{m}$ de rayon en grande concentration, dont l'opacité vient principalement de l'absorption de la lumière. L'autre est peuplé de particules de plus de $50 \mu\text{m}$ en très faible quantité, qui diffuse essentiellement le rayonnement.

Comme nous l'avons vu précédemment, McKay *et al.* (1989) ont mis au point un modèle d'équilibre radiatif de l'atmosphère de Titan, en considérant les mêmes données expérimentales actualisées que Toon *et al.* (1988) en ce qui concerne les opacités des trois gaz majoritaires et en tenant en plus compte de celles de l'éthane et de l'acétylène. En revanche les brumes stratosphériques ne sont plus distribuées arbitrairement comme dans les cas précédents, mais la concentration et le rayon des particules qui la composent sont déterminés par un modèle microphysique simple (voir détails dans la section section 1.2.3). Leur modèle d'équilibre radiatif confirme les résultats donnés par Toon *et al.* (1988). McKay *et al.* (1989) obtiennent en effet un bon ajustement du spectre IRIS observé dans l'infrarouge avec une humidité relative de méthane en surface de 60 % et une fraction molaire d'hydrogène de 0.003, sans recours à un nuage. Comme pour Toon *et al.* (1988), la présence d'une couche nuageuse n'est pourtant pas totalement exclue, puisque la présence d'un nuage d'épaisseur optique totale égale à 2 améliore légèrement l'accord en considérant des particules de $60 \mu\text{m}$ de rayon, bien que nécessitant alors 0.6 % d'hydrogène et 10 fois moins d'éthane et d'acétylène que les quantités observées. Dans ce modèle seulement 10 % du rayonnement solaire parviendrait à la surface.

Plus récemment encore, Courtin *et al.* (1995) ont à nouveau analysé le spectre d'IRIS. Ils ont profité de nouvelles données expérimentales sur les transitions du dimère $\text{H}_2\text{-N}_2$ afin d'améliorer leur modèle. Ils ont également tenu compte dans leur calcul de l'absorption induite par les collisions entre N_2 et CH_4 . Moins restrictif que celui de Toon *et al.* (1988) et McKay *et al.* (1989), leur modèle autorise l'inhibition de la condensation et la supersaturation du méthane dans la troposphère de Titan. Encore une fois, les résultats en meilleur accord avec les données de Voyager supportent l'hypothèse d'une importante supersaturation (jusqu'à 170 %) et ne nécessitent pas l'existence d'une couche de nuages, sans toutefois totalement l'écartier. S'ils ajoutent un nuage de méthane, celui-ci ne devrait pas posséder une épaisseur optique supérieure à l'unité dans le lointain infrarouge et serait composé de gouttelettes avec un rayon d'environ $60 \mu\text{m}$. Ce nuage très ténu serait localisé

près de la tropopause (à quelques 40 *km* d'altitude). En revanche, leur modèle ne leur a pas permis de contraindre son extension verticale. Ces résultats sur les propriétés du nuage troposphérique sont en assez bon accord avec ceux de Toon *et al.* (1988) et McKay *et al.* (1989).

La présence d'un nuage de méthane, en temps que source importante d'opacité dans la troposphère de Titan, semble donc moins indispensable dans les modèles qui ont suivi ceux proposés immédiatement après le survol des sondes Voyager, notamment celui de Thompson et Sagan (1984). Ceci provient de l'utilisation de nouvelles données expérimentales concernant les principales sources d'absorption. Toutefois, tous ces modèles s'accordent à donner une humidité relative de méthane telle que celui-ci doit être à l'état condensé dans une partie de la troposphère. Au milieu des années 90, l'existence du nuage, en tant que région saturée en méthane, est donc confirmée, mais celui-ci doit être relativement transparent, *i.e.* assez raréfié ou extrêmement localisé. Un nuage terrestre contient typiquement 10^8 particules. m^{-3} d'environ 10 μm de rayon. Celui de Titan est attendu en contenir guère plus de 10^3 , d'un rayon 10 à 100 fois supérieur. Ce nuage ressemble plus à des précipitations et, pour reprendre l'expression employée par Toon *et al.* (1988), il serait plus adéquat de parler de "pluie sans nuage" dans la troposphère de Titan.

1.3.3 Le modèle microphysique des aérosols strato- et troposphériques de Frère *et al.* (1990)

Toon *et al.* (1988) rejetèrent la possibilité que le nuage puisse s'étendre au-delà du "cold trap" du méthane. Ceci n'est en toute rigueur exact que si on considère une phase condensée de méthane pur. Si plusieurs composés sont condensables, il se produit un abaissement de la pression de vapeur qui permet leur condensation hors des régions où chacun des corps purs est saturé. Il se pourrait donc très bien que la condensation du méthane se produise au-dessus de 30 *km* et que celle-ci s'accompagne de la condensation d'autres gaz organiques.

Partant de l'idée que la plupart des composés organiques présents en phase gazeuse dans la basse stratosphère de Titan devraient connaître une transition vers la phase liquide

ou solide (Sagan et Thompson 1984a), Frère *et al.* (1990) modélisèrent l'évolution de la distribution en taille et concentration des aérosols de Titan en tenant compte pour la première fois des processus de condensation différentielle du mélange de gaz atmosphérique environnant. Il leur a été également possible de déterminer la composition chimique des particules. Dès que la saturation est atteinte, tous les gaz qui peuvent condenser condensent sur les particules d'aérosol¹⁴. La seule limitation au flux de condensation est la quantité de gaz disponible et leur volatilité respective. Ce modèle prend le relais du modèle microphysique "classique" de croissance d'aérosols qu'ils avaient développé pour les hautes altitudes à partir de 200 km et au-dessous. Une nouvelle transition s'opère au niveau de la tropopause. A cette altitude (plus précisément entre 41 et 34 km), la condensation des composés organiques autour des aérosols s'arrête progressivement puisque la fraction molaire atmosphérique de chacun devient quasiment uniforme avec l'altitude (les phases liquide et gazeuse sont alors à l'équilibre et la vitesse de condensation s'annule). Seuls ceux capables de s'évaporer d'un éventuel océan peuvent continuer à alimenter la croissance des aérosols, selon eux essentiellement l'éthane, le propane, le propène, le butène et le méthane. De plus, contrairement à ce qui se passe au-dessus de la tropopause, la température augmente régulièrement jusqu'à la surface et les composés ne sont plus saturés jusqu'au sol. Il leur a donc fallu tenir compte également des processus de sublimation.

Le premier résultat de Frère *et al.* (1990) montre que les processus de condensation ne sont déterminants dans l'évolution de la structure des aérosols qu'en dessous d'environ 100 km. Le rayon des particules dans l'ensemble du nuage modélisé et même en-dessous est compatible avec les prédictions de Toon *et al.* (1988) (50 μm à 3 mm). Après une croissance élevée à partir de 40 km, il subit un saut vers 23 km du fait de l'enrichissement en azote lié à la fusion des particules. Entre 38 et 2 km, le rayon est supérieur à 200 μm , atteignant sa valeur maximale de 870 μm à 11 km. A partir de cette altitude, les gouttelettes s'évaporent mais le processus est modéré jusqu'à environ 2 km, du fait de leur vitesse de sédimentation élevée. C'est seulement au-dessous de cette altitude que la sublimation devient très efficace et débarrasse les aérosols de presque tout leur contenu en méthane et azote, faisant chuter leur rayon à environ 55 μm . Les variations de C , essentiellement contrôlées par le processus de coagulation, reproduisent celles de r , mais en sens inverse

14. En revanche, le processus de nucléation qui définit la compatibilité entre le noyau de condensation et la phase condensée, et donc par extension l'efficacité du processus, n'est pas modélisée. L'efficacité de la condensation est dans ce cas maximale et la supersaturation n'est pas autorisée. C'est une des principales limites du modèle.

évidemment. La concentration atteint un minimum très petit de \sim particules. m^{-3} à 1 km et reste inférieure à $100 m^{-3}$ entre 38 et 5 km. Dans la zone du brouillard d'aérosol, elle est voisine de $2500 m^{-3}$. L'intervalle des valeurs de C à l'intérieur de la zone où condense le nuage est également en bon accord avec celui estimé par Toon *et al.* (1988) (1 à $3200 m^{-3}$). Les profils de rayon et de concentration sont présentés sur la figure 1.12. Le flux massique de ces précipitations, directement proportionnel à r^3 , a été estimé à partir du profil de r . Il atteint un maximum de $1.4 \times 10^{-4} kg.m^{-2}.s^{-1}$ à 11 km, ce qui, en l'absence d'évaporation du méthane depuis une source de surface "assècherait" l'atmosphère en 4 mois et demi. La masse totale des précipitations est au niveau du sol de $8.7 \times 10^{-2} kg.m^{-2}$, soit un peu plus de 100 fois supérieure à celle attendue pour l'aérosol stratosphérique en l'absence de pluie. Cette valeur ne représente pourtant que le cinquantième de celle estimée par Thompson et Sagan (1984), mais est encore une fois compatible avec l'intervalle prédit par Toon *et al.* (1988) (0.03 à $0.6 kg.m^{-2}$).

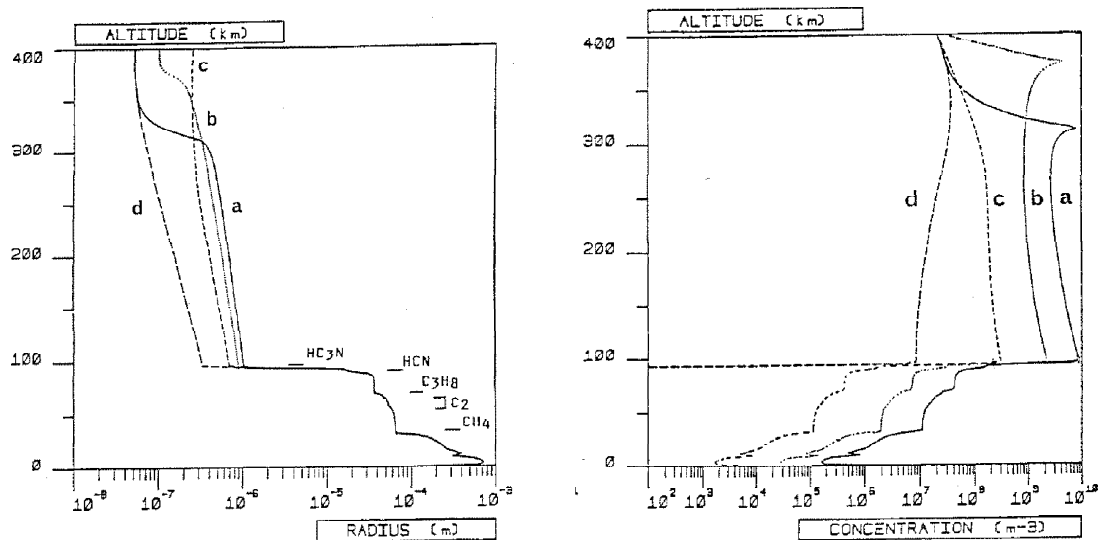


FIG. 1.12 – **A gauche** : Rayon des aérosols déduits du modèle de Frère *et al.* (1990) incluant la condensation à partir de 200 km d'altitude. (a) et (d) : particules de rayon initial $0.05 \mu m$ respectivement avec et sans diffusion ; (b) : rayon initial $0.1 \mu m$; (c) : rayon initial $0.25 \mu m$. Les divergences entre les différents profils s'estompent dès que l'altitude de 100 km, à partir de laquelle la condensation devient efficace, est atteinte. **A droite** : Concentration des aérosols déduits du modèle de Frère *et al.* (1990). Les conditions pour les profils (a), (b), (c) et (d) sont équivalentes à celles des profils de rayon.

L'ensemble des résultats obtenus par ce modèle microphysique confirme sans équivoque ceux obtenus par Toon *et al.* (1988) et dans une moindre mesure, tout en restant

en bon accord qualitatif, ceux de Thompson et Sagan (1984), McKay *et al.* (1989) et Courtin *et al.* (1995). Le terme de pluie sans nuage semble être bien adapté pour décrire les précipitations de Titan puisque Frère *et al.* (1990) confirme la présence de grosses particules très peu nombreuses et ayant une vitesse de sédimentation élevée, supérieure à 1 m.s^{-1} entre 38 et 2 km¹⁵. L'extension de ces pluies est cependant plus grande dans le modèle de Frère *et al.* (1990) (de 40 à 2 km) que dans celui de Toon *et al.* (1988) (de 30 à 5 km), la différence provenant de la prise en compte de la condensation d'un mélange et non de celle d'un seul corps pur.

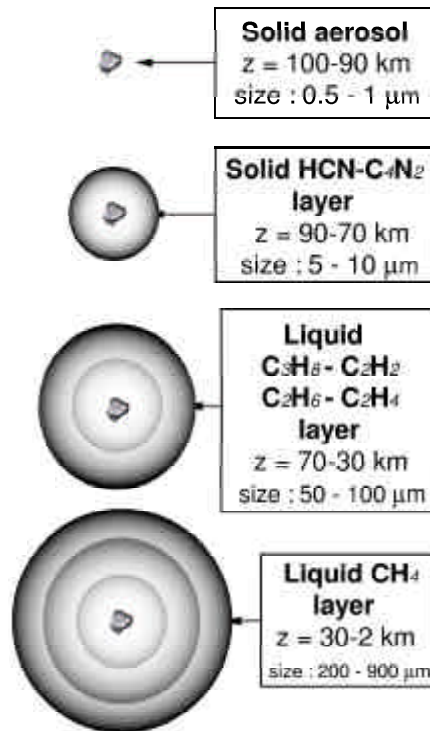


FIG. 1.13 – Condensation différentielle du gaz atmosphérique de Titan telle qu'est prédite par le modèle microphysique de Frère *et al.* (1990). Au cours de la descente des gouttelettes, les tensions dynamiques internes tendent à uniformiser l'enveloppe liquide en un mélange homogène.

Le calcul des flux de condensation d'un catalogue étendu de composés organiques a également permis à Frère *et al.* (1990) de prédire la probable composition chimique de

15. A titre comparatif, dans un nuage terrestre typique, les particules ont une vitesse de sédimentation de l'ordre du cm.s^{-1} . Sa densité de colonne est de 0.1 à 1 kg.m^{-2} et son extension de l'ordre du kilomètre.

la phase liquide qui recouvre les aérosols en couches concentriques (FIG. 1.13). Dès l'activation des processus de condensation aux alentours de 100 km d'altitude, la croissance en taille des aérosols s'opère par l'accrétion de nitriles, principalement HCN et C₄N₂. Ces deux composés se déposent sur les aérosols stratosphériques à l'état solide pour donner naissance à une couche de grêle fine. En-dessous de 70 km, la condensation du propane (C₃H₈) devient prédominante, suivie des hydrocarbures plus légers en C2 (C₂H₂, C₂H₆ et C₂H₄, se condensant dans cet ordre au fur à mesure que l'on descend en altitude). Entre 30 et 2 km, les gouttelettes traversent la région de condensation du méthane et ce dernier, du fait de son abondance, en devient vite le constituant majoritaire. Finalement, au-dessous de 2 km d'altitude, la phase liquide englobant les aérosols s'évapore très rapidement (le méthane en premier lieu) laissant sédimenter vers la surface un mélange d'aérosols mis à nu par l'évaporation complète de la phase liquide et de gouttelettes bien plus petites et fortement enrichies en éthane. Ce scénario de la proche surface de Titan rejoint celui établi quelques temps après par Lorenz (1993a) : la pluie s'évaporerait rapidement aux environs de 3 km avant la surface pour laisser la place à un brouillard de fines gouttelettes d'éthane liquide à nouveau dominé par des brumes d'aérosols, "vestiges ¹⁶" de la pluie, similaires à celles que l'on peut trouver dans la haute stratosphère.

1.3.4 Le débat actuel sur l'existence des nuages dans la troposphère de Titan

Il n'existe pas aujourd'hui encore de consensus au sujet des processus de condensation dans l'atmosphère de Titan. Le débat, aussi bien sur le plan théorique qu'observationnel, sur l'existence et la persistance de nuages dans l'atmosphère de Titan est encore ouvert.

Les arguments qualitatifs

Comme nous l'avons vu, les spectres infrarouges de Voyager semblent indiquer que le méthane ne condense pas au niveau de la troposphère et présente un haut degré de saturation (Toon *et al.* 1988; Courtin *et al.* 1995). Cela ne permet pas de totalement exclure l'existence des nuages, mais si une couche nuageuse permanente existe, celle-ci doit être

16. L'expression employée par Lorenz (1993a) est plutôt "ghost of the raincloud".

suffisamment ténue pour être quasiment transparente dans l'infrarouge. Un des arguments les plus forts en faveur de la possible supersaturation du méthane et de l'absence de nuages de condensation dans la basse atmosphère de Titan provient de travaux expérimentaux sur la solubilité des aérosols dans les hydrocarbures liquides (McKay 1996; Coll *et al.* 1999a). Ces travaux ont démontré la forte incompatibilité entre les aérosols produits en laboratoire¹⁷ avec un liquide d'hydrocarbures. Cela a des conséquences importantes sur l'efficacité de nucléation de la phase liquide sur les aérosols : la condensation des hydrocarbures serait dans ces conditions presque totalement inhibée, entraînant la forte saturation du méthane troposphérique, et la formation des nuages serait compromise.

Pourtant en prédisant l'existence d'une couche préliminaire de nitriles solides sur les aérosols, le modèle microphysique de Frère *et al.* (1990) pourrait permettre de nuancer quelque peu ce constat et en partie réconcilier l'activation de la condensation avec les propriétés d'insolubilité des aérosols dans les hydrocarbures liquides en proposant un scénario nouveau pour la formation des précipitations. En effet, les nitriles joueraient à leur tour le rôle de couche de nucléation pour les hydrocarbures, de manière bien plus efficace que les aérosols. Les résultats du modèle de Frère *et al.* (1990), même s'il possède un certain nombre de limites (pas de nucléation, pas de supersaturation), ont su convaincre une partie de la communauté. Ces résultats ont été validés *a posteriori* par un modèle plus complet dans lequel la condensation et la supersaturation du méthane peuvent co-exister (?), prédisant des altitudes de condensation et des rayons de particules tout à fait comparables. Une autre validation du scénario de Frère *et al.* (1990) a été apportée par l'identification de C_4N_2 , HCN, HC_3N et CH_3CH_2CN à l'état solide dans les spectres IRIS de Voyager (Khanna *et al.* 1987; Coustenis *et al.* 1999). Coustenis *et al.* (1999) ont notamment montré que ces molécules devaient composer probablement des particules de grêle d'une dizaine de microns de rayon localisées à une altitude d'environ 90 km, en excellent accord avec les prédictions de Frère *et al.* (1990). Dans ces conditions, la supersaturation du méthane serait limitée et rien n'empêcherait l'apparition occasionnelle de nuages, du moins du point de vue théorique. C'est aussi l'avis de Tokona *et al.* (2001) qui ont développé un modèle 3D du cycle du méthane dans la troposphère de Titan. Ils aboutissent à la conclusion que, même si la supersaturation semble dominer dans la troposphère, la condensation peut tout de même se produire localement et donner naissance à quelques nuages dans lesquels le méthane liquide est majoritaire.

17. Aussi appelés "tholins".

Les indices observationnels

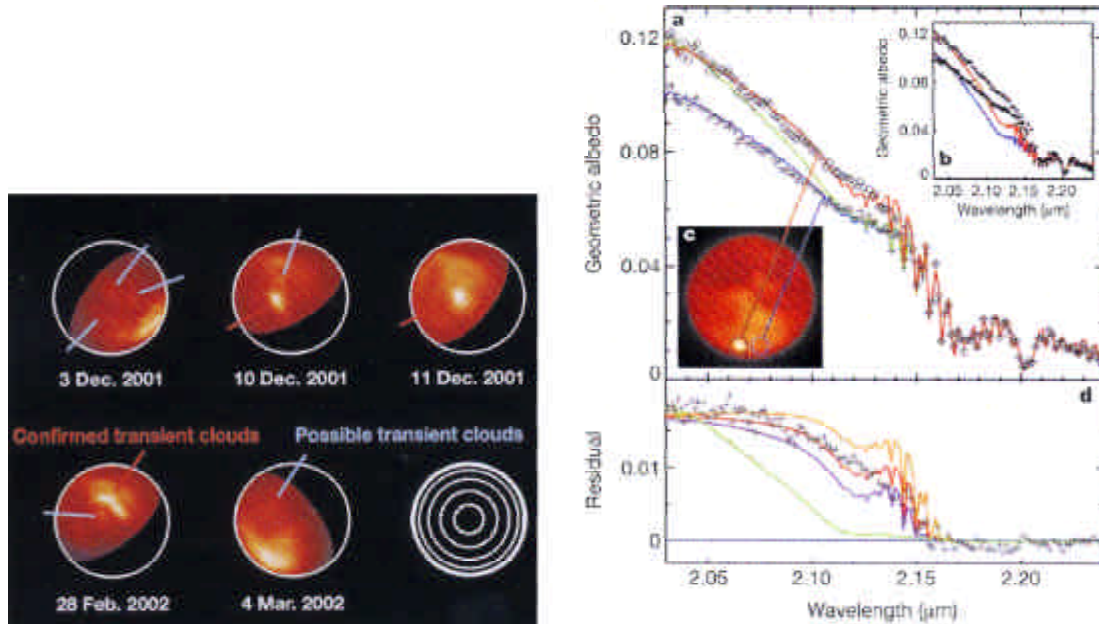


FIG. 1.14 – **A gauche** : Images des nuages autour du pôle sud de Titan observés à l'aide du Keck (la projection utilisée pour les images est une projection polaire). **A droite** : Spectres de deux régions de l'atmosphère de Titan, l'un centré sur une zone brillante, probablement un nuage troposphérique (ronds), l'autre située 900 km plus à l'est sur une zone sans nuage servant de référence (croix). Les régions sondées sont présentées en (c). (a) : En rouge et en bleu, les meilleurs ajustements respectivement pour la région nuageuse (couche réflectrice à ~ 18 km) et la région sans nuage. La ligne verte démontre l'incompatibilité des observations avec un albédo engendré uniquement par la surface. En outre aucun spectre ne peut être correctement reproduit sans une couche supplémentaire de nuages (des "cirrus" ?), assez ténue (opacité 0.1 à $2 \mu\text{m}$), localisée près de la tropopause. L'encadré (b) montre les tentatives sans succès d'accord avec les spectres observés en l'absence de cette couche de cirrus. (d) : Différence entre les deux spectres présentés en (a). Une divergence commence à apparaître en-dessous de $2.15 \mu\text{m}$. Celle-ci n'est reproduite qu'avec une couche de nuages située à 18 km d'altitude (ligne rouge) (Brown et al. 2002).

Dernièrement, une série d'observations ont relancé le débat en proposant pour la première fois une possible détection directe de nuages dans la troposphère de Titan. Cela a débuté avec les observations spectroscopiques de Griffith *et al.* (1998; 2000) et la mise en évidence sur certains des spectres infrarouges de l'hémisphère visible de Titan enregistrés par UKIRT¹⁸ d'augmentations inattendues de l'albédo. Ils interprétèrent ces

18. United Kingdom Infrared Telescope.

sursauts comme étant dus à une réflexion sur une couche atmosphérique additionnelle au temps de vie très court, probablement des nuages de méthane. Les nuages qu'observèrent Griffith *et al.* (1998) le 5 septembre 1995 semblaient culminer à environ 15 km d'altitude, couvrir près de 10 % de la surface du disque de Titan et survivre un peu moins de 2 jours. L'analyse de spectres plus récents a permis à Griffith *et al.* (2000) d'identifier un deuxième phénomène semblable, cette fois-ci avec des nuages moins étendus (0.5 % de la surface du disque observé) et plus éphémères (dissipés en seulement 2 heures), dont le sommet serait localisé à environ 27 km. Ainsi, ces premiers indices observationnels permettent de lever un pan du mystère sur l'hypothétique condensation du méthane dans la troposphère de Titan. Ils rejoignent malgré tout les conclusions des dernières études sur le sujet en identifiant les nuages comme étant des phénomènes localisés et fortement transitoires.

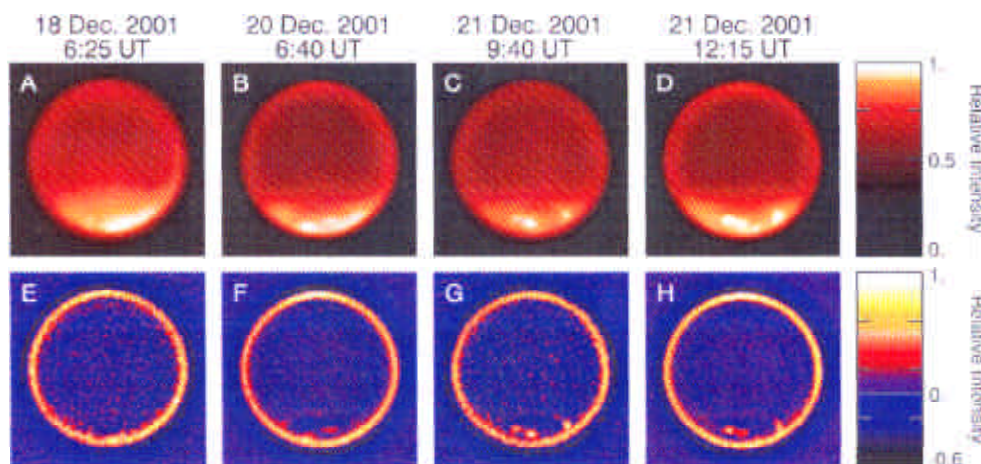


FIG. 1.15 – Images des nuages de Titan réalisées par le télescope Keck. (A-D) : Images de la troposphère à travers un filtre à 2.12 μm . L'activité nuageuse augmente progressivement du 18 jusqu'au 21 décembre 2001. (E-H) : Images (A-D) traitées avec un filtre numérique permettant d'augmenter le contraste des images et révéler les formations nuageuses près du pôle sud (Roe *et al.* 2002).

La véritable confirmation de l'existence de nuages sur Titan a été apportée très récemment par Brown *et al.* (2002) et Roe *et al.* (2002) suite à leur détection et observation directe sur des images de Titan. Ces images spectrales ont été obtenues dans les fenêtres infrarouges du méthane gazeux par l'intermédiaire des télescopes Keck et Gemini assistés d'un système d'optique adaptative, ce qui leur a permis d'atteindre une résolution spatiale et spectrale suffisante pour la recherche des nuages. En plus des habituelles signatures de

surface (voir section 1.5 concernant les observations infrarouges de la surface de Titan), ils constatèrent l'apparition de points brillants et très changeants près du pôle sud de Titan successivement en décembre 2001 (Brown *et al.* 2002; Roe *et al.* 2002) et février 2002 (Brown *et al.* 2002) (FIG. 1.14, à gauche, et 1.15). En comparant le spectre d'une de ces régions avec un spectre de référence sans sursaut de luminosité, Brown *et al.* (2002) se sont aperçus qu'une divergence apparaissait en-dessous de $2.15 \mu\text{m}$, signifiant la présence d'une couche réfléchissante quelque part entre la surface et la stratosphère (FIG. 1.14, à droite). Grâce au modèle de transfert radiatif de Griffith *et al.* (1998; 2000), ils déterminèrent une altitude de 16 km et un diamètre compris entre 200 et 600 km pour les formations nuageuses observées respectivement en décembre 2001 et février 2002. Dans tous les cas, une couche très fine de nuages située à environ $30\text{-}40 \text{ km}$ d'altitude est nécessaire pour améliorer l'ajustement avec les spectres observés. Selon eux, de faibles variations de température de surface seraient à l'origine de l'apparition de bulles locales de convection humide, le profil thermique de la basse troposphère de Titan étant très proche de la limite de stabilité vis-à-vis de la convection sèche (Lindal *et al.* 1983). Si ces bulles atteignent la zone de saturation du méthane¹⁹, la condensation se déclenche selon les processus invoqués plus haut²⁰ et la convection entraîne l'air environnant jusqu'à une quinzaine de kilomètres (Awal et Lunine 1994), altitude à laquelle sont effectivement observés les nuages. Il s'agirait alors d'un phénomène saisonnier localisé dans les régions où l'insolation est la plus forte (avec toutefois un certain retard dû à l'inertie thermique de l'atmosphère). Les observations de Roe *et al.* (2002) semblent confirmer cette hypothèse. Aucun nuage n'a été détecté au-dessous de 50° de latitude Sud, ce qui suggère et confirme que ces derniers ont certainement une origine saisonnière.

Pourtant la nature précise de ces nuages reste inaccessible à ces observations. Il faudra compter encore sur les améliorations de la modélisation microphysique de la formation des précipitations pour que notre connaissance des processus les plus masqués de l'atmosphère de Titan (pourtant essentiels à la compréhension des processus radiatifs, thermiques, chimiques et par extension climatiques concernant notamment le cycle du méthane dans la basse atmosphère de Titan) puisse évoluer.

19. Estimée à une altitude d'environ 4 km selon les derniers modèles (McKay *et al.* 1997; Griffith *et al.* 2000).

20. Les aérosols chargés de nitriles solides favorisent la nucléation des hydrocarbures dès que cela devient possible.

1.4 Synthèse des modèles d'atmosphère de Titan

Nous avons construit neuf scénarios de distribution verticale d'aérosols dans l'atmosphère de Titan à partir de la grande variété des modèles de brumes proposés jusqu'à aujourd'hui et présentés dans les deux sections précédentes : quatre contiennent uniquement les brouillards d'aérosols alors que les cinq autres incluent l'hypothétique condensation de nuages dans la basse atmosphère en plus de la composante aérosol. Les scénarios que nous avons ici sélectionnés seront utilisés comme paramètres d'entrée pour nos simulations de transmission atmosphérique (voir chapitre 3, section 3.3).

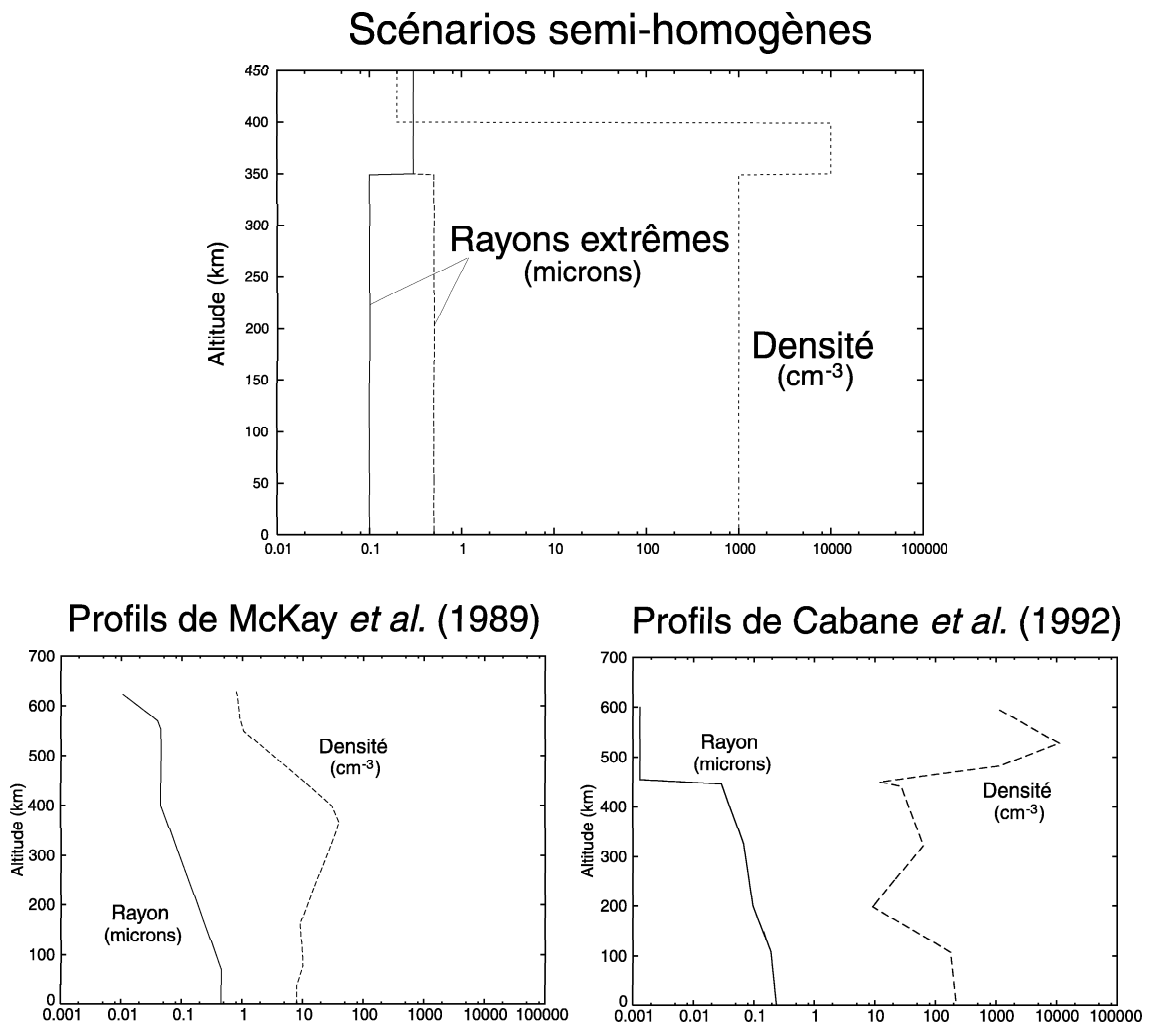


FIG. 1.16 – Scénarios “secs” caractérisant la distribution des aérosols dans l’atmosphère de Titan

Les scénarios dit “secs”, *i.e.* sans condensation, sont inspirés pour deux d’entre eux des modèles de brumes qui ont immédiatement suivi les survols de Titan par les sondes Voyager 1 et 2. Ces modèles furent les premiers à démontrer la non uniformité de la structure verticale des propriétés des brumes de Titan, avec la présence d’une couche détachée bien marquée au-dessus de la couche principale qui s’étend de la surface jusqu’à 350 *km* en moyenne latitudinale (voir la section 1.2.2 de ce chapitre). Ces deux scénarios constituent la synthèse de tous les modèles semi-homogènes proposés dans la littérature. Les deux autres scénarios sont fortement hétérogènes et sont directement tirés des résultats des modèles microphysiques de croissance d’aérosols sphériques développés par McKay *et al.* (1989) et Cabane *et al.* (1992) qui font encore aujourd’hui référence (voir respectivement la section 1.2.3 et 1.2.3 de ce chapitre). L’ensemble des scénarios “secs” sont présentés sur la figure 1.16.

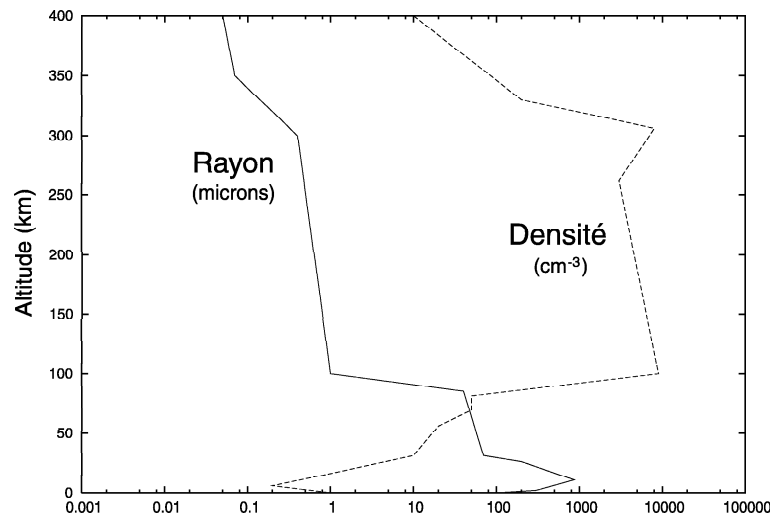


FIG. 1.17 – Scénario “humide” caractérisant la distribution des aérosols dans l’atmosphère de Titan et la possible condensation des hydrocarbures aux environs du piège froid de la tropopause

Les cinq autres scénarios ont été constitués à partir des quatre scénarios précédents auxquels nous avons artificiellement ajouté une couche homogène de nuages de méthane et à partir du modèle de condensation de Frère *et al.* (1990) (voir la section 1.3.3 de ce chapitre). Les propriétés du nuage homogène ont été contraintes par les résultats du travail de Toon *et al.* (1988), McKay *et al.* (1989) et Courtin *et al.* (1995) (voir la section 1.3.2 de ce chapitre) et sont recensées dans le tableau 1.3. Les profils déterminés par Frère *et al.* (1990) sont présentés sur la figure 1.17.

Propriétés physiques	Valeur
Extension verticale	20 km
Altitude du sommet du nuage	$z = 30 - 40$ km
Rayon moyen des gouttelettes	entre 50 μm et 3 mm
Concentration en gouttelettes	entre 1 et 3500 m^{-3}

TAB. 1.3 – *Propriétés du nuage de méthane de basse altitude tirées des travaux de Toon et al. (1988), McKay et al. (1989) et Courtin et al. (1995). Les valeurs de rayon et de concentration ont été obtenues de manière indépendante et, même s'il est évident qu'il existe une corrélation entre ces deux paramètres physiques, il nous a été impossible d'en définir la formulation. Dans nos simulations, le rayon et la concentration des gouttelettes de méthane seront donc libres de varier de façon indépendante dans l'intervalle défini dans ce tableau.*

1.5 La surface de Titan : état des lieux

Très peu de choses sont connues de la surface de Titan. Celle-ci est masquée par une atmosphère optiquement épaisse dans l'ultraviolet, le visible et le proche infrarouge, ce qui a empêché les sondes Voyager 1 et 2 d'imager la surface du satellite. Les survols ont tout de même permis, indirectement (à partir des contraintes obtenues sur les propriétés de l'atmosphère), de tester quelques hypothèses sur la nature de la surface de Titan.

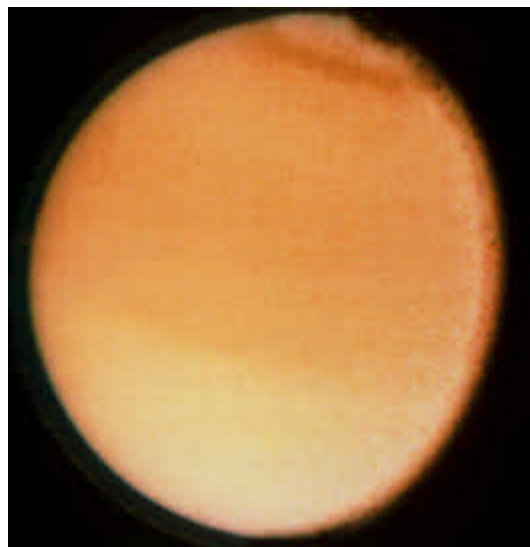


FIG. 1.18 – *Image de Titan prise par la sonde Voyager 1 (crédits NASA). Sur tous les clichés des sondes Pioneer 11, Voyager 1 et 2, la surface de Titan a été invariablement cachée par les épaisses couches de brumes de son atmosphère.*

Les résultats des premiers modèles photochimiques (Strobel 1974; Allen *et al.* 1980) prédisent tous la conversion irréversible du méthane atmosphérique en hydrocarbures plus lourds (jusqu'à 95 %). En l'absence d'une source, le méthane stratosphérique disparaîtrait de cette façon en un peu moins de 10 millions d'années. Le fait que celui-ci soit encore aujourd'hui la deuxième molécule la plus abondante après l'azote impose, à l'échelle des temps géologiques, la présence d'un réservoir en surface ou sub-surface (océan global ou partiel, nappes de sub-surface ...).

L'existence d'un océan de méthane a été suggérée en 1982 par Sagan et Dermott (1982) sur la base d'arguments dynamiques. Ils ont émis puis testé cette hypothèse pour expliquer les caractéristiques orbitales de Titan. L'effet de marée exercé par Saturne sur la croûte du satellite entraîne une déformation permanente comprise entre 2.5 *m* (pour un solide de même rigidité que la Terre) et 260 *m* (pour un fluide en équilibre hydrostatique). La valeur la plus probable, en considérant l'intérieur de Titan formé de glace d'eau, est plutôt de ~ 40 *m*. Si un océan recouvre le satellite, la marée océanique a une amplitude supérieure d'au moins 100 *m* à celle du bourrelet solide (Sagan et Dermott 1982). La rotation de Titan est synchrone mais son orbite n'est pas circulaire. De ce fait, la déformation, qu'elle soit liquide ou solide, se déplace à la surface avec une amplitude égale à $2eR$ (avec e l'excentricité de l'orbite (0.029) et R le rayon du satellite), soit 150 *km*, et une période égale à la période de rotation, soit 16 jours. L'énergie dissipée par ce mouvement a pour effet de diminuer l'excentricité de l'orbite, la durée t nécessaire pour la circulariser totalement étant de l'ordre de $4Q/k_2$ millions d'années (Sagan et Dermott 1982). Q représente la fonction de dissipation, d'autant plus faible que la dissipation d'énergie par l'effet de marée est important, et k_2 une constante sans dimension, caractéristique de la structure interne de Titan, appelée nombre de Love. D'après Sagan et Dermott (1982), $k_2 \sim 0.17$, de sorte que $t \sim 24Q$. Puisque l'excentricité a une valeur encore élevée, t doit être supérieur à l'âge de Titan, ce qui implique $Q \geq 200$, *i.e.* une faible dissipation d'énergie. Ceci n'est possible que dans deux cas :

- soit il existe effectivement un océan et il est alors nécessaire, d'une part, que sa profondeur soit suffisante pour que l'énergie dissipée dans la couche limite soit faible (Sagan et Dermott (1982) estiment que cette condition est vérifiée à partir d'une profondeur de 400 *m*) et, d'autre part, qu'il n'y ait pratiquement pas de terres émergées, afin d'éviter la dissipation d'énergie le long des rivages;

- soit il n'existe pas du tout d'océan, auquel cas la marée solide seule est insuffisante pour abaisser t à moins de 4 milliards d'années.

Dermott *et al.* (1984) ont montré de plus que si un océan existe actuellement, il a nécessairement toujours été présent, et probablement plus profond dans le passé, la profondeur originelle devant être comprise entre ~ 300 et ~ 1000 m²¹.

Sur la base de considérations physico-chimiques, le fait que la température et la pression à la surface de Titan (94 K et 1.5 bar) soient proches du point triple du méthane et d'hydrocarbures plus lourds renforce également l'hypothèse de la présence d'un réservoir liquide de surface, et dans une moindre mesure en proche sub-surface (Eshleman *et al.* 1983).

L'hypothèse de l'océan global ne survivra pourtant pas longtemps, laissant place dès le début des années 90 à celle d'une surface dominée par les terres émergées, élaborée à partir de la combinaison d'observations radar (actives ou passives) et proche infrarouge. Les échos radar de Titan à 3.5 cm de longueur d'onde recueillis par Muhleman *et al.* (1990) ont révélé une surface présentant une forte réflectivité, plus importante que celle attendue pour un océan global de méthane-éthane, quoique plus faible que celle mesurée pour les satellites glacés de Jupiter. La réflectivité radar avait de plus la particularité d'être très variable d'une nuit d'observation à une autre, signature indiscutable d'une surface hétérogène et donc en contradiction avec l'existence d'un océan global. Muhleman *et al.* (1990) ont également réalisé des observations passives de la surface de Titan par radiométrie, toujours à 3.5 cm de longueur d'onde. Ils ont observé des valeurs d'émissivité très élevées proches de 0.9, plus fortes que celles mesurées pour Europe et Ganymède. En revanche, celles-ci sont similaires à l'émissivité de Callisto et permettent de penser que les surfaces des deux satellites sont de même nature : au premier ordre, une surface recouverte majoritairement de glace "sale" (glace contaminée par des composés organiques sombres²²).

Plus récemment, et avec une bien meilleure résolution spatiale que les observations radars de Muhleman *et al.* (1990) notamment grâce aux progrès fulgurants de l'optique

21. Ces valeurs ont été calculées à partir de la composition océanique établie par Lunine *et al.* (1983).

22. Traduction littérale de l'expression "dirty ice", utilisée communément pour décrire les comètes et la surface de satellites glacés du Système Solaire externe.

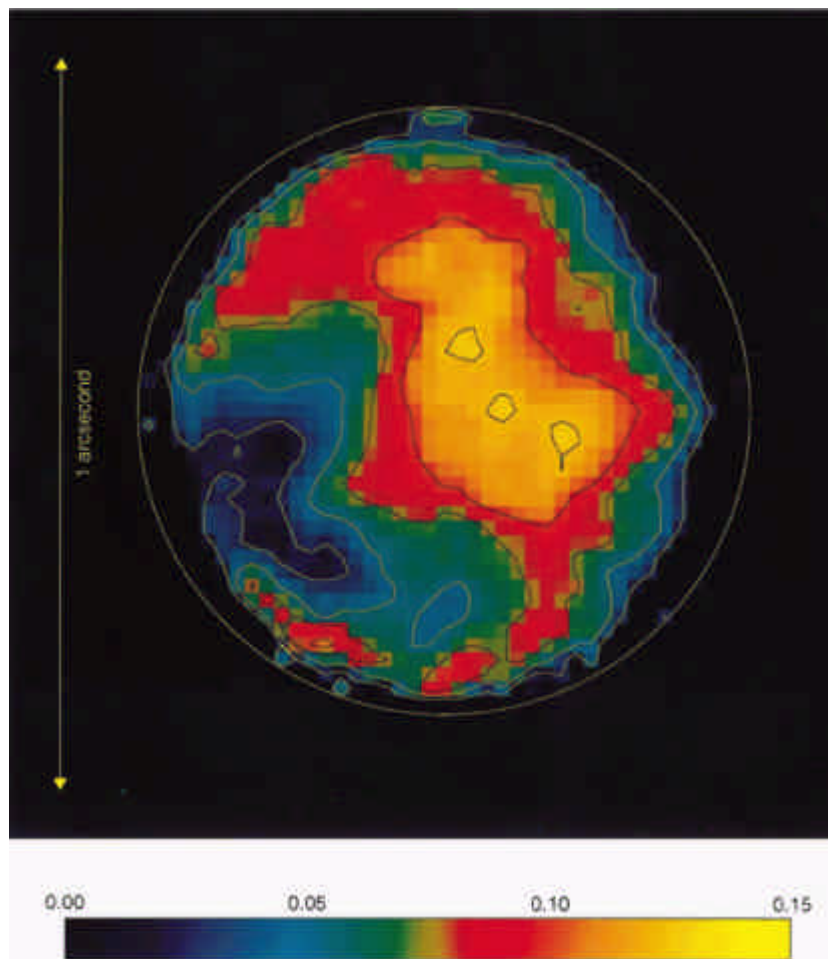
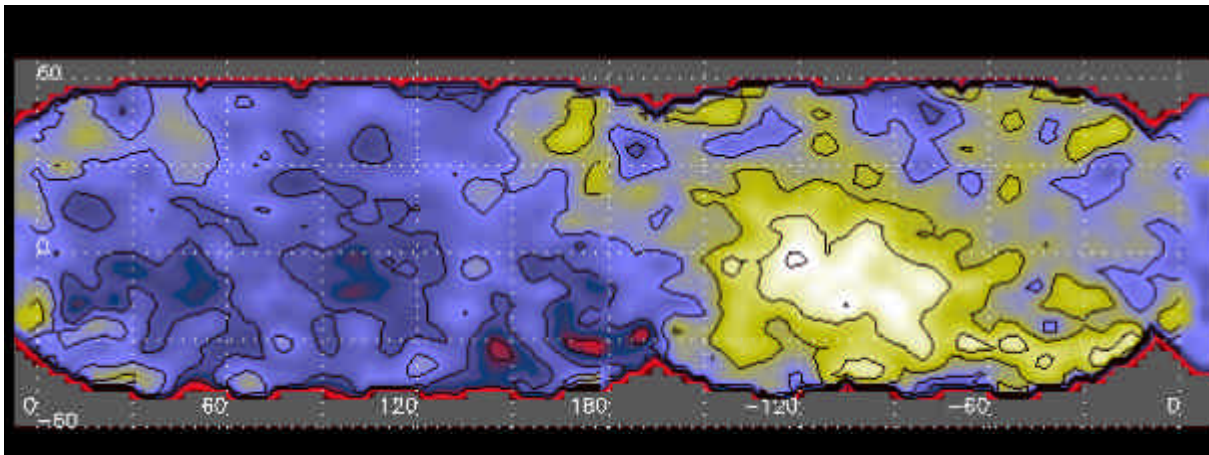


FIG. 1.19 – **En haut :** Carte en projection cylindrique de la surface de Titan générée à partir des observations HST réalisées en Octobre 1994. Pour cette image, le filtre F1042M centré autour de $1.02 \mu\text{m}$ a été utilisé (d'après Smith et al. (1996)). **En bas :** Image de la réflectivité en bande K' (autour de $2 \mu\text{m}$) de la surface de Titan (d'après Gibbard et al. (1999)).

adaptative, des observations de la surface de Titan ont été entreprises dans le proche infrarouge. Ces observations ont été réalisées en s’affranchissant de l’opacité atmosphérique par l’utilisation de filtres centrés sur les fenêtres infrarouges du méthane : 0.94, 1.08, 1.28, 1.58, 2 et 5 μm . Smith *et al.* (1996) avec le HST²³ et Gibbard *et al.* (1999) avec le Keck I ont observé de forts contrastes d’albédo infrarouge et ainsi confirmé la forte hétérogénéité de la surface de Titan. En outre, les albédos absolus déduits par Smith *et al.* (1996) sont en faveur d’une surface essentiellement solide. Leurs images montrent un certain nombre de structures, notamment une zone très brillante persistante observée par Gibbard *et al.* (1999) trois années après Smith *et al.* (1996) au niveau de l’équateur. Ces observations sont en bon accord, du moins qualitatif, avec le scénario d’une surface essentiellement continentale composée de glace “sale”, présentant par endroit des mers ou des lacs d’hydrocarbures isolés (Lorenz 1993b; Lorenz et Lunine 1997).

Coustenis *et al.* (2001) ont réalisé des cartes d’albédo de la surface de Titan à 1.3 et 1.6 μm à l’aide du télescope au sol CFHT²⁴. L’utilisation de l’optique adaptative leur a permis de réaliser des images avec une résolution suffisante pour pouvoir résoudre le disque de Titan en une vingtaine de pixels. Ils observèrent aux deux longueurs d’onde la même région très brillante près de l’équateur.

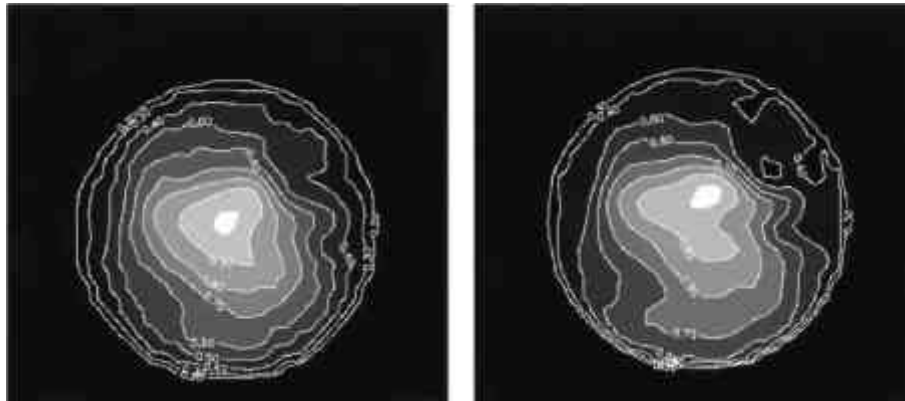


FIG. 1.20 – Cartes d’isocontours de brillance d’après les images de la surface de Titan réalisées à 1.3 μm (A gauche) et à 1.6 μm (A droite) en Octobre 1998 au CFHT. La région la plus brillante a été normalisée à 1. Il y a une différence de réflectivité de surface d’un facteur ~ 3 entre la région de l’équateur la plus brillante et les régions périphériques plus sombres (d’après Coustenis *et al.* (2001)).

23. Hubble Space Telescope

24. Canada-France-Hawaii Telescope.

L'utilisation de ces deux filtres leur a permis également de réaliser une étude préliminaire des propriétés spectroscopiques de la surface et de préciser ainsi la nature des différentes régions observées (brillantes ou sombres) en proposant quelques molécules candidates. En comparant les pentes spectrales entre les images des deux filtres avec un catalogue de spectres de surfaces (Coustenis *et al.* 1995; 1997), ils ont identifié la présence possible de glaces de méthane et d'éthane, de glace d'ammoniaque et de glace d'eau, avec la présence d'affleurements de roches crustales (probablement des silicates) et de dépôts sédimentaires de molécules organiques solides (les aérosols²⁵) ou liquides (régions de mers de mélange d'hydrocarbures). Ce scénario confirme les hypothèses sur la nature hétérogène de la surface de Titan émises depuis le début des années 90, durant la phase terminale de la préparation de la mission spatiale Cassini-Huygens (voir FIG. 1.21).

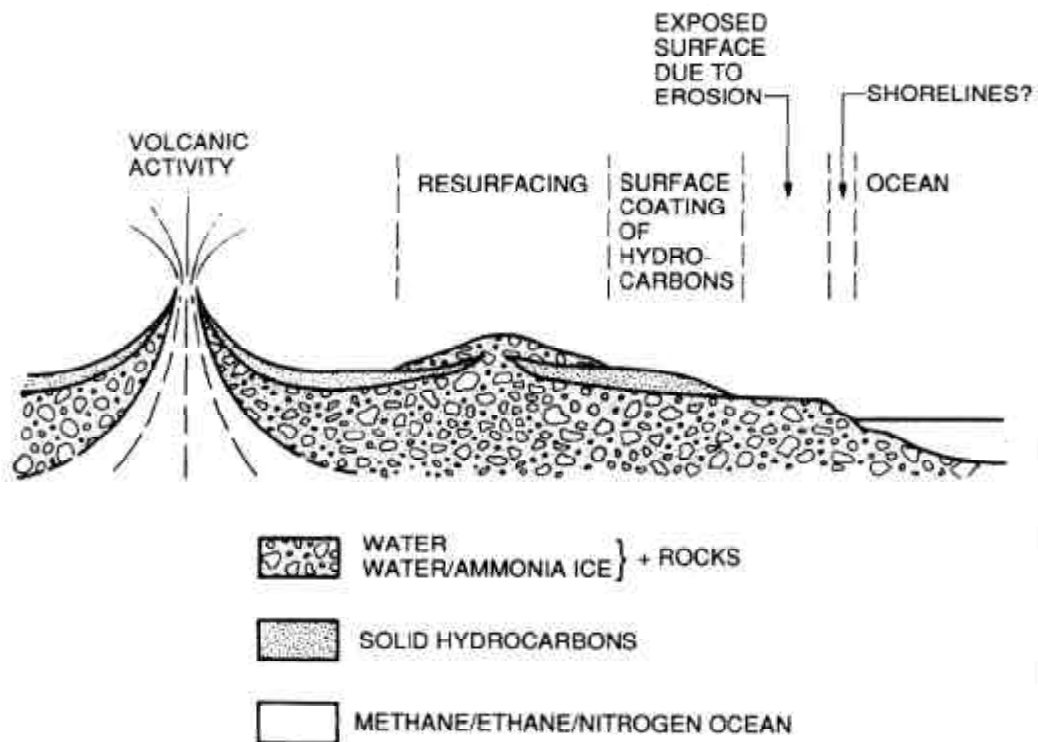


FIG. 1.21 – *Modèle de la surface de Titan (Elachi et al. 1991).*

25. Toon *et al.* (1980) ont prédit la sédimentation des aérosols produits dans la stratosphère avec la vitesse de $0.1 \mu\text{m}$ par an. Sur des temps géologiques cela représente l'accumulation en surface d'une couche de $\sim 400 \text{ m}$ d'épaisseur. D'après cette hypothèse, la surface de Titan devrait être entièrement recouverte de ces particules, l'érosion éolienne et pluviale se chargeant dans un même temps de mettre à nu les reliefs et certaines régions parmi les plus exposées.

Chapitre 2

Etude des propriétés diélectriques de l'atmosphère et de la surface de Titan

Dans cette partie, après un bref rappel d'électromagnétisme, nous ferons le bilan des expériences consacrées à la simulation de la chimie en phase gazeuse de l'atmosphère de Titan en focalisant notre discussion sur la production de matériaux solides de couleur rouge-brunâtre. D'abord peu considérés, ces résidus de réactions se sont révélés d'un intérêt égal aux produits de la chimie de la phase gazeuse à la lumière des premières études de leurs propriétés optiques et structurales. A tel point que Sagan et Khare (1979) inventèrent et proposèrent à la communauté un terme générique et une définition pour les décrire (aujourd'hui d'usage commun) : les "tholins" venant du grec "bourbeux, terreux", désignant tout solide organique produit par l'irradiation de mélanges de gaz réducteurs avec des abondances cosmiques. Ces tholins produits dans des conditions expérimentales proches de celles de l'atmosphère de Titan sont devenus au fil des expériences des candidats de plus en plus probables à la composition des brumes orangées du satellite.

Nous présenterons ensuite les dernières simulations que nous avons réalisées avec le réacteur du LISA à Créteil. De toutes les modélisations expérimentales de l'atmosphère de Titan, nous montrerons que celles-ci semblent être les plus représentatives des conditions environnementales de production des aérosols de Titan.

Finalement, nous décrirons le dispositif expérimental et les résultats de la caractérisation électromagnétique des analogues d'aérosols effectuée au PIOM à Talence dans un domaine de longueur d'onde inédit (autour de quelques GHz). D'autres expériences similaires effectuées sur des matériaux d'intérêt pour le sondage de la basse atmosphère et la surface de Titan seront également présentées.

2.1 Quelques mots d'électromagnétisme

Le champ électromagnétique est aux charges et aux courants, ce que le champ gravitationnel est aux masses: de même que la présence d'une masse induit un champ gravitationnel, la présence d'une charge induit un champ électromagnétique.

Le champ électromagnétique et les forces qui lui sont associées ont été mis en évidence dans le cadre d'observations il y a un peu moins de deux cents ans. Maxwell (1864), suite aux travaux de Faraday, Ampère et Gauss principalement, développa un formalisme mathématique décrivant la propagation d'une onde électromagnétique en fonction des sources et des propriétés du milieu. Dans ce formalisme vectoriel, l'interaction entre une onde et le milieu qu'elle traverse est décrite par les équations de l'électromagnétisme :

$$\nabla \times \vec{E}(r,t) + \frac{\partial}{\partial t} \vec{B}(r,t) = 0 \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \vec{H}(r,t) - \frac{\partial}{\partial t} \vec{D}(r,t) = 0 \quad (2.2)$$

avec

$$\vec{H}(r,t) = \mu(r,t) \otimes \vec{B}(r,t) \quad (2.3)$$

$$\vec{D}(r,t) = \varepsilon(r,t) \otimes \vec{E}(r,t) \quad (2.4)$$

où

- $\nabla = \frac{\partial}{\partial r}$
- \otimes , est l'opérateur de convolution temporelle,
- \vec{E} est le champ électrique (V/m),
- \vec{H} est le champ magnétique (A/m),
- \vec{D} est la densité de flux électrique (Coulomb/m²),
- \vec{B} est la densité de flux magnétique (Webber/m²).

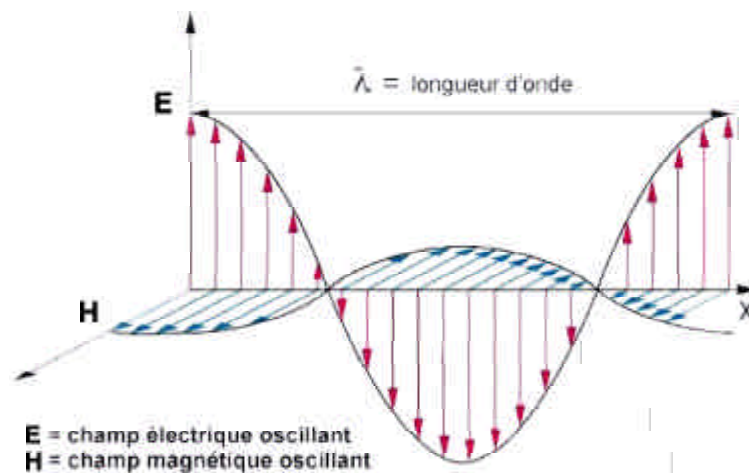


FIG. 2.1 – Onde électromagnétique telle que la définit le formalisme de Maxwell (1864). Les champs électriques et magnétiques sont des champs vectoriels couplés.

Deux champs vectoriels sont définis, le champ électrique \vec{E} et le champ magnétique \vec{H} . L'interaction de ces champs avec la matière est traduite dans cette approche microscopique à l'aide des deux vecteurs d'induction : l'induction électrique \vec{D} , appelée également déplacement électrique, et l'induction magnétique \vec{B} . Lorsqu'un matériau donné est soumis à un champ électromagnétique, l'induction électrique résultante peut être reliée au champ électrique appliqué par l'intermédiaire d'une grandeur appelée permittivité ϵ . De façon similaire, on peut relier l'induction magnétique résultante au champ magnétique appliqué à l'aide de la perméabilité μ . Il s'agit des propriétés électriques et magnétiques du milieu traversé par l'onde. Cela apparaît clairement dans les équations de Maxwell (voir équations 2.3 et 2.4). ϵ et μ sont des grandeurs complexes. Leur partie réelle caractérise la capacité du milieu à emmagasiner l'énergie électrique et magnétique et conditionne la célérité de l'onde dans celui-ci. Leur partie imaginaire est liée à la conductivité du milieu

et détermine la dissipation (ou absorption) de cette énergie au cours de la propagation de l'onde. Les matériaux rencontrés au cours de notre étude sont tous non-magnétiques et donc ont tous une perméabilité $\mu = 1$. De ce fait, nous nous sommes seulement intéressés aux propriétés électriques de ceux-ci.

2.1.1 Les milieux diélectriques et la polarisation électrique : définition de la permittivité et des pertes électriques

Un matériau diélectrique est caractérisé par sa capacité à être polarisé naturellement ou sous l'effet d'un champ électrique externe et/ou de la présence d'une distribution volumique de dipôles électriques. Sous l'effet d'un champ variable (tel qu'un champ électrique oscillant d'une onde électromagnétique), cette polarisation se traduit par le fait que les molécules - dipôles élémentaires - composant le matériau voient leur nuage électronique et leur noyau atomique changer leur position d'équilibre et osciller autour de celle-ci. L'interaction avec un champ électromagnétique incident induit donc un moment dipolaire dans le matériau sous l'effet de la polarisation des dipôles élémentaires contenus dans celui-ci.

Remarque : Un dipôle électrique est constitué de deux charges $+q$ et $-q$ (exprimées en Coulomb) séparées par une distance d et caractérisées par un moment dipolaire $P = qd$.

Par définition, la polarisation dans un matériau représente le moment dipolaire par unité de volume. La polarisation est aussi la réponse macroscopique du matériau à l'application d'un champ électrique extérieur, cette réponse est caractérisée par une redistribution des charges à l'intérieur du matériau. On peut distinguer quatre mécanismes de polarisation de la matière (Vassalo 1980) :

- la polarisation électronique P_e : déformation et déplacement du nuage électronique d'un atome sous l'action d'un champ électrique,
- la polarisation ionique (ou atomique) P_i : dans les matériaux contenant des cristaux ionique, la présence d'un champ électrique peut entraîner le déplacement des ions dans la matrice cristalline,
- la polarisation dipolaire (ou d'orientation) P_m : les molécules dissymétriques (dite dipolaires, telle la molécule d'eau H_2O) soumises à un champ électrique voient l'axe

de leur dipôle tenter de s'aligner avec ce dernier,

- la polarisation interfaciale (ou polarisation de charges) P_c : elle est due à l'accumulation de charges libres aux interfaces entre des milieux différents (un milieu isolant et un milieu conducteur). Ce phénomène se produit généralement dans des matériaux hétérogènes où l'on observe l'accumulation des dipôles électroniques au voisinage des impuretés.

La polarisation totale P_T d'un milieu est donc la somme de toutes ces contributions :

$$P_T = P_e + P_i + P_m + P_c \quad (2.5)$$

Les gammes de fréquences auxquelles chacun de ces effets prédominent sur les propriétés électriques d'un matériau sont présentées sur la figure 2.2.

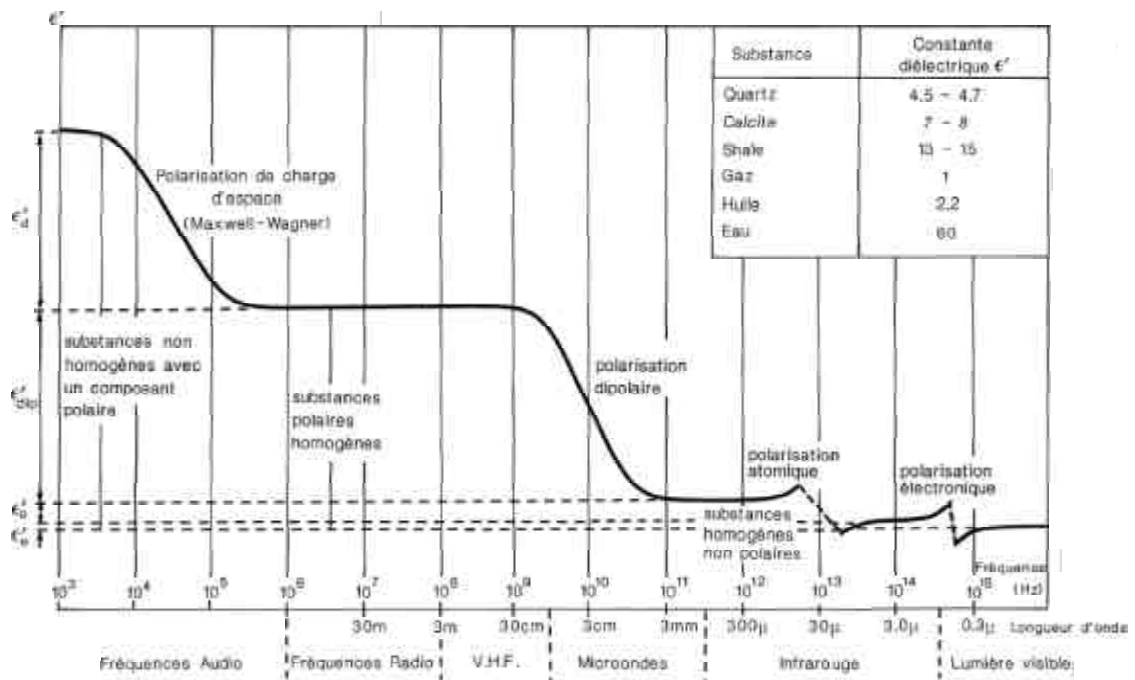


FIG. 2.2 – Evolution fréquentielle de la permittivité d'un milieu diélectrique due aux différents mécanismes de polarisation (Guégen et Palciauskas 1992).

Ce phénomène de polarisation électrique de la matière suit les oscillations du champ appliqué avec un temps de réponse caractéristique, dit temps de relaxation diélectrique. A basse fréquence, toutes les charges ont le temps de se mouvoir et suivent les variations temporelles du champ. La quantité d'énergie accumulée lors de la polarisation définit la

partie réelle de la constante diélectrique. Lorsque la fréquence des oscillations du champ augmente, il arrive un moment où les charges les plus liées ne peuvent plus les suivre. Il apparaît donc un retard accompagné de pertes par dissipation, alors représentées par la partie imaginaire de la constante diélectrique.

Dans le cas des champs électriques variables (comme par exemple pour le rayonnement électromagnétique micro-onde), les molécules rencontrées se mettent à vibrer, absorbent et réémettent tout ou partie de l'énergie incidente. En interagissant avec un champ électrique de haute fréquence, les charges ne subissent plus la même polarisation électrique (parcours plus court des charges) et donc absorbent moins (ce qui entraîne la baisse de la valeur de la partie réelle et imaginaire de la constante diélectrique), tandis que pour les basses fréquences, les charges peuvent parcourir une plus grande distance et donc absorber plus d'énergie (ce qui traduit une augmentation de la partie réelle et imaginaire de la constante diélectrique).

La constante diélectrique relative d'un matériau est définie par rapport à la permittivité du vide ε_0 :

$$\varepsilon_r = \frac{\varepsilon'}{\varepsilon_0} - j \frac{\varepsilon''}{\varepsilon_0} \quad (2.6)$$

avec

$$\begin{cases} \varepsilon' = \varepsilon, \text{ partie réelle de la constante diélectrique (aussi appelée permittivité),} \\ \varepsilon'' = \frac{\sigma}{\omega} = \frac{\text{conductivité}}{\text{pulsation}}, \text{ partie imaginaire de la constante diélectrique,} \\ \varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ Farad/m.} \end{cases}$$

Les pertes diélectriques sont généralement exprimées en fonction de la tangente de perte définie comme le rapport entre la partie imaginaire et la partie réelle de la constante diélectrique :

$$\tan \delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \quad (2.7)$$

La tangente de perte exprime le déphasage entre le courant de déplacement induit sur le dipôle \vec{D} et le champ électrique incident \vec{E} .

2.1.2 De l'importance pour la modélisation radar de connaître les propriétés électriques du milieu

Pour déterminer ou anticiper les performances d'un instrument radar, ainsi que pour l'inversion de ses mesures, les constantes diélectriques des matériaux composant le milieu à étudier doivent être connues. Tout comme la taille et la concentration des particules en suspension pour ce qui concerne la propagation d'une onde dans un milieu dilué, la rugosité des interfaces entre couches et la présence de diffuseurs volumiques (comme les roches et les fissures en sub-surface) pour ce qui concerne la propagation d'une onde le long d'un profil géologique, la constante diélectrique des matériaux constituant le milieu en question est un paramètre clé pour l'interprétation et l'inversion des données issues des sondages radar.

2.2 Caractérisation diélectrique d'analogues d'aérosols de Titan

2.2.1 Historique des simulations de l'atmosphère de Titan et production d'analogues d'aérosols

Comme nous l'avons vu précédemment (chapitre 1), l'atmosphère de Titan est le siège d'une chimie intense et complexe, essentiellement azotée et carbonée. Reproduire expérimentalement l'atmosphère de Titan dans un ballon de chimiste a pour principal objectif d'identifier les mécanismes physico-chimiques mis en jeu au sein de l'atmosphère du satellite, permettant d'en expliquer la composition actuelle.

Ces expériences ont toutes en commun le fait de soumettre un mélange gazeux (couramment un mélange de N_2/CH_4 , les composés atmosphériques majoritaires sur Titan) à des sources d'énergie diverses durant un temps suffisamment long pour activer la chimie puis atteindre un état stationnaire. Ce travail permet principalement de recenser les produits de réaction (gazeux et solides) et ainsi de comparer ces données aux observations et aux modèles photochimiques pour valider la procédure expérimentale et d'identifier de nouvelles espèces atmosphériques et anticiper leur découverte.

La principale difficulté de ces expériences, outre les problèmes liés à la contamination par l'atmosphère terrestre, est le choix et la calibration des sources d'énergie auxquelles sont soumis les mélanges gazeux. Les nombreuses simulations d'atmosphère de Titan ont démontrés l'extrême variabilité des résultats par rapport aux conditions expérimentales, notamment la source d'irradiation du gaz et la quantité d'énergie déposée.

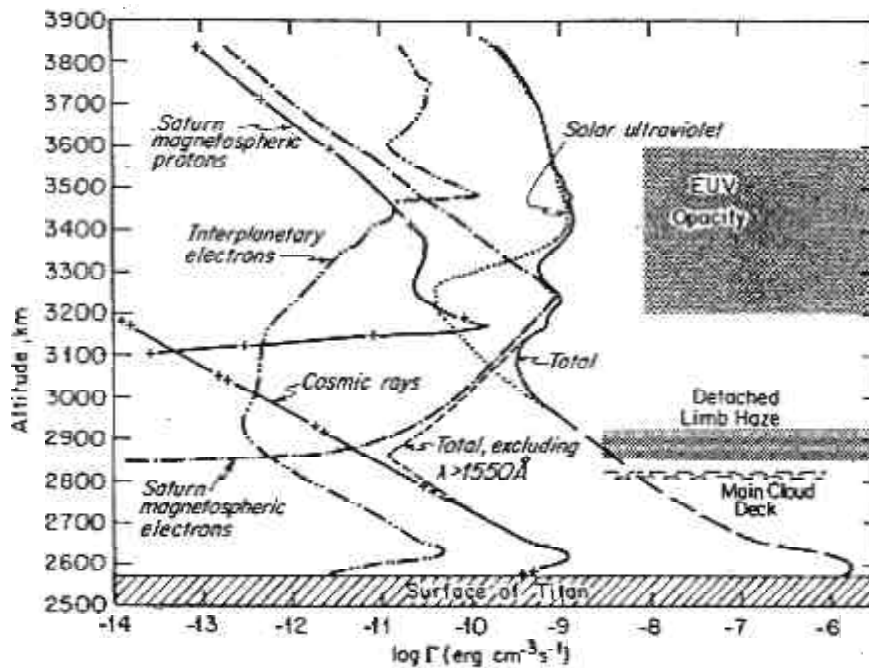


FIG. 2.3 – Taux de dépôt d'énergie (Γ) en fonction de l'altitude dans l'atmosphère de Titan. Il apparaît que le rayonnement UV solaire absorbé par les constituants atmosphériques majeurs (pour $\lambda < 1500\text{\AA}$ et au dessus de 3200 km), les électrons de la magnétosphère de Saturne et les UV absorbés par les constituants atmosphériques mineurs (pour $\lambda > 1500\text{\AA}$ et au dessous de 3200 km) sont les sources d'énergie dominantes dans l'atmosphère de Titan (d'après Sagan et Thompson (1984a)).

Les principales sources de dépôt d'énergie dans l'atmosphère de Titan ont été identifiées par Sagan et Thompson (1984a) (voir FIG. 2.3). Il s'agit des photons solaires UV et des particules énergétiques (rayons cosmiques, électrons interplanétaires, électrons et protons de la magnétosphère de Saturne). L'interaction des photons avec l'atmosphère de Titan peut être simulée par l'utilisation d'une lampe UV (lampe au deutérium, par exemple). Les décharges électriques, les éclairs électriques et les plasmas induits par laser produisent des plasmas chauds, analogues à ceux produits durant les orages, alors que

les décharges à plasmas froids (décharges induites entre deux électrodes par un fort voltage) reproduisent de façon plus réaliste les effets des rayons cosmiques et des particules chargées.

Dès les premières expériences, la production de gaz organiques par irradiation UV ou par bombardement de particules énergétiques de mélanges de gaz simples, notamment les mélanges N_2/CH_4 , furent accompagnées de la formation de dépôts solides ou d'aspect visqueux d'un brun plus ou moins sombre - les "tholins". Ainsi, Khare et Sagan (1973) mirent en évidence la production au cours d'une expérience simulant la chimie des atmosphères réductrices des planètes géantes (irradiation UV d'un mélange de CH_4 , C_2H_2 , NH_3 et H_2S) de ce qu'ils assimilèrent, faute d'en connaître la nature exacte, à un matériau polymérisé de poids moléculaire important et de couleur rouge-brun sombre. Ils soumirent ce dépôt solide à un examen détaillé, successivement par chromatographie, spectroscopie de masse et spectroscopie infrarouge, visible et ultraviolet. Notamment la couleur et l'étude approfondie de propriétés spectroscopiques (transmission visible et proche UV) de ces échantillons laissèrent Khare et Sagan (1973) penser que ceux-ci pourraient ressembler à ce qui colore en orange-rouge les nuages de Jupiter, Saturne et Titan. Observés au simple microscope, ces "polymères" montrèrent une structure granulaire fine composée d'un assemblage en apparence désordonné de cristaux de tailles et de formes variées.

Ces résultats encouragèrent de nombreuses expériences similaires avec comme objectif exclusif l'étude des propriétés chimiques, optiques et structurales de ces tholins.

Ces travaux, menés durant les années 80 principalement par l'équipe de Carl Sagan à l'université de Cornell, aboutirent à la publication pour la toute première fois d'un catalogue complet des propriétés optiques des tholins allant des rayons X mous aux microondes (Sagan et Khare 1981; Sagan et Thompson 1984a; Sagan *et al.* 1984b; Khare *et al.* 1984). Ils simulèrent pour ce faire l'atmosphère de Titan par un mélange de 10% de CH_4 et 90% de N_2 , à température ambiante et à une pression de 0.2 mb, soumis à une décharge électrique continue pendant quelques jours. Lors de leurs expériences, le mélange de gaz traverse avec un débit constant ($0.05 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$) la chambre de réaction (le "réacteur" où se produisent les décharges) et les tholins produits se déposent sur des porte-échantillons appropriés à l'analyse ultérieure envisagée (voir le schéma du dispositif expérimental FIG. 2.4). Ils utilisèrent de nombreuses techniques pour obtenir les parties réelles et imaginaires de l'indice de réfraction de ce matériau pour λ allant de 21 nm à 920 μm : mesures

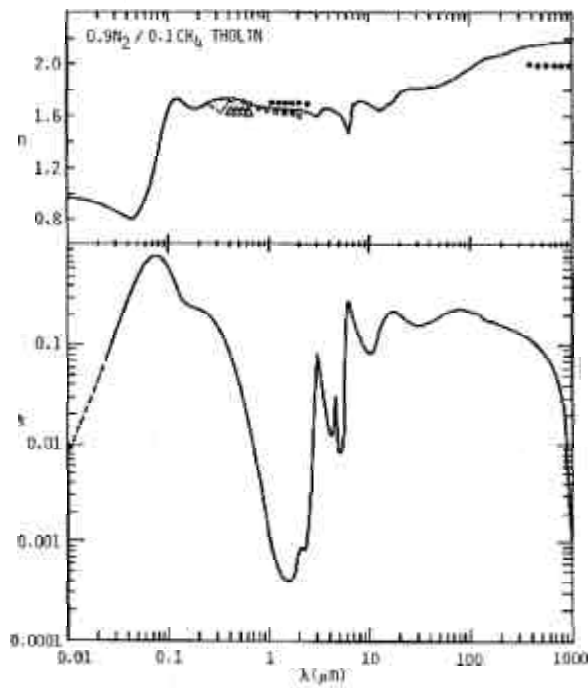
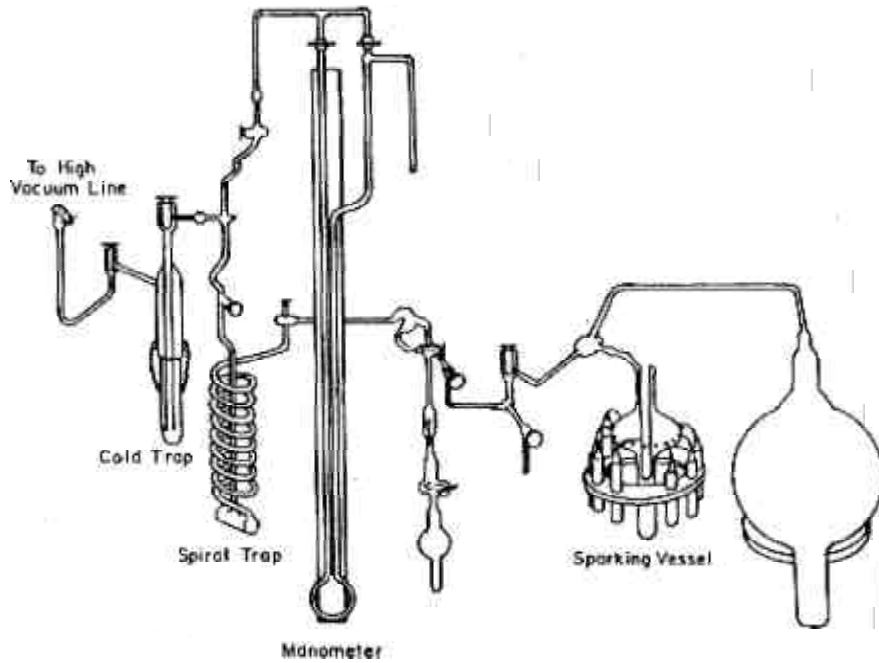


FIG. 2.4 – **En haut :** Dispositif expérimental utilisé par l'équipe de l'université de Cornell pour la simulation de l'atmosphère de Titan dans les années 80 (Sagan et Khare 1981). **En bas :** Parties réelle n et imaginaire k de l'indice de réfraction complexe de tholins produits lors de telles simulations, pour des fréquences allant des micro-ondes jusqu'aux rayons X mous (Khare et al. 1984).

à l'aide d'un monochromateur, par ellipsométrie, interférométrie et spectroscopie infrarouge (voir FIG. 2.4). Leur estimation de la partie réelle $n = 1.65 \pm 0.05$ de l'indice de réfraction des tholins dans le visible est en excellent accord avec la valeur $n = 1.65 \pm 0.1$ déduite des observations de l'atmosphère de Titan : observations photométriques depuis un télescope au sol (Rages et Pollack 1980), observations polarimétriques de la sonde Pioneer 11 (Tomasko et Smith 1982), observations photométriques des sondes Voyager (Smith *et al.* 1981; 1982; Rages et Pollack 1983a). Ces mêmes observations suggèrent pour la partie imaginaire k de l'indice de réfraction une valeur comprise entre 0.1 et 0.01, une fois de plus en très bon accord avec la valeur mesurée par Khare *et al.* (1984) pour leur tholin. Lors de ces expériences, ils furent également les premiers à étudier quantitativement la structure, l'organisation et la taille des particules formées par la coagulation et l'agrégation de "monomères". Sagan et Khare (1981) déterminèrent une distribution en taille de ces particules mesurée par microscopie à balayage électronique présentant un pic entre 0.1 et 0.5 μm , avec plus rarement quelques particules de taille supérieure (quelques dizaines de microns). Ces tailles sont, une fois de plus, en très bon accord avec les tailles des aérosols de Titan déduites d'observations (Rages et Pollack (1980); Tomasko et Smith (1982); Smith *et al.* (1981; 1982); Rages et Pollack (1983a); voir également section 1.2).

Pourtant, un problème rencontré lors de la modélisation des propriétés polarimétriques et photométriques de la couche supérieure de brume subsista. Il s'est avéré qu'aucune combinaison de distribution en taille et de propriétés optiques d'aérosols sphériques ne reproduisait de façon satisfaisante à la fois les mesures de polarisation et d'albédo de Pioneer 11 et de Voyager, malgré l'utilisation des derniers paramètres de taille et d'indice de réfraction déterminés expérimentalement. L'existence de particules non sphériques a alors été suggérée dès 1982 (Smith *et al.* 1982; Tomasko et Smith 1982; Rages *et al.* 1983b; West *et al.* 1983) sans toutefois qu'il n'existe encore d'évidence expérimentale, outre le résultat isolé de Sagan et Khare (1981).

Bar-Nun *et al.* (1988) entreprirent l'étude approfondie de la forme et de la taille de particules obtenues photochimiquement à partir de la photolyse de C_2H_2 , C_2H_4 et HCN, eux-mêmes produits primaires de la photochimie de la haute atmosphère de Titan (Yung *et al.* 1984; Toubanc *et al.* 1995). Ils photographièrent ces particules par microscopie à balayage électronique. Ils constatèrent que leurs tholins étaient soit parfaitement sphériques, soit bâtis par l'agrégation de particules sphériques. Le rayon moyen de ces

particules quasi-sphériques était compris entre 0.1 et 1 μm avec un pic à 0.3 μm (38% des particules produites). En revanche, moins de 30% des agrégats produits étaient composés de trois particules ou plus, la grande majorité des tholins observés n'étant composée que d'un monomère sphérique. Ainsi, cette expérience valide les résultats préliminaires de Sagan et Khare (1981) sans pourtant confirmer de façon non ambiguë l'hypothèse de la forme irrégulière des aérools.

Scattergood *et al.* (1992) ont soumis différentes combinaisons de C_2H_2 , C_2H_4 et HCN dans du N_2 ou de l'He à de la lumière UV. Comme dans les expériences de Bar-Nun *et al.* (1988) la production d'agrégats de particules sphériques dans le cas de l'acétylène pur (1.3 *mbar* de C_2H_2 dans 70 *mbar* de N_2) a été observée en quelques minutes. Ces agrégats contenaient jusqu'à 10 particules élémentaires sphériques et avaient un rayon moyen de 0.3 μm avec une déviation standard de 0.1 μm . Dans ce cas, 80% des particules sphériques étaient intégrées aux agrégats. L'irradiation du mélange d'acétylène, d'éthylène et d'acide cyanhydrique (1.3/0.7/0.13 *mbar* - proche des abondances relatives de ces éléments dans l'atmosphère de Titan) a produit également des agrégats, avec une distribution en taille plus étendue (diamètre moyen : 0.3, déviation standard : 0.15 μm). Ici, 50% des sphères faisaient partie intégrante des agrégats, ce qui est supérieur à ce qu'avaient observé Bar-Nun *et al.* (1988). Cela a par la suite été confirmé avec plus de précision par les résultats de l'expérience de Clarke et Ferris (1997). La taille des particules sphériques ou agrégées qu'ils ont produites se situait entre ~ 0.1 et 0.7 μm avec un pic autour de 0.3 μm .

Selon Bar-Nun *et al.* (1988), la structure en agrégat observée dans les expériences de simulation pourrait expliquer les observations de Titan. Ils suggérèrent que des aérools de cette forme peuvent permettre de reproduire les mesures polarimétriques de la couche de brume supérieure du satellite. Une explication théorique possible de propriétés de polarisation des brumes de l'atmosphère de Titan a été donnée par West et Smith (1991). Ils étudièrent les propriétés optiques d'agrégats formés par la coagulation de n_m particules sphériques de rayon r_m . La meilleure concordance entre leur modèle et les données de polarisation est obtenue pour des agrégats constitués de $n_m = 8$ particules, chacune de rayon $r_m = 0.06 \mu m$. Ces valeurs sont tout à fait compatibles avec celles observées pour les agrégats de Bar-Nun *et al.* (1988) et Scattergood *et al.* (1992). Cela confirme la nature irrégulière de la forme des aérools présents dans l'atmosphère de Titan et la validité de l'analogie, du moins qualitative, avec les tholins synthétisés en laboratoire.

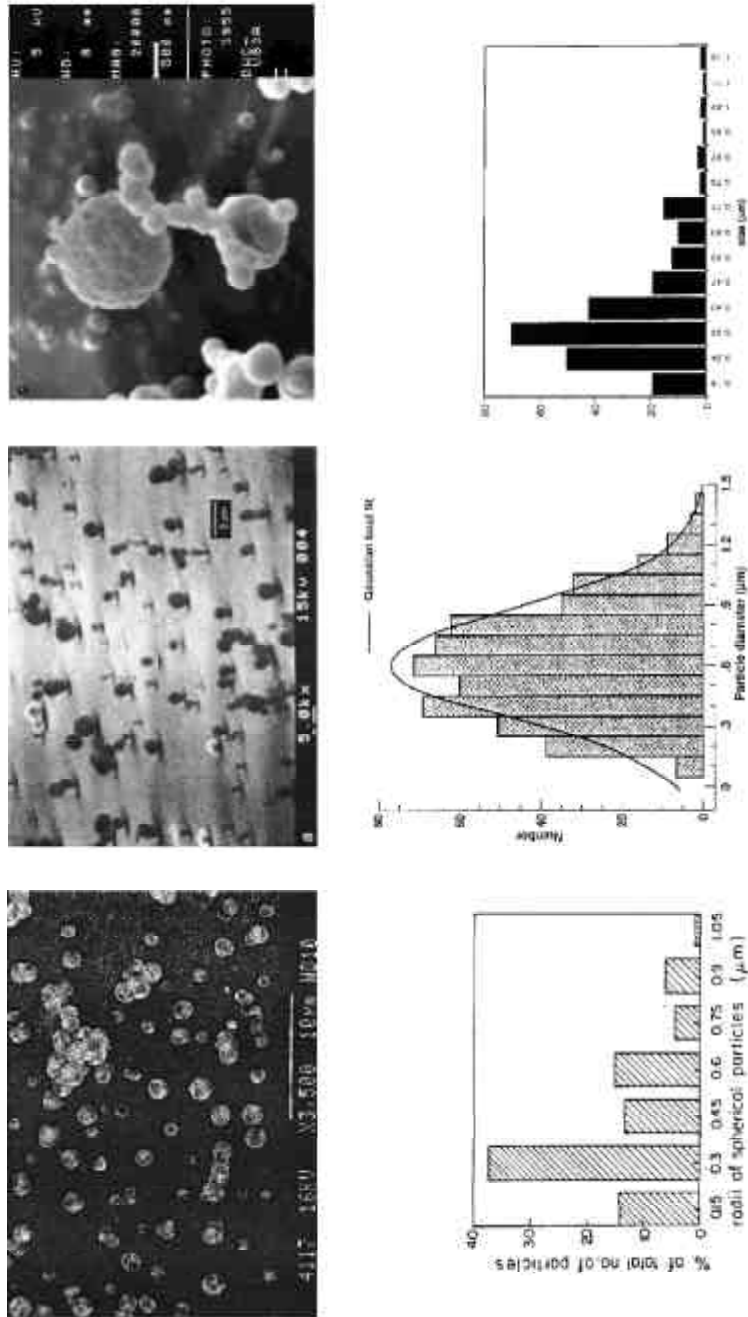


FIG. 2.5 – **En haut** : Photographies au microscope à balayage électronique de tholins produits lors des expériences respectivement de Bar-Nun et al. (1988) (à partir de l'irradiation UV de l'acétylène, l'éthylène et de l'acide cyanhydrique), Scattergood et al. (1992) (à partir de l'irradiation UV de l'acétylène pur) et Clarke et Ferris (1997) (à partir de l'irradiation UV de cyanoacétylène - HC₃N). **En bas** : Les distributions en taille des particules sphériques ou quasi-sphériques (agrégats) observées par Bar-Nun et al. (1988), Scattergood et al. (1992) et Clarke et Ferris (1997). Les particules produites ont toutes un rayon moyen compris entre 0.1 et 0.7 μm .

2.2.2 Synthèse des échantillons de tholins avec le réacteur du LISA ¹

Selon Coll (1997, *Thèse*), les simulations présentées dans le paragraphe précédent n'ont jamais été réellement menées dans des conditions représentatives de l'environnement de Titan. Celles-ci ont malgré tout permis de collecter des informations de grand intérêt sur la nature de la plupart des espèces organiques mineures observées ou prédites dans l'atmosphère du satellite et ont contribué à une avancée notable dans la compréhension de la chimie de Titan. Mais elles ont aussi démontré les limitations de leur protocole :

- la lumière UV apparaît comme limitée à la production d'espèces saturées et ne permet pas de briser les molécules de N₂ (cela nécessite des énergies bien plus élevées) ; l'utilisation de particules de haute énergie ou de décharges électriques semblent être plus aptes à simuler la chimie de l'environnement de Titan ;
- la pression, facteur expérimental déterminant, est le plus souvent trop élevée
- la composition du gaz réactant est de manière générale trop riche en méthane ;
- l'échappement de l'hydrogène atomique est mal reproduit et les atomes d'H qui s'accumulent dans le réacteur influencent grandement la chimie de la simulation (effets de paroi) ;
- la température est dans la plupart des cas ambiante et ne permet pas la détection de composés instables lors des expériences, mais stables dans l'environnement de Titan; l'exemple le plus frappant est celui du composé C₄N₂, détecté sur Titan en phase solide (Perera-Jarmer *et al.* 1986; Khanna *et al.* 1987; Samuelson *et al.* 1997; Coustenis *et al.* 1999), qui n'a jamais pu être observé lors d'expériences de simulation; ce problème est lié également à l'utilisation de méthodes d'analyse trop lente (même si ces composés se forment, ils disparaissent avant de pouvoir être détectés) ;
- enfin, la plupart des analogues d'aérosols produits dans ces expériences sont vraisemblablement contaminés par l'air du laboratoire; les analyses chimiques réalisées sur l'ensemble des tholins produits ont révélées une importante contamination par l'oxygène alors que les gaz réactants en étaient dépourvus (17% d'O pour l'analyse élémentaire effectuée par Sagan *et al.* (1984b) et une grande variété de composés

1. Laboratoire Inter-universitaire des Systèmes Atmosphériques (Université Paris XII, France).

oxygénés dans les pyrolyses).

Les conditions expérimentales choisies lors des simulations de l'atmosphère de Titan sont de la toute première importance. Comme l'a démontré Coll *et al.* (1995) dans le cas de la température (malgré l'échec de la détection du C_4N_2 , attribué à la faible sensibilité des méthodes d'analyse par GC-MS²), le choix de ces conditions expérimentales détermine de façon importante les résultats obtenus, aussi bien pour la phase gazeuse que pour la phase solide.

Suite à l'identification des problèmes limitant la représentativité et la reproductibilité des expériences antérieures, Coll (1997, *Thèse*) et Coll *et al.* (1999a) entreprirent au LISA la réalisation de simulations de l'atmosphère de Titan entre 300 et 400 km (zone présumée de formation des aérosols (Yung *et al.* 1984; Chassefière et Cabane 1995)) la plus représentative possible de la chimie organique de Titan, en respectant les conditions expérimentales suivantes (voir aussi TAB. 2.1) :

- une irradiation à basse pression (la pression totale de la haute atmosphère de Titan est de l'ordre du millibar) ;
- une température du milieu irradié basse (la température dans la haute atmosphère de Titan est aux alentours de 170 K) ;
- un système gazeux à flux continu (ceci permettant d'irradier continuellement le même mélange gazeux et d'éviter le stockage de produits de réaction tel que l'hydrogène) ;
- un système permettant de minimiser les réactions des espèces gazeuses avec les parois du réacteur ;
- une garantie de non-contamination du système expérimental par l'atmosphère terrestre (utilisation d'une boîte à gants remplie d'azote) ;
- des mesures des quantités d'énergie mises en jeu ainsi que de l'énergie déposée (ceci afin de pouvoir extrapoler les résultats de la simulation à l'atmosphère de Titan).

De manière à répondre concrètement à cet ensemble de contraintes et suite à une première série de simulations non concluante (Coll *et al.* 1995), un réacteur à plasma froid a été développé au LISA sous l'impulsion de Patrice Coll en collaboration avec le LPGP³ (Coll 1997, *Thèse*; Coll *et al.* 1999a). Ainsi les processus chimiques en jeu au

2. Chromatographie en phase gazeuse et spectrographie de masse

3. Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas (Université Paris Sud, France).

	Sagan et Thompson (1984a)	McDonald <i>et al.</i> (1994)	Coll <i>et al.</i> (1995)	McKay (1996)	Clarke et Ferris (1997)	Coll <i>et al.</i> (1999a) ^a
<i>Conditions expérimentales</i>						
Source d'énergie	décharges	plasma froid	décharges	décharges	UV	plasma froid
Température (K)	300	300	150	300	300	150
Pression (mbar)	0.2	1	900	1000	330	2
Mélange utilisé	90% N ₂ , 10% CH ₄	<i>idem</i>	<i>idem</i>	<i>idem</i>	<i>idem</i>	98% N ₂ , 2% CH ₄
<i>Conditions de représentativité de la chimie de Titan</i>						
Système à flux continu	×	–	–	×	–	×
Basse température	–	–	×	–	–	×
Basse pression	×	×	–	–	–	×
Pas de contamination	–	non précisé	×	–	non précisé	×
<i>Résultats d'analyse élémentaires de la chimie des tholins produits</i>						
Rapport C/N	2	1.5	11	5.5	6.4	2.8
Rapport C/H	0.6	0.6	1	1	1.6	0.8
Formule brute	(C ₈ H ₁₃ N) ₄	–	(C ₁₁ H ₁₁ N) _n	(C ₁₁ H ₁₁ N ₂) _n	–	(C ₁₁ H ₁₄ N ₄) _n

TABLE. 2.1 – Résultats d'analyse des analogues d'aérosols de Titan synthétisés dans des conditions expérimentales différentes. Le rapport C/N augmente sensiblement lorsque la pression augmente et la température diminue. Le rapport C/H semble suivre cette tendance avec une amplitude beaucoup moins importante et une dépendance aux conditions expérimentales bien moins marquée. Une explication pourrait venir du fait que les atomes de C sont plus disponibles sous les hautes pressions (facteur déterminant dans le rapport des rendements des processus uni-, bi- et tri-moléculaires). Les réactions à trois corps seraient ainsi favorisées et par conséquent une plus grande quantité de carbone intégrée dans les tholins. Les trois échantillons synthétisés sous les pressions les plus élevées (et donc les moins représentatives de l'environnement de Titan) sont ceux présentant les rapports C/N les plus grands.

^a On notera que seule cette expérience réunit toutes les conditions nécessaires à l'obtention d'échantillons représentatifs d'aérosols de Titan.

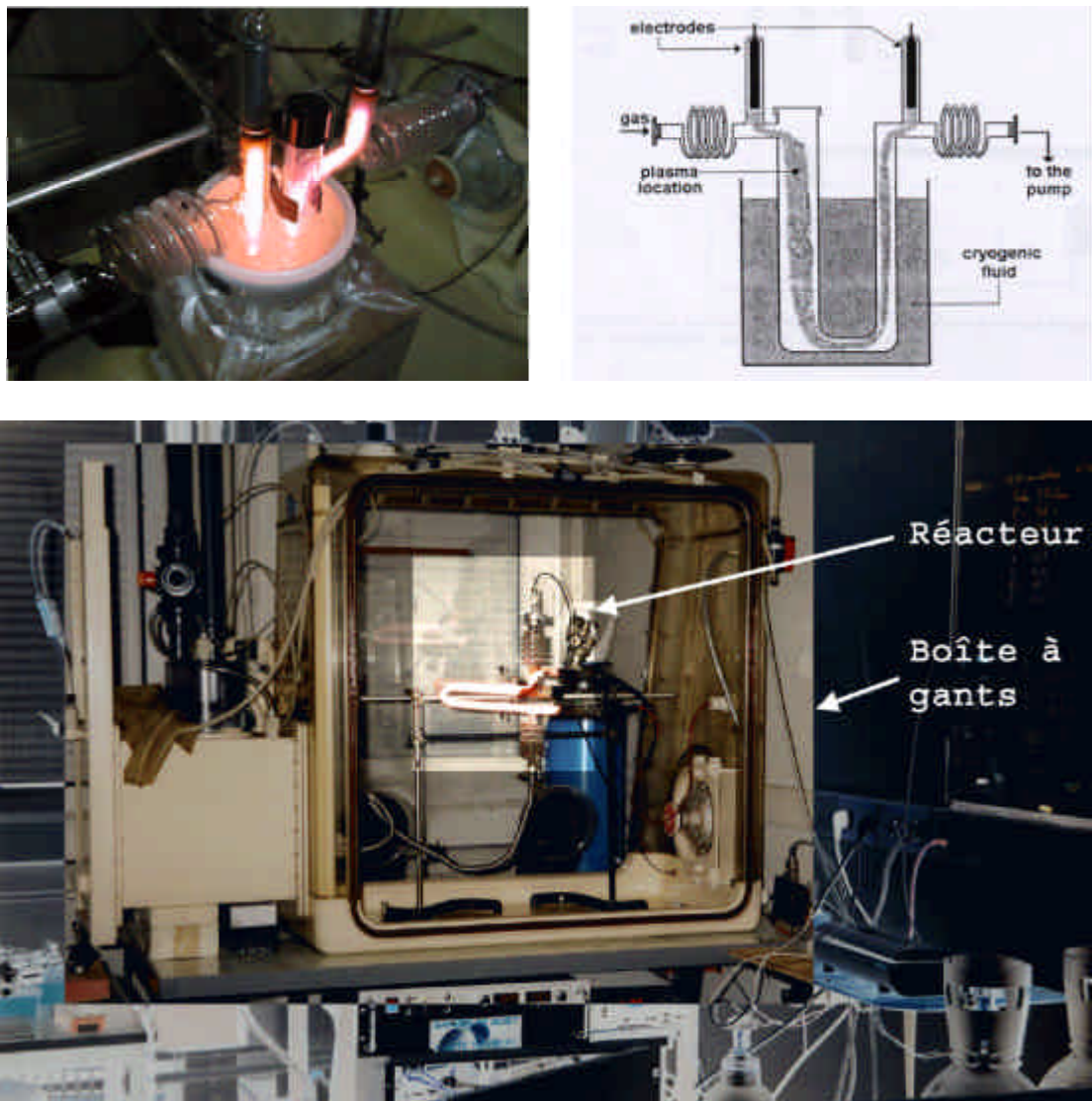


FIG. 2.6 – Réacteur développé au LISA pour la simulation expérimentale de l'atmosphère de Titan. **En haut à gauche** : photo du réacteur à plasma froid plongé dans de l'azote liquide pour des expériences basse température (crédits LISA P.Coll). **En haut à droite** : schéma et principe de fonctionnement du même réacteur (Coll et al. 1999a). **En bas** : photo de l'ensemble du dispositif expérimental avec le réacteur placé à l'intérieur d'une boîte à gants hermétique remplie de N_2 . La simulation se déroule dans ce cas à température ambiante (crédits LISA P.Coll).

sein d'un plasma froid sont contrôlés uniquement par l'énergie de la décharge, et non pas par la température du mélange de gaz. Ils sont dits athermiques et hors équilibre, avec la propriété unique de générer des espèces chimiquement réactives à basse température. L'utilisation des plasmas froids a également pour avantage d'engendrer une chimie basée sur des processus électroniques (la seule permettant de reproduire l'ensemble des espèces chimiques réactives dans l'environnement de Titan) et de minimiser les réactions du gaz avec les parois (pour plus de précisions sur le fonctionnement d'un réacteur à plasma froid, voir Coll (1997, *Thèse*)).

Disposé à l'intérieur d'une boîte à gants, le réacteur développé par le LISA (FIG. 2.6) est formé d'un tube en U, d'approximativement 25 cm de haut et d'un diamètre de 1.8 cm pour la partie gauche et 0.9 cm pour la partie droite (sortie du flux de gaz). Des électrodes ont été insérées à chaque extrémité du réacteur. Elles sont recouvertes d'un film de mica pour éviter la métallisation du réacteur. Un flux à basse pression (~ 2 mbar de pression totale) d'un mélange de N_2/CH_4 en proportion 98:2 traverse le réacteur et un courant de fort voltage (~ 4000 V, avec une résistance induite de 22 k Ω) est établi entre les deux électrodes. Le courant s'élève à ~ 80 mA et une décharge continue illumine le réacteur (ionisation du mélange gazeux). Ce dernier peut être immergé dans un fluide cryogénique de manière à simuler les basses températures qui règnent dans l'environnement de Titan. Un piège froid a été rajouté entre la sortie du réacteur et l'unité de pompage de manière à collecter par condensation les gaz après réaction chimique. Il est fait en sorte que les tholins produits se déposent sur des porte-échantillons adaptés à la future analyse (plaque de verre, cylindre de silice, ...) placés à l'intérieur du réacteur, qui peut être à cette occasion incliné à l'horizontale. Ces échantillons sont ensuite récupérés et mis sous scellé avant d'être sortis de la boîte à gants pour éviter toute contamination par l'environnement du laboratoire.

Ce type de simulation, dont l'ensemble des résultats a été reporté par Coll *et al.* (1999a), produit près de 70 espèces organiques gazeuses différentes (44 hydrocarbures et 26 composés intégrant au moins un atome d'azote), ainsi que des tholins (voir photographie au microscope à balayage électronique, FIG. 2.7). En outre, l'identification pour la première fois du C_4N_2 dans les produits de réaction (Coll *et al.* 1999b) confirme l'amélioration significative du protocole expérimental des simulations effectuée au LISA et valide ainsi la bien meilleure représentativité de l'ensemble des expériences avec le nouveau

dispositif.

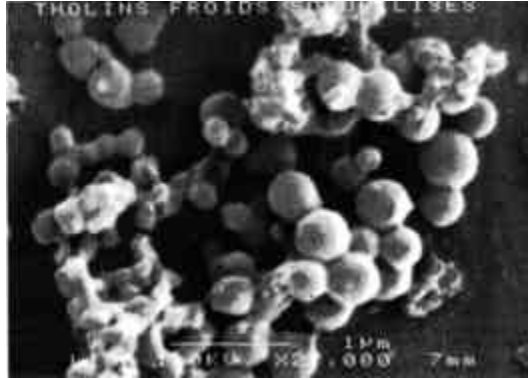


FIG. 2.7 – Photographie au microscope à balayage électronique des analogues d'aérosols de Titan synthétisés dans le réacteur à plasma froid du LISA (Coll et al. 1999a).

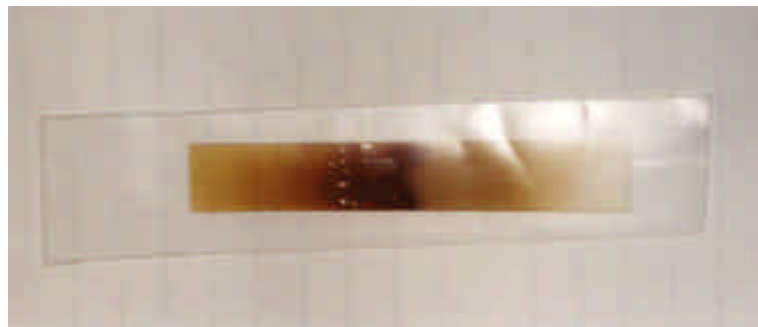


FIG. 2.8 – Exemple d'échantillon de tholins récupéré sur une plaque de verre. Il est à noter que l'inhomogénéité du dépôt inhérente au protocole de collecte rend l'estimation du volume de matériau déposé très approximative.

C'est en collaboration avec le LISA et, donc, avec ce réacteur que nous avons réalisé une série de simulations nous permettant de collecter les échantillons de tholins utiles à notre étude. Par commodité, l'ensemble de nos tholins a été synthétisé à température ambiante. Le reste du protocole des simulations du LISA a été respecté (utilisation du réacteur à plasma froid, faible proportion de CH_4 , pureté du mélange $\text{N}_2/\text{CH}_4 > 99.99995\%$, basse pression, flux de gaz continu, atmosphère de l'expérience protégée par une boîte à gants). Nous avons vérifié que, dans ces conditions, la différence entre les tholins que nous avons produits à la température du laboratoire et ceux synthétisés par Coll *et al.* (1999a) avec toutes les conditions de représentativité réunies reste minime : jusqu'à 30% de diminution

du rapport C/N et 10% du rapport C/H. Cela devrait avoir peu d'influence sur nos mesures de permittivité et a permis d'alléger le protocole expérimental d'une forte contrainte. Le volume de tholins sur les porte-échantillons a ensuite été déterminé par microscopie à balayage électronique (FIG. 2.9) par quelques points de mesure de l'épaisseur du dépôt. Devant la forte hétérogénéité de la couche du dépôt de tholins (FIG. 2.8), la valeur du volume est ensuite moyennée sur la longueur du dépôt, entachant cette mesure d'une incertitude non négligeable et difficilement mesurable.

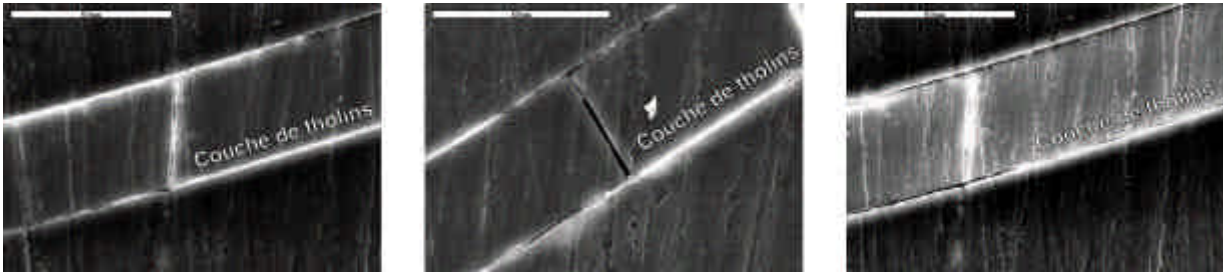


FIG. 2.9 – Photographies au microscope à balayage électronique des échantillons d'analogues d'aérosols synthétisés en Décembre 2001 (vues en coupe). L'échelle en haut à gauche de chaque image représente une longueur de $50 \mu\text{m}$. L'épaisseur de la couche de dépôt de tholins est estimée à $33 \pm 1 \mu\text{m}$ (crédits LISA).

2.2.3 Méthode de mesure de constante diélectrique en cavité résonante et résultats

Les échantillons de tholins synthétisés et conditionnés au LISA ont ensuite été amenés au PIOM⁴ dans le but de mesurer leurs propriétés diélectriques dans le domaine micro-ondes.

Ces mesures ont été effectuées à l'aide de deux cavités résonantes, technique la plus adaptée à nos échantillons: une dont la fréquence de résonance se situe à 10 GHz ($\lambda = 3 \text{ cm}$), une autre à 2.45 GHz ($\lambda = 12.2 \text{ cm}$). Au sommet de chacune de ces cavités rectangulaires, a été percé un orifice à travers lequel on peut insérer l'échantillon que l'on désire caractériser. La dimension et la forme de ces orifices ont d'ailleurs fortement contraint le choix du type de porte-échantillons pour les tholins. La cavité à 10 GHz est par exemple trop petite pour permettre l'usinage d'un trou rectangulaire à son sommet

4. Laboratoire de Physique des Interactions Onde-Matière - ENSCPB Pessac, France

	Conditions de simulation	Caractéristiques mesurées des tholins produits
Lot n°1 (3 échantillons sur plaque de verre) Février 2001	$T = 300\text{ K}$ $V = 2.2\text{ kV}$ $I = 80\text{ mA}$ mélange N_2/CH_4 (proportion : 98 : 2) $p = 3\text{ mbar}$ durée : 4h25	volume : $< 1.5\text{ mm}^3$
	$V = 2.6\text{ kV}$ $I = 50\text{ mA}$ mélange N_2/CH_4 (proportion : 98 : 2) $p = 4\text{ mbar}$ durée : 5h50	volume : $\sim 1.5\text{ mm}^3$
	$V = 2.6\text{ kV}$ $I = 50\text{ mA}$ mélange N_2/CH_4 (proportion : 98 : 2) $p = 4\text{ mbar}$ durée : 17h00	volume : $\sim 8\text{ mm}^3$
Lot n°2 (1 plaque de verre + 1 cylindre de silice) Juin 2001	$T = 300\text{ K}$ $V = 2.8\text{ kV}$ $I = 40\text{ mA}$ mélange N_2/CH_4 (proportion : 98 : 2) $p = 4\text{ mbar}$ durée : 6h45 durée : 9h40	volume : $< 8\text{ mm}^3$ volume : $\sim 8\text{ mm}^3$
Lot n°3 (1 cylindre de silice) Décembre 2001	$T = 300\text{ K}$ $V = 2.5\text{ kV}$ $I = 30.5\text{ mA}$ mélange N_2/CH_4 (proportion : 98 : 2) $p = 1\text{ mbar}$ durée : 44h20	rapport C/N : 2.51 rapport C/H : 0.71 épaisseur : $33 \pm 1\ \mu\text{m}$ volume : $\sim 2\text{ mm}^3$

TAB. 2.2 – *Echantillons de tholins produits à température ambiante lors de simulations de l'atmosphère de Titan réalisées au LISA*

et donc la mesure de permittivité d'échantillons déposés sur une plaque de verre pour microscope de taille standard (dimensions : $\sim 1.2 \times 12\text{ cm}$). Celle-ci n'acceptera que les échantillons déposés sur des cylindres de silice de diamètre inférieur à 6 mm .

Les cavités sont constituées d'un guide d'onde court-circuité à chaque extrémité. L'excitation et la détection de la résonance établie à l'intérieur des cavités sont assurées par des transitions coaxiales reliées à un analyseur de réseaux vectoriel (ANRITSU 37325A). Les modes propres de résonance d'une cavité se déduisent de la théorie de la propagation dans un guide d'onde. Ces modes sont caractérisés par 3 indices entiers m , n et p . Dans le cas qui nous intéresse (cavité rectangulaire), les modes de résonance $\text{TE}01p$ sont les plus utilisés ($m = 0$, $n = 1$ et p représentant le nombre de maxima du champ électrique sur la longueur du guide). p est choisi impair ($p = 3$) de manière à assurer la présence d'un maximum au centre de la cavité, où est pratiquée une ouverture pour l'introduction de notre échantillon. Lors de la mesure, nos porte-échantillons seront introduits de manière à ce que les faces des échantillons restent parallèles aux lignes du champ électrique \vec{E}_0 établi au sein de la cavité vide. De cette façon, les perturbations dues aux effets de dépolarisation seront minimisées : dans l'absolu, le champ \vec{E}_1 à l'intérieur de l'échantillon est égal à \vec{E}_0 et

le coefficient de dépolarisation est nul. Chaque cavité, du fait de sa géométrie, est définie à vide par une fréquence de résonance F_r , un coefficient de qualité Q et un volume V de référence.

La longueur D de la cavité doit être un multiple de la demi-longueur d'onde guidée L_g , de telle façon que $D = pL_g/2$.

A la fréquence de résonance F_r , se vérifie (Argence et Kahan 1964) :

$$\left(\frac{1}{L_g}\right)^2 = \left(\frac{F_r}{c}\right)^2 - \left(\frac{1}{L_c}\right)^2 \quad (2.8)$$

avec c , la vitesse de la lumière dans le vide, $L_c = 2B$, la longueur de coupure et B la largeur du guide.

Il vient pour une cavité rectangulaire en mode TE_{01p} :

$$F_r = c\sqrt{\left(\frac{1}{2B}\right)^2 - \left(\frac{p}{2D}\right)^2} \quad (2.9)$$

L'équation 2.9 permet donc de déterminer à partir de la géométrie d'une cavité la fréquence de résonance que l'on pourra appliquer à l'intérieur de celle-ci. Il est aussi possible de concevoir une cavité en fonction des besoins de notre mesure. Il apparaît malgré tout une limite à la conception de telle cavité rectangulaire, car plus la résonance que l'on veut établir se situe à une fréquence élevée plus la cavité doit être de petite dimension, pouvant entraîner une incompatibilité avec les dimensions des échantillons à mesurer. A plus hautes fréquences, d'autres techniques de mesure prennent le relais, comme par exemple la mesure de transmission/réflexion par cornet émetteur et récepteur.

	Longueur	Largeur	Profondeur	F_r théorique
Cavité n.1	65 mm	22.86 mm	10.16 mm	9.54 GHz
Cavité n.2	260 mm	86.4 mm	43.2 mm	2.45 GHz

TAB. 2.3 – Dimensions et fréquences de résonance de chacune des deux cavités que nous avons utilisées pour nos mesures de permittivité de tholins

Les fréquences de résonance théoriques de nos deux cavités ont été calculées et sont détaillées dans le tableau 2.3. Les fréquences de résonance effectivement mesurées

sont légèrement différentes de celles calculées à partir de ces formules simples, car ces dernières ne tiennent pas compte des pertes au niveau des connections coaxiales et des court-circuits, ni des variations mécaniques et thermiques de la géométrie de la cavité. Cette déviation est d'autant plus prononcée que la cavité est petite. Il faut donc avant chaque expérience remesurer à vide la fréquence de résonance propre à chaque cavité.

Une fois la cavité connectée à l'analyseur, la procédure de mesure de permittivité de nos échantillons de tholins est la suivante :

1. dans un premier temps, nous introduisons par l'ouverture de la cavité un porte-échantillon vierge, de volume et de forme identique à celui recouvert d'une couche de tholins. Nous mesurons alors la fréquence de résonance F_{r_0} et le coefficient de qualité Q_0 qui nous serviront de nouvelles références ;
2. ensuite, nous insérons le porte-échantillon chargé de tholins. La perturbation occasionnée (déviation de la fréquence de résonance vers une nouvelle fréquence F_{r_1} et atténuation supplémentaire à l'origine d'un nouveau coefficient de qualité Q_1) est à son tour mesurée ;
3. finalement, à partir de la mesure de F_{r_0} , Q_0 , F_{r_1} et Q_1 , il est possible de déduire la valeur de constante diélectrique $\varepsilon' - j\varepsilon''$ de notre échantillon grâce aux deux formules suivantes (Argence et Kahan 1964; Boudouris 1971; El Farj 1989, *Thèse*; Demontoux 1999, *Thèse*) :

$$\frac{F_{r_1} - F_{r_0}}{F_{r_0}} = \alpha(\varepsilon' - 1) \quad (2.10)$$

$$\left(\frac{1}{Q_1} - \frac{1}{Q_0}\right) = 2\alpha\varepsilon'' \quad (2.11)$$

avec $\alpha = \alpha_0 \times V_e$, V_e étant le volume de l'échantillon et α_0 le coefficient de remplissage de la cavité. Le calcul amenant à ce couple de formules est détaillé en Annexe A.

Pour chaque échantillon de tholins produit au LISA, nous avons mesuré une valeur de constante diélectrique (voir TAB. 2.4). Nous pouvons remarquer que la partie réelle de la constante diélectrique varie très peu (moins de 12%, *i.e.* dans les barres d'erreur de la mesure). La plus grande déviation est observée lors du changement de cavité et donc peut être attribuée au changement de la fréquence de mesure (de 2.45 à 10 GHz). En revanche, la partie imaginaire montre des variations bien plus importantes, jusqu'à un

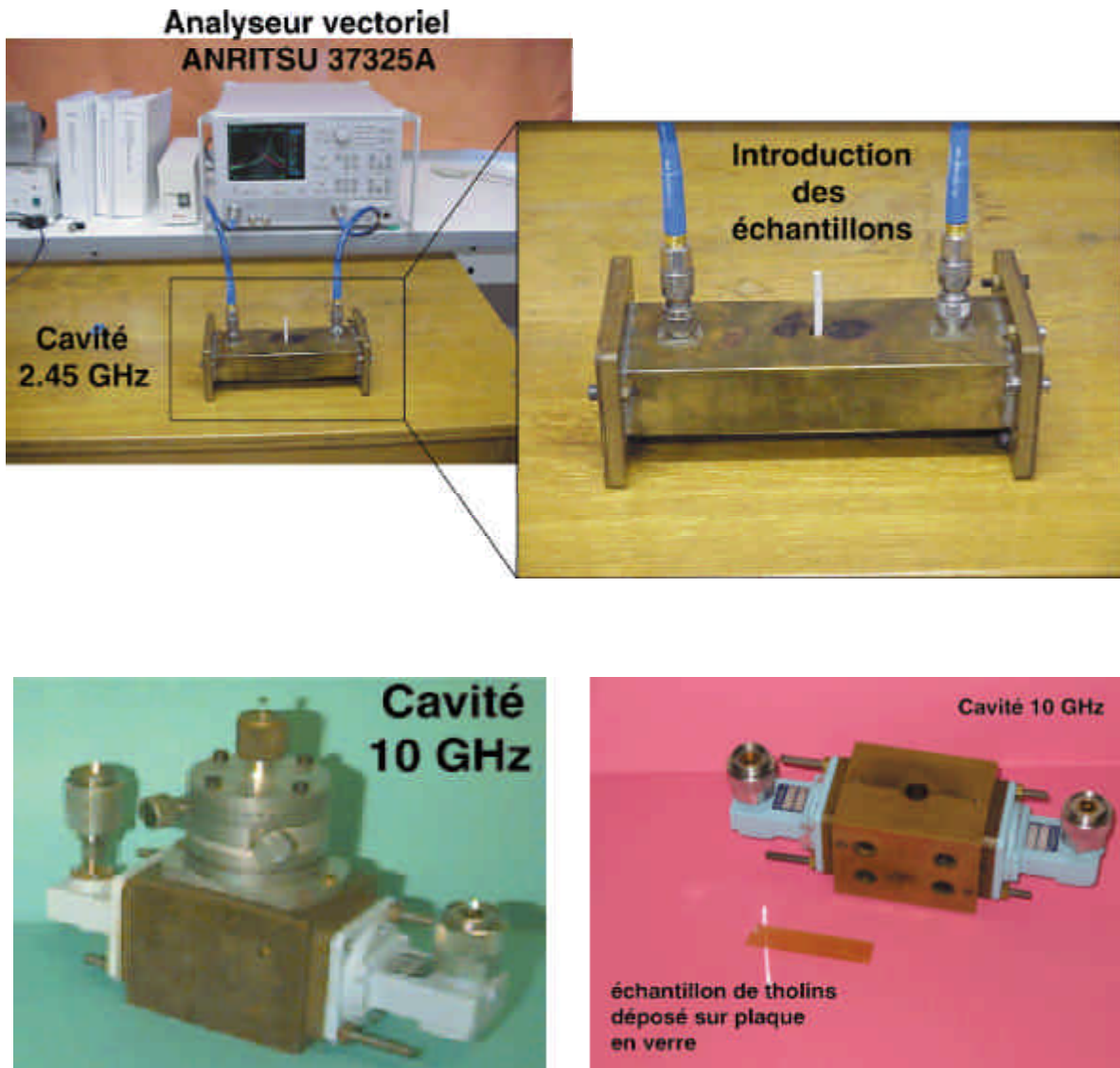


FIG. 2.10 – Cavités à 2.45 et 10 GHz utilisées pour nos mesures de constante diélectrique. **En haut :** Cavité à 2.45 GHz connectée à l'analyseur vectoriel par liaisons coaxiales. **En bas :** Cavité à 10 GHz. A droite, on peut voir la comparaison entre un échantillon de tholins déposé sur une plaque de verre pour microscope de taille standard (environ 12 cm de long) et la cavité (crédits photos PIOM).

facteur 50, indépendamment du changement de cavité pour la mesure. Cette incertitude est très certainement due aux problèmes rencontrés lors de l'estimation des paramètres α_0 (et par conséquent α) et Q_1 . Ceux-ci sont extrêmement sensibles au volume de tholins introduit dans la cavité, lui-même estimé avec une grande incertitude (voir fin de la section précédente). Cela dit, ces valeurs de constante diélectrique, ainsi que leur intervalle de validité, sont les seules à ce jour à avoir été mesurées à de telles longueurs d'onde et elles serviront de référence, avec toutes les précautions nécessaires, pour nos futures simulations (notamment la valeur moyenne $\varepsilon_r = 2.2 - j0.05$).

	Mesures intermédiaires	Constante diélectrique des tholins
Echantillon n°1	Cavité: $F_{r_0} = 2.447 \text{ GHz}$ $Q_0 \sim 928$ $F_{r_1} \sim 2.4471 \text{ GHz}$ $Q_1 \sim 924$ $\alpha_0 \sim 2.3 \times 10^{-6}$	$\varepsilon_r = 2.26 \pm 20\% - j 0.12$
Echantillon n°2	Cavité: $F_{r_0} = 2.4327 \text{ GHz}$ $Q_0 \sim 884$ $F_{r_1} \sim 2.43276 \text{ GHz}$ $Q_1 \sim 883.9$ $\alpha_0 \sim 2.3 \times 10^{-6}$	$\varepsilon_r = 2.2 \pm 20\% - j 0.002$
Echantillon n°3	Cavité: $F_{r_0} = 10.986 \text{ GHz}$ $Q_0 \sim 995$ $F_{r_1} \sim 10.99 \text{ GHz}$ $Q_1 \sim 982$ $\alpha_0 \sim 1.54 \times 10^{-4}$	$\varepsilon_r = 2.03 \pm 20\% - j 0.022$

TAB. 2.4 – Constantes diélectriques dans le domaine des GHz pour les échantillons de tholins produits au LISA (voir TAB. 2.2). Les valeurs de la partie imaginaire de la constante diélectrique des tholins présentent une très forte variabilité due à l'impossibilité de mesurer avec précision le volume d'échantillon introduit dans la cavité. Ces valeurs ne sont donc qu'indicatives et devront être utilisées avec toutes les réserves que cela implique.

Remarque : Les paramètres physiques de l'onde stationnaire générée au sein d'une cavité électromagnétique (fréquence de résonance et atténuation) ne sont sensibles qu'aux perturbations engendrées par le volume de matériau inséré à l'intérieur de celle-ci, les pertes dues aux connections ou court-circuits étant connues. Devant le faible volume

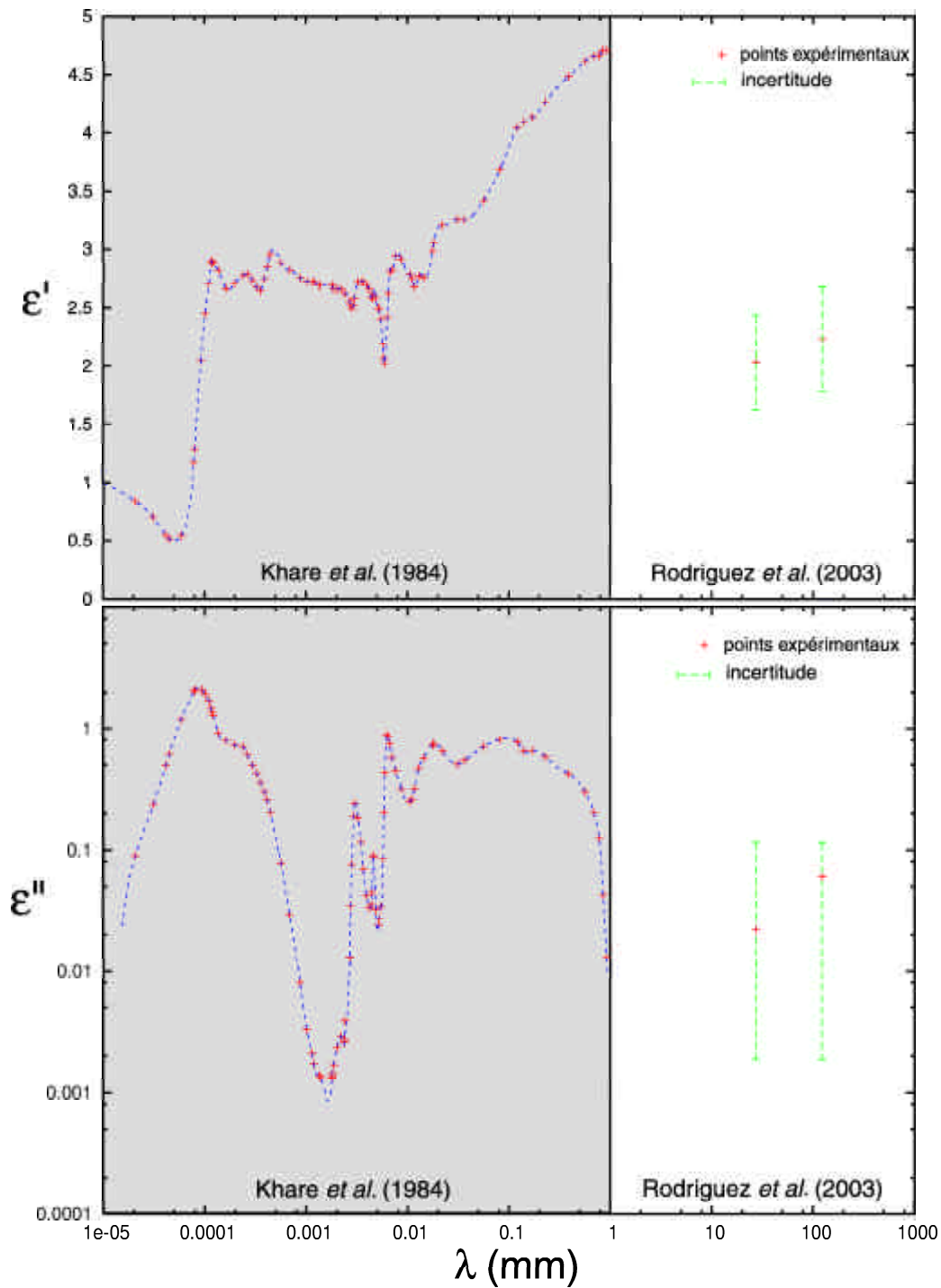


FIG. 2.11 – Dépendance fréquentielle de ε' et ε'' d'analogues d'aérosols de Titan, des rayons X mous jusqu'au domaine centimétrique. La partie grisée de chaque graphe représente les mesures effectuées par Khare *et al.* (1984). Nous avons rajouté à ces valeurs celles que nous avons mesurées avec leurs barres d'erreur.

d'analogie d'aérosols déposé comparativement aux volumes des porte-échantillons utilisés⁵, l'effet perturbatif dominant sera attribué au premier ordre au porte-échantillon et non à l'échantillon lui-même. De manière à minimiser cet effet, il est d'usage dans de telles circonstances d'utiliser des supports de constante diélectrique la plus faible possible aux fréquences de mesure. De la sorte, le contraste diélectrique avec l'échantillon est augmenté et la faible perturbation, dont ce dernier est à l'origine, est plus facilement mesurable. Une contrainte supplémentaire concerne la non réactivité du matériau des supports avec les produits résultants des simulations d'atmosphère de Titan. Nous avons finalement choisi des supports en verre ($\epsilon_r \sim 6$) et en silice pure ($\epsilon_r \sim 3-4$) représentant le meilleur compromis choix de forme et taille/faible permittivité ϵ /neutralité chimique.

2.3 Constante diélectrique des matériaux atmosphériques et surfaciques de Titan

La caractérisation diélectrique des tholins que nous avons effectuée en collaboration avec le LISA et le PIOM a été rendue nécessaire par l'absence de mesure significative dans une gamme de fréquences proche de celle du radar de Cassini. Il existait en revanche, pour d'autres matériaux d'intérêt pour le sondage micro-onde de l'atmosphère et la surface de Titan, de nombreuses expériences de mesure de permittivité. Les propriétés diélectriques de tous ces composés (CH_4 liquide, $\text{CH}_4\text{-C}_2\text{H}_6$ liquide, glace d' H_2O , glace de $\text{H}_2\text{O-NH}_3$, glace de $\text{CH}_4\text{-C}_2\text{H}_6$, silicates) sont recensées dans le tableau 2.5.

2.3.1 Constituants de la basse atmosphère

Comme nous l'avons vu dans la section 1.3, la basse atmosphère de Titan est susceptible de contenir à l'état liquide des hydrocarbures, des nitriles ou un mélange des deux en proportion non négligeable. Ces composés précipiteraient ensuite, constituant des réservoirs de surface (mers, lacs) et/ou de sub-surface par percolation à travers une surface poreuse. Contrairement aux analogues d'aérosols de Titan, il existe pour un certain nombre de ces molécules des données expérimentales dans un domaine de fréquences

5. En considérant le volume de nos plaques de verre et de nos cylindres de silice de l'ordre de 1000 mm^3 , le volume de tholins représente moins de 1% du volume total de matériau introduit dans la cavité.

proches de celle utilisées par le radar de la mission Cassini.

Méthane pur en phase liquide

Les propriétés diélectriques du méthane pur en phase liquide et leurs implications pour le sondage radar de Titan ont été étudiées par Thompson et Squyres (1990). Leur étude avait pour objectif de caractériser les matériaux de surface et de sub-surface dans le domaine micro-onde, en particulier les constantes diélectriques de quelques hydrocarbures (CH_4 et C_2H_6) composant un hypothétique océan de surface. Pour ce faire, ils sont partis des données de laboratoire disponibles pour les composés qui les intéressaient. Ces valeurs ont ensuite été ajustées à des valeurs de fréquences et de températures pertinentes pour Titan à l'aide d'équations de la théorie du comportement diélectrique. En ce qui concerne les hydrocarbures, ils ont utilisé une relation en $1/\lambda^2$ pour la dépendance en fréquence et une estimation de la variation avec la température des propriétés d'absorption induite par collisions de ces molécules basée sur la polarisabilité moléculaire. Cette méthode leur a permis d'estimer une valeur pour la constante diélectrique complexe du méthane pur autour de 94 K dans le centimétrique: $\varepsilon_r \sim 1.7 - j1.5 \times 10^{-2}$. Cette estimation est équivalente à celle recensée dans le Handbook of Chemistry and Physics (1988-1989) pour des conditions analogues ($T = 100 \text{ K}$ et $\lambda \sim$ quelques dizaines de *cm*).

Mélange d'hydrocarbures en phase liquide

Selon Frère *et al.* (1990) (voir section 1.3), la condensation de la plupart des composés gazeux de la basse atmosphère de Titan donnerait naissance à des gouttes de pluie composées d'un mélange d'hydrocarbures, plutôt que de méthane pur. La dynamique en jeu à l'intérieur de chaque goutte tend à rapidement homogénéiser le mélange, dans lequel dominant le méthane et l'éthane (Frère *et al.* 1990).

Il n'existe que peu de mesures de la constante diélectrique de tels mélanges. Singh et Miller (1979) trouvèrent pour un mélange $\text{CH}_4/\text{C}_2\text{H}_6$ à 100 K une valeur de ε' comprise entre 1.77 (pour 77% de CH_4 et 23% de C_2H_6) et 1.9 (pour 25% de CH_4 et 75% de C_2H_6). Ces valeurs ont été obtenues par l'ajustement expérimental d'une équation empirique reliant la permittivité d'un liquide et sa compressibilité (variation de densité), dérivée de

la formule de Clausius-Mossotti :

$$\frac{\varepsilon' - 1}{\varepsilon' + 2} = 4\pi\rho N_A\alpha/3M \quad (2.12)$$

Celle-ci donne la partie réelle de la constante diélectrique d'un composé (ε') en fonction de sa densité (ρ , qui varie avec la pression et la température) et de sa polarisabilité (α), M étant sa masse moléculaire et N_A la constante d'Avogadro. Avec des méthodes expérimentales différentes, Ulamec *et al.* (1992) (mesures de capacitance) et Sen *et al.* (1992) (mesures à 1.2 GHz par ligne coaxiale) ont obtenu des résultats très proches de ceux de Singh et Miller (1979). Ulamec *et al.* (1992) ont trouvé aux environs de 94 K une permittivité de 1.74 pour un mélange liquide de 75% de CH₄ et 25% de C₂H₆ et 1.88 pour 30% de CH₄ et 70% de C₂H₆. Les mesures à température ambiante de Sen *et al.* (1992) pour des mélanges d'alkanes ou d'hydrocarbures liquides ne démentirent pas ces résultats : ε' varie entre 1.6 et 2 et ils obtinrent une tangente de perte de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-3} pour les hydrocarbures les plus légers. Nous avons finalement adopté $\varepsilon_r = 1.8 - j2 \times 10^{-3}$, valeur qui semble la plus représentative pour un mélange homogène de méthane et d'éthane liquide aux température de la troposphère de Titan, soit entre 75 et 100 K.

2.3.2 Matériaux hypothétiques de surface : glaces de H₂O, H₂O-NH₃, CH₄-C₂H₆

Du fait de sa basse température (94 K), la surface de Titan est supposée être composée principalement de glaces de composés purs ou de mélanges (eau, méthane, éthane, ammoniac) et de roches (silicates), probablement recouvertes partiellement d'une couche d'aérosols qui auraient sédimenté (voir section 1.5).

De la même façon, nous nous sommes documentés sur les estimations de la permittivité de ces glaces publiées dans la littérature. Une valeur de 3.1 pour ε' de la glace d'eau est donnée aux alentours de 10 GHz par Ulaby *et al.* (1982) (Vol. 3, Annexe E, p. 2028). Cette valeur est valide pour une large gamme de température (de 88 à 273 K). Le mélange de glace d'eau et d'ammoniac (10 à 30% de NH₃ dans H₂O) a été quant à lui étudié par Lorenz (1998) à basse température (77 K). Celui-ci a observé que la partie réelle de la constante diélectrique d'un tel mélange augmente avec le pourcentage de NH₃, passant de 3.1 pour une glace d'eau pure, confirmant la valeur publiée par Ulaby

et al. (1982), à plus de 4.5 pour une glace composée de 70% d'eau et 30% de NH_3 . Les glaces d'hydrocarbures d'intérêt pour Titan (essentiellement les glaces de CH_4 et de C_2H_6 , éventuellement mélangées à du N_2) ont fait l'objet de très peu d'expériences. Thompson et Squyres (1990) indiquent pour des fréquences de quelques GHz et une température de 90 K une plage de valeurs comprises entre 2 et 2.4 pour la partie réelle de la constante diélectrique de glaces de méthane et d'éthane intimement mélangées. En ce qui concerne les roches silicatées (roches constituant la croûte de Titan) affleurant la surface, une valeur de 8.6 est communément admise. Les tangentes de perte de tous ces matériaux sont en revanche très mal connues. Elles sont estimées faibles, de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-4} .

Devant une telle variété de propriétés diélectriques (voir TAB. 2.5), il est attendu que la surface de Titan engendre d'importants contrastes de réflectivité radar.

Espèces	Constante diélectrique	Fréquence de mesures	Source
CH_4 liquide (94 K)	$\varepsilon_r = 1.7 - j1.5 \times 10^{-2}$	quelques centaines de MHz	Thompson and Squyres (1990)
$\text{CH}_4\text{-C}_2\text{H}_6$ liquides (5:5) ^a (autour de 100 K)	$\varepsilon_r = 1.8 - j2 \times 10^{-3}$	quelques GHz	Singh (1979) Sen <i>et al.</i> (1992)
glace de H_2O (entre 88 and 273 K)	$\varepsilon' \sim 3.1$ $\tan\delta = 10^{-4} - 10^{-5}$	$\sim 10 \text{ GHz}$	Ulaby <i>et al.</i> (1982) Vol. 3, appendix E, p. 2028
glace de $\text{H}_2\text{O-NH}_3$ (7:3) ^a (autour de 77 K)	$\varepsilon' \sim 4.5$ $\tan\delta = 10^{-4} - 10^{-5}$	quelques MHz	Lorenz (1998)
glace de $\text{CH}_4\text{-C}_2\text{H}_6$ (5:5) ^a (autour de 90 K)	$\varepsilon' \sim 2 - 2.4$ $\tan\delta = 10^{-4} - 10^{-5}$	$\sim 10 \text{ GHz}$	Thompson and Squyres (1990)
roches (silicates) (autour de 100 K)	$\varepsilon' \sim 8.6$ $\tan\delta = 0.09$	-	Picardi <i>et al.</i> (1992)

TAB. 2.5 – Constantes diélectriques de quelques-uns des constituants majeurs de la basse atmosphère et de la surface de Titan

^a proportion du mélange

2.4 Synthèse : modèles diélectriques d'atmosphère et de surface

La compilation des valeurs de constante diélectrique de l'ensemble du catalogue de matériaux suspectés de participer à la composition de l'atmosphère et de la surface nous a permis d'estimer le profil vertical diélectrique de Titan. La partie réelle ε' et imaginaire ε'' de notre modèle diélectrique pour l'atmosphère et la surface de Titan sont présentées sur la figure 2.12.

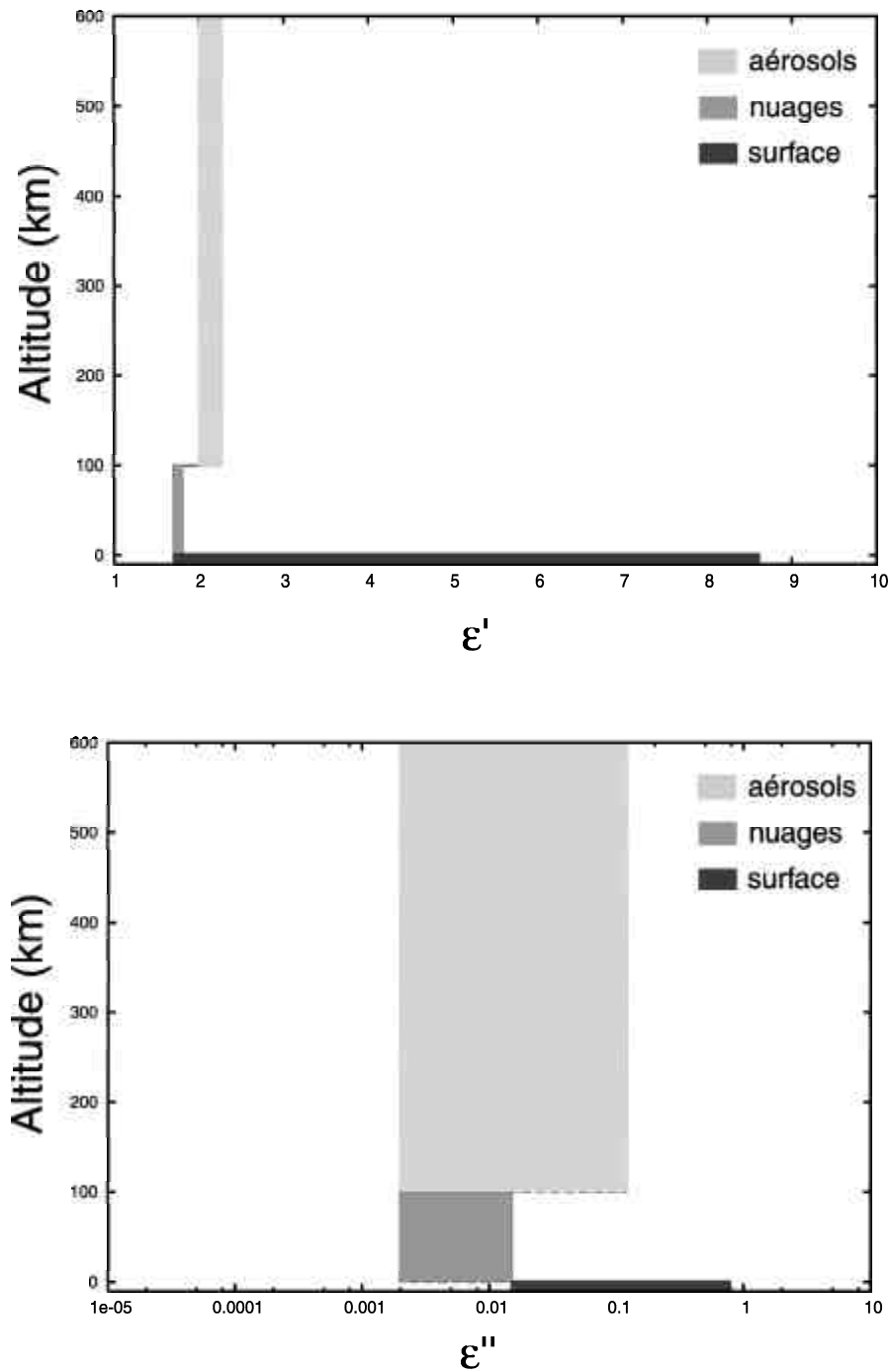


FIG. 2.12 – Profils diélectriques de l'atmosphère et la surface de Titan : **en haut** partie réelle ϵ' , **en bas** partie imaginaire ϵ'' . L'épaisseur de chacune des trois divisions du modèle (haute atmosphère et brumes d'aérosols, basse atmosphère et nuages, surface) représente l'intervalle des valeurs possibles pour ϵ' et ϵ'' . La grande incertitude sur la valeur de ϵ'' des tholins et sur la composition de la surface de Titan explique les forts élargissements observés pour ces portions du modèle.

Chapitre 3

Tests de performance du Radar de la mission Cassini

Comme nous l'avons fait remarquer au cours de l'introduction, notre connaissance de l'atmosphère et de la surface de Titan a grandement évolué depuis la conception de l'instrument radar de la mission Cassini-Huygens (début des années 90) et aujourd'hui. Les tests de performance de l'instrument effectués au moment de sa construction et de son intégration sur la plateforme de l'orbiteur Cassini sont-ils encore aujourd'hui d'actualité? Cette expérience pourra-t-elle sans difficulté remplir tous ses objectifs scientifiques définis il y a de cela une dizaine d'années? Pour essayer de répondre à ces questions, nous avons réalisé une étude complète des pertes subies par l'onde tout au long de son parcours à la lumière des modèles de surface et d'atmosphère de Titan les plus récents.

3.1 Réflectivité de surface : coefficients de rétrodiffusion pour des surfaces rugueuses à 2.17 *cm*

Nous allons dans un premier temps considérer uniquement les effets de la surface de Titan sur nos simulations de performance de l'instrument radar de Cassini.

Plusieurs modèles ont été développés pour simuler le coefficient de rétrodiffusion

radar σ^0 d'une surface naturelle en fonction de ses paramètres caractéristiques. Ces paramètres sont :

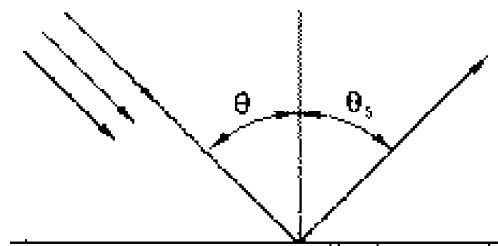
- liés à la rugosité de la surface : l'écart-type des irrégularités verticales (hauteur quadratique moyenne, que l'on notera par la suite σ), la longueur de corrélation (caractérisant l'échelle dominante des irrégularités horizontales, notée L) et la fonction d'auto-corrélation ($\rho(x)$).
- liés aux propriétés électriques de la surface considérée : la permittivité relative ε_r des matériaux qui la constituent.

Une surface peut être considérée comme lisse à une longueur d'onde λ donnée si le paramètre σ la caractérisant vérifie la relation suivante (Ulaby *et al.* 1982) :

$$\sigma < \frac{\lambda}{32 \cos \theta} \quad (3.1)$$

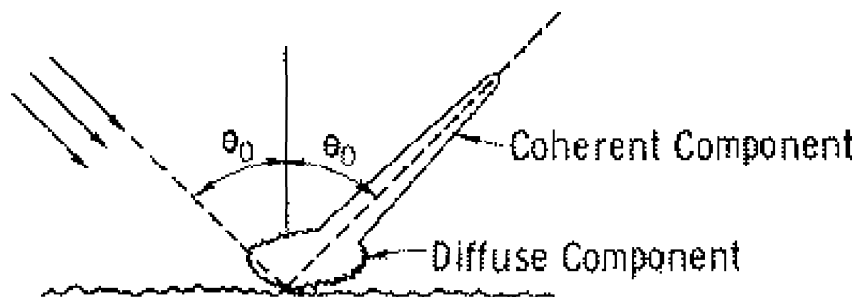
où θ est l'angle d'incidence du rayonnement. Dans ce cas, tout se passe comme si l'onde ne voyait pas les irrégularités de la surface. On dit qu'il y a réflexion spéculaire. Pour ce type de surface, le diagramme angulaire de radiation de l'onde réfléchi est une fonction de Dirac centrée autour de la direction spéculaire. On fait souvent référence à la composante spéculaire comme étant la partie *cohérente* de la lumière réfléchi. A mesure que la surface devient plus rugueuse (*i.e.* le facteur σ/λ augmente), celle-ci ne réfléchit plus qu'une partie de la lumière incidente dans la direction spéculaire, l'autre partie étant diffusé dans tout l'espace (on parle alors de composante diffuse ou *non cohérente* de la lumière rétrodiffusée). Finalement, à partir de $k\sigma \geq 2$ (avec $k = 2\pi/\lambda$), la surface est dite très rugueuse et se comporte comme une surface de Lambert en diffusant la lumière incidente de manière isotrope, sans direction privilégiée. Dans ce cas, la réflexion spéculaire peut alors être totalement négligée et seule domine la partie *non cohérente* de la lumière réfléchi. Ainsi, plus la rugosité est grande, plus la diffusion est isotrope et moins le coefficient de rétrodiffusion dépend de l'angle d'incidence.

Pour un radar en mode monostatique actif (l'émission et la réception du signal se fait par l'intermédiaire d'une même antenne), outre les considérations sur la rugosité de surface, il n'apparaît une composante *cohérente* qu'à une incidence au nadir, ou très proche du nadir. Ainsi, le signal reçu par un altimètre sera dominé par la rétrodiffusion cohérente pour des rugosités de surface allant de faibles à intermédiaires. Pour des incidences supérieures à quelques degrés par rapport à la normale et pour des raisons simples



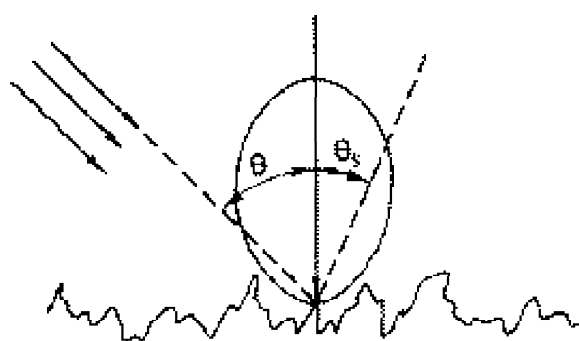
Reflected Power is Entirely
Coherent and $\theta_s = \theta_0$, Scattering
Pattern is a Delta Function

(a)



Scattering Pattern Consists of
Large Coherent Component and
Small Diffuse Component

(b)



Scattering Pattern is Composed
Entirely of Diffuse Component.
For Lambertian Surface,
 $\sigma^o(\theta, \theta_s) = \sigma_0^o \cos \theta \cos \theta_s$

(c)

FIG. 3.1 – Contribution relative des composantes cohérente et diffuse de la diffusion pour différentes conditions de rugosité de surface: (a) lisse ou spéculaire, (b) de rugosité intermédiaire, (c) très rugueuse (Ulaby et al. 1982).

de géométrie, le radar ne voit plus la composante spéculaire qui par définition est réfléchiée dans un pinceau très fin dans la direction opposée à la direction d'incidence. Dans le cas d'une surface moyennement rugueuse à très rugueuse à la longueur d'onde du radar, le signal rétrodiffusé en mode de visée latérale (pour du SAR, par exemple), ne sera constitué que de la composante diffuse. Si la surface est lisse, le radar ne recevra pas de signal rétrodiffusé.

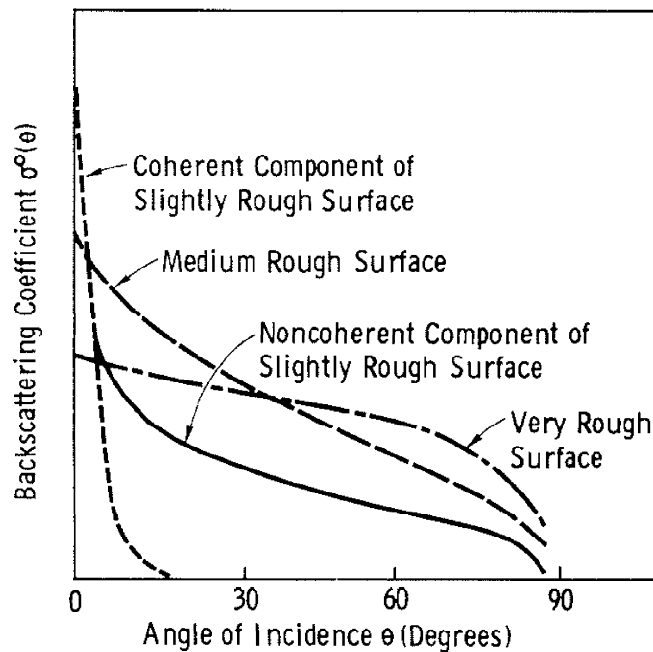


FIG. 3.2 – Variation angulaire du coefficient de rétrodiffusion pour différentes conditions de rugosités de surface (Ulaby et al. 1982).

D'une manière générale, nous pouvons dire que le coefficient de rétrodiffusion σ_{pp}^0 ¹ d'une surface est la somme de la contribution de deux termes, un premier terme dit *cohérent* σ_{ppc}^0 , qui est important seulement à incidence proche de la normale, et un second dit *non cohérent* σ_{ppnc}^0 , qui dépend d'autant moins de l'angle considéré que la surface est rugueuse :

$$\sigma_{pp}^0 = \sigma_{ppc}^0 + \sigma_{ppnc}^0 \quad \text{avec} \quad p = V, H \quad (3.2)$$

1. Les deux termes p indiquent l'état de polarisation de l'onde incidente et réfléchiée. Dans ce cas, les deux polarisations sont indentiques, soit horizontales H , soit verticales V . Les modèles que nous utilisons se limitent à la définition du coefficient de rétrodiffusion pour des modes d'acquisition co-polaires, HH et VV , en opposition aux modes cross-polaires, HV et VH .

3.1.1 Diffusion non cohérente : modèles PO et GO et simulation du mode imageur du radar de Cassini

L'instrument radar de Cassini, en particulier ses deux modes actifs (SAR et altimètre), opérera en bande Ku ($f = 13.8GHz$, $\lambda = 2.17cm$, acquisition en mode co-polaire HH , angle d'incidence moyen de 11° - pour plus de détails, voir Elachi *et al.* (1991)). Selon Dierking (1999), il est alors probable que la plus grande partie de la surface de Titan lui apparaisse plutôt rugueuse.

Dans ces conditions, nous avons choisi de simuler le mode imageur à l'aide des modèles "PO" et "GO", pour "Physical Optics" et "Geometric Optics", adaptés aux surfaces moyennement rugueuses à très rugueuses. La rugosité de la surface est décrite par une fonction de d'auto-corrélation gaussienne $\rho(x) = \exp(-x^2/L^2)$.

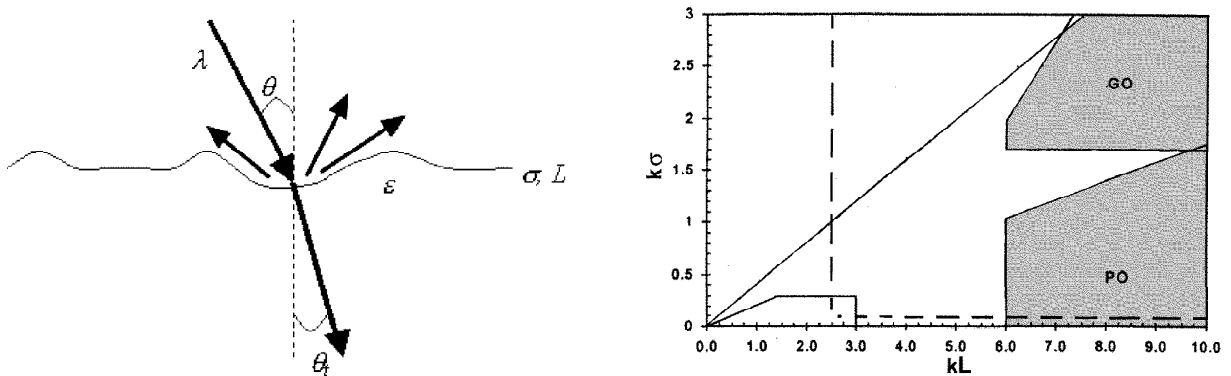


FIG. 3.3 – **A gauche :** Géométrie du problème de la réflexion, réfraction sur une interface (ici est simplement considérée l'interface atmosphère/surface), **A droite :** Domaines de validité des modèles théoriques PO et GO en fonction des paramètres $k\sigma$ et kL .

Les modèles PO et GO sont basés sur des approximations du modèle théorique développé par Kirchhoff (approximation scalaire des champs et approximation de la phase stationnaire, respectivement). Le modèle de Kirchhoff stipule que le champ total en tout point de la surface peut être calculé comme si le champ incident y était diffusé par un plan tangent à la pente locale de la surface.

Le domaine d'application des modèles PO et GO, si l'on considère un rayonnement incident haute fréquence, s'étend des surfaces moyennement rugueuses pour le modèle



FIG. 3.4 – Approximation de Kirchhoff des plans tangents

PO, à très rugueuses pour le modèle GO. Du point de vue des paramètres descriptifs de la rugosité, les hypothèses de validité imposent que le rayon de courbure en chaque point de la surface, ainsi que les dimensions horizontales de la rugosité, soient très supérieurs à la longueur d'onde (voir TAB. 3.1). Nous rappelons que les modèles PO et GO, ne tenant compte que de la partie non cohérente du signal rétrodiffusé (partie diffuse), ne sont pertinents que pour l'évaluation des performances de radar en mode de visée latérale (mode imagerie active, par exemple), pour des angles d'incidence supérieurs à 2° . En outre, ces modèles, négligeant les effets d'ombre, ne sont valides que pour des incidences inférieures à 30° .

Modèle	Conditions de validité		
Physical Optics	$m < 0.25$ ^a	$kL > 6$ ^b	$L^2 > 2.76\sigma\lambda$ ^c
Geometric Optics	$(2k\sigma \cos\theta)^2 > 10$	$kL > 6$	$L^2 > 2.76\sigma\lambda$

TAB. 3.1 – Conditions d'application pour les modèles de diffusion de surface PO et GO

^a $m = \sqrt{2}\sigma/L$, écart-type sur la pente de la surface

^b $k = 2\pi/\lambda$, nombre d'onde de l'onde plane incidente, L = longueur de corrélation

^c σ = écart-type sur la hauteur de la surface

Equation du modèle PO

Dans le cadre du modèle PO, le coefficient de diffusion non cohérente pour des polarisations co-polaires HH est donnée en fonction de l'angle d'incidence θ par Ulaby *et al.* (1982) :

$$\begin{aligned}
\sigma_{HHnc}^0(\theta) &= 2k^2 \cos^2 \theta \Gamma_H(\theta) e^{-(2k\sigma \cos\theta)^2} \\
&\times \sum_{n=1}^{\infty} (4k^2 \sigma^2 \cos^2 \theta)^n / n! \\
&\times \int_0^{\infty} \rho^n(x) J_0(2kx \sin\theta) x dx
\end{aligned} \tag{3.3}$$

avec J_0 représente le premier ordre de la fonction de Bessel de première espèce, $\Gamma_H(\theta) = |R_H(\theta)|^2$, la réflectivité de Fresnel et $\rho(x)$, la fonction de corrélation gaussienne de la surface.

L'expression de $R_H(\theta)$ est donnée par (voir FIG 3.3-gauche) :

$$R_H(\theta) = \frac{\cos \theta - \sqrt{\varepsilon_r} \cos \theta_t}{\cos \theta + \sqrt{\varepsilon_r} \cos \theta_t} \quad (3.4)$$

Nous avons défini pour tester ce modèle une surface avec une rugosité intermédiaire en prenant $\sigma = 0.5 \text{ cm}$ et $L = 25 \text{ cm}$.

Equation du modèle GO

En ce qui concerne le modèle GO, le coefficient de diffusion non cohérente pour des polarisations co-polaires HH (ou VV) est quant à lui donné en fonction de l'angle d'incidence θ par Fung et Eom (1981) :

$$\sigma_{HHnc}^0(\theta) = \frac{\Gamma(0)e^{-\tan^2(\theta)/2m^2}}{2m^2 \cos^4 \theta} \quad (3.5)$$

où $m = \sqrt{2}\sigma/L$ est l'écart-type des pentes d'une surface gaussienne et $\Gamma(0)$, la réflectivité de Fresnel évaluée à incidence normale :

$$\Gamma(0) = \left| \frac{1 - \sqrt{\varepsilon_r}}{1 + \sqrt{\varepsilon_r}} \right|^2 \quad (3.6)$$

La surface est considérée rugueuse avec $\sigma = 7 \text{ cm}$ et $L = 10 \text{ cm}$.

3.1.2 Diffusion cohérente : simulation du mode altimètre du radar de Cassini

Le mode altimètre, aux faibles incidences, a été simulé par l'intermédiaire de l'expression du coefficient de diffusion cohérente donnée par Fung et Eom (1983) :

$$\sigma_{HHc}^0(\theta) \cong \frac{\Gamma_H(\theta)}{B^2} \exp(-4k^2\sigma^2) \exp(-\theta^2/B^2) \quad (3.7)$$

avec

$$B^2 = (kR_0\beta)^{-2} + (\beta/2) \quad (3.8)$$

où R_0 est la distance entre l'antenne du radar et le centre de la tâche du signal au sol et β est l'ouverture du radar. Cette formule ne peut être appliquée que si l'antenne satisfait à la condition de champ lointain :

$$R_0 \geq D^2/\lambda \quad (3.9)$$

avec D , le diamètre de l'antenne et λ , la longueur d'onde du radar.

Dans les conditions d'utilisation de l'instrument radar de Cassini en mode altimètre, $R_0 \geq 4000\text{km} \gg D^2/\lambda$ (pour $D = 4\text{ m}$ et $\lambda = 2.17\text{ cm}$). Nous pouvons également écrire que $B^2 \cong (\beta/2)$. Dans ce cas, nous avons :

$$\sigma_{HHc}^0(\theta) \cong \frac{4\Gamma_H(\theta)}{\beta^2} \exp(-4k^2\sigma^2) \exp(-4\theta^2/\beta^2) \quad (3.10)$$

Il est à noter que pour une surface très rugueuse (pour $k\sigma \geq 2$), la composante cohérente de la l'énergie rétrodiffusée peut être négligée quelque soit l'angle d'incidence du signal radar, visée au nadir incluse ($\theta = 0^\circ$). Le modèle GO permet alors à lui seul de décrire le comportement de l'onde rétrodiffusée à toutes les incidences.

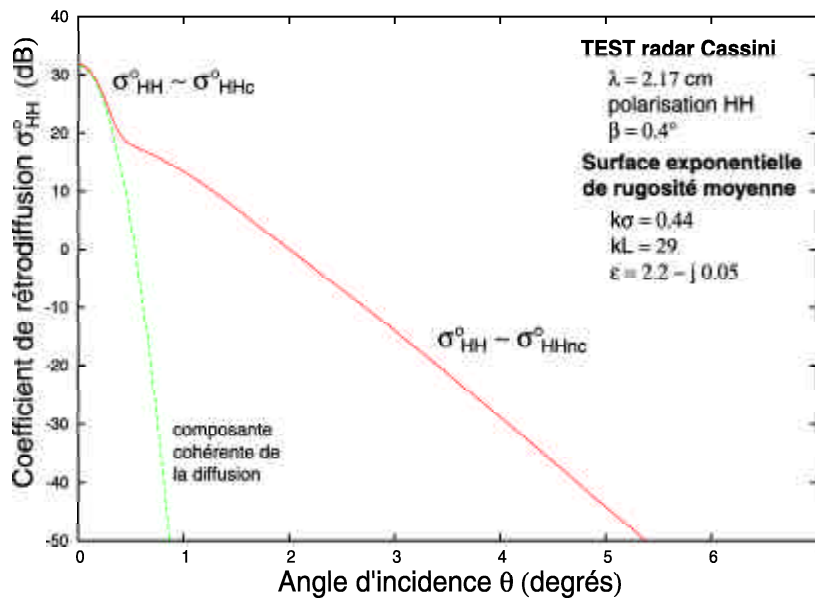


FIG. 3.5 - $\sigma_{HH}^0 = \sigma_{HHc}^0 + \sigma_{HHnc}^0$ pour une surface présentant une rugosité moyenne. Comme cela est présenté sur la figure 3.2, la composante cohérente domine le signal rétrodiffusé à faible angle d'incidence. Pour des angles plus grands, la composante non cohérente est prépondérante.

3.1.3 Synthèse des résultats pour les différentes hypothèses sur la composition de la surface de Titan

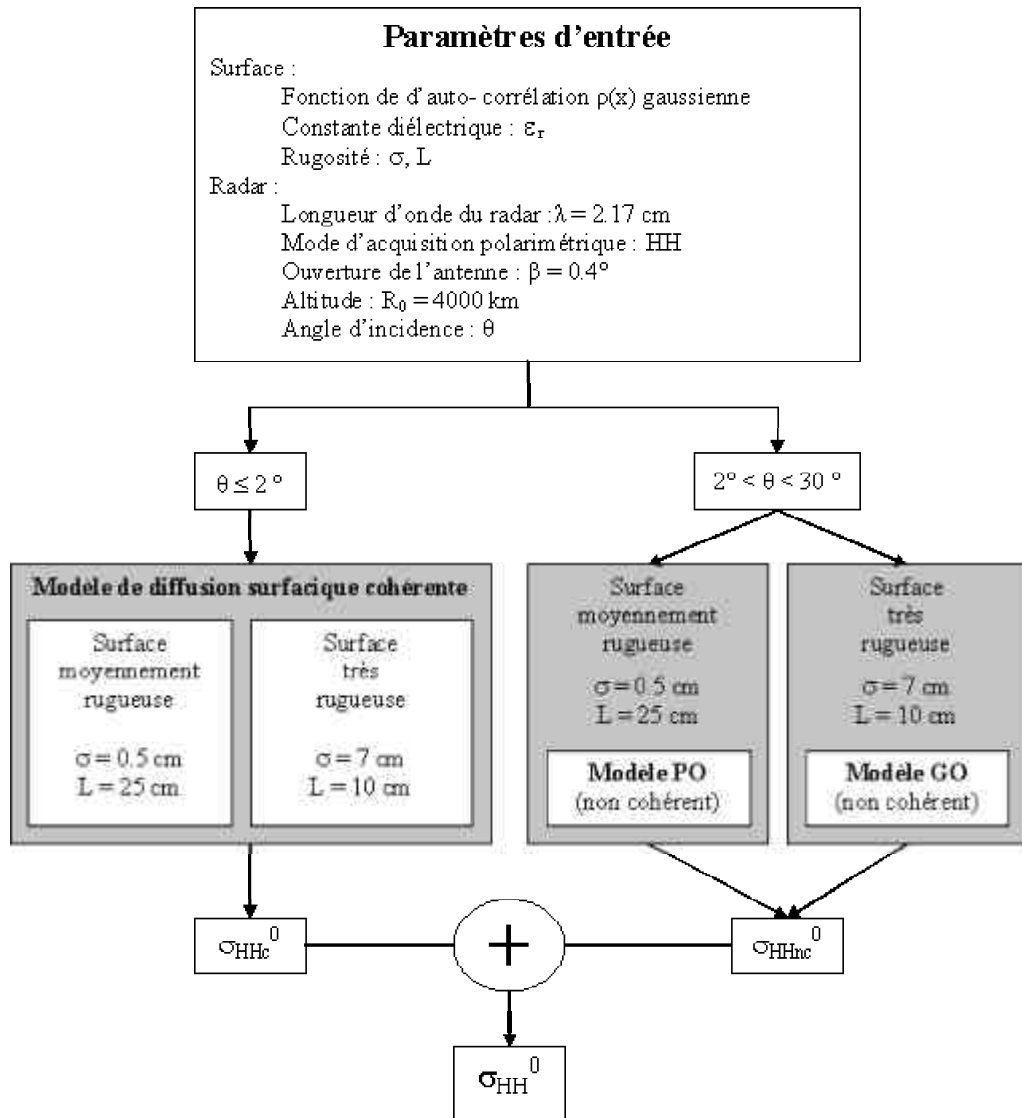


FIG. 3.6 – Démarche suivie lors de nos simulations de rétrodiffusion radar de la surface de Titan

Les calculs de coefficient de rétrodiffusion ont été effectués pour des surfaces recouvertes uniformément de tholins (pour cela nous avons utilisés les propriétés diélectriques des tholins que nous avons produits en laboratoire), de méthane liquide, d'un mélange

de méthane et d'éthane liquide, d'un mélange de glace de méthane et d'éthane, de glace d'eau pure, d'un mélange de glace d'eau et de glace d'ammoniaque (avec 70% d'eau) et finalement de roches silicatées.

Les résultats obtenus pour des incidences allant d'une visée au nadir jusqu'à une quinzaine de degrés dans le cas d'une surface de rugosité intermédiaire sont présentés sur la figure 3.7.

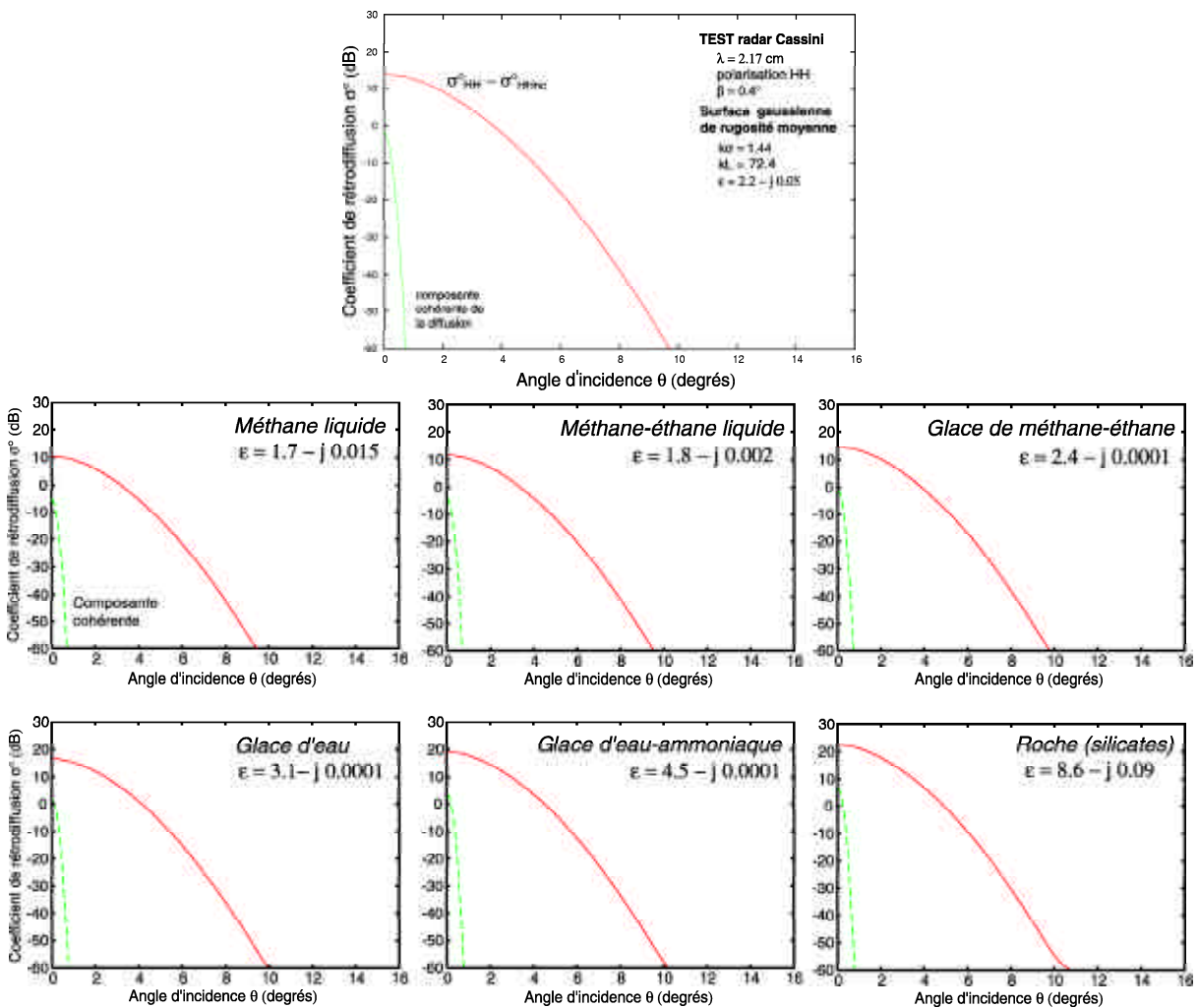


FIG. 3.7 – Résultats du modèle PO : σ_{HH}^0 pour une surface de Titan moyennement rugueuse à la longueur d'onde du radar de Cassini.

Comme cela était attendu, la partie cohérente du signal rétrodiffusé n'est à considérer que pour des incidences très proches de l'incidence normale. De plus, les paramètres de

rugosité choisis pour décrire la surface (σ et L , ce qui nous donne $k\sigma = 1.44$) étant très proche d'une surface très rugueuse (tout en restant dans le domaine de validité du modèle PO), la composante cohérente devient négligeable devant la composante diffuse quand θ augmente. Pourtant, nous nous trouvons encore dans un régime de rétrodiffusion, certes non cohérente, mais non isotrope, avec une forte dépendance de l'énergie rétrodiffusée avec l'angle d'incidence.

En ce qui concerne le modèle GO, les résultats obtenus pour des incidences allant d'une visée au nadir jusqu'à une trentaine de degrés dans le cas d'une surface présentant une forte rugosité sont présentés sur la figure 3.8.

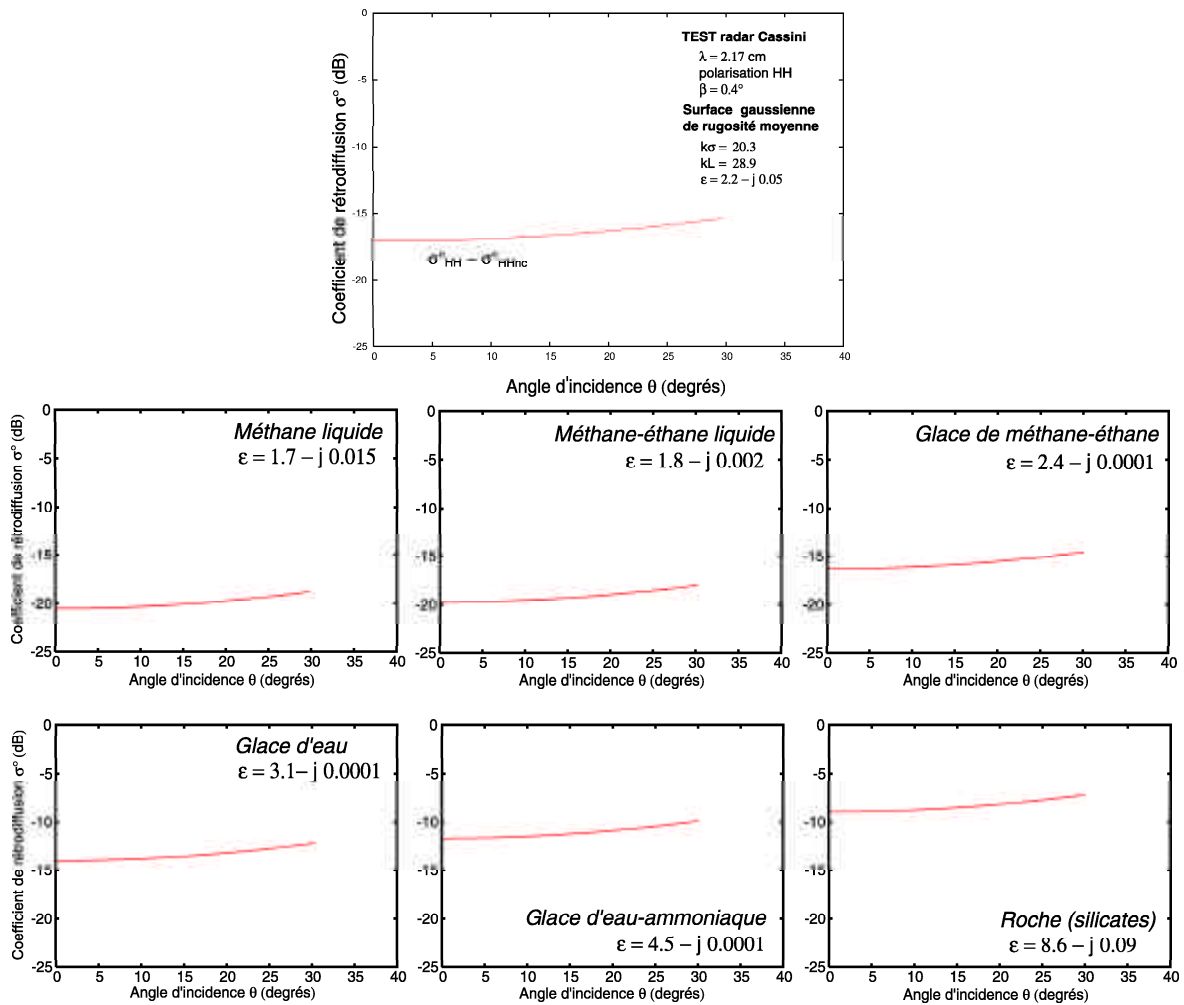


FIG. 3.8 – Résultats du modèle GO: σ_{HH}^0 pour une surface de Titan très rugueuse à la longueur d'onde du radar de Cassini.

Dans ce cas, nous avons $k\sigma \gg 2$. La surface est considérée comme étant très rugueuse à la longueur d'onde du radar de Cassini et σ_{HHc}^0 peut être totalement négligé pour toutes les inclinaisons du rayonnement incident. La dépendance en θ du coefficient de rétrodiffusion est bien plus faible que dans le cas d'une rugosité moins importante, la diffusion est quasi-isotrope.

La synthèse de tous ces calculs pour les matériaux hypothétiques de surface présentant une valeur de constante diélectrique minimale (méthane pur liquide) et maximale (silicates) est présentée sur la figure 3.9. Les résultats pour une surface recouverte de nos tholins expérimentaux sont également indiqués. Les incertitudes sur la constante diélectrique des tholins que nous avons synthétisés en laboratoire ont été incluses dans nos calculs. Les variations de σ^0 résultant de ces incertitudes se sont avérées être contenues dans l'intervalle des valeurs formé par les deux matériaux extrêmes et n'ont donc pas été présentées sur la figure 3.9.

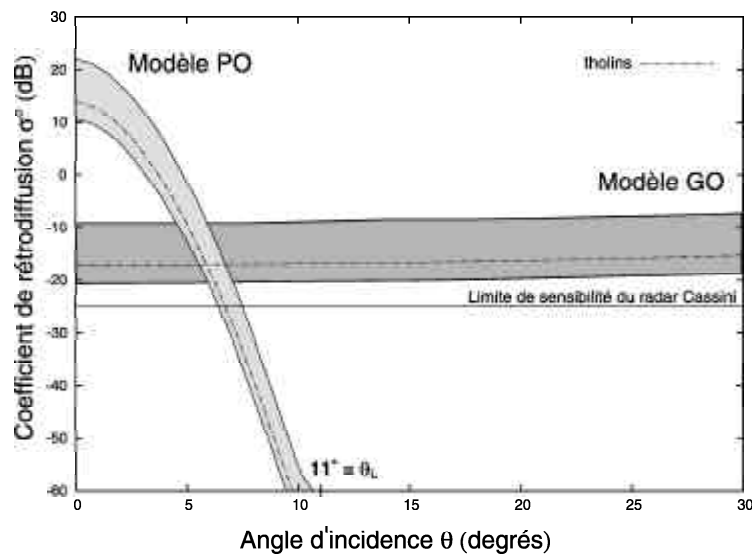


FIG. 3.9 – Synthèse des résultats obtenus avec les modèles PO et GO. Les valeurs extrêmes de coefficient de rétrodiffusion ont été calculées pour une surface composée d'hydrocarbures liquides (mers ou lacs?) pour le minimum et de roches (plaque continentale?) pour le maximum. Ces deux types de composition de surface présentent un fort contraste de propriétés de réflexion radar (près de 10 dB).

Considérant un angle moyen de visée de $\theta_L \sim 11^\circ$ pour le mode imageur du radar Cassini (Elachi *et al.* 1991), nous pouvons constater que l'énergie rétrodiffusée par une

surface de rugosité moyenne est très faible. En effet, les coefficients de diffusion sont compris entre -71 dB pour une rétrodiffusion sur du méthane liquide et -60 dB sur des roches constituées essentiellement de silicates et qui représente la rétrodiffusion la plus importante. Ces valeurs sont bien plus faibles que la limite de sensibilité σ^0 du radar, annoncée autour -25 dB (Elachi *et al.* 1991). En revanche, le mode altimètre ne devrait pas être inquiété si celui-ci est opérationnel au-dessus de ce type de surface. Une surface plate et très rugueuse semble présenter quant à elle un écho de puissance plus élevée. Quel que soit l'angle d'incidence du signal émis par le radar, la rétrodiffusion sera au minimum égale à -19 dB pour une surface composée de méthane liquide et au maximum à -8 dB pour des silicates.

En première approximation, nous pouvons dire que l'écho radar du mode altimètre de Cassini sera suffisamment fort et donc que l'expérience d'altimétrie ne sera pas ou peu gênée quel que soit le type de surface rencontré. Le radar imageur en revanche ne pourra voir que les parties de la surface de Titan présentant une forte rugosité (terres rocheuses ou glacées des continents?). Les surfaces plus lisses et plates (mers ou lacs d'hydrocarbures?) devraient plutôt apparaître comme des zones sombres, avec des retours d'écho trop faibles pour être détectés. Les surfaces lisses, mais cette fois-ci présentant des pentes locales comprises entre 4 et 28° ² (reliefs de colline ou montagne?), produiront une rétrodiffusion supérieure à -25 dB et pourront être observées. Ces résultats ne doivent être considérés qu'à titre indicatif, la composition de la surface de Titan, ainsi que ses propriétés de rugosité, étant encore très mal connues. Le fort contraste de rétrodiffusion pourrait tout de même nous fournir de premiers indices sur la nature de la surface rencontrée, plutôt liquide ou solide, et une estimation du couple rugosité-constante diélectrique.

3.2 Transmission atmosphérique : opacité collisionnelle à 2.17 cm?

Une atmosphère planétaire peut présenter une certaine opacité dans l'infrarouge lointain et le millimétrique du fait de l'élargissement collisionnel de certaines bandes d'absorption de ses composés gazeux majoritaires. Dans certaines atmosphères suffisamment

2. Ces angles constituent une fraction importante des inclinaisons des pentes naturelles observées sur les surface planétaires. Ils correspondent à une incidence relative inférieure à 7° .

denses, dans le cas de Titan par exemple, les ailes de raies peuvent s'étendre jusque dans le centimétrique.

Le coefficient d'absorption pour les processus collisionnels impliquant la molécule majoritaire dans l'atmosphère de Titan (pour les collisions les plus probables, *i.e.* N_2-N_2) est donné par la formule empirique suivante, valide de l'infrarouge lointain jusqu'au millimétrique (Encrenaz *et al.* 1995):

$$\alpha_{N_2-N_2} = 4 \times 10^{-9} \nu^2 n_{N_2}^2 \quad (cm^{-1}) \quad (3.11)$$

où ν est le nombre d'onde du rayonnement exprimé en cm^{-1} et n_{N_2} est la densité de N_2 exprimée en *amagat*.

Le domaine de validité de l'expression précédente peut s'étendre aisément jusqu'au centimétrique, domaine de longueur d'onde du radar de Cassini (Th. Encrenaz, *communication personnelle*).

L'amagat est une unité sans dimension obtenue en faisant le rapport entre la densité d'un gaz sous des conditions de pression et de température données et la densité de référence pour des conditions standards (sous 1 atmosphère et à $0^\circ C$). Cette densité est connue sous le nom de nombre de Loschmidt N_0 et est égale à $2.7 \times 10^{19} mol.cm^{-3}$. Dans le cas de Titan, nous avons donc :

$$n_{N_2}(z) \quad (\text{amagat}) = \frac{n_{N_2}(z) \quad (mol.cm^{-3})}{N_0} \quad (3.12)$$

Dans une atmosphère en équilibre hydrostatique, la pression décroît de manière exponentielle avec l'altitude :

$$P(z) = P_0 \exp\left\{-\int_{z_0}^z \frac{dz'}{H(z')}\right\} \quad (3.13)$$

avec P_0 est la pression à l'altitude z_0 et $H(z)$ est la hauteur d'échelle atmosphérique à l'altitude z . Cette dernière s'exprime de la façon suivante :

$$H(z) = \frac{N_{av} k_b T(z)}{M_a g(z)} \quad (3.14)$$

où N_{av} est le nombre d'Avogadro, k_b la constante de Boltzmann, M_a la masse moléculaire moyenne de l'atmosphère et g l'accélération de la pesanteur ³.

3. Pour une atmosphère aussi étendue que celle de Titan, les variations de l'accélération de la pesanteur

De plus, si l'on considère cette atmosphère constituée de gaz parfaits ($P = nk_bT$ avec P la pression, n le nombre de molécules par unité de volume et T la température), nous avons pour la densité d'azote dans le cas de Titan :

$$n_{N_2}(z) = n_0 \frac{T_0}{T(z)} \exp\left\{-\int_{z_0}^z \frac{dz'}{H(z')}\right\} \quad (3.15)$$

avec n_0 et T_0 , respectivement la densité et la température à l'altitude z_0 .

Dans ces conditions :

$$\alpha_{N_2-N_2}(z) = 4 \times 10^{-9} \nu^2 \left(\frac{n_0}{N_0}\right)^2 \left(\frac{T_0}{T(z)}\right)^2 \exp\left\{-2 \int_{z_0}^z \frac{dz}{H(z)}\right\} \quad (3.16)$$

L'opacité collisionnelle $\tau_{N_2-N_2}$ due à l'ensemble des molécules de N_2 est obtenue en intégrant l'équation 3.16 sur l'extension verticale de l'atmosphère de Titan :

$$\tau_{N_2-N_2} = \int_{surface}^{\infty} \alpha_{N_2-N_2}(z) dz \quad (3.17)$$

Finalement, la perte de puissance par le biais de l'absorption collisionnelle N_2-N_2 pour une onde traversant cette atmosphère, traduite en décibels, peut s'exprimer ainsi (pour un aller-retour) :

$$Att(dB) = 20 \log_{10} (e^{-\tau_{N_2-N_2}}) \quad (3.18)$$

L'ensemble des paramètres utilisés pour réaliser ce calcul sont explicités dans le tableau suivant :

ν	= 0.461 cm^{-1}
z_0	= 0 km (surface)
n_0	= $1.35 \times 10^{20} mol.cm^{-3}$
T_0	= 94 K
M_a	= 28 $g.mol^{-1}$
g_0	= 117 $cm.s^{-2}$
R	= 2575 km

TAB. 3.2 – Paramètres du calcul de l'opacité collisionnelle N_2-N_2 pour l'atmosphère de Titan à la longueur d'onde du radar de Cassini

sur toute son extension ne peuvent plus être négligées. La dépendance de g avec l'altitude est donnée par

$$g(z) = g_0 \left(\frac{R}{R+z}\right)^2$$

avec g_0 l'accélération de la pesanteur à la surface et R le rayon de Titan.

La résolution de l'équation 3.18, et par extension celle de l'équation 3.16, nécessite la connaissance du profil vertical de température de l'atmosphère de Titan. Nous avons utilisé le profil calculé par Lellouch *et al.* (1990), qui sert de profil de référence (voir FIG. 1.2).

Nous avons pu déterminer lors de la résolution de l'équation 3.17 les valeurs intermédiaire de $H(z)$ et de $n_{N_2}(z)$ et ainsi vérifier la validité de notre intégration numérique. Ces résultats sont présentés sur la figure 3.10.

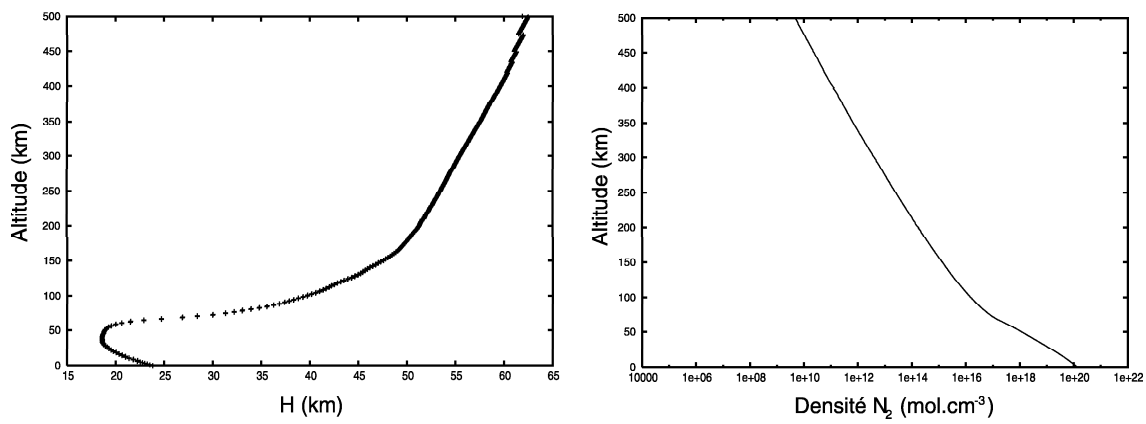


FIG. 3.10 – Hauteur d'échelle atmosphérique de Titan (à gauche) et densité de N_2 (à droite) calculées par notre modèle

La valeur d'atténuation obtenue est assez faible, de l'ordre de -0.2 dB. Il était important de vérifier si les processus de collision pouvaient engendrer de forte valeur d'opacité dans le domaine micro-onde. D'après nos calculs, ce n'est pas le cas et nous pouvons affirmer que ce continuum d'absorption n'affectera en rien les performances du radar Cassini.

Les processus d'absorption collisionnelle mettant en jeu des molécules minoritaires (N_2 - CH_4 , CH_4 - CH_4 et processus incluant des hydrocarbures plus lourds), du fait de leur densité plus faible, peuvent être également négligés.

3.3 Transmission atmosphérique : impact des aérosols

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, Titan possède une atmosphère dense et opaque, composée d'épaisses couches de brumes d'aérosols et probablement d'une couche

de nuages d'hydrocarbures liquides ou solides dans sa partie la plus basse. Le brouillard d'aérosols est optiquement épais dans l'ultraviolet, le visible et le proche infrarouge comme ont pu le constater les sondes Voyager 1 et 2 lors de leur survol. Mais du fait de la petite taille des particules qui le constitue (rayon inférieur au micron pour les brumes stratosphériques), il est attendu que celui-ci devienne transparent pour des longueurs d'onde supérieures à $1 \mu m$ (McKay *et al.* 2001). En revanche, la présence hypothétique de nuages ou de pluie dans la troposphère (avec des gouttes pouvant atteindre théoriquement un rayon de quelques millimètres) pourrait engendrer une opacité supplémentaire et cela jusqu'au domaine des micro-ondes. C'est cette propriété d'opacité de l'atmosphère de Titan pour un domaine de longueurs d'onde inattendu, et ainsi les conséquences que cela pourrait avoir sur l'instrument Radar de Cassini, que nous nous sommes proposés d'étudier. Dans ce cas, nous avons fait abstraction des propriétés de rétrodiffusion radar de la surface. En imposant une réflexion totale à l'interface que représente la surface de Titan, nous nous affranchissons des éventuelles pertes engendrées par la diffusion surfacique (quantifiées dans la section précédente) pour ne tenir compte dans cette partie que des éventuels effets atmosphériques.

3.3.1 Description de la simulation

Nous avons développé une simulation de l'atténuation du signal envoyé par l'antenne de Cassini à travers l'atmosphère de Titan. Cette simulation nous a permis de prédire en fonction d'une composition atmosphérique présumée l'atténuation subie par l'écho radar de Cassini.

L'atmosphère de Titan étant constituée de gaz et de particules en suspension, cette atténuation est définie en décibels de la façon suivante :

$$Att_{totalc}(dB) = Att_{gaz} + Att_{particules} = 10 \log_{10} \left[\frac{P^{sol}}{P^{radar}} \right] \quad (3.19)$$

où P^{radar} représente la puissance du signal radar émis par l'antenne et P^{sol} la puissance encore disponible à la sortie de l'atmosphère (juste au niveau du sol), sans tenir compte des pertes en $1/R^2$ liées au trajet aller-retour de l'onde.

Les gaz contenus dans l'atmosphère ont été négligés, car à la longueur d'onde du radar ($\lambda = 2.17 \text{ cm}$) l'absorption et la diffusion par des particules de taille moléculaire

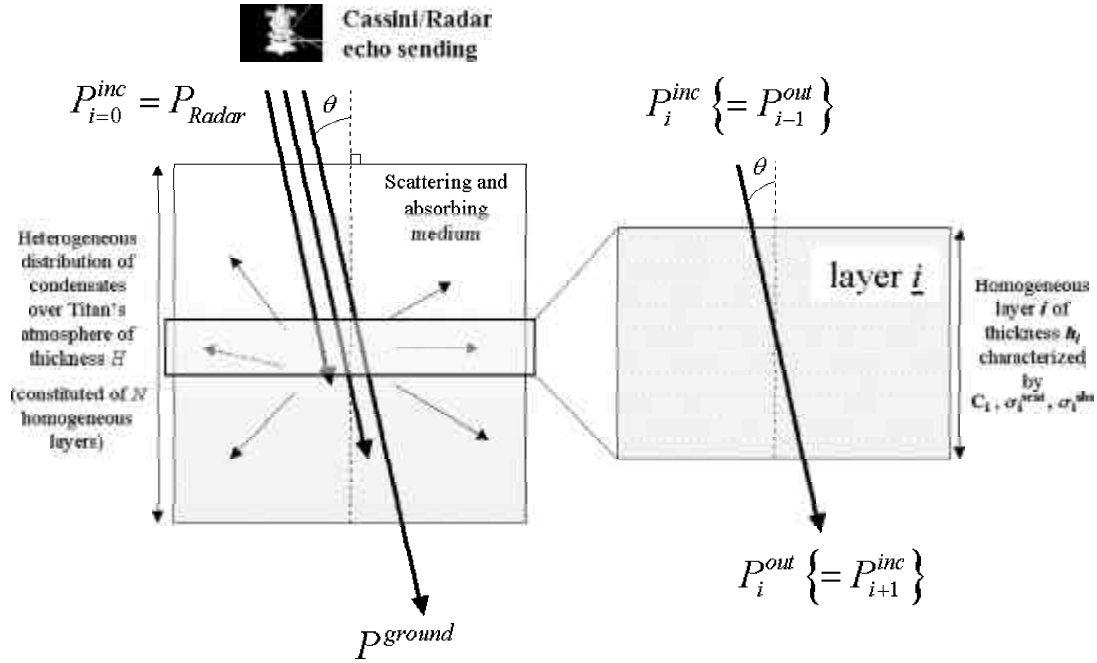


FIG. 3.11 – Description de notre modèle de transmission atmosphérique

sont inexistantes (les propriétés d'absorption dans une atmosphère dense ont été étudiées dans la section 3.2). En outre, leur permittivité étant très proche de l'unité, ils peuvent être considérés comme des éléments neutres pour la diffusion micro-onde. Seule la phase condensée présente au sein de l'atmosphère de Titan sous la forme d'aérosols, de cristaux de glaces ou de gouttes de pluie d'hydrocarbure posséderait à la fois une taille et des propriétés diélectriques suffisantes pour interagir avec l'onde radar de Cassini. Dans ces conditions, nous pouvons en première approximation modéliser l'atmosphère de Titan par un milieu dilué composé de sphères diélectriques (particules d'aérosol ou de pluie) en suspension dans le vide (gaz).

Dans une géométrie à une dimension de type "ligne de visée", le transfert du rayonnement d'une onde plane à travers un milieu stratifié plan(s)-parallèle(s), avec diffusion et absorption, mais en l'absence d'émission, se définit simplement de la manière suivante :

$$\frac{dP(\lambda)}{d\tau(\lambda, l)} = P(\lambda) \quad (3.20)$$

où $\tau(\lambda, l) = -\int_0^l C(l')\sigma_t(\lambda, l') dl'$ est l'opacité le long du trajet dl de l'onde et $\sigma_t(\lambda, l') = \sigma_s(\lambda, l') + \sigma_a(\lambda, l')$ la section efficace d'extinction volumique des particules peuplant le

milieu traversé avec $\sigma_s(\lambda, l')$ la section efficace de diffusion et $\sigma_a(\lambda, l')$ la section efficace d'absorption. $C(l')$ représente la densité numérique de particules en un point l' du trajet.

Le radar Cassini ne fonctionnant qu'à longueur d'onde fixe, la dépendance en λ de l'équation 3.20 disparaît. De plus, si l'onde arrive sur le milieu stratifié avec une incidence θ par rapport à la normale au(x) plan(s)-parallèle(s), alors

$$dl = \frac{dz}{\cos \theta} \quad (3.21)$$

avec z dirigé le long de la verticale selon la direction du rayonnement. Finalement, dans notre cas, l'équation 3.20 peut se réécrire :

$$\cos \theta \frac{dP(z)}{P(z)} = d\tau(z) \quad (3.22)$$

où $\tau(z) = - \int_0^z C(z') \sigma_t(z') dz'$.

Par intégration membre à membre de l'expression 3.22, nous obtenons dans le cas du radar Cassini l'équation qui nous servira de référence pour nos calculs de transmission atmosphérique :

$$\frac{P^{sol}}{P^{radar}} = \exp\left(-\frac{\int_{radar}^{sol} C(z) \sigma_t(z) dz}{\cos \theta}\right) \quad (3.23)$$

Les profils verticaux de concentrations $C(z)$ et de rayons des particules de l'atmosphère de Titan définis dans le chapitre 1, ainsi que les profils diélectriques définis dans le chapitre 2, nous serviront de paramètres d'entrée pour notre modèle. Les expressions des sections efficaces de diffusion et d'absorption nous seront données analytiquement par la théorie de la diffusion Rayleigh pour des particules de petit rayon devant la longueur d'onde et par un code numérique classique utilisant la théorie de Mie (code BHMIE, inspiré de Bohren et Huffman (1983)) pour des particules plus grosses. La transition entre les deux régimes de diffusion a été fixée à $r = 0.05 \times \lambda = 1.08 \text{ mm}$ avec r le rayon de la particule (Kerker 1969; Ishimaru 1997). La théorie de la diffusion de la lumière par une collection de sphères isolées, ainsi que l'expression des sections efficaces, sont détaillées dans l'annexe B.

3.3.2 Calculs d'atténuation pour une atmosphère homogène

Nous avons réalisé une série de tests pour notre simulation dans le cas d'une atmosphère homogène, *i.e.* présentant un seul mode de rayon et de la concentration de particules. Dans ce cas, l'atmosphère est modélisée par une seule couche homogène d'aérosols de hauteur Z constituée de particules ayant toutes le même rayon r et présentant à toute altitude la même densité numérique C . L'équation 3.23 se simplifie grandement et nous avons pour l'atténuation induite par la traversée aller-retour de cette atmosphère idéalisée après réflexion totale sur la surface :

$$\text{Att}_{\text{totale}}(dB) = 20 \log_{10}[\exp(-\frac{C\sigma_t Z}{\cos\theta})] \quad (3.24)$$

Tests préliminaires de la simulation

Une première série de valeurs d'atténuation a été obtenue en testant notre modèle avec une couche homogène de 50 m d'épaisseur (soit 100 m pour un aller-retour à travers la couche), composée de particules sphériques dont nous avons fait varier le rayon entre 1 μm et 2 mm , la partie réelle de leur constante diélectrique variant entre 1 et 10. Ces calculs ont été effectués pour trois valeurs distinctes de concentration : 1, 10 and 100 cm^{-3} . Ces trois facteurs (r , ε_r et C) sont considérés comme les paramètres libres de notre simulation. La partie imaginaire de la constante diélectrique des particules utilisées a été fixée à 10^{-2} ⁴. Les résultats de ces calculs sont présentés sur la figure 3.12.

Paramètres du test	
θ	= 0° (visée nadir)
Z	= 50 m
ε_r''	= 0.01
ε_r'	libre de varier entre 1 et 10
r	libre de varier entre 1 μm et 2 mm
C	= 1, 10, 100 cm^{-3}

TAB. 3.3 – Paramètres du modèle de transmission atmosphérique lors des tests préliminaires

4. Nous avons été obligés de choisir cette valeur de façon arbitraire, car au moment de réaliser ces tests préliminaires nous n'avions pas encore engagé notre campagne de mesures des propriétés diélectriques des tholins pour des longueurs d'ondes centimétriques. Nous avons alors fixé la valeur de ε_r'' à 10^{-2} , correspondant à sa valeur mesurée à 300 GHz par Khare *et al.* (1984) (voir aussi FIG. 2.11).

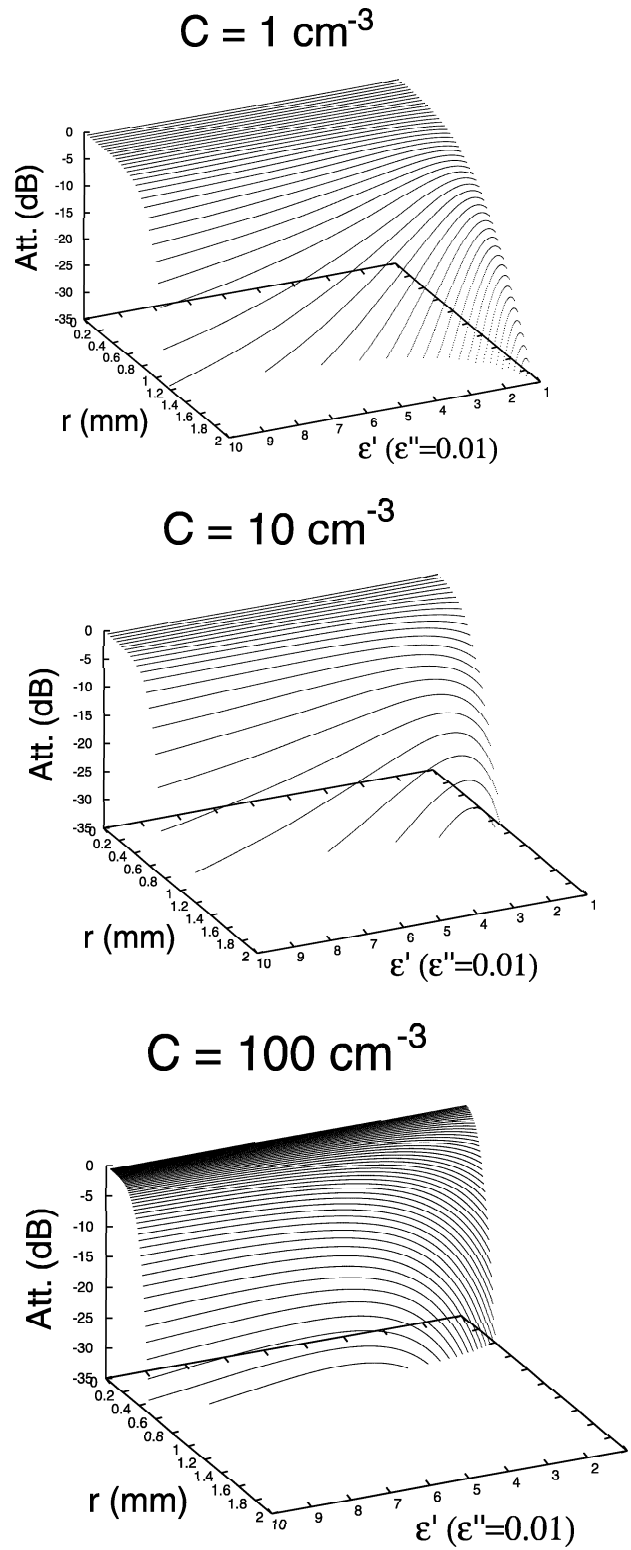


FIG. 3.12 – Atténuations calculées pour une couche homogène de 50 m d'épaisseur

Les valeurs obtenues au cours de ces simulations ne sont à considérer qu'à titre indicatif. Ces calculs nous ont permis dans un premier temps de vérifier qu'il n'y avait pas de discontinuité à la transition entre le régime de diffusion Rayleigh et celui de Mie. Cela nous a permis de valider le code numérique utilisé pour modéliser la diffusion de Mie. Dans un deuxième temps, il est tout de même intéressant de constater que malgré la faible épaisseur de la couche traversée (100 m aller-retour), certaines atténuations atteignent des valeurs importantes, supérieures à la limite de sensibilité de l'instrument radar de Cassini (- 25 dB). Cette limite est rapidement atteinte pour des rayons de particules de l'ordre du millimètre, des permittivités réelles proches de celles de nos tholins ou d'hydrocarbures liquides (environ 2) et des concentrations assez faibles (10 cm^{-3}). Ces résultats nous ont encouragé à réaliser une série de simulations similaires, mais cette fois-ci avec de meilleures contraintes sur les paramètres d'entrée : r , C , ε_r et Z .

Résultats dans le cas d'une atmosphère de Titan supposée homogène

Souhaitant au mieux reproduire les propriétés de l'atmosphère de Titan dans le cadre limité de cette simulation, nous nous sommes inspirés dans un premier temps des résultats expérimentaux sur la caractérisation diélectrique de nos analogues d'aérosols de Titan et dans un second temps, des valeurs de rayons et de concentrations des particules composant ces brumes qui ont pu être publiées.

Nous avons ainsi fixé la valeur de la constante diélectrique des particules à : $\varepsilon_r = 2.2 - j0.05$ (voir chapitre 2). Les intervalles de variation des rayons et des concentrations des aérosols ont été fixés d'après les valeurs extrêmes trouvées dans la littérature : $10 \text{ nm} < r < 8 \mu\text{m}$ ⁵ et $1 < C < 10000 \text{ cm}^{-3}$. Finalement, une contrainte sur le paramètre Z nous a été apportée par les résultats d'observations du limbe UV des brumes d'aérosols⁶. Nous avons fixé l'épaisseur de la couche d'aérosols à 500 km.

5. La valeur extrême de $8 \mu\text{m}$ a été prédite par Podolak *et al.* (1984) suite à leurs travaux sur la microphysique de la croissance des aérosols dans l'atmosphère de Titan. Il est important de noter que cette valeur de rayon pour les aérosols reste marginale par rapport à la grande majorité des tailles sub-micrométriques déduites d'observations ou d'autres modèles. Pour plus de détails, voir section 1.2.

6. Le spectromètre UV de Voyager 1 a détecté la présence d'une absorption UV autour de 450-550 km d'altitude, certainement engendrée par des particules de taille légèrement supérieure à la taille d'une molécule (Smith *et al.* 1981).

Paramètres de la simulation	
θ	= 0° (visée nadir)
Z	= 500 km
ε_r	= $2.2 - j0.05$
r	libre de varier entre 10 nm et $8 \text{ }\mu\text{m}$
C	libre de varier entre 1 et 10000 cm^{-3}

TAB. 3.4 – Paramètres du modèle de transmission de l’onde radar de Cassini à travers une atmosphère de Titan supposée homogène

Les résultats des simulations effectuées à l’aide de l’ensemble des paramètres explicités dans le tableau 3.4 sont présentés sur les graphes 3.13. Chaque point de la figure du haut correspond à la valeur d’atténuation calculée pour une atmosphère uniforme caractérisée par un couple (r, C) unique. Ces atténuations ont été obtenues pour un aller-retour après réflexion totale à la surface, soit un parcours de 1000 km (sans tenir compte de l’atténuation du trajet en $1/R^2$). La figure du bas est une représentation en deux dimensions de la variation de l’atténuation en fonction du rayon et de la concentration des particules rencontrées. La partie en noir correspond à toutes les valeurs d’atténuation supérieures à la limite de sensibilité du radar Cassini, soit -25 dB .

Le modèle que nous avons développé ici, dans sa version la plus simple, nous a permis de nous rendre compte qu’il était utile de se préoccuper des conséquences de la traversée de l’atmosphère de Titan sur l’expérience radar. Contrairement à ce qui était communément admis (Picardi *et al.* 1992; Montefredini *et al.* 1995; Melacci *et al.* 1998)⁷, nos résultats montrent que les particules contenues dans cette atmosphère pourraient engendrer dans certaines conditions une perte de signal suffisante pour que l’écho de surface ne soit pas détecté par l’instrument. Ce serait le cas par exemple pour une atmosphère homogène de 500 km d’épaisseur composée de particules de $6 \text{ }\mu\text{m}$ de rayon avec une concentration de 1000 cm^{-3} , ou de particules de $3 \text{ }\mu\text{m}$ de rayon avec une concentration de 7000 cm^{-3} (voir 3.13, figure de droite). Ces valeurs ne sont pas si éloignées des propriétés attendues pour les brumes d’aérosols de Titan. Pour simplifier, il pourrait exister une couche plus ou moins uniforme de près de 400 km d’aérosols de rayon légèrement inférieur au micron

7. Picardi *et al.* (1992), Montefredini *et al.* (1995) et Melacci *et al.* (1998) considéraient l’atmosphère de Titan totalement transparente à la longueur d’onde du radar Cassini et la négligeaient lors de leurs simulations.

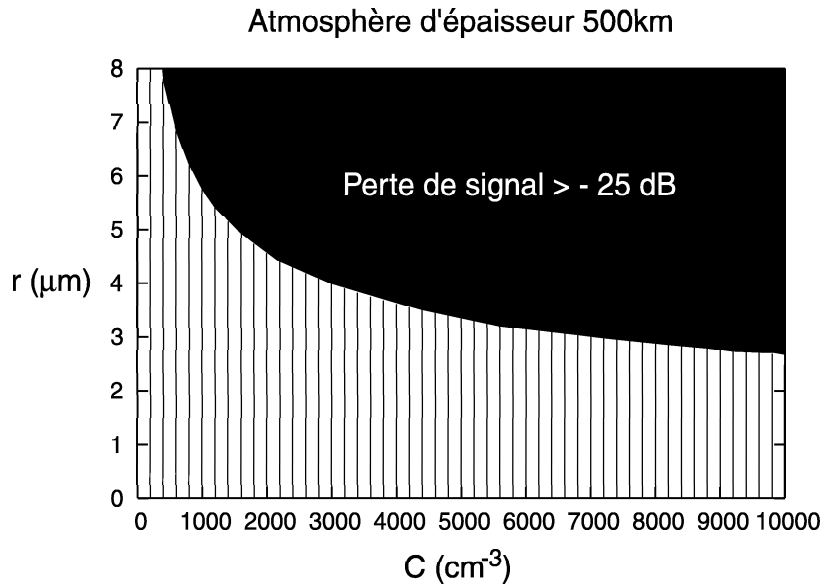
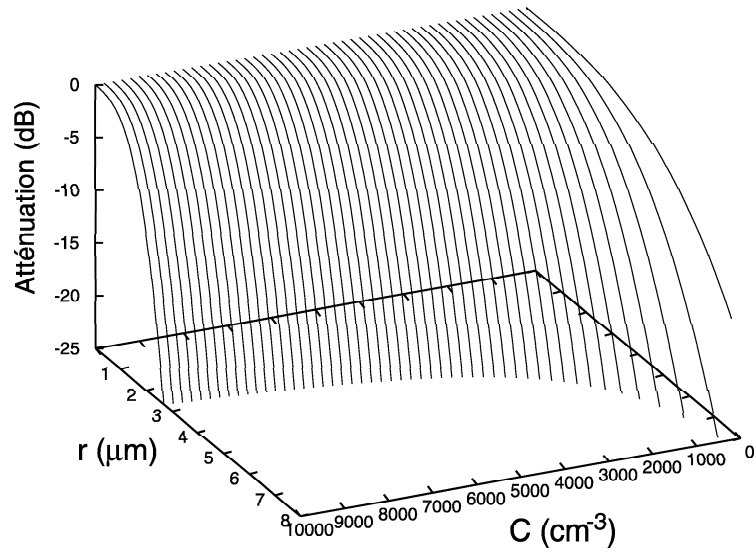


FIG. 3.13 – Atténuations calculées pour une atmosphère homogène de 500 km d'épaisseur

avec une forte concentration (de 100 à 1000 cm^{-3}). Dans le cas où les hydrocarbures pourraient condenser dans la basse atmosphère, une couche de 50-100 km de pluie ou de nuage composée de particules bien plus grosses (jusqu'à quelques millimètres de rayon), quoiqu'en concentrations plus faibles pourrait aussi être présente. Cette étude préliminaire nous amène à la conclusion que l'atmosphère de Titan pourrait présenter une certaine opacité dans les longueurs d'onde centimétriques et ainsi affecter la transmission du signal émis, puis reçu par le radar de Cassini.

Malgré tout, on voit bien ici les limitations de la première version de notre modèle. L'hypothèse d'uniformité de la composition de l'atmosphère n'est vérifiée qu'en première approximation. Si nous étudions en détails les propriétés de l'atmosphère de Titan (notamment celles de sa basse atmosphère), nous nous apercevons de la très forte hétérogénéité de celle-ci (voir sections 1.2 et 1.3). Nous avons alors décidé de construire sur la base de ce modèle simple un modèle de transmission multi-couches qui tiendrait compte, avec une certaine résolution verticale, de l'inhomogénéité de l'atmosphère de Titan.

3.3.3 Etude approfondie du cas d'une atmosphère fortement hétérogène

Nous présentons dans cette partie l'amélioration que nous avons apportée à notre simulation de manière à pouvoir quantifier de façon plus rigoureuse l'impact que pourrait avoir l'épaisse atmosphère de Titan sur l'expérience radar de la mission Cassini. La principale amélioration vient de la disparition des derniers paramètres libres de notre simulation (r et C). Les rayons et les concentrations des aérosols nécessaires à nos calculs sont désormais simulés à partir de profils verticaux $r(z)$ et $C(z)$ tirés de scénarios d'atmosphère publiés dans la littérature. Cela présente également l'avantage de pouvoir caractériser de manière plus pertinente les variations des propriétés physiques des aérosols en fonction de l'altitude, ce qui n'était pas possible avec la version précédente du modèle.

L'atmosphère de Titan, décrite par les profils $r(z)$ et $C(z)$, est alors découpée en couches d'épaisseur constante δz . Nous avons remplacé les profils par une valeur constante représentant la moyenne des variations des profils le long de δz . Chaque couche est alors uniforme, avec $r = \langle r(z) \rangle_{\delta z}$ et $C = \langle C(z) \rangle_{\delta z}$. Lors de la discrétisation, δz a été choisi suffisamment petit devant les variabilités verticales des profils (localement δz doit

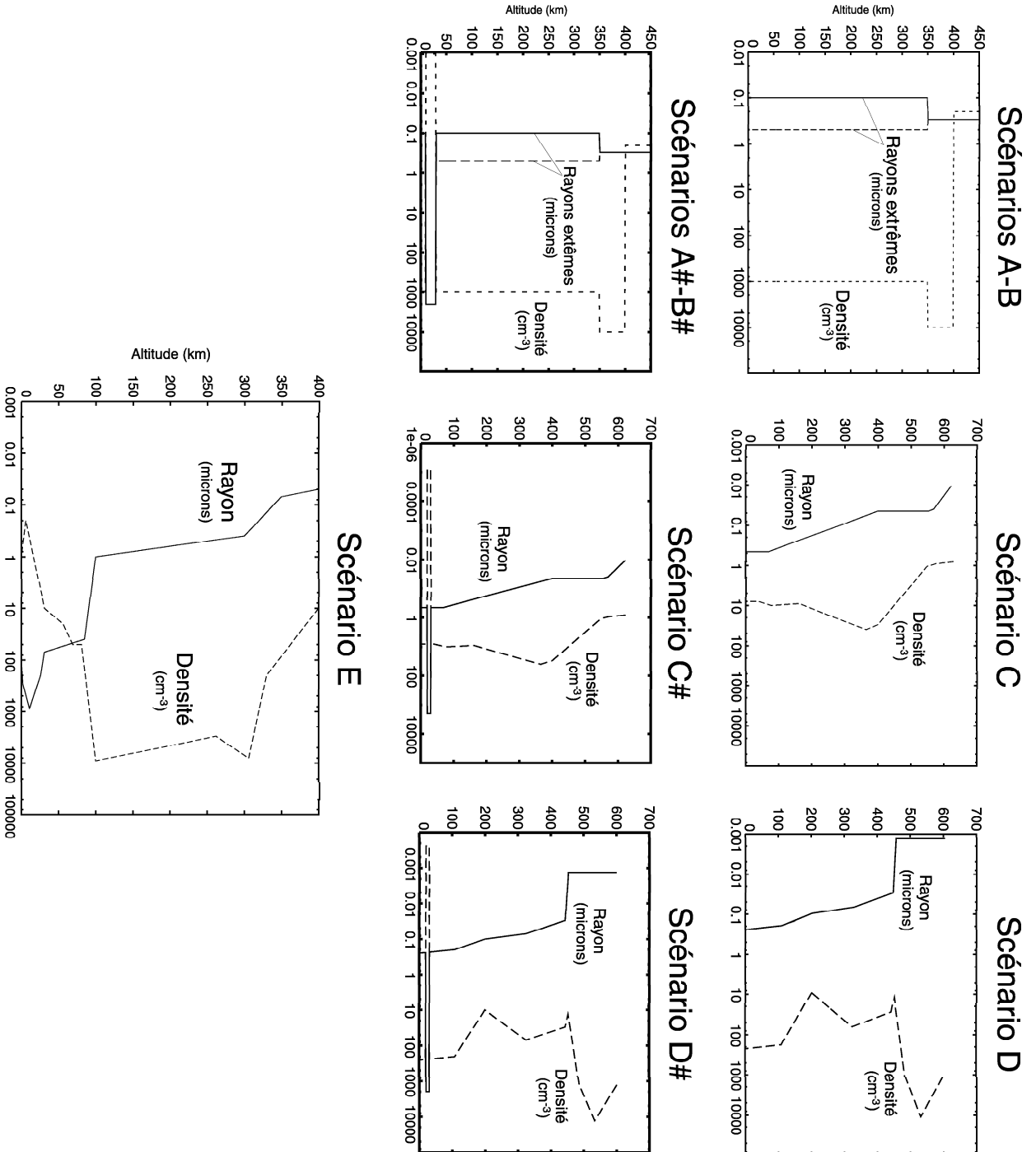


FIG. 3.14 – Les 9 scénarios de distribution de l'aérosol de Titan que nous avons sélectionnés pour les besoins de nos simulations.

être très petit devant le rayon de courbure du profil) pour conserver le maximum d'informations provenant des profils originaux. Une valeur de 1 *km* est apparue comme étant le meilleur compromis entre le temps de calcul et une bonne résolution verticale. Dans ce cas, l'équation 3.23 est discrétisée en altitude en couches homogènes d'un kilomètre d'épaisseur. Nous avons alors pour l'atténuation, toujours après réflexion totale sur la surface et en ne tenant pas compte de l'atténuation de propagation en $1/R^2$:

$$\text{Att}_{\text{totale}}(dB) = 20 \log_{10} \left[\prod_i \exp\left(-\frac{C^i \sigma_t^i \delta z}{\cos \theta}\right) \right] = \sum_i 20 \log_{10} \left[\exp\left(-\frac{C^i \sigma_t^i \delta z}{\cos \theta}\right) \right] \quad (3.25)$$

A partir des quatre principaux modèles des brumes de Titan (un modèle multi-couches homogènes déduit de l'analyse des observations Voyager 1 et 2 et trois modèles de croissance d'aérosols de McKay *et al.* (1989), Frère *et al.* (1990) et Cabane *et al.* (1992) - détaillés dans la section 1.2), nous avons construit neuf scénarios d'atmosphère. Quatre ne contiennent que des aérosols ("atmosphères sèches ou claires", autorisant la supersaturation des hydrocarbures susceptibles de condenser dans la basse atmosphère de Titan), les cinq autres intégrant la possible formation de nuages d'hydrocarbure dans la troposphère de Titan ("atmosphères humides ou voilées", dans lesquelles la supersaturation est faible, voire inexistante). Ce large éventail de scénarios nous a permis d'explorer un grand nombre de situations qui pourraient être rencontrées lors des nombreux survols de Titan par l'orbiteur Cassini, des plus attendues dans le cas d'une atmosphère claire au plus surprenantes⁸ dans le cas de la présence d'épais nuages de méthane.

Nos neuf scénarios de distribution d'aérosols se présentent de la façon suivante (voir aussi FIG. 3.14) :

- scénario A : modèle multi-couches homogènes composé de particules de 0.1 μm de rayon dans la couche principale ;
- scénario B : modèle multi-couches homogènes composé de particules de 0.5 μm de rayon dans la couche principale ;
- scénario C : modèle hétérogène de McKay *et al.* (1989) ;
- scénario D : modèle hétérogène de Cabane *et al.* (1992) ;

8. Il n'existe pas encore de preuves observationnelles formelles de la présence persistante ou de l'apparition sporadique de nuages dans la basse atmosphère de Titan, mais uniquement des spéculations théoriques. Le débat sur l'existence de nuages dans l'atmosphère de Titan, qui divise la communauté internationale, est encore d'actualité.

- scénario A \ddagger : scénario A auquel nous avons substitué aux aérosols, entre 10 et 30 km d'altitude, une couche uniforme de nuages de méthane avec sa taille et sa concentration de particules propres ;
- scénario B \ddagger : même opération, avec cette fois-ci le scénario B ;
- scénario C \ddagger : même opération, avec cette fois-ci le scénario C ;
- scénario D \ddagger : même opération, avec cette fois-ci le scénario D ;
- scénario E: modèle hétérogène de Frère *et al.* (1990), intégrant la condensation d'hydrocarbures autour des aérosols (les seuls encore à ce jour à avoir calculé des profils de taille et de concentration complets jusqu'à la surface).

Les scénarios A, B, C et D ne sont composés que d'aérosols (tholins). De la même façon que pour les simulations précédentes pour des atmosphères homogènes, nous avons contraint leur constante diélectrique avec la valeur mesurée pour nos tholins, soit $\varepsilon_r = 2.2 - j0.05$. Nous avons également tenu compte, pour plus de rigueur, de l'incertitude de nos mesures expérimentales (rappel: 20% sur la partie réelle de la constante diélectrique, l'incertitude sur la partie imaginaire étant quant à elle difficilement quantifiable - voir section 2.2.3). Les atténuations ont ainsi été calculées pour des constantes diélectriques allant de $\varepsilon_r = 2.1$ (atténuation minimale) à $\varepsilon_r = 2.1 - j0.1$ (atténuation maximale)⁹.

Paramètres des scénarios A, B, C et D	
θ	= 0° (visée nadir)
Z	fixé par le profil choisi
$r(z)$	<i>idem</i>
$C(z)$	<i>idem</i>
ε_r	= 2.2 - j0.05

TAB. 3.5 – Paramètres de notre modèle dans le cas d'une atmosphère hétérogène sèche

Le modèle qui a inspiré notre scénario E se démarque des autres scénarios d'atmosphère par le fait qu'il est le seul à proposer, en plus des processus habituels de collection et de transport, une description de la possible croissance des aérosols par des processus de condensation. Ces processus n'interviennent qu'à partir de 100 km d'altitude. Au dessus,

9. L'atténuation ne varie pas de façon linéaire avec la constante diélectrique. Nous avons vérifié que la valeur $\varepsilon_r = 2.1$ (avec $\varepsilon'' = 0$) donne bien la plus petite valeur d'atténuation, tous les autres paramètres de la simulation étant fixés, et $\varepsilon_r = 2.1 - j0.1$, la plus grande. Toutes les autres permittivités engendrent des atténuations qui sont contenues dans cet intervalle.

les brumes décrites par le modèle de Frère *et al.* (1990) ne sont constituées que d'aérosols issues de la chimie de la haute stratosphère, analogues aux tholins que nous avons produits en laboratoire. Nous avons donc pris $\varepsilon_r = 2.2 - j0.05$ comme valeur de constante diélectrique pour les particules rencontrées au dessus de 100 km. En dessous de cette limite, les aérosols voient leur diamètre augmenter au fur et à mesure que se déposent des couches concentriques d'hydrocarbures et de nitriles, essentiellement par transition de la phase gazeuse à liquide. Au cours de la sédimentation des aérosols, les liquides qui l'entourent se mélangent et s'uniformisent par le jeu de frictions dynamiques internes. La valeur $\varepsilon_r = 1.8 - j0.002$ (constante diélectrique d'un liquide d'hydrocarbures légers et de nitriles uniformément mélangés) semble alors être la plus adaptée pour décrire les nouvelles propriétés diélectriques des aérosols jusqu'à la surface ¹⁰.

Paramètres du scénario E	
θ	= 0° (visée nadir)
Z	fixé par le modèle de Frère <i>et al.</i> (1990)
$r(z)$	profil de Frère <i>et al.</i> (1990)
$C(z)$	<i>idem</i>
ε_r	= 2.2 - j0.05 pour $z > 100$ km = 1.8 - j0.002 pour $z < 100$ km

TAB. 3.6 – Paramètres de notre modèle dans le cas d'une atmosphère hétérogène humide caractérisée par les profils de Frère *et al.* (1990)

Les scénarios A, B, C et D n'intégrant pas la condensation dans leurs calculs, nous avons du leur ajouter de manière artificielle une couche de nuages. Celle-ci a été construite en accord avec les résultats de Toon *et al.* (1988) et plus récemment de Courtin *et al.* (1995) : une couche de nuages de gouttelettes de méthane pur (de constante diélectrique $\varepsilon_r = 1.7 - j0.015$ ¹¹) localisée autour de la tropopause de Titan (sommet entre 30 et 40 km d'altitude) avec une extension verticale d'une vingtaine de kilomètres. Nous rappelons que ces derniers ont montré que les particules constituant ce nuage pouvaient atteindre des rayons compris entre 50 μm à 3 mm avec une concentration allant de 1 à 3500 m^{-3} . Pour les besoins de nos simulations, nous avons défini un jeu de paramètres décrivant le nuage dans lequel le rayon des gouttes de méthane a été fixé constant, égal à 2 mm. La

10. La phase liquide dominant en volume la composition des particules, les propriétés diélectriques du coeur de nucléation constitué par l'aérosol peuvent être totalement négligées.

11. Même remarque que précédemment.

concentration quant à elle a été obtenue par l'intermédiaire d'un facteur arbitraire f , libre de varier entre 0 et 1. Si l'on doit donner un sens physique à ce facteur, celui-ci pourrait représenter l'efficacité de nucléation de la phase liquide sur les aérosols. f représente alors la fraction des aérosols qui deviennent des sites pour la condensation dès que celle-ci est rendue possible par les propriétés thermodynamiques de l'atmosphère¹². Cela nous a permis de déduire la densité numérique du nuage à partir de celle des aérosols situés immédiatement au-dessus : $C_{nuage} = f C_{aérosols}$ dès $z = 30 km$. Le nuage conservera ensuite la densité C_{nuage} jusqu'à $z = 10 km$. Nous avons choisi de fixer la valeur nominale de f à $10^{-4}\%$. Dans ce cas, les concentrations des nuages de tous les scénarios restent dans les limites imposées par les calculs de Toon *et al.* (1988) (entre 1 et $3500 m^{-3}$) : 1000, 1000, 8 et $250 m^{-3}$, pour les scénarios A \ddagger , B \ddagger , C \ddagger et D \ddagger respectivement. En dessous de 10 km d'altitude, comme l'ont montré Frère *et al.* (1990) et Lorenz (1993a), la sublimation redevient très efficace et cela se traduit dans notre scénario par la disparition du nuage et à la réapparition des profils d'aérosols.

La figure 3.15 présente les résultats du calcul d'atténuation radar pour nos neuf scénarios. Les paramètres d'entrée de chacune des simulations sont répertoriés dans les tableaux 3.5 pour les scénarios A, B, C et D, 3.6 pour le scénario E et 3.7 pour les scénarios A \ddagger , B \ddagger , C \ddagger et D \ddagger .

Les atténuations engendrées par les scénarios ne contenant que les brumes d'aérosols sans nuage (A, B, C et D) sont toutes très faibles. Aucune ne dépasse - 0.02 dB, même en tenant compte des barres d'erreurs, et sont assurément négligeables. Une atmosphère de Titan dépourvue de formations nuageuses sera totalement transparente pour l'onde radar de Cassini. Cela constitue un premier résultat important et confirme *a posteriori* la validité des hypothèses de transparence micro-onde de l'atmosphère émises par Picardi *et al.* (1992), Montefredini *et al.* (1995) et Melacci *et al.* (1998) dans le cas d'une atmosphère

12. La nécessité d'utiliser un tel paramètre traduit le manque d'information et de contrainte que nous avons sur les processus de nucléation et de condensation. Concernant Titan, Samuelson et Mayo (1997) et Guez *et al.* (1997) ont suggéré que seule une partie des aérosols qui traversait la zone de saturation était susceptible de pouvoir activer la nucléation et ainsi se couvrir d'hydrocarbures liquides. La notion d'efficacité de condensation a été introduite pour essayer d'estimer le taux de nucléation dans la partie saturée de l'atmosphère de Titan, mais celle-ci s'est avérée extrêmement dépendante de l'angle de contact entre l'aérosol et la phase condensée, paramètre difficilement accessible par la théorie ou l'expérimentation. L'efficacité de la condensation est donc un paramètre fortement indéterminé et nous avons choisi de rendre compte de cela à travers le facteur libre f .

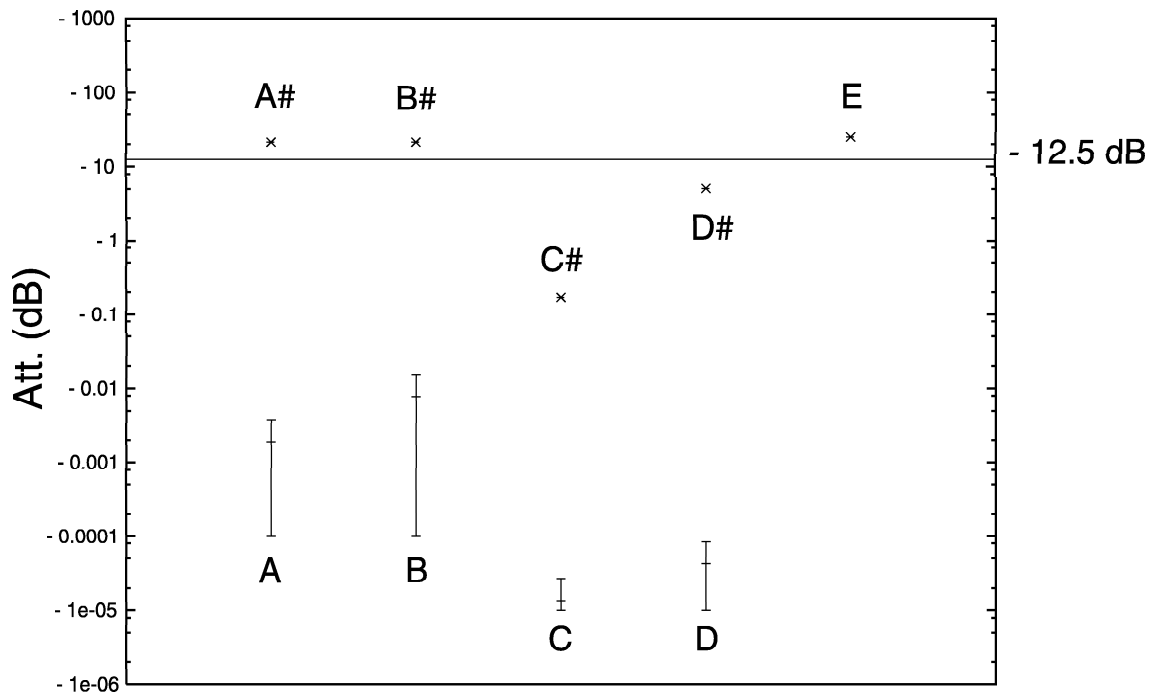


FIG. 3.15 – Calculs d’atténuation pour chacun des neuf scénarios d’atmosphère de Titan pour un aller à travers son atmosphère. La ligne horizontale pleine représente la limite de sensibilité de l’instrument Radar de Cassini ramenée à -12.5 dB. Les barres d’erreurs indiquées représentent l’incertitude sur la valeur de constante diélectrique que nous avons mesurée pour les tholins. Dans le cas des “atmosphères humides ou voilées” (A#, B#, C#, D# et E - aucune incertitude sur les paramètres de ces modèles n’est disponible), l’atténuation est largement dominée par les pertes engendrées par les gouttes de liquides hydrocarbures et l’information sur l’incertitude due à la composante “sèche” (aérosol) est totalement noyée. Les barres d’erreurs existent mais ne sont pas visibles à l’échelle quelques décibels.

Paramètres des scénarios A \ddagger , B \ddagger , C \ddagger et D \ddagger	
θ	= 0° (visée nadir)
Z	fixé par le profil choisi
$30 \text{ km} < z < Z$	
$r(z)$	fixé par le profil choisi
$C(z)$	<i>idem</i>
ε_r	= $2.2 - j0.05$
$10 \text{ km} < z < 30 \text{ km}$ (couche de nuages)	
r	= 2 mm
C	constant, déterminé par le facteur $f = 10^{-6}$ = 1000, 1000, 8 et 250 m^{-3} respectivement
ε_r	= $1.7 - j0.015$
surface $< z < 10 \text{ km}$	
$r(z)$	fixé à nouveau par le profil choisi
$C(z)$	<i>idem</i>
ε_r	= $2.2 - j0.05$

TAB. 3.7 – Paramètres de notre modèle dans le cas d’une atmosphère hétérogène à laquelle a été ajoutée une couche homogène de nuages de basse altitude

“claire”.

En revanche, les scénarios “voilés” présentent des opacités à la longueur d’onde du radar de Cassini bien plus importantes. L’ajout de la condensation dans la basse atmosphère de Titan a pour conséquence d’augmenter les pertes de puissance du signal de plus de quatre ordres de grandeur. Nous avons obtenu - 0.4, - 10, - 40, - 40 et - 50 *dB* d’atténuation suite à la traversée des atmosphères C \ddagger , D \ddagger , A \ddagger , B \ddagger et E. Dans la plupart des cas, cette atténuation serait suffisante pour empêcher le radar Cassini de détecter un écho provenant de la surface et, si un signal est détecté, celui-ci sera fortement affecté par les forts diffuseurs atmosphériques que constituent les nuages, aussi bien en mode imageur qu’en mode altimètre¹³. Cela constitue un deuxième résultat important dont il faudra tenir compte lors l’analyse des futures données enregistrées par le radar.

Il est tout de même important de noter que les paramètres r et surtout f , utilisés

13. Le mode imageur fonctionnera en visée latérale avec un angle d’incidence moyen de 11° . Le signal émis par celui-ci aura un parcours aller-retour au sein de l’atmosphère de Titan légèrement plus long que le signal du mode altimètre, d’un facteur $1/\cos\theta \simeq 1.02$. L’atténuation résultante ne sera en fait augmentée que de 2%. Dans ces conditions, nous pouvons assumer que les valeurs calculées au nadir sont aussi valables pour l’incidence du mode imageur.

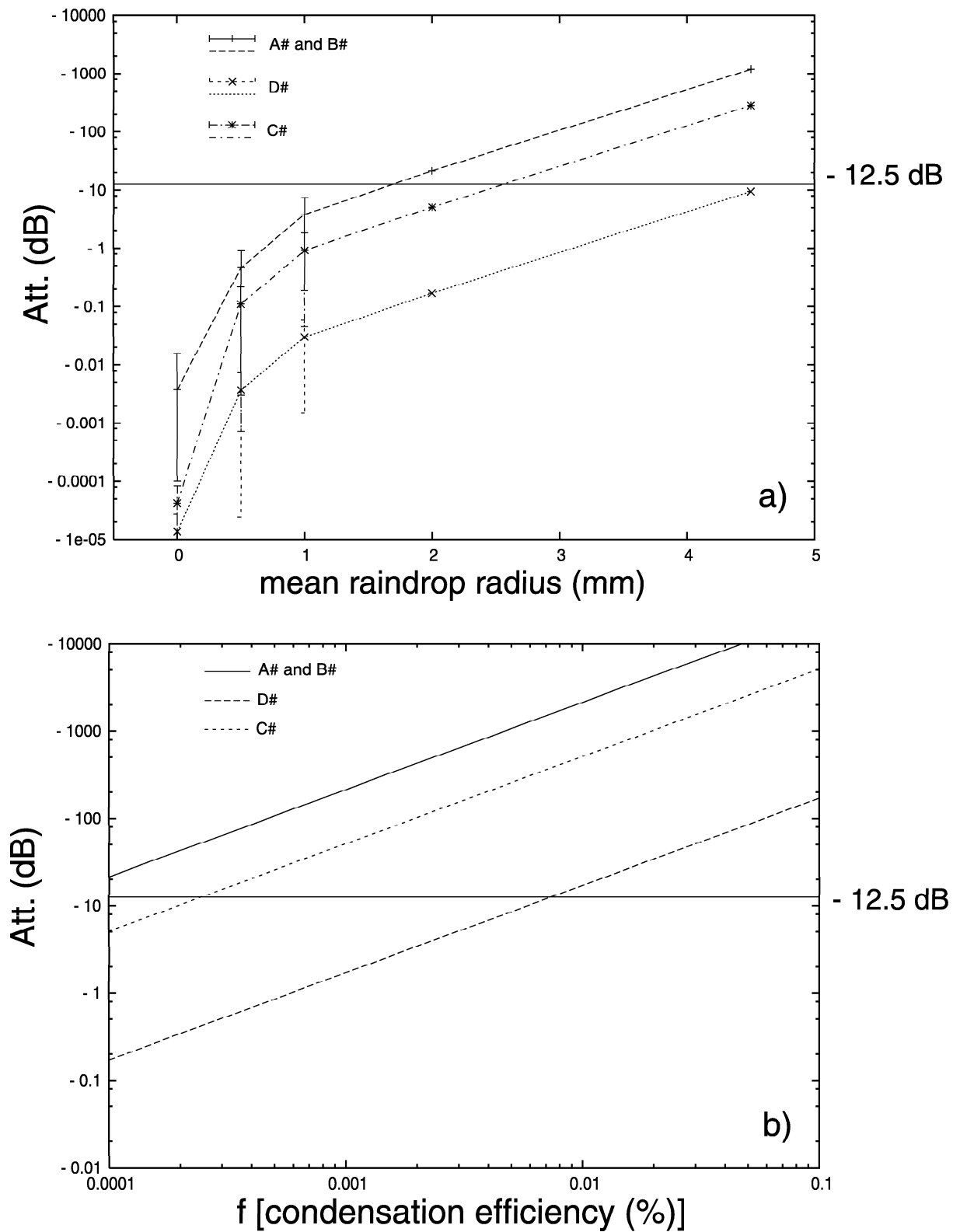


FIG. 3.16 – Calculs d'atténuation pour les scénarios $A\#$, $B\#$, $C\#$ et $D\#$ en fonction du rayon des gouttes de pluie (en haut) et de f (en bas) pour un aller à travers l'atmosphère de Titan. La ligne horizontale pleine représente la limite de sensibilité de l'instrument Radar de Cassini ramenée à -12.5 dB.

pour décrire les nuages de méthane dans les scénarios A \sharp , B \sharp , C \sharp et D \sharp , ont été fixés de manière arbitraire. Nous n'avons que peu de contraintes sur ces paramètres : dans un premier temps, nous avons fait varier r de 0 (pas de nuage) jusqu'à 4.5 mm (limite imposée par l'aérodynamique Lorenz (1993a)) en laissant f constant égal à $10^{-4}\%$. L'intervalle de variation du paramètre f a été plus délicat à définir, ne pouvant le rattacher à aucune propriété physique commensurable. Nous l'avons fait varier de sa valeur nominale jusqu'à des valeurs peu vraisemblables de quelques dizaines de %. Au cours de cette série de simulation, r était fixé à 2 mm. Tous les résultats obtenus lors de cette étude paramétrique sont présentés sur la figure 3.16.

L'augmentation de l'un ou de l'autre des paramètres s'accompagne invariablement d'une très forte augmentation de l'atténuation, quel que soit le scénario considéré. Dès que le rayon des gouttelettes atteint 2 mm et que f est supérieur à 0.001 %, les pertes de puissance du signal dépasse largement le décibel pour le scénario C \sharp , le plus favorable à la transmission atmosphérique. Dans ces mêmes conditions, les autres scénarios engendrent - 25 et - 100 dB d'atténuation.

3.4 Synthèse de nos résultats sur les performances de l'instrument radar de Cassini

L'ensemble des résultats présentés dans ce chapitre a fait l'objet d'une publication dans le journal *Icarus* (volume 164, pages 213-227, 2003). Cet article fait la synthèse des principaux modèles d'atmosphère (rayon, concentration et constante diélectrique des particules en suspension) et de surface (propriétés de rugosité et constante diélectrique des matériaux suspectés la composer) que nous avons sélectionnés pour nos simulations d'atténuation radar.

En ce qui concerne le mode de visée latérale (mode imageur), nos simulations de rétrodiffusion de surface ont montré que dans le cas le plus favorable (surface rugueuse à très rugueuse vis à vis de la longueur d'onde du radar) le retour attendu reste malgré tout très faible, sans pour autant descendre sous la limite de sensibilité de l'instrument. Suivant la nature de la surface, l'atténuation du signal radar est comprise entre -8 et

-19 dB . Le seuil de sensibilité de l'instrument étant d'environ - 25 dB ¹⁴, il ne reste dans la plupart des cas que peu de place pour des atténuations "parasites", notamment celles pouvant provenir de l'atmosphère. En effet, des pertes atmosphériques supérieures à la dizaine de dB réduiraient le niveau de puissance de l'écho en-dessous du seuil de détectabilité. Si les brumes d'aérosols pourront être traversées sans perturbation, nous avons montré lors des simulations de transmission atmosphérique que la seule présence de nuages d'hydrocarbures sous la trace du radar suffisait pour rapidement dépasser 10 dB d'atténuation et ainsi masquer la surface de Titan. Pour des surfaces plus lisses, l'atténuation dépasse les -60 dB et dans tous les cas aucun retour ne pourra être détecté.

Le mode altimètre en revanche (visée au nadir) s'accommodera plus facilement d'une variété plus grande de surfaces (de faible à forte rugosité) puisqu'au pire, *i.e.* dans le cas où la composante diffuse domine le signal rétrodiffusé, l'écho radar aura encore suffisamment de puissance pour être détecté. Ainsi, le rôle atténuateur hypothétique des nuages apparaît moins critique que pour le mode imageur. Il n'en demeure pas moins crucial dans un nombre encore important de scénarios.

14. Après soustraction de l'ensemble des pertes purement liées à l'instrument et à la propagation, considérée dans le vide, de l'onde.

Available online at www.sciencedirect.com

Icarus ●●● (●●●) ●●●-●●●

ICARUS

www.elsevier.com/locate/icarus

Impact of aerosols present in Titan's atmosphere on the CASSINI radar experiment

S. Rodriguez,^{a,*} P. Paillou,^a M. Dobrijevic,^a G. Ruffié,^b P. Coll,^c J.M. Bernard,^c and P. Encrenaz^d

^a OASU-L3AB UMR 5804, BP 89, 33270 Floirac, France

^b ENSCPB-PIOM, Université Bordeaux I, 33400 Talence, France

^c LISA, UMR 7583, Université Paris 12, 94010 Créteil, France

^d LERMA, UMR 8540, Observatoire de Paris, 75014 Paris, France

Received 2 October 2002; revised 18 March 2003

Abstract

Simulations of Titan's atmospheric transmission and surface reflectivity have been developed in order to estimate how Titan's atmosphere and surface properties could affect performances of the Cassini radar experiment. In this paper we present a selection of models for Titan's haze, vertical rain distribution, and surface composition implemented in our simulations. We collected dielectric constant values for the Cassini radar wavelength (~ 2.2 cm) for materials of interest for Titan: liquid methane, liquid mixture of methane-ethane, water ice, and light hydrocarbon ices. Due to the lack of permittivity values for Titan's haze particles in the microwave range, we performed dielectric constant (ϵ_r) measurements around 2.2 cm on tholins synthesized in laboratory. We obtained a real part of ϵ_r in the range of 2–2.5 and a loss tangent between 10^{-3} and 5×10^{-2} . By combining aerosol distribution models (with hypothetical condensation at low altitudes) to surface models, we find the following results: (1) Aerosol-only atmospheres should cause no loss and are essentially transparent for Cassini radar, as expected by former analysis. (2) However, if clouds are present, some atmospheric models generate significant attenuation that can reach -50 dB, well below the sensitivity threshold of the receiver. In such cases, a 13.78 GHz radar would not be able to measure echoes coming from the surface. We thus warn about possible risks of misinterpretation if a "wet atmosphere" is not taken into account. (3) Rough surface scattering leads to a typical response of ~ -17 dB. These results will have important implications on future Cassini radar data analysis.

© 2003 Published by Elsevier Science (USA).

Keywords: Titan; Satellites, atmospheres; Surfaces, satellite; Radar

1. Introduction

Titan is the second largest satellite in the solar system. It is the only one known to possess an extended and dense atmosphere, hiding its surface. Primarily composed of N_2 with less than 10% CH_4 and 1% H_2 , Titan's thick atmosphere is subject to an active chemistry induced by solar insolation, solar wind and charged particles from the saturnian magnetosphere. This chemistry results in the production of a great diversity of hydrocarbons and nitriles in the stratosphere with increasing complexity and molecular weight (Yung et al., 1984; Toubanc et al., 1995; Lara et al., 1996, 1998). Settling in the atmosphere, chemistry end products form an

extensive system of organic aerosol haze responsible for Titan's characteristic orange color and hiding the lower atmosphere and the surface at UV-visible-NIR wavelengths. It is also possible that lighter hydrocarbons or nitriles diffuse downwards and condense as liquids or solids on aerosols below altitudes of 85 km.

Ground-based observations, as well as Pioneer and Voyager missions, have brought a great number of constraints on the haze properties but revealed the difficulty to precisely determine not only its horizontal and vertical structure but also its chemical composition. Concerning the surface, radar observations, and microwave radiometry or near-infrared studies only reveal the presence of a heterogeneous surface plausibly composed of randomly distributed patches of water ice and organic compounds, solid or liquid (Muhleman et al., 1990; Coustenis et al., 1995, 1997, 2001). The precise nature of Titan's surface is still completely unknown. With the hope of disclosing the remaining questions about its

* Corresponding author. Laboratoire d'Astrodynamique, d'Astrophysique et d'Aéronomie de Bordeaux, 2, rue de l'Observatoire, BP 89, 33270 Floirac, France.

E-mail address: rodriguez@obs.u-bordeaux1.fr (S. Rodriguez).

composition, the CASSINI-HUYGENS spacecraft—a joint NASA/ESA/ASI mission—was launched in 1997 and will reach Saturn in 2004. The spacecraft, composed of an orbiter and a probe, will favour the exploration of Titan. A multi-purpose radar was included in the scientific payload of the Cassini orbiter. Three active modes (SAR (synthetic aperture radar), altimeter, and scatterometer) and one passive mode (radiometer) will be used within the radar experiment. Thanks to its active modes, the radar instrument is expected to be able to observe Titan's surface through its dense atmosphere and thus determine whether oceans are present and map the geology and the topography of the solid surface of Titan.

These scientific goals rely on analysis of the received radar echoes and the analysis depends on models describing microwave transmission in the atmosphere and on surface reflectivity. In this paper, we present a quantitative study of the possible impact of particles present in Titan's atmosphere on the Cassini radar experiment and some results about surface reflectivity. We first present the models of Titan's surface and atmosphere we selected as a basis for our computations. Then, in Section 3 we show results of experiments designed to determine the electromagnetic properties of titanian aerosol analogs—called tholins. We finally discuss in Section 4 the possible behaviour of the Cassini radar in presence of atmospheric haze and rain on the basis of simple simulation of radar wave propagation for various models for aerosol and rain particles formation. We also show some simulations of the backscattered power by smooth and rough surfaces covered with tholins.

2. Distribution of condensates in Titan's atmosphere and on its surface

2.1. Meso- and stratosphere: vertical distribution of aerosol haze

Since 1973, there is observational evidence for the existence of an aerosol component in Titan's upper atmosphere. Particles with size greater than molecules were invoked to reconcile models of Titan's upper atmosphere and polarimetric and photometric observations (Veverka, 1973; Zellner, 1973; Rages and Pollack, 1980). Several radiative transfer models incorporating aerosols were published, considering the shape and optical properties of these aerosols as free parameters, as well as their vertical distribution in terms of size and number density. These models were regularly adjusted to be consistent with the growing number of observational data of increasing resolution. First generation models (Danielson et al., 1973; Podolak and Danielson, 1977) assumed a homogeneous atmosphere where dust particles and gas were uniformly mixed above the surface of Titan. Podolak and Giver (1979), Rages and Pollack (1980), Tomasko (1980), and Rages and Pollack (1983) used in their calculations multilayer models and Tomasko and Smith

(1982) used the first totally inhomogeneous models with a gradient in particle size with the optical depth. They constrained the aerosol mean radius to between 0.1 and 0.5 μm , but always failed to simultaneously fit the polarimetric and photometric data acquired by Pioneer and Voyager missions when considering spherical particles of single size mode.

Further studies greatly improved the model fit to data with the use of more complex haze distribution models. Inspired by the pioneer work of Toon et al. (1980), McKay et al. (1989) considered Titan's aerosols properties in the new light of microphysical modeling, with the aim of integrating these results in a radiative-convective model of the thermal structure of Titan's atmosphere. They assumed that all particles at a fixed altitude had the same radius and that only thermal coagulation, sedimentation, and electrostatic forces are responsible for variations in particle size and concentration with altitude. They predicted a size of $\sim 0.4 \mu\text{m}$ for the aerosols around an altitude of 85 km, in good agreement with previous values obtained from observational fits. In the same way, Cabane et al. (1992) developed a model including sedimentation and eddy diffusion accounting for transport processes, gravitational (coalescence) and thermal coagulation for collection processes. Their calculations focused on the prediction of the distribution and radius of aerosol particles throughout the atmosphere between the higher formation region and the lower stratosphere (above 85 km), before condensation of hydrocarbons and nitriles on the aerosols could occur. The final particle radius obtained in the low stratosphere is about 0.2 μm . In the meantime, Frère et al. (1990) pursued the development of a complete microphysical modeling of Titan's aerosols, including for the first time condensation processes of organics and nitriles present in the gas phase in the low stratosphere. Above 100 km, the profiles computed by McKay et al. (1989), Frère et al. (1990), and Cabane et al. (1992) are quite similar. The recent microphysical modeling taking into account aerosol growth into fractal aggregates (Rannou et al., 1993, 1995; Cabane et al., 1993) gives concentrations and effective profiles (Figs. 1 and 3 in Cabane et al., 1993) close to those given by classical microphysics dealing with spherical particles (close enough for the precision in radius and concentration we need), so we will not consider this model here. Besides in the wavelengths range we consider, fractal nature of micron-sized scatterers would not have significant effect on scattering and absorption calculations. Fig. 1a shows profiles of aerosol radius and concentration versus altitude resulting from computation by McKay et al. (1989), Frère et al. (1990), and Cabane et al. (1992).

2.2. Low stratosphere and troposphere: models for clouds and rain

After a rapid lapse rate below 120 km altitude, the thermal profile of Titan reaches a minimum of 74 K at the tropopause (42 km). This thermodynamical cold trap region certainly induces saturation (even supersaturation for the dominant and

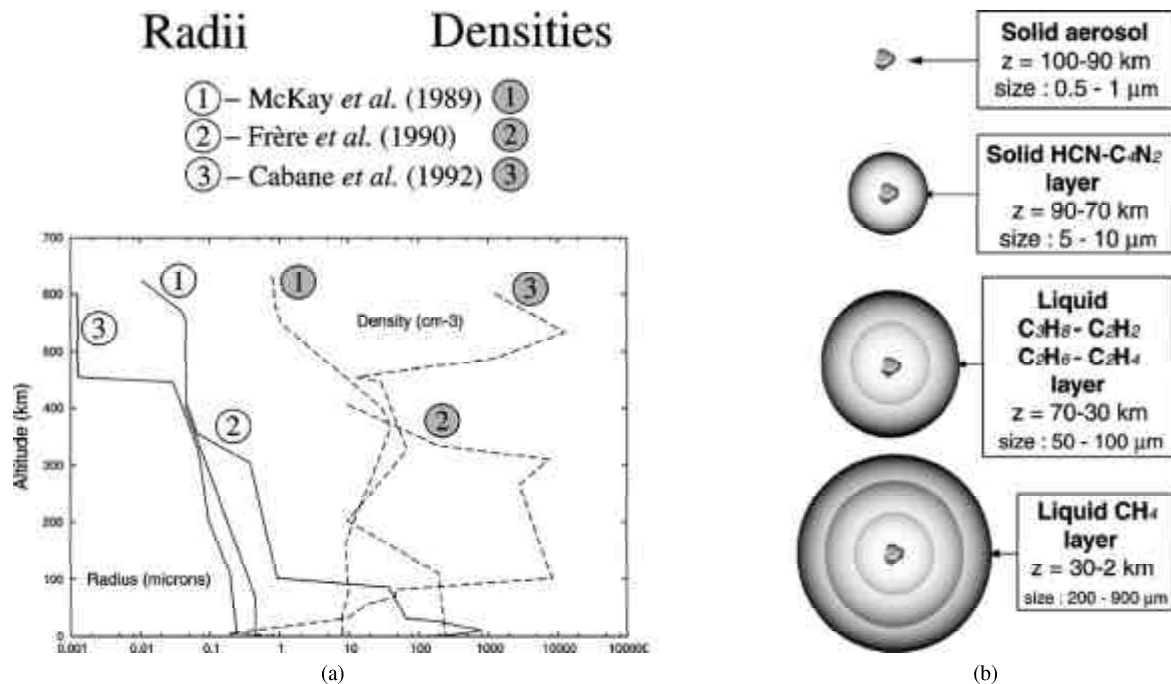


Fig. 1. (a) Inhomogeneous models of Titan's aerosol distribution inferred from microphysical calculations: (1) McKay *et al.* (1989), (2) Frère *et al.* (1990), and (3) Cabane *et al.* (1992). (b) Schematic representation of differential condensation processes occurring in the 100 last kilometers of Titan's atmosphere as modeled by Frère *et al.* (1990). Differential condensation of hydrocarbons and nitriles control the size, density, and chemical composition of the aerosol below 100 km. Aerosols are then of increasing size with decreasing altitude, reaching a maximum radius of $\sim 900 \mu\text{m}$ around 10 km altitude. Below this altitude, sublimation of liquids surrounding the aerosol leads to a reduction of the particle size until hypothetical complete sublimation occurs 2–3 km above the ground.

more volatile species) and probably gas/liquid or solid phase transitions. These transitions should occur for most of the organics and nitriles present in gas phase if seed nuclei are present (Sagan and Thompson, 1984; Frère *et al.*, 1990). If nucleation can be activated, the most relevant scenario is that individual aerosol particles may act as condensation nuclei, accrete hydrocarbons and nitriles with more or less efficiency depending on solubility properties of the aerosols, and rain out when they pass through saturated regions of the troposphere (Lorenz, 1993a; McKay *et al.*, 2001). However, observational evidence for a dense, persistent and ubiquitous cloud coverage in the supersaturated regions is not yet conclusive. Griffith *et al.* (1998, 2000) hemispheric integrated observations of Titan suggested a cloud cover. Titan's large cloud system that might have been observed in September 1995 (Griffith *et al.*, 1998) displayed cloud tops at an altitude of $z \sim 15 \pm 10$ km, covering about 10% of Titan's disk, and seemed to live for more than 2 days. Analysis of more recent spectra (Griffith *et al.*, 2000) suggested another identification of tropospheric clouds. It revealed that clouds should reside at the altitude of $z \sim 27$ km. These clouds covered $\sim 0.5 \pm 1\%$ of the moon's disk, and dissipated in only 2 h. Thus, if clouds exist, they seem to be patchy, occupying only a fraction of Titan's disc. It may also be an intense but transient and fickle phenomena, making them even more difficult to observe and firmly identify.

Several models treating condensation in Titan's saturation region have been developed (Toon *et al.*, 1988; Frère *et al.*,

1990; Courtin *et al.*, 1995; Samuelson and Mayo, 1997), aiming at the determination of cloud properties. Toon *et al.* (1988) and Courtin *et al.* (1995) studied the characteristics of hypothetical pure methane clouds, considering atmospheric radiative properties. In particular, Toon *et al.* (1988) assumed that if the mixing ratio of methane exceeded 2% by volume near and below the tropopause, it would reach (and even exceed) saturation level, triggering its probable condensation. Reexamining the Voyager IRIS infrared spectra of Titan, Toon *et al.* (1988) obtained an optimal fit when adding a methane cloud composed of droplets with a radius between $50 \mu\text{m}$ and 3mm and a density between 1 and 3500m^{-3} . This cloud cover, that can be considered as an ubiquitous homogeneous layer in addition to the aerosol haze, should extend from 10 to 30 km. The new reinterpretation of IRIS spectra led Courtin *et al.* (1995) to quite different conclusions. Their results, in best agreement with the data, did not contain a cloud layer. They found however that if a condensed CH_4 cloud is added, it must have a mean particles radius of about $\sim 50-60 \mu\text{m}$ and be located near the tropopause (~ 40 km in altitude), though they could not put constraints on its vertical extent. A combination of cloud characteristics inferred from Toon *et al.* (1988) and Courtin *et al.* (1995) are summarized in Table 1.

Frère *et al.* (1990) was the first to present a microphysical approach for condensation processes in Titan's low atmosphere, resulting in an estimation of the vertical radius and density distribution of aerosols. They elaborated a model

Table 1
Methane rain properties retrieved from modeling by Toon et al. (1988) and Courtin et al. (1995)

Physical property	Value
Cloud extension	20 km
Altitude of cloud top	$z = 30\text{--}40$ km
Mean raindrop radius	Between 50 μm and 3 mm (Toon only)
Raindrop density	Between 1 and 3500 m^{-3} (Toon only)
Optical thickness	≤ 2 (far-infrared)

dedicated to the determination of the distribution and chemical composition of the particles in the low atmosphere by taking into account differential condensation of several atmospheric compounds on aerosols in the cold trap region, in addition to classical transportation and collection processes. In their model condensation nuclei swell up, progressively covered with concentric layers of volatile compounds as soon as they reach saturation; supersaturation is not allowed. They constrained the size of particles by the volume of material available for condensation. They found that no significant condensation occurs above 100 km. The gas to liquid or solid phase transition starts modifying the particle structure below 90 km. From 0.1 to 1 μm around 100 km, the particle mean radius increases rapidly due to sustained accretion and reaches a few tens of microns at 85 km. At this stage of the condensation process, the major constituents surrounding aerosols are nitriles, mainly HCN and C_4N_2 in solid state. A growing drizzle takes place down to the tropopause. Below 70 km, condensation of propane (C_3H_8) becomes predominant, then come C_2 hydrocarbons (with decreasing altitude: C_2H_2 , C_2H_6 , and C_2H_4). Between 30 km and the surface, the particle radius becomes greater than 200 μm , reaching a maximum of ~ 900 μm at 11 km. At these altitudes, liquid methane is the main constituent that condenses. Below 11 km, the strong positive temperature gradient triggers methane layer evaporation of the droplets. The fusion/sublimation rate is moderate until 2 km above the surface. Then, the process becomes very efficient and removes almost all the liquid around the aerosols. The particle radius decreases to about 50–100 μm . That gives rise to a mist of ethane-enriched aerosols just above the surface (a “ghost” of the raincloud, consistent with considerations by Lorenz, 1993a). Variations of the droplet density follow those of the radius but in the opposite way due to collection processes. More recent studies of rain occurrence in Titan’s lower atmosphere (Samuelson and Mayo, 1997) led to similar conclusions as those of Frère et al. (1990). They obtained the same altitude for the maximum particle size ($z \approx 11\text{--}12$ km) and roughly the same size profiles versus altitude. The experimental work of McKay (1996) and recently Coll et al. (1999a) argued in favour of droplet chemical structure and size proposed by Frère et al. (1990) (Fig. 1b). McKay (1996) and Coll et al. (1999a) demonstrated the insolubility of aerosol material in hydrocarbons and their relative solubility in nitriles. It is also consistent with the identification of nitriles in solid phase in Voyager IRIS spectra (C_4N_2

(Khanna et al., 1987; Coustenis et al., 1999) and HCN, HC_3N , $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{CN}$ (Coustenis et al., 1999) that could constitute a 10 μm hail around the altitude of 90 km). Aerosols might need a first nitrile layer to activate hydrocarbon condensation, as predicted by Frère et al. (1990) (Fig. 1b).

2.3. Surface

Very little is known about the surface of Titan, which is hidden from view by the organic haze. Voyager 1 and 2 flybys allowed some progress in the knowledge of the puzzling nature of the satellite’s surface, though they failed to directly reveal surface details. Surface properties were only indirectly inferred from the atmosphere characterization performed by the spacecrafts. Voyager 1 and 2 flybys allowed the determination of the atmospheric properties with an accuracy such that it was possible to propose some new and more relevant models for Titan’s surface nature and to postulate the existence of a deep, global ocean of hydrocarbon (Lunine et al., 1983). The fact that methane is likely to be depleted in the stratosphere within barely 10 million years due to a photolytical sink, coupled with the fact that Titan’s surface temperature is close to the triple point of methane, supports the idea that Titan should possess a liquid hydrocarbon reservoir at its surface or at least in its subsurface (Eshleman et al., 1983).

Observations have become available which suggest that Titan is not covered by an ubiquitous ocean. Subsequent ground-based radar observations, passive microwave radiometry and near-infrared observations give us today a new insight in the current understanding of Titan’s surface. Direct radar sensing of Titan’s surface at a wavelength of 3.5 cm (Muhleman et al., 1990) revealed a surprisingly high reflectivity (much higher than the reflectivity of a global methane–ethane ocean) but still lower than that of the icy Galilean satellites. Radar reflectivity was also extremely variable from one night to the other, suggesting a heterogeneous surface. Passive radiometry undertaken at the same time by Muhleman et al. (1990) suggested an emissivity of about 0.9 at similar wavelengths (higher than those of Europa and Ganymede, but similar to that of Callisto). The only way they found to reconcile high emissivity and high reflectivity was to consider a surface covered with “dirty” ice (ice contaminated by organic compounds). This hypothesis was recently confirmed with the help of near-infrared observations from HST (Hubble Space Telescope), CFH (Canada–France–Hawaii), and AEOS (Advanced Electro-Optical System) telescopes in the methane-window regions (0.94, 1.08, 1.28, 1.58, 2 and 5 μm), where it may be possible to probe the surface between methane absorption bands. These observations are consistent with dirty ice, including areas of hydrocarbon seas (Lorenz, 1993b; Lorenz and Lunine, 1997). Coustenis et al. (2001) have investigated the nature of ice present at the surface of Titan. They took images (albedo maps) of Titan’s surface at 1.3 and 1.6 μm with a resolution high enough to resolve Titan’s disk with 20

pixels. They observed the same bright feature at the equator that was previously observed by the HST (Smith et al., 1996) and the Keck I telescope (Gibbard et al., 1999). That allowed them to propose some candidates spectrally relevant for the icy composition of the different (bright/dark) regions observed. By comparison to other surface spectra (Coustenis et al., 1995, 1997), they suggested the presence of methane (or ethane) frost, ammonia ice, and water ice on Titan's surface, probably covered by sediments of organics, as foreseen by photochemical atmospheric models. Toon et al. (1980) predicted indeed that the aerosols produced in the upper stratosphere should settle and deposit on the ground at the rate of 0.1 μm each year, to form a layer of about 400 m over geological times. The hydrocarbon and nitrile liquids they drag towards the surface are expected to stream down the relief and fill lakes or seas, whereas solid organic cores of the droplets should form sedimentary layers. It is nevertheless impossible to discriminate whether aerosols are intimately mixed with ice or whether they constitute a dark organic layer over an icy surface with some bright regions of exposed ice. The aerosols falling over a lake or a sea do not sink and create an organic layer, due to their poor solubility into hydrocarbon liquids.

3. Electromagnetic characterization of titanian materials

3.1. Electromagnetic characterization of tholins

Electric properties of titanian aerosol analogs were often measured in visible–UV range, but are poorly known in the microwave range. The only published value for dielectric constant at GHz frequencies is the one taken from Khare et al. (1984) measurements. They found a permittivity of $4.71 - j0.013$ at $f \sim 300$ GHz. Considering that tholins are major compounds of Titan's atmosphere susceptible to interact with Cassini radar electromagnetic wave, we performed a set of measurements of aerosols' analogs permittivity in the GHz frequency range.

3.1.1. Synthesis of tholins

Since the early work of Khare and Sagan (1973), many laboratory simulations of Titan's atmosphere have been achieved. Such experiments were conducted by irradiation with UV light, electrical discharge, or energetic electrons, of a gas mixture close to the Titan's atmosphere composition, isolated from contamination in a glass recipient—the reactor. Without any exceptions, these simulations produced a solid organic material—termed tholin—which has optical properties similar to those needed to match the geometric albedo of Titan (Rages and Pollack, 1980; McKay et al., 1989).

In order to get tholin samples for further dielectric measurements, we conducted experiments in the LISA laboratory where a reactor essentially dedicated to the study of the

titanian atmospheric chemistry was designed. A detailed description of the experimental devices can be found in Coll et al. (1999a, b). According to McKay et al. (2001), this experiment promises to give the most accurate simulation of Titan's haze formation, as the dinitrile C_4N_2 (detected in solid phase on Titan), has been identified for the first time as a product of the simulation, this clearly constitutes a validation of the experiment (Coll et al., 1999b).

In our case, we performed three titanian atmosphere simulations with a low pressure flux ($\sim 1\text{--}4$ mbar of total pressure) of a N_2/CH_4 mixture (in a 98:2 proportion). A glass tablet or a silica cylinder was inserted into the reactor where tholins are deposited to form a film. In order to collect tholin samples, the reactor was installed inside a glove box filled with nitrogen to avoid contamination of the sample by the atmosphere in the room, in particular oxygen atoms, before electromagnetic characterization. Finally, the volume of deposited tholins—an essential parameter for future permittivity measurements—is determined using scanning electron microscopy to measure the thickness of the sample. Table 2 summarizes synthesis conditions and volume estimations for each set of experiments.

3.1.2. Dielectric constant measurements

Tholin samples produced in the LISA reactor were characterized at the PIOM laboratory in order to measure their dielectric properties in the GHz range. Permittivity measurements were performed using a rectangular resonant cavity pierced on its top with a hole used to insert the sample. For the purpose of these experiments, we used two different kind of cavities: one at 10 GHz (i.e., $\lambda = 3$ cm) and a second one at 2.45 GHz (i.e., $\lambda = 12.2$ cm). As the change in the dielectric constant value should be small in the 1–10 GHz range, the choice of a cavity was made only because of the sample holder shape: the 10 GHz cavity is too small to allow a large rectangular hole on its top center and only a cylindrical sample holder can be used. Each cavity is composed of a wave-guide short-circuited at each end. Excitation and detection of resonance inside the cavity are done by co-axial transitions mounted on connectors linked to a network analyzer (ANRITSU 37325A).

The resonance modes that can be established in a cavity are deduced from the theory of wave propagation along a wave guide. These modes are characterized by three integer indices m , n , and p . In the case of a rectangular cavity, TE_{01p} resonance modes are usually used ($m = 0$ and $n = 1$ as dominant mode, p representing the number of maxima of the electric field along the wave-guide length). In particular, the index p is chosen odd ($p = 3$) in order to ensure the position of a maximum in the center of the cavity, where we insert the sample. The sample holder symmetry axes are set in a way that they are parallel to the electric field established in the cavity, in order to minimize perturbations due to depolarization effects.

Once the cavity is connected to the network analyzer, we first introduce an empty sample holder into the cavity to

Table 2

Set of samples supplied by simulations at LISA

	Synthesis conditions	Volume of tholins deposited
Set no. 1 (3 samples on glass tablets)	$V = 2.2$ kV	
	$I = 80$ mA	
	Gas mixture of N_2/CH_4 (in proportion 98:2)	
	$p = 3$ mbar	
	Deposit duration: 4 h 25	< 1.5 mm ³
	$V = 2.6$ kV	
	$I = 50$ mA	
	Gas mixture of N_2/CH_4 (in proportion 98:2)	
	$p = 4$ mbar	~ 1.5 mm ³
Set no. 2 (1 glass tablet + 1 silica cylinder)	$V = 2.6$ kV	
	$I = 50$ mA	
	Gas mixture of N_2/CH_4 (in proportion 98:2)	
	$p = 4$ mbar	
	Deposit duration: 5 h 50	~ 1.5 mm ³
	$V = 2.6$ kV	
	$I = 50$ mA	
	Gas mixture of N_2/CH_4 (in proportion 98:2)	
	$p = 4$ mbar	~ 8 mm ³
Set no. 3 (1 silica cylinder)	$V = 2.8$ kV	
	$I = 40$ mA	
	Gas mixture of N_2/CH_4 (in proportion 98:2)	
	$p = 4$ mbar	
	Deposit duration: 6 h 45	< 8 mm ³
	Deposit duration: 9 h 40	~ 16 mm ³
	$V = 2.5$ kV	
	$I = 30.5$ mA	
	Gas mixture of N_2/CH_4 (in proportion 98:2)	
$p = 1$ mbar		
Deposit duration: 44 h 20	~ 2 mm ³	

measure the resonance frequency F_0 , and the quality coefficient Q_0 of the cavity as blank references. Then, we insert an identical sample holder—same glass/silica volume—but covered with a tholin film. The introduction of a tholin sample triggers a deviation from the resonance frequency, ΔF , and an additional attenuation conducting to a new quality factor Q_1 . As it is well established for resonant cavity experiments, the measurement of ΔF , Q_0 and Q_1 allows to directly obtain the dielectric constant $\varepsilon' - j\varepsilon''$ of the sample thanks to the relations (Boudouris, 1971)

$$\frac{\Delta F}{F_0} = -\alpha(\varepsilon' - 1), \quad (1)$$

$$\Delta\left(\frac{1}{Q_1} - \frac{1}{Q_0}\right) = 2\alpha\varepsilon'', \quad (2)$$

with $\alpha = \alpha_0 \times V_{\text{sample}}$, V_{sample} being the volume of the tholin sample and α_0 being the cavity filling coefficient (ratio between the tholin sample + sample holder volume and the cavity volume).

For each set of tholin samples (see Table 2), we obtained a value for the tholin dielectric constant. Results of our measurements are shown in Table 3. While real part of the dielectric constant shows a very little variation ($\sim 10\%$), the imaginary part varies by a factor of 50. This variation is due to the poor estimation of factor Q , which is highly sensitive to the volume of material introduced in the cavity. An accurate value for this volume is very hard to obtain.

Table 3

Tholin dielectric constants measured in resonant cavities

	Cavity used	Dielectric constant
Set no. 1	2.45 GHz	$\varepsilon_r = 2.26 - j0.12$
Set no. 2	2.45 and 10 GHz	$\varepsilon_r = 2.2 - j0.002$
Set no. 3	10 GHz	$\varepsilon_r = 2.03 - j0.022$

3.2. Electromagnetic characterization of other titanian materials in liquid and solid states

Apart from tholin characterization, we also searched in the literature for values of permittivities of materials of interest for radar sounding of Titan's atmosphere and surface, in the microwave range.

3.2.1. Pure liquid methane

The dielectric properties of pure liquid methane and their implications for Titan's study were investigated by Thompson and Squyres (1990). They published a rough estimate of ε_r for liquid CH_4 around 94 K: $\varepsilon' \sim 1.7$ and $\varepsilon'' \sim 1.5 \times 10^{-2}$. This is fully consistent with the value found in Handbook of Chemistry and Physics (1988–1989) around 100 K in the hundreds of MHz range.

3.2.2. Titan's raindrops and hypothetical surface oceans: liquid hydrocarbon and nitrile mixtures

According to Frère et al. (1990), Titan's raindrops are primarily made of light hydrocarbon liquids instead of pure

methane, progressively accreted in concentric layers around aerosols. During the fall of the raindrops, internal dynamics stirs the liquid CH_4 and C_2H_6 into a homogeneous mixture. Such a mixture was the subject of a few experimental studies aiming at determining its dielectric properties. Muhleman et al. (1990) indicate that the real part of the dielectric constant for liquid hydrocarbons is well known to be in the 1.6–2 range and that loss tangents are of the order of 10^{-3} – 10^{-4} in the GHz range. Singh and Miller (1979) found a real part of permittivity between 1.77 and 1.9 for methane–ethane mixtures at low temperature (typically ~ 100 K) and Ulamec et al. (1992) obtained values between 1.71 and 1.95 ~ 94 K. The values from Singh and Miller (1979) were obtained using a fit to an equation derived from the Clausius–Mossotti function, on the basis of liquid compressibility considerations, and those coming from Ulamec et al. (1992) were inferred from capacity measurements. We have no indications about what could be frequency range they considered. However, such values are consistent with dielectric constant measurements of Sen et al. (1992) for liquid alkanes and hydrocarbon mixtures at 1.2 GHz and 298 K.

3.2.3. Titan's surface: hydrocarbons and water ice

Titan's surface is supposed to be composed of various icy materials (H_2O ice, hydrocarbons in solid state) due to its low 94 K temperature (Lellouch et al., 1990), probably fractionally covered or mixed with tholin material. It then should present a high and contrasted reflectivity in the radar wavelength range. Dielectric constants of such materials were experimentally measured. We had access to precise values for the real part of their permittivity, but only to rough estimations for the imaginary part: H_2O ice corresponds to $\epsilon' \sim 3.1$, measured around 10 GHz and valid within the temperature range from -1 to -185 °C (Ulaby et al., 1982: Vol. 3, Appendix E, p. 2028), and a CH_4 – C_2H_6 ice mixture has $\epsilon' \sim 2$ – 2.4 in the same wavelength range (Thompson and Squyres, 1990).

All the dielectric constants of interest for radar sounding of Titan are summarized in Table 4.

4. Simulation of the Cassini radar behaviour

4.1. Testing the radar penetration through the atmosphere

In this part, we present simulations of the Cassini radar experiment in active modes. This section mainly deals with the dielectric models we have developed to quantify the impact of condensates in Titan's atmosphere.

We used in our calculations the complex dielectric constant we measured for tholin material. Uncertainties on the permittivity of tholins have repercussions on the attenuation we calculate: concerning atmospheric transmission simulations, the attenuation does not vary linearly with the dielectric constant. The minimum value for attenuation was obtained with $\epsilon' = 2.1$ and $\epsilon'' = 0$, and the maximum attenuation corresponds to $\epsilon' = 2.1$ and $\epsilon'' = 0.1$. For the preliminary results on homogeneous atmosphere models, we considered the mean value measured for the dielectric constant of tholins: $\epsilon_r = 2.2 - j0.05$.

4.1.1. Description of the Rayleigh–Mie scattering model

We consider the propagation of a radar wave through Titan's atmosphere. The simple model we developed enables us to determine the attenuation an incident radar wave (emitted power P^{inc}) will undergo while crossing the dense atmosphere of Titan. The attenuation in decibels is given by

$$Att_{\text{total}} \text{ (dB)} = Att_{\text{gases}} + Att_{\text{particles}} = 10 \log_{10} \left(\frac{P^{\text{ground}}}{P^{\text{inc}}} \right), \quad (3)$$

with P^{ground} being the radar wave power reaching the surface of Titan.

The gaseous component is considered with no ambiguity as totally transparent for the radar and its permittivity is set equal to one. Thus,

$$Att_{\text{gases}} \text{ (dB)} = 0. \quad (4)$$

Only the condensate— aerosols, hail and rain particles— component could have sufficient size, density and permittivity to interfere with the radar wave. In this case, we can reasonably simulate the medium that the wave will encounter before reaching the surface by a diluted medium composed of dielectric spheres in suspension in vacuum. Only single

Table 4
Microwave dielectric constants of some major materials suspected to compose Titan's atmosphere and surface

Species	Dielectric constant	Frequency range of validity	Source
Pure liquid CH_4 (94 K)	$\epsilon_r = 1.7 - j1.5 \times 10^{-2}$	Hundreds of MHz	Thompson and Squyres (1990)
Perfectly mixed CH_4 – C_2H_6 liquid (around 100 K)	$\epsilon_r = 1.8 - j2 \times 10^{-3}$	GHz	Singh and Miller (1979) Sen et al. (1992)
Pure H_2O ice (between 90 and 273 K)	$\epsilon' \sim 3.1$ and very low loss tangent	~ 10 GHz	Ulaby et al. (1982)
Pure CH_4 – C_2H_6 ice (around 90 K)	$\epsilon' \sim 2$ – 2.4 and very low loss tangent	~ 10 GHz	Thompson and Squyres (1990)

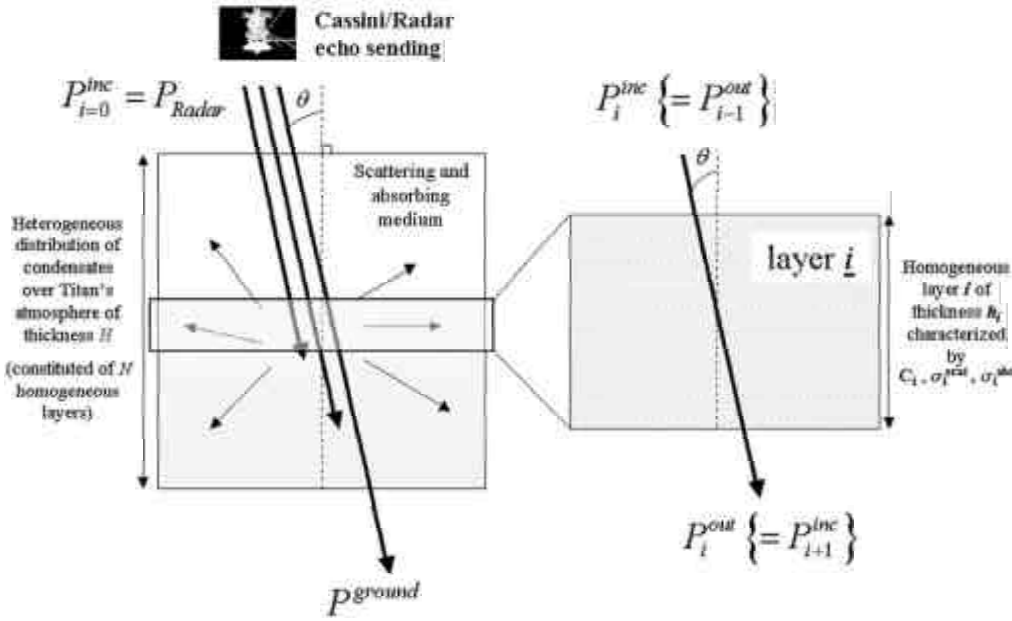


Fig. 2. Geometry and description of the multilayer model we used for atmospheric transmission computation.

scattering and absorption of the incident wave are considered here and we can then write for an homogeneous atmosphere

$$\frac{P_{ground}}{P_{inc}} = e^{-[C(\sigma_{scat} + \sigma_{abs})h/\cos\theta]}, \quad (5)$$

with:

- C particle density,
- h thickness of the atmosphere,
- θ incidence angle of radar wave (set to 0° for the altimetric mode),
- σ_{scat} single scattering cross section,
- σ_{abs} absorption cross section.

Cross sections for spherical scatterers are taken from Rayleigh and Mie theories. Transition between the Rayleigh and Mie regimes occurs when the particle radius is greater than $r_{lim} = 0.05 \times \lambda$. Rayleigh formalism is valid only for small particles in comparison to the wavelength. In the case of the Cassini radar, the upper limit to the radius r_{lim} of the scatterer is set to 1.08 mm.

Rayleigh scattering and absorption cross sections can be analytically solved and are given by Ishimaru (1997)

$$\sigma_{scat} = \frac{128\pi^5 r^6}{3\lambda^4} \left| \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \right|^2, \quad (6)$$

$$\sigma_{abs} = \frac{8\pi^2 r^3 \epsilon''}{3\lambda} \left| \frac{3}{\epsilon_r + 2} \right|^2. \quad (7)$$

Mie scattering cross sections are numerically computed by means of a classic BHMIE code taken from Bohren and Huffman (1983). The complex parameter $\epsilon_r = \epsilon' - j\epsilon''$ represents the dielectric constant of the spheres of radius r . It should be frequency-dependent and was experimentally

measured around the Cassini radar experiment frequency (cf. Section 3).

In our model (for heterogeneous atmosphere cases), the atmosphere of Titan is vertically cut off into homogeneous layers containing particles of fixed size and density (Fig. 2). We then compute the ratio between outgoing and incident flux P_i^{out}/P_i^{inc} for each layer i of thickness h_i . The resulting final attenuation is the sum of attenuations induced by each layer i . It is given by

$$Att_{total} \text{ (dB)} = \sum_i Att_i = \sum_i 10 \log_{10} \left(\frac{P_i^{out}}{P_i^{inc}} \right). \quad (8)$$

Eq. (5) indicates that the part of the flux scattered or absorbed by the particles is lost. It reproduces well what could happen to a wave in single scattering regime along the radar line-of-sight.

4.1.2. Homogeneous atmospheres

We computed the attenuation of the centimetric signal emitted by the Cassini radar instrument induced by the presence of particles in a ideal Titan-like homogeneous atmosphere. In this simple case, we considered single crossing of the wave through a totally homogeneous atmosphere, made of a unique layer with a single mode of particle size, density and dielectric properties.

The thickness H of the homogeneous layer was constrained by the aerosol haze extension within Titan's atmosphere and was fixed to $h = 500$ km. We fixed ϵ_r to its experimental mean value of $2.2 - j0.05$. The only free parameters in our simulation were particle radius and density. We decided to put a constraint on these parameters from extreme values found in literature: density ranges between unity and a maximum around $10,000 \text{ cm}^{-3}$, and radius ranges between

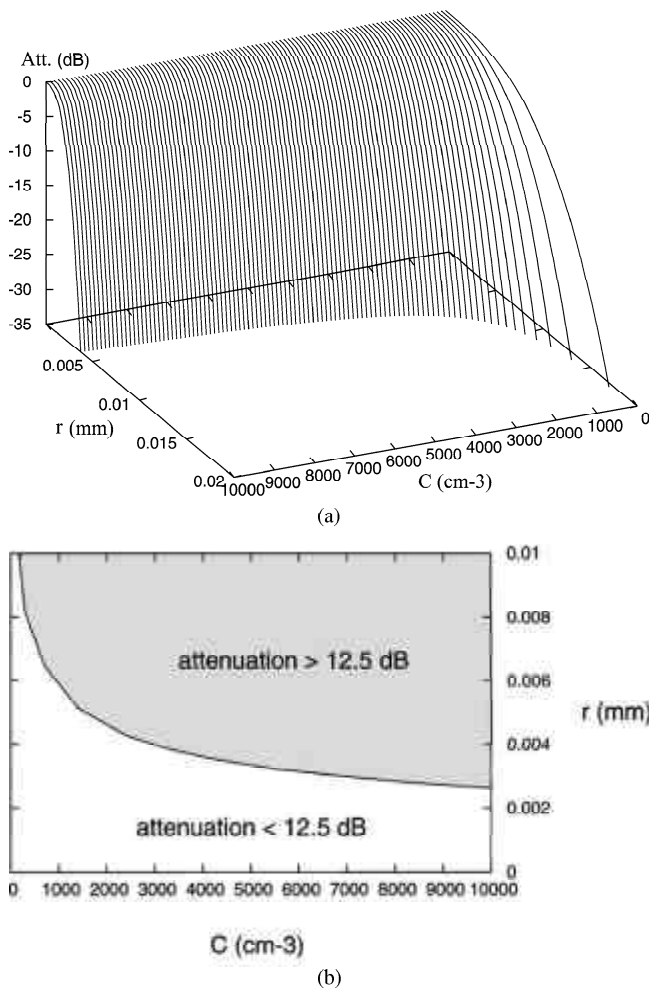


Fig. 3. (a) Attenuation versus particle radius and density for a 500 km thick homogeneous atmosphere with $\epsilon_r = 2.2 - j0.05$; (b) 12.5 dB threshold versus radius and density of dielectric spheres ($\epsilon_r = 2.2 - j0.05$) for a 500 km thick homogeneous medium. The grayed region represents atmosphere models for which the radar is unable to see the surface of Titan.

a few nanometers and a high value of 20 μm . Attenuations induced by such particles over a 500 km thick layer are shown in Fig. 3a. Each point of the figure represents the attenuation calculated for a unique atmospheric scenario, i.e., a unique pair of particle radius and density over a homogeneous Titan atmosphere.

The detection threshold (noise equivalent σ_0) of the Cassini radar instrument is limited to about -25 dB (Elachi et al., 1991). It means that, with the hypothesis that all the power reaching the surface of Titan is backscattered to the radar, a signal attenuation greater than 12.5 dB for the first crossing of the atmosphere would lead to no signal detection by the instrument. Fig. 3b is a two-dimensional representation of the variation of the attenuation versus particle radius and density. It shows the position of the 12.5 dB attenuation limit, and attenuation greater than 12.5 dB for only one atmosphere crossing is represented in gray on the Fig. 3b. Some radius/density combinations are then prejudicial to the Radar experiment and its main objective of surface imaging.

The model we considered here is very simple but shows that it is worthwhile to study the possible impact of atmospheric particles (aerosols, hail particles, drizzle and rain droplets) on the radar experiment. It allows also to define some first order ranges of radius and density for which the radar could encounter difficulties to see the surface of Titan. It would be the case with, for example, a 500 km thick atmosphere constituted of particles of 6 μm radius with a 1000 cm^{-3} density, which is not completely unexpected or unrealistic at first order when we refer to distributions retrieved from observations or microphysical calculations including rain occurrence (particles are then concentrated in a thinner layer, but are much bigger than ten microns (Toon et al., 1988; Frère et al., 1990)). The scattering cross section increases with the sixth power of the radius of the scatterers and constitutes the more sensitive parameter. These first results lead us to the conclusion that Titan's atmosphere might not be as transparent to Cassini radar frequencies as it was expected. Radar pulses could at least be affected and distorted, even if they encounter smaller particles than those we considered in this section.

4.1.3. Heterogeneous atmospheres and cloud layers

In this section, we take into account as a modeling refinement the possible heterogeneity of aerosol properties with altitude. We do not treat the atmosphere as an ideal homogeneous layer anymore but as a more complex medium as predicted by numerous published models.

We used the heterogeneous distribution of particles discussed in Section 2 in order to simulate a more realistic Titan's atmosphere (see Fig. 1a). We also included as a reference two semihomogeneous models for Titan's atmosphere inferred from Pioneer and Voyager image analysis (Smith et al., 1981, 1982; Tomasko and Smith, 1982). High-resolution views of the limb at high-phase angles revealed the presence of several layers of aerosols: an optically thin layer of haze ~ 50 km thick roughly 100 km above a main aerosol layer. The aerosol particle average size in the main haze layer was found to be between 0.1 and 0.5 μm for a real part of refractive index n_r chosen between 1.7 and 2 at visible wavelengths. For the upper haze layer, a mean value for the particle radius was taken to 0.3 μm . Particle densities were calculated by Toon et al. (1980). They found 10^4 cm^{-3} for the first tenth of the visible optical depth in Titan's atmosphere and 10^3 cm^{-3} at an optical depth of 1. In addition to the detached haze layer, and above it, Rages and Pollack (1983) discovered a small but persistent feature in the Voyager 2 extinction profiles, characteristic of another haze layer with the following physical properties: roughly 50 km thick, composed of 3 μm particles with a density of $\sim 0.2\text{ cm}^{-3}$ (cf. Table 5). We considered a mean aerosol permittivity $\epsilon_r = 2.2 - j0.05$. Errorbars on attenuation come from uncertainties on tholin permittivity (the minimum value for attenuation was calculated with $\epsilon' = 2.1$ and $\epsilon'' = 0$, and the value maximum with $\epsilon' = 2.1$ and $\epsilon'' = 0.1$).

Table 5
Summary of the atmospheric models for Titan used in our simulations

Scenario label	Description	Physical properties
Dry atmospheres		
A	Only aerosols Homogeneous multilayer model (with 0.1 μm -radius particles in the main haze layer)	Tholin dielectric constant $\epsilon' = 2.2 \pm 0.1$, $\epsilon'' = 0.05 \pm 0.05$
B	Homogeneous multilayer model (with 0.5 μm -radius particles in the main haze layer)	Idem
C	Inhomogeneous model taken from McKay et al. (1989) (see Fig. 1a)	Idem
D	Inhomogeneous model taken from Cabane et al. (1992) (see Fig. 1a)	Idem
Wet atmospheres		
E	Aerosols + condensation droplets Inhomogeneous model taken from Frère et al. (1990) including condensation at low altitude (below 100 km) (see Fig. 1a)	Droplet dielectric constant (mixed hydrocarbons) $\epsilon_r = 1.8 - j2 \times 10^{-3}$
A \ddagger	Homogeneous multilayers model A + methane rain layer between 30 and 10 km altitude	Pure CH ₄ rain layer (nominal case), extent: 10–30 km, radius: 2 mm, $f = 10^{-4}\%$, $\epsilon_r = 1.7 - j1.5 \times 10^{-2}$
B \ddagger	Homogeneous multilayers model B + methane rain layer between 30 and 10 km altitude	Idem
C \ddagger	Inhomogeneous model C + methane rain layer between 30 and 10 km altitude	Idem
D \ddagger	Inhomogeneous D + methane rain layer between 30 and 10 km altitude	Idem

We considered also the probable occurrence of hydrocarbon rain at low altitudes. It was treated differently according to two scenarios:

1. We simulate the rain as another independent layer in addition to aerosols (Toon et al., 1988 and Courtin et al., 1995 approach), and
2. We consider rain as the result of continuous growing of aerosols (Frère et al., 1990 approach).

In the first case we construct the cloud cover by substituting the “dry” particle distribution (two homogeneous multilayer models as defined earlier and models presented on Fig. 1a) by a homogeneous layer containing methane droplets inspired by Toon et al. (1988) (cf. Table 1). The vertical extension of the cloud is supposed to range between altitudes of 30 and 10 km. We fixed an average methane droplet radius to 2 mm and their permittivity to $\epsilon_r = 1.7 - j0.015$, based on the hypothesis that the raindrops are only composed of pure liquid methane and that the tholin nuclei can be neglected (the liquid phase hugely dominates the composition of the droplet). The way we control the density of the cloud was inspired by recent work of Samuelson and Mayo (1997) and Guez et al. (1997). They suggested that liquid hydrocarbons may condense only from a limited subset of the aerosols falling through the saturated layer, in particular for kinetic reasons. Guez et al. (1997) introduced the concept of nucleation rate. Indeed, the condensation process efficiency is highly dependent on the contact angle of condensed materials on the nucleus. This is an es-

sential parameter to estimate the compatibility between nucleus and the condensed phase. As contact angles are very unconstrained parameters, we treated the problem in a simple way thanks to a condensation efficiency factor f that can be free to vary between 0 and 100%. Using this coefficient, we simulate the fact that only a fraction of aerosols can supply the cloud in droplets at the condensation level: for an atmosphere sampled every kilometer, cloud concentration is then given by $C_{\text{droplets}}(z = 30 \text{ km}) = f \times C_{\text{aerosols}}(z = 31 \text{ km})$. We checked that densities obtained for the top of the methane cloud ($z = 30 \text{ km}$) never exceed the limits imposed by Toon et al. (1988), whatever higher aerosol distribution can be. The f parameter was fixed equal to $10^{-4}\%$, giving particle concentrations at the cloud top of 1000, 1000, 8, and 250 m^{-3} respectively for the atmospheric models A, B, C, and D (cf. Table 5). The cloud’s particle radius and concentration are then constant with respect to the altitude from the cloud top (30 km) to its base (10 km). Aerosols which do not participate in the condensation process are neglected, and Titan’s atmosphere is then only constituted of a homogeneous cloud of methane rain droplets between 30 and 10 km. Below 10 km, as Lorenz (1993a) showed, pure methane droplets should evaporate and resupply aerosol layers, forming a “ghost” mist of aerosols close to the surface. In order to simulate rain sublimation in the last kilometers of Titan’s troposphere, we stop the rain layer below 10 km and replace it by the “dry” scenario we used to describe the atmosphere above 30 km.

In the second case, we simply used the heterogeneous distribution computed by Frère et al. (1990) (Fig. 1a) as the

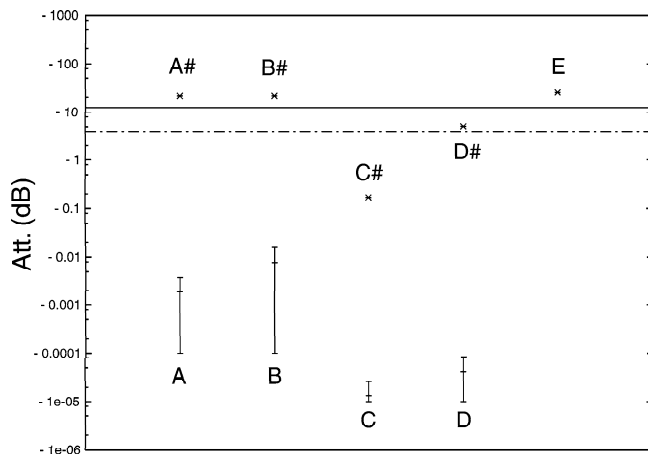


Fig. 4. Attenuation caused by heterogeneous models (aerosol only and aerosol + condensation droplets). The description and properties of each scenario symbolized by letters in this figure can be found in Table 5. The minimum values for attenuation were calculated with $\varepsilon' = 2.1$ and $\varepsilon'' = 0$, and the maximum values with $\varepsilon' = 2.1$ and $\varepsilon'' = 0.1$. The mean attenuation was calculated with a value of $\varepsilon_r = 2.2 - j0.05$ contained within the two attenuation extrema symbolized by the errorbars. The comparison between “dry” models and “wet” ones emphasizes the drastic increase in attenuation due to rain occurrence. Errorbars are too small to be seen in the “wet” model case, due to the fact that aerosol attenuation—the only source of uncertainty here—become negligible compared to the rain effect. The solid horizontal line shows the sensitivity threshold at -12.5 dB, and the dotted line represents the -4 dB threshold.

complete description of the fate of particles over the full extent of Titan's atmosphere, even at low altitudes where condensation should occur. As they treated the differential condensation of a great number of hydrocarbons and nitriles, we chose an averaged permittivity for the raindrops inferred from those measured for a homogeneously mixed hydrocarbon-nitrile liquid: $\varepsilon_r = 1.8 - j0.002$ (as for the first case, electrical properties of the condensation nuclei were neglected). In this case, the artificial factor f has no sense anymore. All aerosols participate in the condensation process. The density and the size of the rain droplets below 100 km are thus self-determined by the calculations of Frère et al. (1990) thanks to modeling of collisional and sticking processes.

All the models used in our calculations are summarized in Table 5.

Fig. 4 shows the results obtained for the nine models described in Table 5. Cases A, B, C, and D correspond to attenuations induced by a dry atmosphere, only constituted of aerosol hazes. The attenuation never exceeds -0.02 dB, even for the least favorable scenario B (containing the highest particle size and density over the greatest part of the atmosphere), and are globally negligible ($\leq -10^{-3}$ dB). We can conclude that, without rain occurrence in the troposphere, Titan's atmosphere should be totally transparent for the 13.78 GHz radar of the Cassini orbiter. When we consider cases A#, B#, C#, D#, and E, the conclusions are quite different. The addition of a rain layer in the middle troposphere increases the signal attenuation by at least four

orders of magnitude. For D#, A#–B# (rain attenuation overflows the attenuation induced by aerosols and the difference between scenario A# and B# is then small; thus A# and B# can be considered as one unique scenario), and E models, attenuation reaches respectively -5 , -20 , and -25 dB. On the other hand, the value of attenuation is still low for scenario C# (-0.17 dB), due to the fact that the rain cloud modeled for this case presents a very low density. This parameter is controlled by the factor f , fixed to $10^{-4}\%$, and the density of aerosols just above 30 km. For scenario C#, the cloud has a density of only 8 m^{-3} , in comparison to models A# and D# which have a raincloud density of respectively 1000 and 250 m^{-3} . We have to keep in mind that the titanian aerosol modeling of McKay et al. (1989) (scenario C and C#) was rather simple, and the aerosol density it predicts around 30 km is certainly less accurate than the one obtained from Frère et al. (1990) (scenario E) and Cabane et al. (1992) (scenario D and D#). We are convinced that, even if clouds in Titan's atmosphere are transient and rare phenomena, they could surely affect the radar signal. For two of the scenario we studied (A# and E), clouds should totally attenuate the radar pulse before it reaches Titan's surface. For model D#, it should also cause sufficient attenuation to possibly blur surface images by diminishing the contrast between distinct surface echoes.

The rain layer we used in addition to models A, B, C, and D in order to simulate the condensation process in Titan's low atmosphere is intrinsically artificial in its construction. We explored the way the attenuation may vary if we free some badly constrained parameters of this layer: radius of droplets and condensation efficiency f . The radius can vary between 0 mm (no rain) and 4.5 mm (limit imposed by aerodynamics (Lorenz, 1993a)). For the parameter f , even if there are no means at the present time to physically impose a constraint on it, we can consider that the value we chose ($f = 10^{-4}\%$, i.e., one aerosol per million acts as a condensation nucleus) in order to match the cloud densities predicted by Toon et al. (1988) is very low. Higher values (up to 0.1%) cannot be totally excluded and should cause much more attenuation. We present in Fig. 5 the results of this parametric study: the attenuation as a function of rain droplet radius (Fig. 5a) and condensation efficiency (Fig. 5b) for models A#–B#, C#, and D#. The increase of r and f induces a drastic rise of attenuation for all the cases considered. Attenuations are much greater than unity as soon as r reaches 2 mm, and f reaches 0.001%. Fig. 5 demonstrates the high sensitivity of the attenuation to r and f , which are unfortunately weakly constrained.

4.2. Surface reflectivity

As aerosols are supposed to deposit on Titan's surface and form a “dirty ice” mixture, we tried to simulate the radar response of a surface covered with tholins. It allows us to refine the first hypothesis we made in the previous section

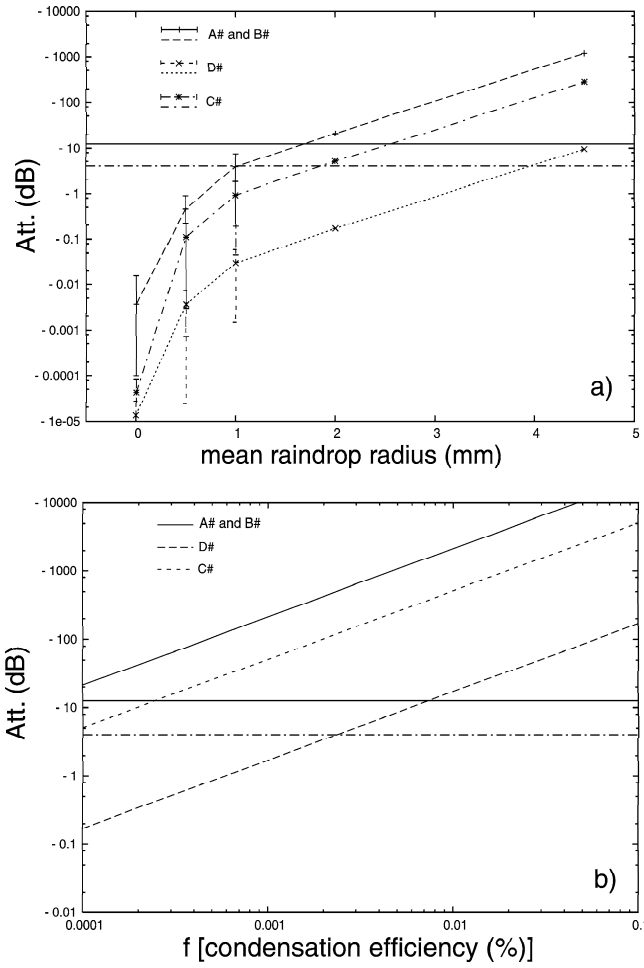


Fig. 5. (a) Attenuation for heterogeneous models $A\#$, $B\#$, $C\#$, and $D\#$ with increasing droplet radius from no rain (0 mm) to the limit of 4.5 mm imposed by (Lorenz, 1993a, b). (b) Attenuation for models $A\#$, $B\#$, $C\#$, and $D\#$ with increasing condensation efficiency on aerosols (factor f) varying between our nominal case ($10^{-4}\%$), in agreement with Toon et al. (1988), and 0.1%. Errorbars on attenuation values due to uncertainties in the dielectric constant of tholin become insignificant beyond a certain value of r (2 mm) and are totally hidden by attenuation due to rain as soon as f is higher than $10^{-4}\%$. For (a) and (b) the dielectric constant of tholins was taken from the value we experimentally measured: $\epsilon_r = 2.2 \pm 0.1 - j0.05 \pm 0.05$. The solid horizontal line shows the -12.5 dB sensitivity threshold and the dotted line the -4 dB threshold.

of a perfectly reflecting surface (i.e., all the energy reaching Titan's surface is backscattered to the instrument).

Since the Cassini radar experiment will operate in the Ku-band ($f = 13.8$ GHz, $\lambda = 2.17$ cm, HH polarization (Elachi et al., 1991), most of Titan's surface is likely to appear as rather rough for the radar (Dierking, 1999). We shall then consider surface scattering models developed for medium rough to very rough surfaces, i.e., the physical optics (PO) model and the geometric optics (GO) model, which were derived from the Kirchhoff model under the scalar approximation and the stationary-phase approximation, respectively. These models are relevant to evaluate performances of a side-looking imaging radar. We shall consider here a single homogeneous layer covered by tholins (characterized by its

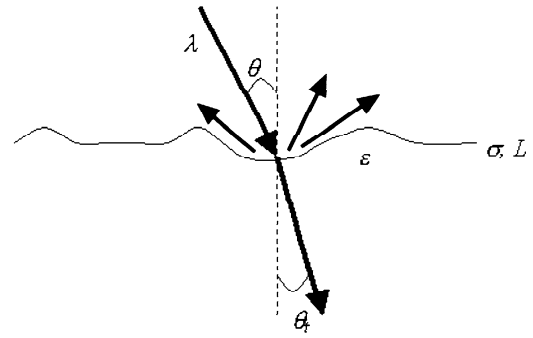


Fig. 6. Geometry of the single layer scattering problem.

averaged dielectric constant $\epsilon = 2.2 - 0.05j$), water ice or liquid methane, and characterized by its surface roughness. The latter is defined by the surface correlation function $\rho(x)$ (a Gaussian function is assumed here), the height standard deviation σ , and the correlation length L (cf. Fig. 6).

The PO model validity range is defined by the following conditions:

$$\frac{\sqrt{2}\sigma}{L} < 0.25, \quad kL > 6 \text{ and } L^2 > 2.76\sigma\lambda, \quad (9)$$

where k is the wave number of the incident plane wave ($k = 2\pi/\lambda$). The HH noncoherent scattering coefficient is then given as a function of the incidence angle θ by Ulaby et al. (1982)

$$\begin{aligned} \sigma_{HH}^0(\theta) &= 2k^2 \cos^2 \theta \Gamma_H(\theta) e^{-(2k\sigma \cos \theta)^2} \\ &\times \sum_{n=1}^{\infty} (4k^2 \sigma^2 \cos^2 \theta)^n / n! \\ &\times \int_0^{\infty} \rho^n(x) J_0(2kx \sin \theta) x dx, \end{aligned} \quad (10)$$

where J_0 is the zeroth-order Bessel function of the first kind, $\Gamma_H(\theta) = |R_H(\theta)|^2$ is the Fresnel reflectivity, and $\rho(x) = \exp(-x^2/L^2)$ is the Gaussian surface correlation function.

The GO model validity range is expressed by

$$(2k\sigma \cos \theta)^2 > 10, \quad kL > 6 \text{ and } L^2 > 2.76\sigma\lambda, \quad (11)$$

and the HH (or VV) noncoherent scattering coefficient is given as a function of the angle of incidence θ by Fung and Eom (1981)

$$\sigma_{HH}^0(\theta) = \frac{\Gamma(0) e^{-\tan^2(\theta)/2m^2}}{2m^2 \cos^4 \theta}, \quad (12)$$

where $m = \sqrt{2}\sigma/L$ is the rms slope for a Gaussian surface and $\Gamma(0)$ is the Fresnel reflectivity evaluated at normal incidence

$$\Gamma(0) = \left| \frac{1 - \sqrt{\epsilon/\mu}}{1 + \sqrt{\epsilon/\mu}} \right|^2 \quad (13)$$

(we consider here a magnetic permeability $\mu = 1$).

Fig. 7 presents the radar backscattered power for two types of surfaces: a relatively smooth surface with $\sigma =$

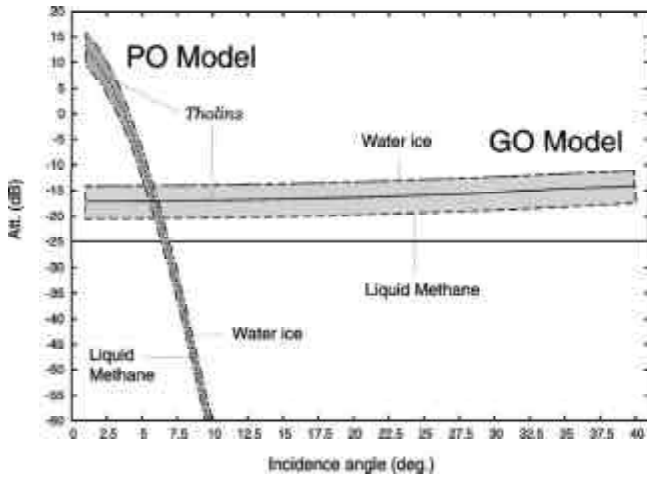


Fig. 7. Compared radar backscattered power for a relatively smooth surface ($\sigma = 0.5$ cm and $L = 25$ cm, PO model) and a rough surface ($\sigma = 7$ cm and $L = 10$ cm, GO model) covered by tholins ($\epsilon_r = 2.2 - j0.05$), water ice ($\epsilon_r = 3.1 - j0.001$) or liquid methane ($\epsilon_r = 1.7 - j0.015$). The solid horizontal line shows the sensitivity threshold at -25 dB.

0.5 cm and $L = 25$ cm described by the PO model, and a rough surface with $\sigma = 7$ cm and $L = 10$ cm described by the GO model. Calculations were performed for surfaces covered by tholins, water ices and liquid methane. Uncertainties on experimental tholin dielectric constant were considered, but the resulting imprecision on backscattered power actually stays between the values obtained for water ice and liquid methane. For the mean look angle foreseen for the imaging mode of the Cassini radar ($\theta_L \sim 11^\circ$ (Elachi et al., 1991)), we can see that the backscattered power for a smooth flat surface is very low (about -80 dB), much lower than the noise equivalent σ_0 of the instrument announced to be around -25 dB (Elachi et al., 1991). On the contrary, a rough and flat surface should present a much higher return, about -17 dB. As a first approximation, the Cassini imaging radar should only see very rough regions covered by tholins (land surfaces?) whereas smooth and flat surfaces (seas and lakes?) should appear as dark zones. Nevertheless, for non-flat smooth regions, Fig. 7 shows that slopes facing the radar with an incidence angle θ less than 7° would produce a backscattered power higher than -25 dB. Considering the mean look angle θ_L , it corresponds to a slope ranging between 4° and 28° , which represent a large fraction of slope values that can be observed on planetary surfaces. Results obtained here should be of course considered as indicative, since very little is known about Titan's surface composition and roughness. In particular, due to the low loss tangent of tholins ($\tan \delta = \epsilon''/\epsilon' = 0.02$) and other surface materials such as water ice, the penetration depth D_P of the incident Ku-band wave given by:

$$D_P = \frac{\lambda}{4\pi} \left\{ \frac{\mu\epsilon'}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\epsilon''}{\epsilon'}\right)^2} - 1 \right] \right\}^{-1/2} \quad (14)$$

is about 10 cm. This could give rise to some attenuation and volume scattering effects that could change the radar

backscattered power computed from Eqs. (10) and (12). A mixture between silicate and tholins should also lead to higher values of ϵ , and then to a higher reflectivity of the surface;

If we make the link between the results we obtained for atmospheric attenuation and the surface backscattered power, it leads to more realistic conclusions for the attenuating role of the atmosphere. The surface should not be perfectly reflective for the radar wave as we hypothesized in the previous section. In the favorable case of a rough surface, the reflected signal could still lose 17 dB, and the limit of the acceptable atmospheric attenuation should then be reduced to -4 dB instead of -12.5 dB if considering a radar sensitivity limit of -25 dB. This dramatically increases the impact of an attenuating atmosphere on the radar experiment (see Figs. 4 and 5 with the attenuation limit fixed at -4 dB).

5. Conclusion and perspectives

The Cassini mission has been designed to send a spacecraft to the planet Saturn, and deploy an instrument probe, Huygens, that will descend to the surface of Saturn's moon Titan. The radar instrument onboard the orbiter is expected to bring the scientific community new information to characterize the surface of Titan. We are convinced that correct interpretation of the measurements made with the Cassini radar instrument requires simulations and laboratory measurements to anticipate possible atmospheric effects and then better invert and interpret radar data.

In this paper we presented a study of the behaviour of a 13.78 GHz plane wave going through Titan's atmosphere and backscattered by its surface. Titan's atmosphere was modeled by a diluted medium filled with spherical particles of size, density and permittivity estimated from what could be found in the literature and laboratory experiments. We considered one homogeneous atmosphere model and five heterogeneous models including or not condensation that could occur in the lowest part of titanian atmosphere. In order to fix some parameters of our models, we conducted a series of experiments in order to derive the dielectric properties around 13.78 GHz of Titan's aerosol analogs produced in laboratory.

The results we obtained in terms of radar power attenuation after crossing the simulated Titan's atmosphere are of two kinds:

- The "dry" heterogeneous atmospheric models, only taking into account the aerosol component, do not cause any attenuation and the radar wave will reach the surface of Titan without any losses. The particle radius never exceeds $1 \mu\text{m}$ (far from the critical limit around $10 \mu\text{m}$ we estimated from the ideal homogeneous case) and the corresponding attenuation never exceeds -0.01 dB. In such cases, Titan's atmosphere is totally transparent to

microwaves and its effect should be totally neglected in the future processing of Cassini radar data.

- On the contrary, when we add in our simulation a rain layer in the last few kilometers, the attenuation reaches and rapidly exceeds the instrument sensitivity limit, due to the enhancement in size of the particles encountered (that could reach a few millimeters). A wave emerging from such a cloud layer could be so attenuated that the radar antenna would not be able to detect a returned echo from Titan's surface. This could be a problem for the retrieval of Titan's surface images, as well as for altimetry measurements, and it should be taken into account when interpreting future data of the Cassini radar experiment.

Simulation of the backscattered signal by Titan's surface covered by tholins also shows that a rather low return could be expected, even for rough surfaces. This could dramatically increase the possible attenuation role of Titan's atmosphere.

There is also a non-negligible risk for the Cassini radar instrument to detect a false signal coming from a reflective atmospheric layer, screening and flooding the surface signal, that could cause false interpretation of "surface" images. As the Cassini radar is a multipurpose instrument, a way to discriminate between possible atmospheric and surface echoes would be to combine altimetric and SAR data. It could then be possible to avoid false interpretation of "non-surfacic" signal, if both altimetric and SAR acquisition can be performed in the same short time period. The altimetry pulse shape could also be analyzed in order to detect an atmospheric effect and get unexpected information about Titan's lower atmosphere (rain occurrence and extension of cloud systems, size, density and velocity of the particles). In a flyby strategy which would maximize the coverage of Titan's surface, the radar will certainly not map the same region twice. In this case, using the altimetry data would be the only way to discriminate possible cloud layers from surface features. On the other hand, two flybys over the same area could give the opportunity to distinguish persistent features related to the surface from transient ones, which are likely to be due to atmospheric phenomena.

The new analysis scheme we propose for the Cassini radar measurements will be subject to further investigations. For this purpose, we shall improve our present simulation of the Cassini radar instrument in order to model the behaviour of the pulse it will send towards Titan's surface (not only power attenuation, but also shape distortion). We shall also take into account the doppler shift in frequency of the signal sent and received by the orbiter, as could be produced by the relative motion of the atmospheric scatterers. In order to properly prepare for the analysis of future Cassini radar data, we also need for more accurate measurements of haze and rain properties (size, density and dielectric constant) as we showed the sensitivity of our calculations to these parameters. Rain droplet radius and condensation efficiency in the low atmosphere are in particular crucial parameters. Such

information could also be retrieved from the combined interpretation of independent observations of Titan's atmosphere coming from the other instruments onboard the Cassini orbiter or Huygens probe, as well as results of future rain modeling.

Acknowledgments

We sincerely thank PIOM's director, Jean-Paul Parneix, and LISA's director, François Raulin, who welcomed us in their laboratories and gave us the opportunity to instructively collaborate with some of their team members. We are also very grateful to Jonathan Braine who patiently checked the English language of the paper. This work was supported by the French *Programme National de Planétologie* of the Institut National des Sciences de l'Univers, CNRS.

References

- Bohren, C.F., Huffman, D.R., 1983. Absorption and Scattering of Light by Small Particles. Wiley-Interscience.
- Boudouris, G., 1971. Cavité électromagnétique. Dunod, Paris.
- Cabane, M., Chassefière, E., Israël, G., 1992. Formation and growth of photochemical aerosols in Titan's atmosphere. *Icarus* 96, 176-189.
- Cabane, M., Rannou, P., Chassefière, E., Israël, G., 1993. Fractal aggregates in Titan's atmosphere. *Planet. Space Sci.* 41, 176-189.
- Coll, P., Coscia, D., Smith, N., Gazeau, M.-C., Ramirez, S.I., Cernogora, G., Israël, G., Raulin, F., 1999a. Experimental laboratory simulation of Titan's atmosphere: aerosols and gas phase. *Planet. Space Sci.* 47, 1331-1340.
- Coll, P., Guillemin, J.C., Gazeau, M.-C., Raulin, F., 1999b. Report and implications of the first observation of C₄N₂ in laboratory simulations of Titan's atmosphere. *Planet. Space Sci.* 47, 1433-1440.
- Courtin, R., Gautier, D., McKay, C.P., 1995. Titan's thermal emission spectrum: reanalysis of the Voyager infrared measurements. *Icarus* 114, 144-162.
- Coustenis, A., Lellouch, E., Maillard, J.P., McKay, C.P., 1995. Titan surface: composition and variability from its near-infrared albedo. *Icarus* 118, 87-104.
- Coustenis, A., Lellouch, E., Combes, M., Wittemberg, R., McKay, C.P., Maillard, J.P., 1997. Titan's atmosphere and surface from infrared spectroscopy and imaging. In: *Cosmovici, C.B., Bowyer, S., Werthimer, D. (Eds.), Astronomical and Biochemical Origins and the Search for Life in the Universe. In: Proceedings of IAU Colloquium, Vol. 161, pp. 277-284.*
- Coustenis, A., Schmitt, B., Khanna, R.K., Trotta, F., 1999. Plausible condensates in Titan's stratosphere from Voyager infrared spectra. *Planet. Space Sci.* 47, 1305-1329.
- Coustenis, A., Gendron, E., Lai, O., Véran, J.P., Woillez, J., Combes, M., Vapillon, L., Fusco, T., Mugnier, L., Rannou, P., 2001. Images of Titan at 1.3 and 1.6 μm with adaptive optics at the CFHT. *Icarus* 154, 501-515.
- Danielson, R.E., Caldwell, J.J., Larach, D.R., 1973. An inversion in the atmosphere of Titan. *Icarus* 20, 437-446.
- Dierking, W., 1999. Quantitative roughness characterisation of geological surfaces and implications for radar signature analysis. *Proc. IEEE Geosci. Remote Sensing* 37 (5), 2397-2412.
- Elachi, C., Im, E., Roth, L.E., Werner, C.L., 1991. Cassini Titan radar mapper. *Proc. IEEE Geosci. Remote Sensing* 79 (6), 867-880.
- Von Eshleman, R., Lindal, G.F., Tyler, G.L., 1983. Is Titan wet or dry? *Science* 221, 53-55.

- Frère, C., Raulin, F., Israël, G., Cabane, M., 1990. Microphysical modeling of Titan's aerosols: application to the in situ analysis. *Adv. Space Res.* 10, 159–163.
- Fung, A.K., Eom, H.J., 1981. Multiple scattering and depolarization by a randomly rough Kirchhoff surface. *Proc. IEEE Antennas Prop. AP-29* (3), 463–471.
- Gibbard, S.E., Macintosh, B., Gavel, D., Max, C.E., de Pater, I., Ghez, A.M., Young, E.F., McKay, C.P., 1999. Titan: high-resolution speckle images from the Keck telescope. *Icarus* 139, 189–201.
- Griffith, C.A., Owen, T., Miller, G.A., Geballe, T.R., 1998. Transient clouds in Titan's lower stratosphere. *Nature* 395, 575–578.
- Griffith, C.A., Hall, J.L., Geballe, T.R., 2000. Detection of daily clouds on Titan. *Science* 290, 509–513.
- Guez, L., Bruston, P., Raulin, F., Régnaut, C., 1997. Importance of phase changes in Titan's lower atmosphere. Tools for the study of nucleation. *Planet. Space Sci.* 45 (6), 611–625.
- Ishimaru, A., 1997. Scattering and absorption of a wave by a single particle. In: Dudley, D.G. (Ed.), *Wave Propagation and Scattering in Random Media*. Oxford University Press, pp. 9–40.
- Khanna, R.K., Perera-Jarmer, M.A., Ospina, M.J., 1987. Vibrational infrared and Raman spectra of dicyanoacetylene. *Spectrochim. Acta* 43A, 421–425.
- Khare, B.N., Sagan, C., 1973. Red clouds in reducing atmospheres. *Icarus* 20, 311–321.
- Khare, B.N., Sagan, C., Arakawa, E.T., Suits, F., Callcott, T.A., Williams, M.W., 1984. Optical constants of organic tholins produced in a simulated atmosphere: from soft X-ray to microwave frequencies. *Icarus* 60, 127–137.
- Lara, L.M., Lellouch, E., López-Moreno, J.J., Rodrigo, R., 1996. Vertical distribution of Titan's atmospheric neutral constituents. *J. Geophys. Res.* 101 (E10), 23261–23284.
- Lara, L.M., Lellouch, E., López-Moreno, J.J., Rodrigo, R., 1998. Erratum: Vertical distribution of Titan's atmospheric neutral constituents. *J. Geophys. Res.* 103 (E11), 25775–25776.
- Lellouch, E., Hunten, D.M., Kockarts, G., Coustenis, A., 1990. Titan's thermospheric profile. *Icarus* 83, 308–324.
- Lorenz, R.D., 1993a. The life, death and afterlife of a raindrop on Titan. *Planet. Space Sci.* 41, 647–655.
- Lorenz, R.D., 1993b. The surface of Titan in the context of ESA's Huygens probe. *ESA J.* 17, 275–292.
- Lorenz, R.D., Lunine, J.I., 1997. Titan's surface reviewed: the nature of bright and dark terrain. *Planet. Space Sci.* 45, 981–992.
- Lunine, J.I., Stevenson, D.J., Yung, Y.L., 1983. Ethane ocean on Titan. *Science* 222, 1229–1230.
- McKay, C.P., 1996. Elemental composition, solubility, and optical properties of Titan's organic haze. *Planet. Space Sci.* 44, 741–747.
- McKay, C.P., Pollack, J.B., Courtin, R., 1989. The thermal structure of Titan's atmosphere. *Icarus* 80, 23–53.
- McKay, C.P., Coustenis, A., Samuelson, R.E., Lemmon, M.T., Lorenz, R.D., Cabane, M., Rannou, P., Drossart, P., 2001. Physical properties of the organic aerosols and clouds on Titan. *Planet. Space Sci.* 49, 79–99.
- Muhleman, D.O., Grossman, A.W., Butler, B.J., Slade, M.A., 1990. Radar reflectivity of Titan. *Science* 248, 975–980.
- Podolak, M., Danielson, R.E., 1977. Axel dust on Saturn and Titan. *Icarus* 30, 479–492.
- Podolak, M., Giver, L.P., 1979. An inhomogeneous scattering model of Titan's atmosphere. *Icarus* 37, 361–376.
- Rages, K., Pollack, J.B., 1980. Titan aerosols: optical properties and vertical distribution. *Icarus* 41, 119–130.
- Rages, K., Pollack, J.B., 1983. Vertical distribution of scattering hazes in Titan's upper atmosphere. *Icarus* 55, 50–62.
- Rannou, P., Cabane, M., Chassefière, E., 1993. Growth of aerosols in Titan's atmosphere and related time scales: a stochastic approach. *Geophys. Res. Lett.* 20, 967–970.
- Rannou, P., Cabane, M., Chassefière, E., Botet, R., McKay, C.P., Courtin, R., 1995. Titan's geometric albedo: role of the fractal structure of the aerosols. *Icarus* 118, 355–372.
- Sagan, C., Thompson, W.R., 1984. Production and condensation of organic gases in the atmosphere of Titan. *Icarus* 59, 133–161.
- Samuelson, R.E., Mayo, L.A., 1997. Steady-state model for methane condensation in Titan's troposphere. *Planet. Space Sci.* 45 (8), 949–958.
- Sen, A.D., Anicich, V.G., Arakelian, T., 1992. Dielectric constant of liquid alkanes and hydrocarbon mixtures. *J. Phys. D* 25, 516–521.
- Singh, S.P., Miller, R.C., 1979. Compressed-liquid dielectric constants and derived excess volumes for binary and ternary mixtures of N₂, Ar, CH₄ and C₂H₆. *J. Chem. Thermodyn.* 11, 395–409.
- Smith, B.A., et al., 1981. Encounter with Saturn: Voyager 1 imaging science results. *Science* 212, 163–191.
- Smith, B.A., et al., 1982. A new look at the Saturn system: Voyager 2 images. *Science* 215, 504–537.
- Smith, P.H., Lemmon, M.T., Lorenz, R.D., Sromovsky, L.A., Caldwell, J.J., Allsion, M.D., 1996. Titan's surface, revealed by HST imaging. *Icarus* 119, 336–349.
- Thompson, W.D., Squyres, S.W., 1990. Titan and other icy satellites: dielectric properties of constituent materials and implications for radar sounding. *Icarus* 86, 336–354.
- Tomasko, M.G., 1980. Preliminary results of polarimetry and photometry of Titan at large phase angles from Pioneer 11. *J. Geophys. Res.* 85A, 5937–5942.
- Tomasko, M.G., Smith, P.H., 1982. Photometry and polarimetry of Titan: Pioneer 11 observations and their implications for aerosol properties. *Icarus* 51, 65–95.
- Toon, O.B., Turco, R.P., Pollack, J.B., 1980. A physical model of Titan's clouds. *Icarus* 43, 260–282.
- Toon, O.B., McKay, C.P., Courtin, R., Ackerman, T.P., 1988. Methane rain on Titan. *Icarus* 75, 255–284.
- Toublanc, D., Parisot, J.P., Brillet, J., Gautier, D., Raulin, F., McKay, C.P., 1995. Photochemical modeling of Titan's atmosphere. *Icarus* 113, 2–26.
- Ulaby, F.T., Moore, R.K., Fung, A.K., 1982. *Microwave Remote Sensing: Active and Passive*. Artech House, Norwood, MA.
- Ullamec, S., Badoz, J., Lebreton, J.P., 1992. Dielectric constant measurements in simulated Titan ocean liquids. In: *Proceedings Symposium on Titan*, pp. 401–405. ESA SP-338.
- Veverka, J., 1973. *Titan: polarimetric evidence for an optically thick atmosphere*. *Icarus* 18, 657–660.
- Yung, Y.L., Allen, M., Pinto, J.P., 1984. Photochemistry of the atmosphere of Titan: comparison between model and observations. *Astrophys. J.* 55, 465–506.
- Zellner, B., 1973. The polarization of Titan. *Icarus* 18, 661–664.

Chapitre 4

Application au mode altimètre du Radar Cassini

L'expérience radar en bande Ku installée à bord de l'orbiteur Cassini fonctionnera selon quatre modes (voir Introduction) : trois modes actifs (SAR, altimètre et diffusiomètre) et un mode passif (radiomètre).

Nous nous sommes attachés dans cette partie à la présentation et à la simulation, certes simplifiée, du radar de Cassini en mode altimètre pulsé. Nous verrons, sur la base des résultats présentés dans le chapitre précédent, à quel point l'atmosphère de Titan ¹, peut affecter les performances et la réalisation de l'objectif premier de cet instrument qui est de cartographier la topographie de la surface de Titan. Une étude de la rétrodiffusion atmosphérique d'un pulse long (de type rectangle et gaussien) et d'un chirp (d'enveloppe rectangle et gaussienne), simulant le signal émis par le radar de Cassini, a été entreprise. Nous verrons comment la forme et le délai du pulse reçu peut nous apporter des informations sur l'existence et les propriétés d'une éventuelle couche nuageuse. Des objectifs secondaires seront alors proposés pour l'altimètre et leur faisabilité sera confrontée aux limites des capacités techniques annoncées pour l'instrument.

1. En particulier la présence de nuages troposphériques.

4.1 Présentation détaillée du mode de fonctionnement de l'altimètre de Cassini

4.1.1 L'altimètre de Cassini : caractéristiques instrumentales

Au moment de la construction de l'instrument radar de Cassini, un mode de fonctionnement altimètre a été prévu avec pour objectif scientifique majeur la mesure de l'élévation de la surface de Titan. Le principe de fonctionnement d'un altimètre radar est très simple. Ce dernier transmet un train d'ondes électromagnétiques généralement court (aussi appelé "pulse") et mesure le temps aller-retour de sa propagation après réflexion sur une surface et détection à son retour. Les systèmes altimètres aéroportés ou satellitaires sont des radars actifs de type monostatique, l'antenne servant à la fois d'émetteur et de récepteur. L'élévation absolue (h) et relative (δh) de la surface peuvent être reconstruites à partir des formules suivantes (Elachi *et al.* 1991) :

$$h = H - R = H - \frac{ct}{2}$$

$$\delta h = h_2 - h_1 = (H_2 - H_1) - \frac{c(t_2 - t_1)}{2}$$

avec h l'élévation de la surface relativement à un plan de référence (le géoïde), H l'altitude de l'orbiteur par rapport au même géoïde, R la distance orbiteur/surface mesurée pour un aller, t le temps de propagation aller-retour du pulse émis et c la vitesse de la lumière (vitesse de propagation considérée pour le pulse). H_1 et H_2 représentent deux mesures indépendantes de l'altitude aux instants t_1 et t_2 .

Comme nous l'avons vu lorsque nous avons présenté la mission Cassini-Huygens (voir introduction), des 70 orbites initialement prévue autour de Saturne, 40 seront consacrées à des survols rapprochés de Titan. Au cours de chacun de ces survols, l'instrument radar sera activé et le mode altimètre fonctionnera selon le planning suivant (scénario indicatif pour les survols au plus proche de la surface de Titan (Montefredini *et al.* 1995)) :

1. de $t = 70 \text{ mn}$ jusqu'à $t = 30 \text{ mn}$ avant le passage au point le plus proche du survol à t_0 , *i.e.* à une distance de $h = 22500 \text{ km}$ à $h = 9000 \text{ km}$, l'antenne de Cassini sera dirigée vers le centre du satellite et fonctionnera en mode altimétrie basse résolution.
2. de $t = 30 \text{ mn}$ jusqu'à $t = 16 \text{ mn}$, *i.e.* à une distance de $h = 9000 \text{ km}$ à $h = 4000 \text{ km}$, le radar sera pointé au nadir et fonctionnera en altimétrie haute résolution.

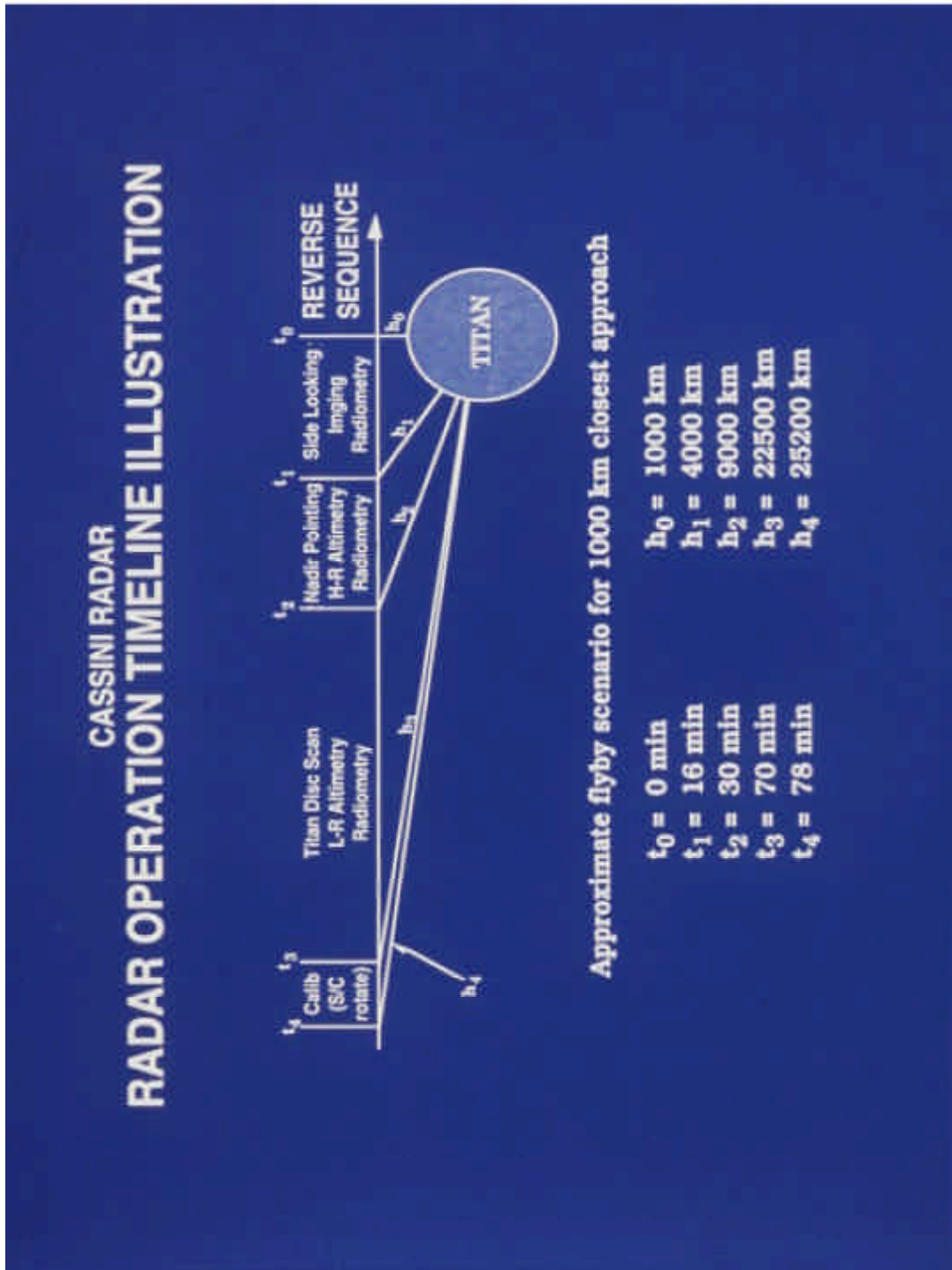


FIG. 4.1 – Scénario de survol de Titan et programme d'utilisation des différents modes de l'instrument radar de Cassini (crédits JPL/NASA)

3. une fois t_0 dépassé (en fait 16 mn après), la séquence précédente s'inverse pour débiter par une période de 14 mn en mode altimètre haute résolution et de 40 mn en mode basse résolution.

Paramètres	Altimétrie haute résolution	Altimétrie basse résolution
Fréquence centrale f_c	13.78 GHz	–
Puissance au pic	63 W	–
Largeur à mi-puissance du lobe principal (ouverture de l'antenne)	0.35°	–
Gain de l'antenne dans le lobe principal	50.4 dB	–
Angle de visée	0° (nadir)	–
Distance / surface de Titan	4000-9000 km	9000-22500 km
Durée du pulse transmis	150 μ s	–
Largeur de bande du chirp	4250 kHz	106 kHz
PRF ^a	4.7-5.6 MHz	–
Résolution verticale théorique	35 m	1400 m
Résolution verticale attendue	80-150 m	n/c
Résolution horizontale	24-27 km	n/c
Limite de sensibilité	~ -25 dB	–

TAB. 4.1 – Paramètres instrumentaux du radar en mode altimètre (Elachi et al. 1991; Borgarelli et al. 1998)

^a Pulse repetition frequency : nombres de pulses envoyés par seconde.

Le mode altimètre fonctionnera en bande Ku à la fréquence centrale f_c de 13.8 GHz ($\lambda \simeq 2.17$ cm). Dès que celui-ci sera activé, l'antenne de Cassini transmettra des trains de pulses (“bursts”) et servira également à la réception des échos de surface (ou atmosphériques). Chaque pulse, de type “Linear FM chirp ²”, est modulé en fréquence avec une enveloppe rectangulaire, une durée de 150 μ s et une largeur de bande B de 4.25 MHz pour la haute résolution et de 106 kHz pour la basse résolution. Cela correspond à une résolution verticale théorique de ~ 35 m dans le premier cas et de ~ 1420 m dans le second ³. Les incertitudes sur l'orbite de Cassini et sur le pointage de l'antenne permettent d'espérer dans le meilleur des cas des résolutions maximales de 80 à 150 m pour le mode haute résolution. Les principaux paramètres instrumentaux pour le mode

2. Il s'agit d'une onde sinusoïdale avec une période qui diminue de façon linéaire avec le temps.

3. La formule couramment utilisée pour déterminer la résolution ΔR d'un radar pulsé dont la forme de l'onde transmise peut être assimilée à un rectangle est donnée par :

$$\Delta R = \frac{cT_p}{2} - \frac{c}{2B}$$

avec $B = 1/T_p$ la largeur de bande d'un pulse rectangulaire de durée T_p .

altimètre du radar de Cassini sont présentés dans le tableau 4.1. Le tableau 4.2 recense quant à lui l'estimation de l'ensemble des erreurs de mesures de l'altitude par le radar de Cassini conduisant à une résolution verticale de 150 m. Dans cette évaluation, le "delay" atmosphérique est minime, du moins en comparaison avec les autres sources d'erreurs.

Source d'erreur	Erreurs estimées dans le cas le moins favorable (m)
Résolution verticale	51
Pointage	50
Ephémérides	10
Traitement informatique	35
Traversée de l'atmosphère	5

TAB. 4.2 – *Bilan des erreurs sur la mesure altimétrique du radar de Cassini (Elachi et al. 1991)*

4.1.2 Détails sur la forme du pulse émis par le radar de Cassini

Les chirps sont généralement utilisés lorsque l'emploi de pulses de type impulsion courte ⁴ est proscrite par les limitations en puissance maximale du système, ce qui est en général le cas du radar d'une sonde spatiale. Le chirp permet d'augmenter l'énergie transportée par le train d'onde tout en limitant la puissance au pic nécessaire et en conservant une même résolution.

La fréquence d'un chirp émis par une antenne radar en fonction du temps est donnée par la formule suivante :

$$f(t) = f_0 + \alpha t \quad (4.1)$$

où f_0 est la fréquence de départ ($f_0 = f_c - B/2$) et α est le taux de modulation du chirp

4. De longueur comprise entre 0.25 ns et quelques nanosecondes, ces pulses de forme carrée ou gaussienne sont communément utilisés en altimétrie radar. Ils ont pour avantage de permettre d'atteindre de grandes résolutions verticales tout en étant très économes en énergie pour le système générateur. La faible énergie emmagasinée par le pulse du fait de sa très courte durée représente toutefois une forte contrainte sur la puissance au pic de celui-ci. Cette puissance doit être suffisante pour qu'un écho puisse être détecté en retour. Typiquement, un radar haute-résolution (RHR) utilise pour générer ses trains de pulses un voltage de 1 kV, ce qui correspond à une puissance au pic de 10 kW. Dans ces conditions pourtant, l'énergie emportée par un pulse de 0.5 ns de longueur par exemple ne sera que de 10 μJ. Il est évident que pour des systèmes embarqués tels que ceux de la sonde Cassini, avec pour seule source d'énergie une série de batteries que se partagent tous les instruments pour une longue durée, une telle puissance, même instantanée, n'est pas accessible. Il a donc fallu trouver une alternative à l'utilisation de pulses de courte impulsion pour le radar de Cassini.

($\alpha = df/dt = B/T_c$ en Hz/s avec T_c la durée totale du pulse). Puisque la fréquence est reliée à la phase de l'onde ϕ par :

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi}{dt} \quad (4.2)$$

la phase d'une forme d'onde de type "chirp" peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\phi = 2\pi \int_0^t f(\tau) d\tau = 2\pi(f_0 t + \frac{\alpha}{2} t^2) \quad (4.3)$$

Utilisant la fonction de phase quadratique donnée par 4.3, la puissance au cours du temps d'un chirp de durée totale T_c et d'enveloppe rectangle peut s'écrire à l'aide d'une exponentielle complexe ⁵ :

$$p(t) = e^{j(\omega_0 t + \pi \alpha t^2)} \quad \text{pour} \quad 0 < t < T_c \quad (4.4)$$

Dans le cas d'un chirp d'enveloppe gaussienne, la puissance en fonction du temps

5. Le spectre en fréquence d'un tel signal peut être calculé en écrivant 4.4 de telle façon que

$$p(t) = \text{rect}\left(\frac{t - \frac{T_c}{2}}{T_c}\right) \times e^{j(\omega_0 t + \pi \alpha t^2)} = p_1(t) \times p_2(t)$$

et en évaluant la transformée de Fourier suivante :

$$P(\omega) = \mathcal{F}[p_1(t)] \otimes \mathcal{F}[p_2(t)] = P_1(\omega) \otimes P_2(\omega)$$

Dans notre cas $P_1(\omega)$ est connue et prend la forme d'un sinus cardinal décalé en fréquence du fait de la translation T_c présente dans la fonction $\text{rect}()$:

$$P_1(\omega) = T_c \frac{\sin \frac{\omega}{2} T_c}{\frac{\omega}{2} T_c} e^{j \frac{\omega}{2} T_c}$$

L'autre terme $P_2(\omega)$ peut être calculé à partir de l'intégrale de Fourier suivante :

$$\begin{aligned} P_2(\omega) &= \int e^{j(\omega_0 t + \pi \alpha t^2)} e^{-j\omega t} dt = \int e^{j\pi \alpha (t^2 - \frac{(\omega - \omega_0)t}{\pi \alpha})} dt \\ &= \int e^{j\pi \alpha [(t^2 - \frac{(\omega - \omega_0)t}{\pi \alpha})^2 - \frac{(\omega - \omega_0)^2}{(2\pi \alpha)^2}]} dt = e^{-j \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\pi \alpha}} \int e^{j\pi \alpha (t - \frac{\omega - \omega_0}{2\pi \alpha})^2} dt \end{aligned}$$

En utilisant l'identité connue $\int e^{j a x^2} dx = \sqrt{\frac{\pi}{2a}}(1 + j)$, on obtient finalement :

$$P_2(\omega) = \sqrt{2} e^{j \frac{\pi}{4}} \sqrt{\frac{1}{2\alpha}} e^{-j \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\pi \alpha}}$$

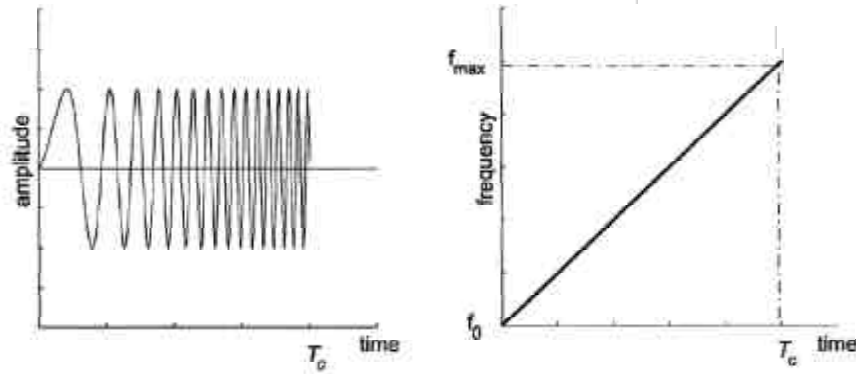


FIG. 4.2 – *Signal de type chirp dans le domaine temporel et diagramme temps-fréquence correspondant*

s'exprime de la façon suivante ⁶ :

$$p(t) = e^{-(a-jb)t^2}$$

avec $a = 2\frac{K^2}{T_c^2}$, $b = \pi\alpha$ et $K = \text{constante} = 3$ en général.

Nous avons calculé les caractéristiques temporelles du chirp transmis par le radar de Cassini à partir de ses propriétés instrumentales. La figure 4.3 présente l'amplitude de chaque pulse en fonction du temps.

Les échos reçus par l'antenne sont ensuite compressés en temps par l'intermédiaire d'un filtre, appelé "ligne de décalage sélectif en fréquence". Celui engendre un décalage temporel fonction de la fréquence de telle sorte que la fréquence qui est transmise en premier (et donc arrive en premier au niveau du récepteur) soit retardée suffisamment pour qu'elle arrive en sortie du filtre en même temps que la fréquence transmise en dernier. Toutes les fréquences intermédiaires arrivent également au même instant sont ainsi surposées en sortie du filtre : c'est le "dé-chirping". Bien entendu, en pratique, à cause de la valeur finie de B , une fonction delta temporelle en sortie n'est pas réalisable. Le résultat, si le signal transmis au préalable est un chirp d'amplitude constante (enveloppe

6. Son spectre en fréquence est alors défini par :

$$P(\omega) = \sqrt{\frac{j\pi}{b+ja}} e^{-\frac{\pi^2(2\pi\omega)^2}{(a^2+b^2)}(a+jb)}$$

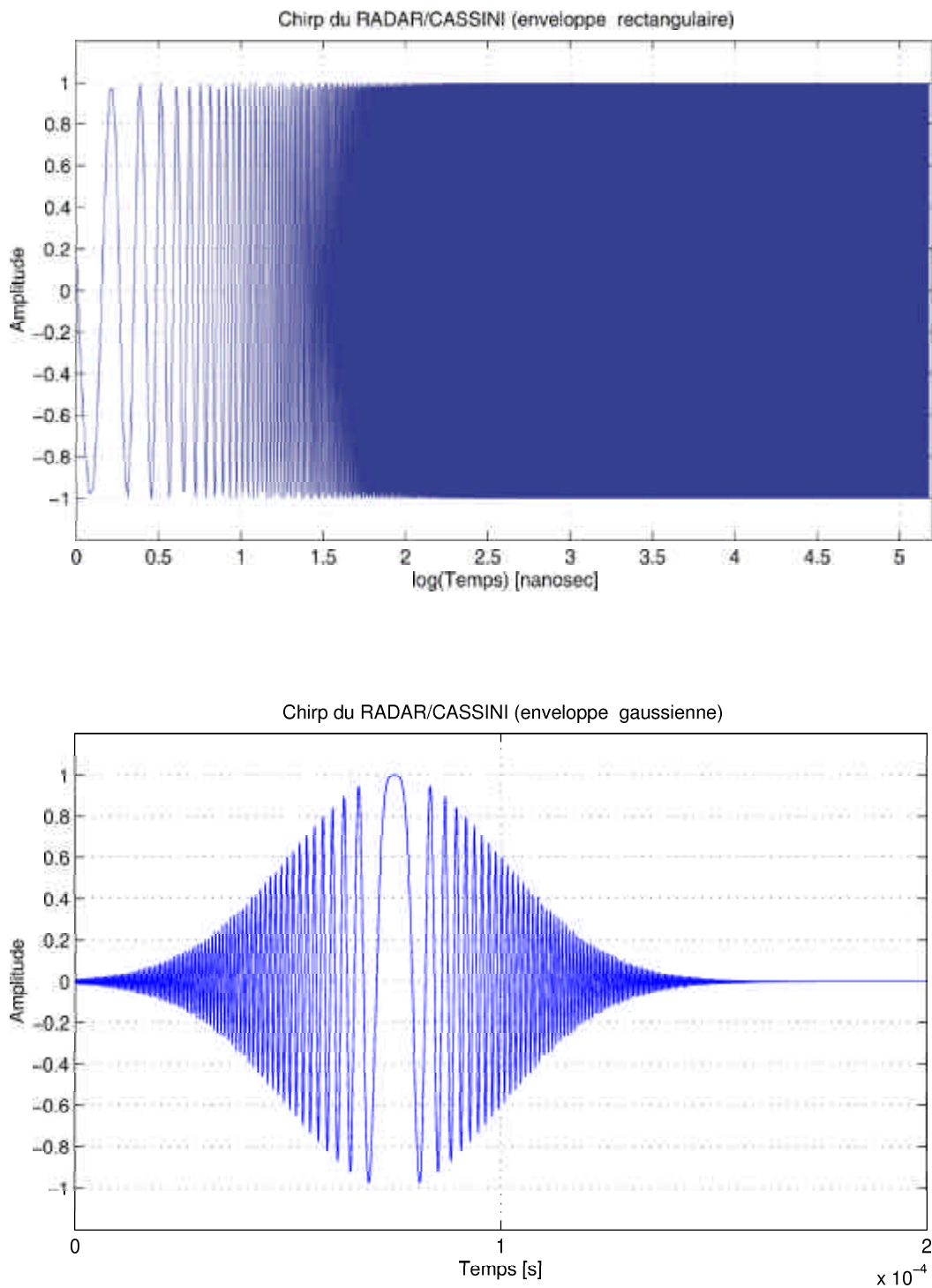


FIG. 4.3 – Chirp du radar de Cassini en mode altimètre haute résolution, **en haut** : enveloppe rectangulaire, **en bas** : enveloppe gaussienne.

rectangulaire) est un pulse qui prend la forme d'un sinus cardinal avec une largeur de bande réduite à $1/B$ (FIG. 4.4).

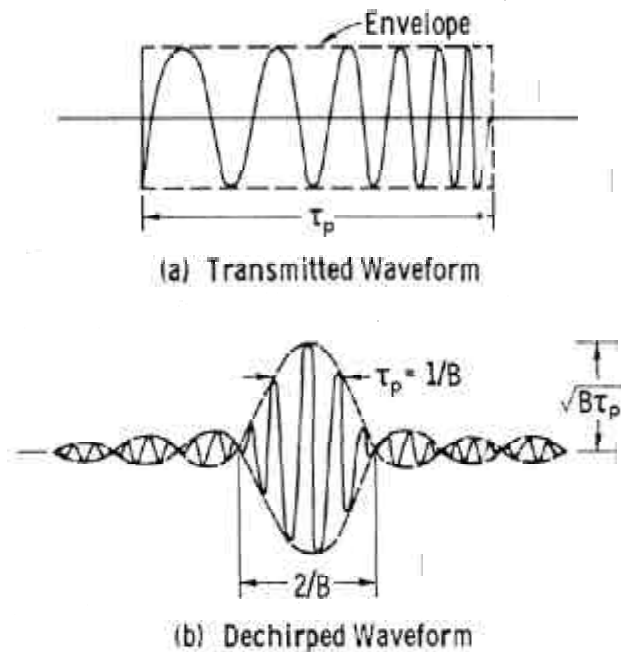


FIG. 4.4 – Représentation schématique d'un chirp en transmission et de sa conversion en réception par un filtre qui impose un décalage en fréquence en fonction du temps de réception (d'après Ulaby et al. (1982)).

Ainsi, l'utilisation d'un chirp modulé en fréquence et d'un filtre en réception permet de transmettre et recevoir un pulse long de durée T et de le convertir en un pulse plus court ayant une largeur temporelle effective de $\sim 1/B$. Son amplitude augmente d'un facteur $\sqrt{BT_c}$. Ainsi la résolution obtenue avec le chirp est similaire à celle d'un pulse court non modulé en fréquence (de largeur de bande $\sim B$) mais d'amplitude bien plus élevée. Dans le cas de Cassini, le produit BT_c est de l'ordre de 640 (pour le mode haute résolution), ce qui signifie que la puissance au pic nécessaire pour l'émission du chirp est 640 fois plus petite que la puissance qui aurait été nécessaire dans le cas d'un pulse court (pour obtenir la même résolution). C'est un avantage important pour la construction de plateformes radars autonomes, tels les satellites ou les missions d'exploration du Système Solaire, économes en énergie.

4.2 Informations tirées de l'amplitude du pulse

Dans cette partie, nous avons entrepris l'étude de la perturbation de l'amplitude et de la forme du pulse émis par l'altimètre Cassini, engendrée par la traversée de l'atmosphère de Titan et notamment la rencontre de nuages dans la basse atmosphère. Nous avons constaté dans le chapitre 3 que la présence de nuages pourrait masquer la surface de Titan, même à la longueur d'onde du radar de Cassini. Seul un signal rétrodiffusé par la couche nuageuse serait alors accessible, et nous nous sommes proposés de l'étudier. Nous présenterons dans un premier temps les résultats concernant l'éventuelle distortion du pulse du radar Cassini pour une rétrodiffusion sur divers scénarios de nuage. Dans un deuxième temps, une possible application météorologique du mode altimètre sera discutée.

4.2.1 Rétrodiffusion d'un pulse par un nuage de particules en suspension

Equations du problème

Soit la rétrodiffusion d'une onde plane sur une distribution aléatoire de particules en suspension (voir FIG. 4.5), d'après l'équation radar généralisée pour une antenne très directive (à lobe principal reserré) utilisée à la fois comme transmetteur et récepteur (système monostatique), nous avons (Ishimaru 1997) :

$$\frac{P_r}{P_t} = \frac{\pi}{(4\pi)^3(8 \ln 2)} \lambda^2 [G_t(\hat{\mathbf{i}}_0)]^2 \theta_b^2 \int_0^\infty \frac{\rho \sigma_b}{R^2} e^{-2\gamma} dR \quad (4.5)$$

où

- P_r est la puissance reçue,
- P_t est la puissance transmise,
- λ est la longueur d'onde du radar (rappel : 2.17 cm pour Cassini),
- $G_t(\hat{\mathbf{i}}_0)$ est le gain de l'antenne émettrice dans la direction de son axe physique principal (50.4 dB pour Cassini),
- θ_b est l'ouverture angulaire de l'antenne (0.35° pour Cassini),
- ρ est la concentration en particules du milieu traversé,

- σ_b est la section efficace de rétrodiffusion des particules rencontrées,
- R est la distance parcourue par l'onde (on placera Cassini à 4000 km de la surface de Titan : altimétrie haute résolution),
- et γ est la profondeur optique du milieu.

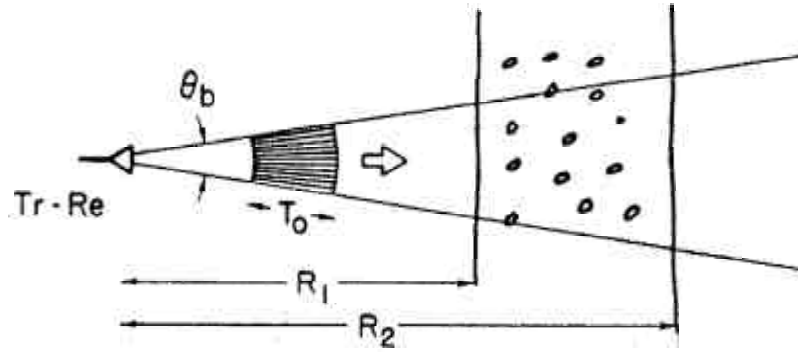


FIG. 4.5 – Géométrie du problème de la rétrodiffusion sur une distribution de particules d'épaisseur $h = R_2 - R_1$. Un transmetteur à faible ouverture θ_b émet un pulse de durée T_0 vers un milieu dilué constitué de particules en suspension. Le pulse rétrodiffusé est alors réceptionné par la même antenne (d'après Ishimaru (1997), chapitre 5).

Dans le cas particulier de la transmission d'un pulse d'intensité $I_i(t) = |u_i(t)|^2$ avec $u_i(t)$ son amplitude au cours du temps, l'équation 4.5 nous permet d'écrire l'intensité rétrodiffusée par le nuage puis reçue par le radar, pour une couche diffusante d'épaisseur $R_2 - R_1$ (sous l'approximation au premier ordre de la diffusion multiple) :

$$I(t) = A \int_{R_1}^{R_2} \frac{\rho \sigma_b e^{-2\gamma}}{R^2} |u_i(t - \frac{2R}{c})|^2 dR \quad (4.6)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide et

$$A = \frac{\lambda^2 [G_t(\hat{\mathbf{i}}_0)]^2}{(4\pi)^3} \left(\frac{\pi \theta_b^2}{8 \ln 2} \right) \quad (4.7)$$

Pour un pulse de forme déterminée, en posant $t' = 2R/c$, nous pouvons écrire l'expression suivante qui n'est que l'expression de la convolution de la forme du pulse

$u_i(t)$ par la fonction caractéristique du milieu traversé $f(t')$:

$$I(t) = \int_{t'_1}^{t'_2} f(t') |u_i(t - t')|^2 dt' \quad (4.8)$$

$$f(t') = \frac{A\rho(R)\sigma_b(R)e^{-2\gamma(R)}c}{R^2}, \quad \gamma(R) = \int_{R_1}^R \rho(R')\sigma_t(R') dR'$$

avec $R = (c/2)t'$, $R_1 = (c/2)t'_1$, $R_2 = (c/2)t'_2$ et $\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a$ la section efficace d'extinction des particules. Le résultat sur la forme du pulse rétrodiffusé est présenté de façon schématique sur la figure 4.6 pour deux types de pulses (pulse court et pulse long par rapport au temps de traversée de la couche diffusante).

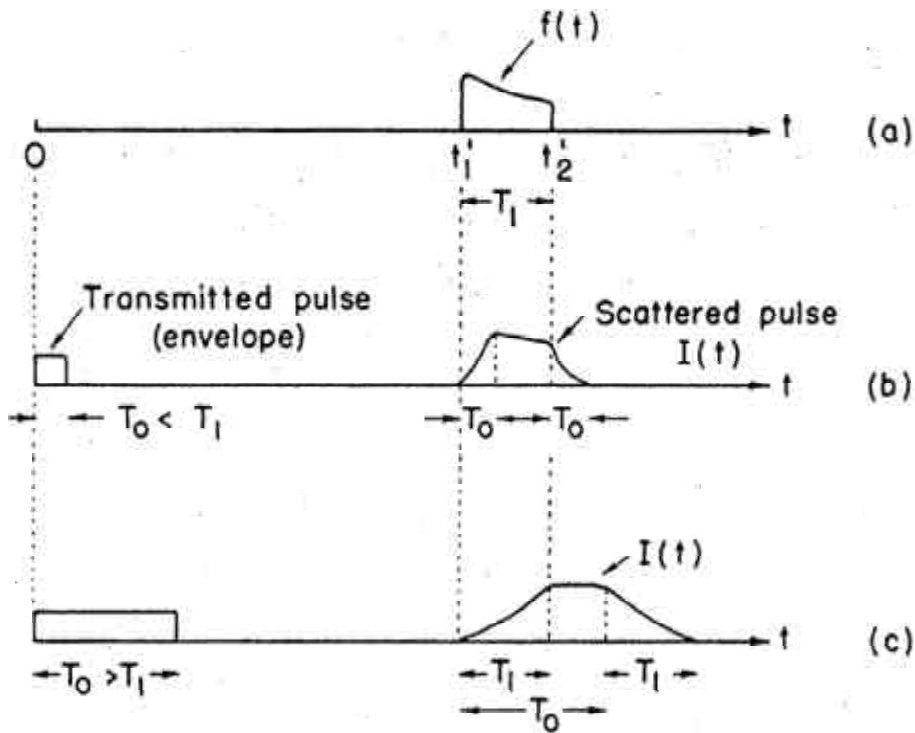


FIG. 4.6 – Intensité rétrodiffusée par une couche d'épaisseur $R_2 - R_1$. Le temps de propagation aller-retour du pulse au sein de cette couche est $T_1 = 2(R_2 - R_1)/c$ et la durée du pulse est T_0 . (a) Fonction $f(t)$ caractéristique du milieu dépendante de $t = (2/c)R$, (b) forme du pulse diffusé pour $T_0 < T_1$, (c) pour $T_0 > T_1$ (d'après Ishimaru (1997), chapitre 5).

Cas d'une couche diffusante homogène

Nous avons simulé les nuages de Titan par une couche d'épaisseur variable comprise entre 20 et 100 *km* constituée de particules sphériques de constante diélectrique $\varepsilon_r = 1.7 - j0.015$, de rayon r et de concentration ρ indépendants de l'altitude. Pour tous nos calculs, ρ a été fixé à 10 m^{-3} . Les propriétés physiques de ces nuages ont été inspirées de celles déduites par Toon *et al.* (1988) et Courtin *et al.* (1995), et utilisées précédemment pour nos calculs de transmission atmosphérique dans la section 3.3. Ne considérant que l'énergie rétrodiffusée, la nature de la surface de Titan, masquée par ces nuages, n'intervient pas dans nos calculs.

Nous avons supposé l'orbiteur Cassini fixe situé à 4000 *km* de la surface de Titan et que le sommet de la couche nuageuse était localisée à 100 *km* d'altitude.

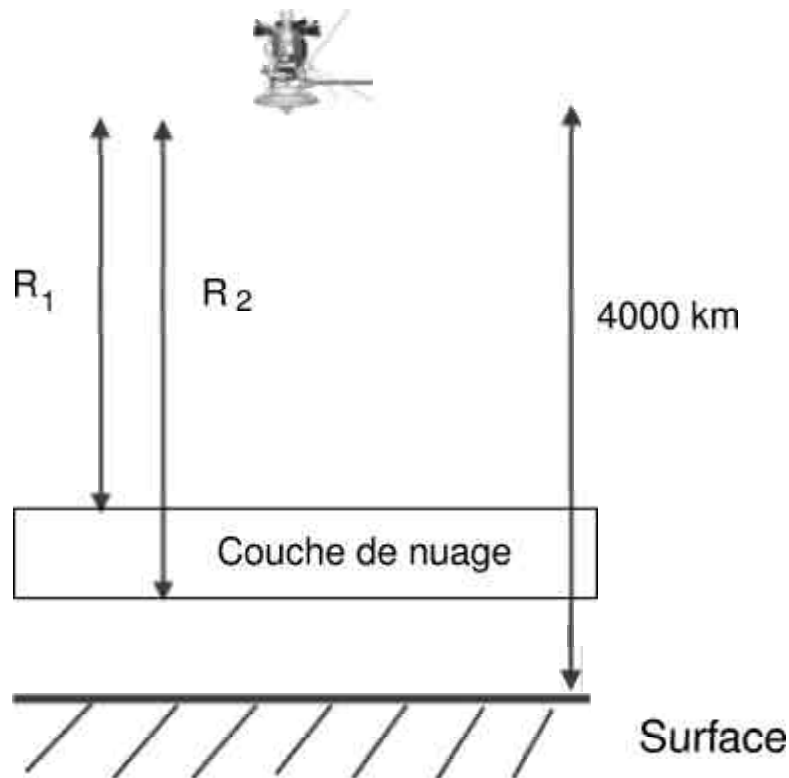


FIG. 4.7 – Paramètres géométriques de notre modèle de rétrodiffusion

Dans ces conditions, l'équation 4.8 se simplifie et devient :

$$I(t) = \frac{A\rho\sigma_b e^{-2\gamma} c}{R^2} \frac{c}{2} \int_{t'_1}^{t'_2} |u_i(t-t')|^2 dt', \quad \text{avec} \quad \gamma = \rho\sigma_t(R_2 - R_1) \quad (4.9)$$

La fonction $f(t)$ n'est plus qu'une fonction monotone, décroissant légèrement avec le temps t telle que le montre la figure 4.9.

De manière à déterminer, dans un premier temps, les types de nuages qui pourront être directement détectables par leurs simples propriétés de réflexion radar, l'efficacité de rétrodiffusion ⁷ a été calculée en fonction du rayon des particules et comparée au seuil de sensibilité du radar de Cassini.

D'après nos résultats, la rétrodiffusion engendrée par les nuages prédits par Toon *et al.* (1988) et Courtin *et al.* (1995) serait à de très rares exceptions, *i.e.* pour des rayons inférieurs à $70\mu m$, détectable par le radar de Cassini en mode altimètre. L'ambiguïté entre la détection d'une rétrodiffusion atmosphérique et celle engendrée par la surface de Titan pourrait être levée par le simple calcul de l'altitude de la couche réflectrice. La résolution de quelques centaines de mètres de l'altimètre permettra de distinguer sans équivoque la dizaine de kilomètres qui pourrait séparer le sommet des nuages de la surface.

Nous avons choisi de réaliser nos premières simulations en prenant tour à tour un pulse rectangle puis gaussien (respectivement de formule $u_i(t) = \text{rect}(\frac{t-T_0/2}{T_0})$ et $u_i(t) = e^{-t^2/(T_0/2)^2}$ avec pour largeur à mi-hauteur la durée $T_0 = 150 \mu s$) et un chirp d'enveloppe rectangle et gaussienne. Le rayon des particules composant le nuage a été fixé à $2 mm$.

La position du milieu du front de montée du pulse rétrodiffusé (première contribution de l'écho) permet de déterminer la distance séparant l'orbiteur de la couche réflectrice et donc l'altitude de cette dernière, une fois la forme d'onde dans la fenêtre de réception corrigée des erreurs de suivi de l'orbiteur. Ici, le délai entre l'émission et la réception des pulses est d'environ $26 ms$ pour un aller-retour, correspondant à une distance entre le radar et le nuage de $3900 km$.

En plus de l'information altimétrique, la forme d'onde réceptionnée contient d'autres informations sur le milieu rencontré. Ceci se vérifie pour une rétrodiffusion purement

7. Il s'agit du rapport entre l'intensité maximale rétrodiffusée et l'intensité maximale émise. Pour ce type de calcul, nous nous sommes affranchis des pertes en $1/R^2$ dues à la propagation de l'onde radar dans le vide. En effet, cette atténuation est incluse dans le calcul de sensibilité de l'instrument, de sorte que la dynamique annoncée à $-25 dB$ en tient compte. Cette dynamique est normalement disponible pour couvrir une autre source de pertes attendue (rétrodiffusion de surface) ou inattendue (pertes atmosphériques).

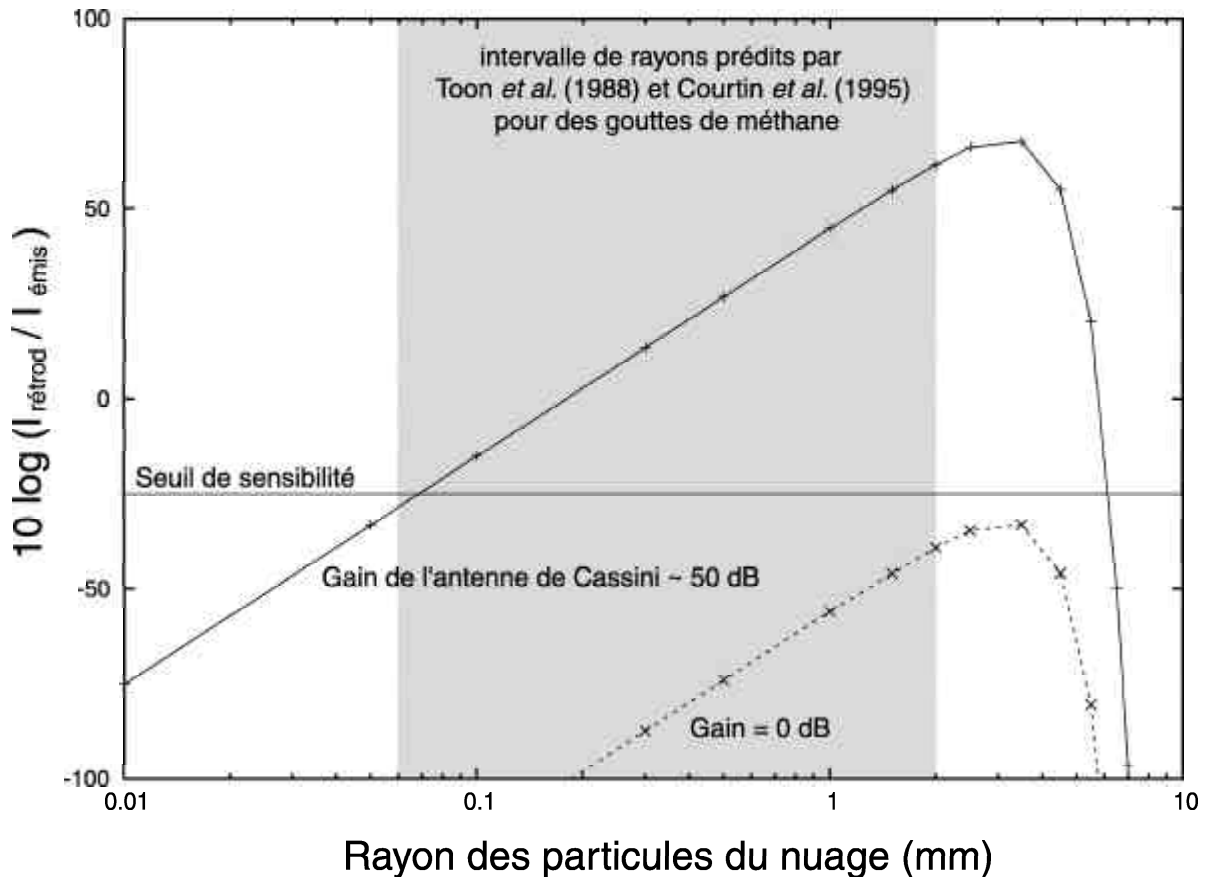


FIG. 4.8 – Efficacité de la rétrodiffusion en fonction du rayon des particules variant de $10 \mu\text{m}$ à 10 mm , constituant un nuage de 20 km d'épaisseur. La concentration de ces nuages est fixée à $C = 10 \text{ m}^{-3}$ en accord avec l'intervalle de valeurs calculé par Toon et al. (1988). Avec un gain de 50.4 dB , le radar de Cassini serait capable de détecter les nuages pour des rayons allant de $70 \mu\text{m}$ jusqu'à des valeurs totalement irréalistes de 6 mm , soit la quasi-totalité des nuages envisagés par Toon et al. (1988) et Courtin et al. (1995). En deçà de $70 \mu\text{m}$, les sections efficaces de diffusion Rayleigh sont trop faibles pour engendrer une rétrodiffusion suffisante et au-delà de $5 - 6 \text{ mm}$, la théorie de Mie privilégie fortement la diffusion vers l'avant. Aux alentours de $5 - 6 \text{ mm}$, l'extinction est très importante, de sorte qu'aucun signal ne peut être rétrodiffusé, ni transmis au-delà du nuage et donc atteindre la surface.

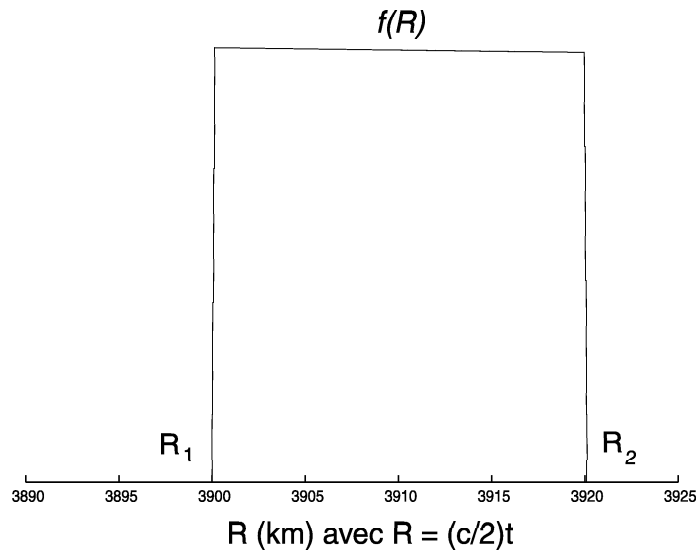


FIG. 4.9 – Fonction caractéristique $f(t)$ de notre nuage homogène d'épaisseur de 20 km, constitué de particules de rayon 2 mm à la concentration $C = 10 \text{ m}^{-3}$. La distance orbiteur/nuage est de 3900 km.

surfacique, à partir de laquelle est notamment possible l'estimation du coefficient de rétrodiffusion de la surface (obtenu en calculant l'intégrale de la forme d'onde). Il en va de même pour une rétrodiffusion volumique comme semblent l'indiquer nos résultats. Nous avons en effet pu constater que la rétrodiffusion volumique du train d'onde sur la couche de nuages pouvait affecter l'aspect de celui-ci (FIG. 4.12, 4.11, 4.13 et 4.14). Le milieu réflecteur étant homogène, le pulse rétrodiffusé ne montre pas de structure à petite échelle, simplement un plateau central dont la largeur semble être étroitement liée à l'épaisseur du nuage⁸. La diffusion multiple au sein du nuage a pour conséquence de rallonger le parcours de l'onde incidente. Cela entraîne un délai supplémentaire pour leur réception et par conséquent un élargissement du pulse rétrodiffusé (notamment par l'ajout d'une rampe en fin de pulse). La diffusion multiple engendre également la diminution de l'intensité de l'écho, bien que cette atténuation soit moins grande que si seule la diffusion

8. Il est à noter qu'en ce qui concerne la forme d'onde du signal rétrodiffusé, les chirps reçus devraient présenter une amplitude qui oscille entre 0 et son maximum selon la même modulation de fréquence que le chirp incident. Ce n'est pas le cas sur les figures 4.12, 4.11, 4.13, 4.14 et 4.15 pour la simple raison que grille de résolution temporelle de nos simulations, choisie de manière à réduire le temps de calcul, n'est plus assez fine et devient très grande devant la période d'oscillation du chirp (de l'ordre de la ns). Cet artefact numérique explique le fait que l'amplitude minimale atteint difficilement 0, d'autant plus difficilement que la résolution temporelle diminue. En revanche, cela ne modifie en rien l'enveloppe moyenne du chirp et donc la forme de l'onde.

simple était considérée. Ces deux effets (élargissement et baisse de l'intensité) sont d'autant plus marqués que l'épaisseur h du nuage est importante. La figure 4.15 présente la détectabilité des intensités réfléchies en fonction de l'épaisseur du nuage h . De cette figure a été déduite la variation de la largeur du pulse détecté avec h (voir FIG. 4.10). Dans le cas simple d'un nuage homogène, il a été possible de mettre en évidence une relation empirique linéaire entre la largeur du pulse rétrodiffusé détectable par le radar de Cassini (exprimée en μs) et l'épaisseur du nuage rencontré (exprimée en km). La pente de cette droite a été estimée à $\sim 6.5 \mu s.km^{-1}$, indépendamment de la forme du pulse incident.

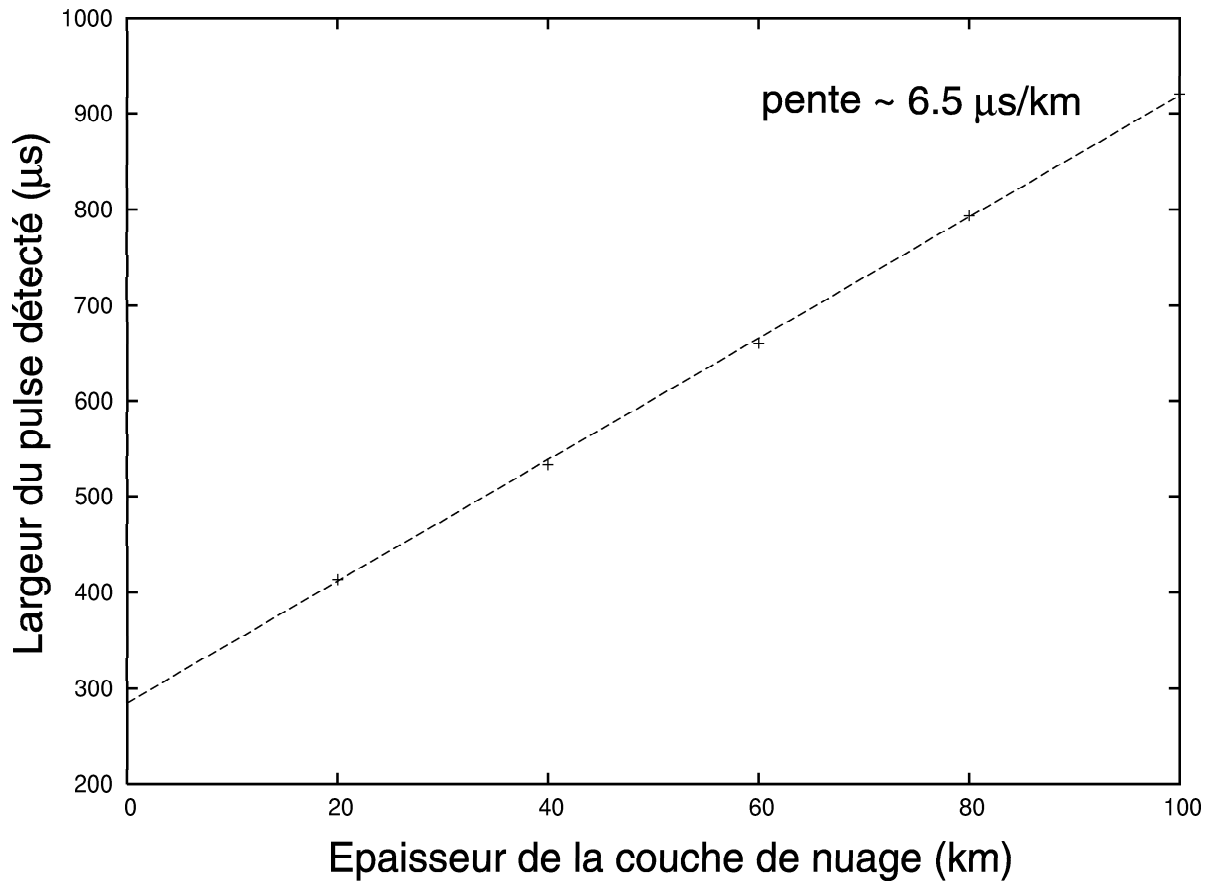


FIG. 4.10 – Largeur à mi-hauteur (calculée à $I_{max}/2$) du pulse reçu par l'altimètre en fonction de l'épaisseur de la couche nuageuse rencontrée

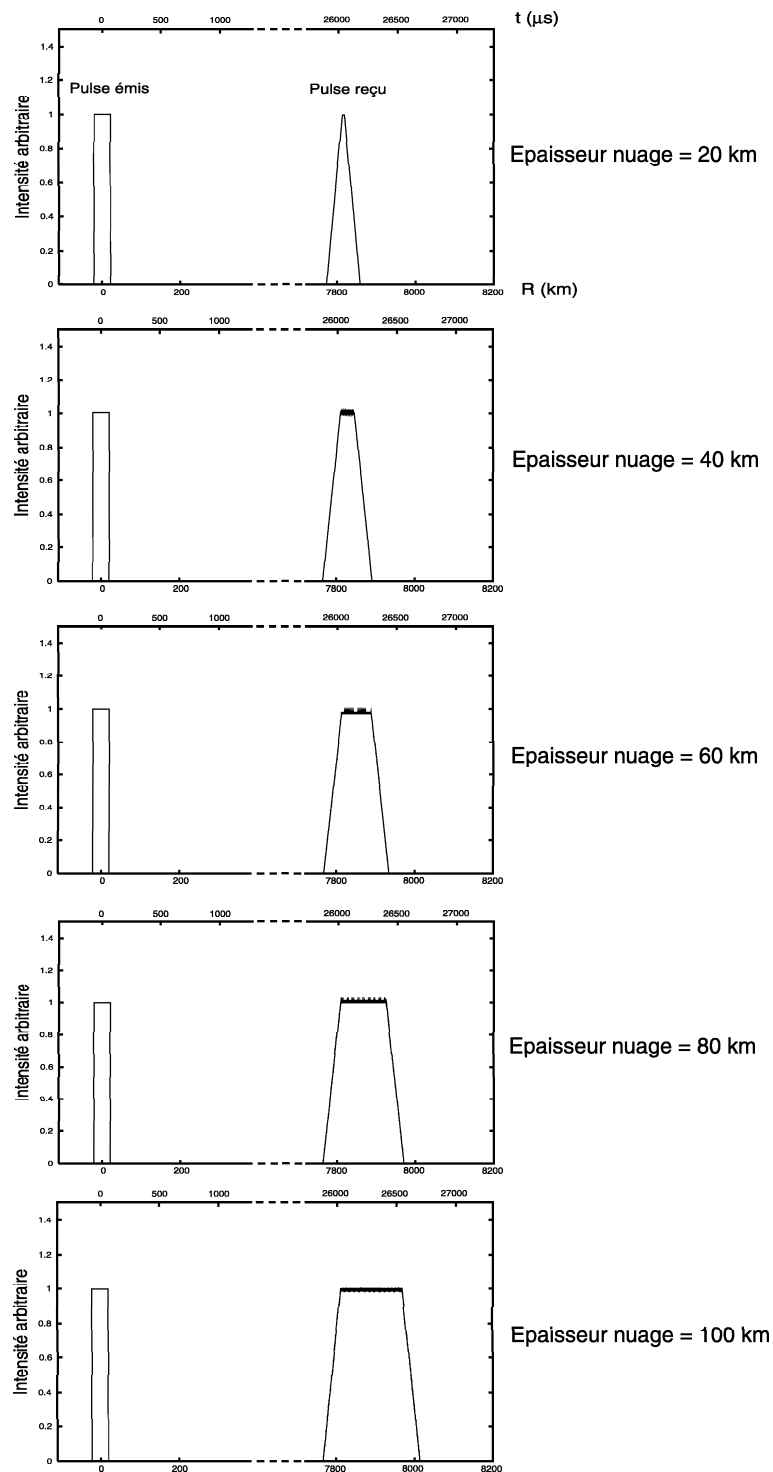


FIG. 4.11 – Déformation d'un pulse rectangle suite à sa rétrodiffusion sur une couche nuageuse homogène (distance radar/sommet des nuages : 3900 km, rayon : 2 mm et concentration : 10 m^{-3}). L'épaisseur de cette dernière varie entre 20 et 100 km par pas de 20 km. Pour plus de clarté les amplitudes des pulses émis et rétrodiffusés ont été normalisées à 1. t représente le temps mis par le pulse émis pour réaliser un aller-retour après rétrodiffusion par le nuage, R étant simplement la distance correspondante parcourue.

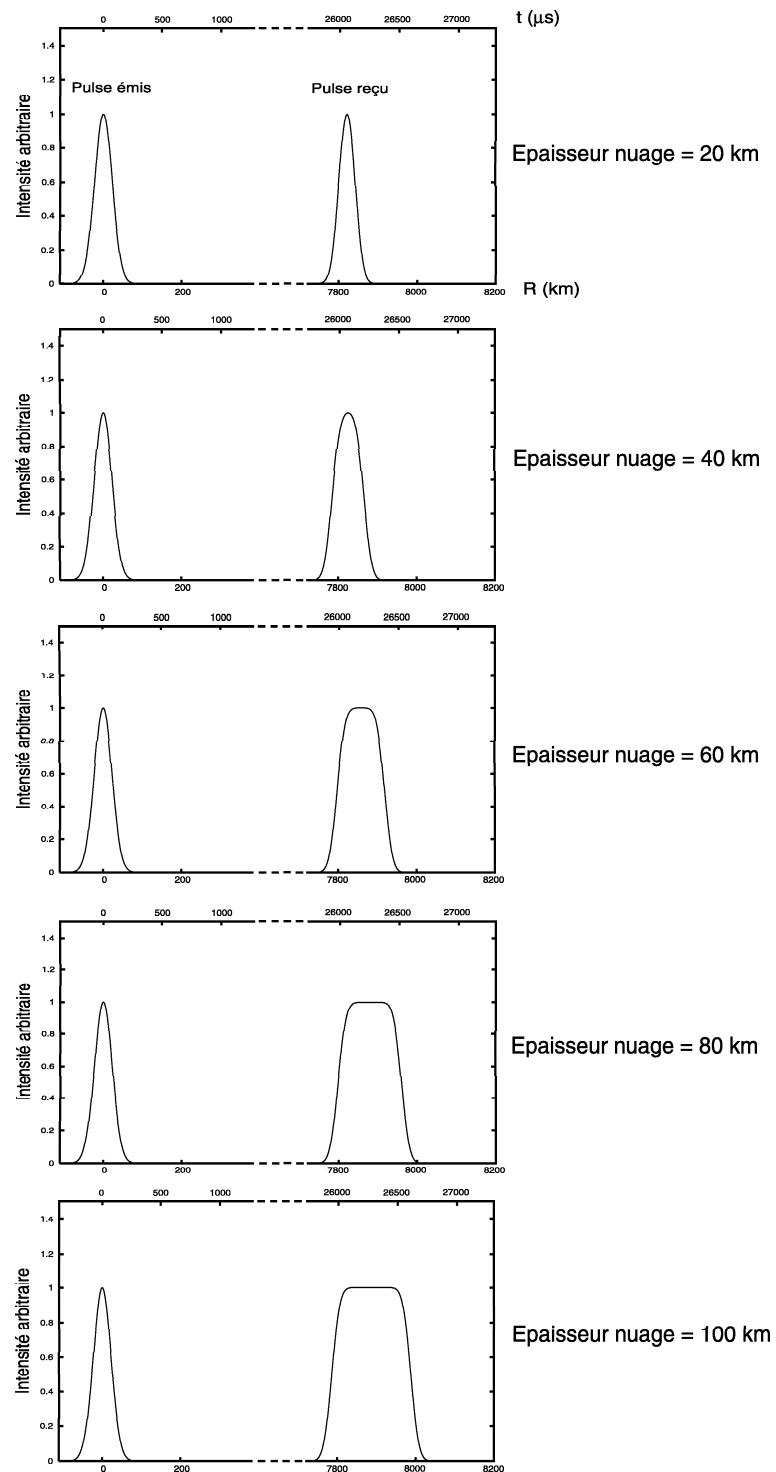


FIG. 4.12 – Déformation d'un pulse gaussien suite à sa rétrodiffusion sur une couche nuageuse homogène (les conditions sont les mêmes que pour la figure 4.11).

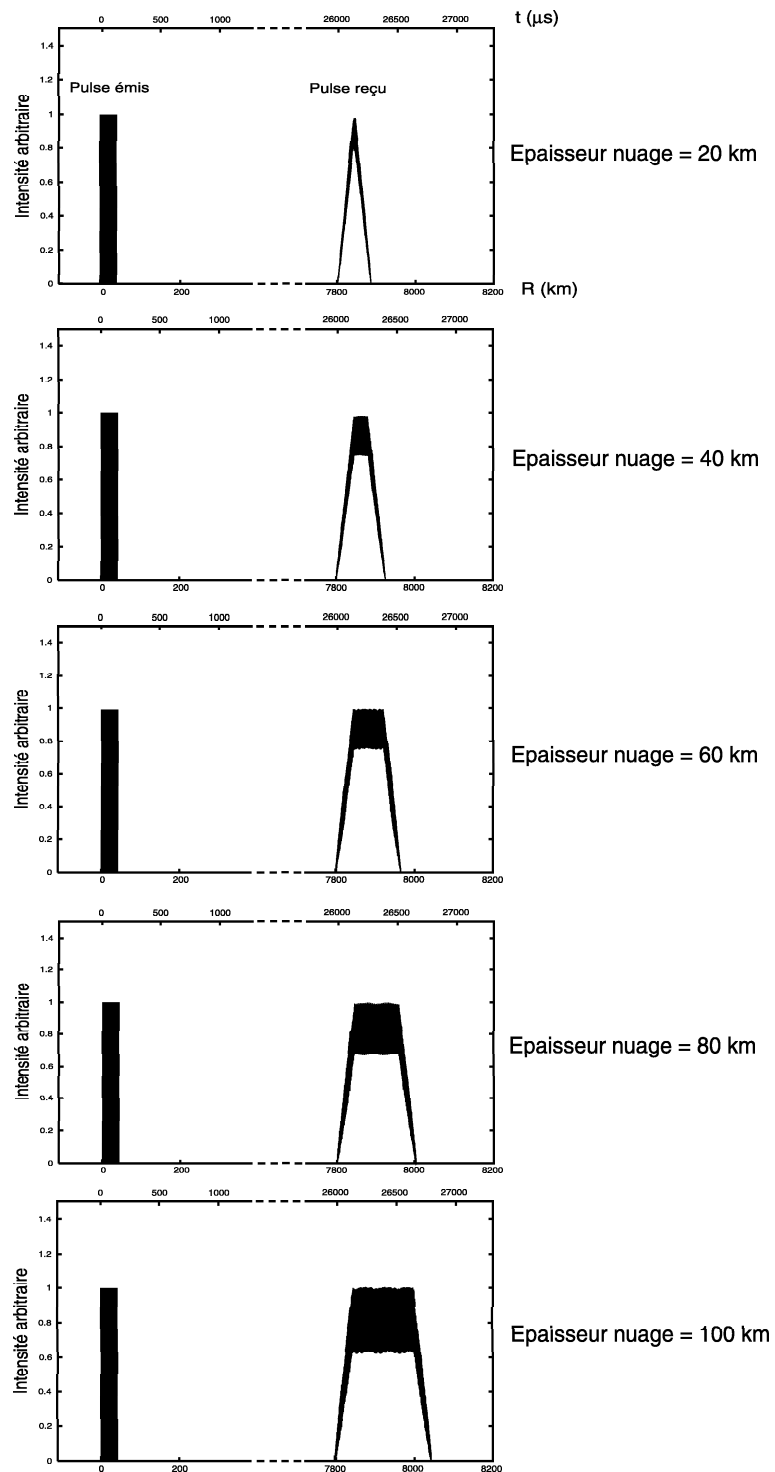


FIG. 4.13 – Déformation d'un chirp d'enveloppe rectangulaire suite à sa rétrodiffusion sur une couche nuageuse homogène (les conditions sont les mêmes que pour la figure 4.11).

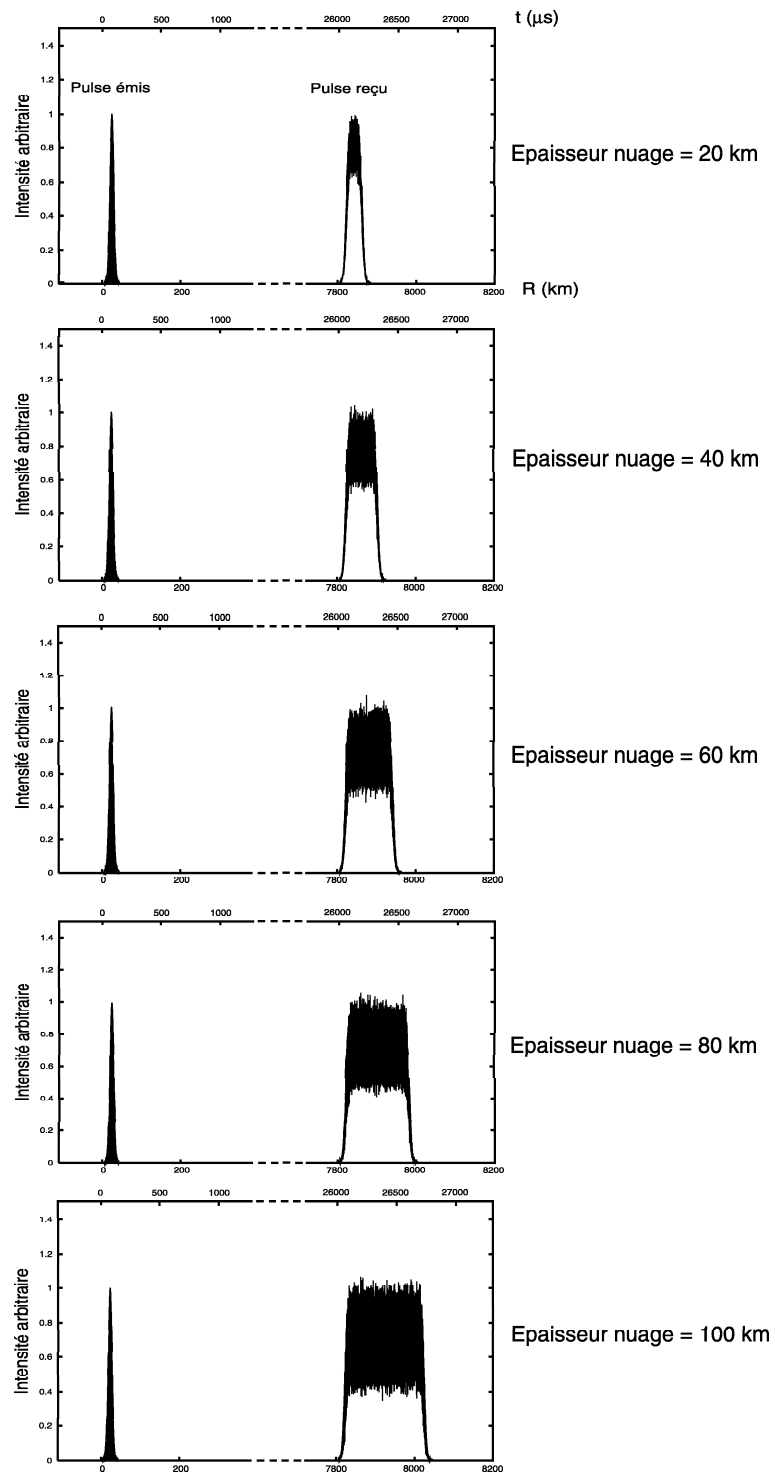


FIG. 4.14 – Déformation d'un chirp d'enveloppe gaussienne suite à sa rétrodiffusion sur une couche nuageuse homogène (les conditions sont les mêmes que pour la figure 4.11).

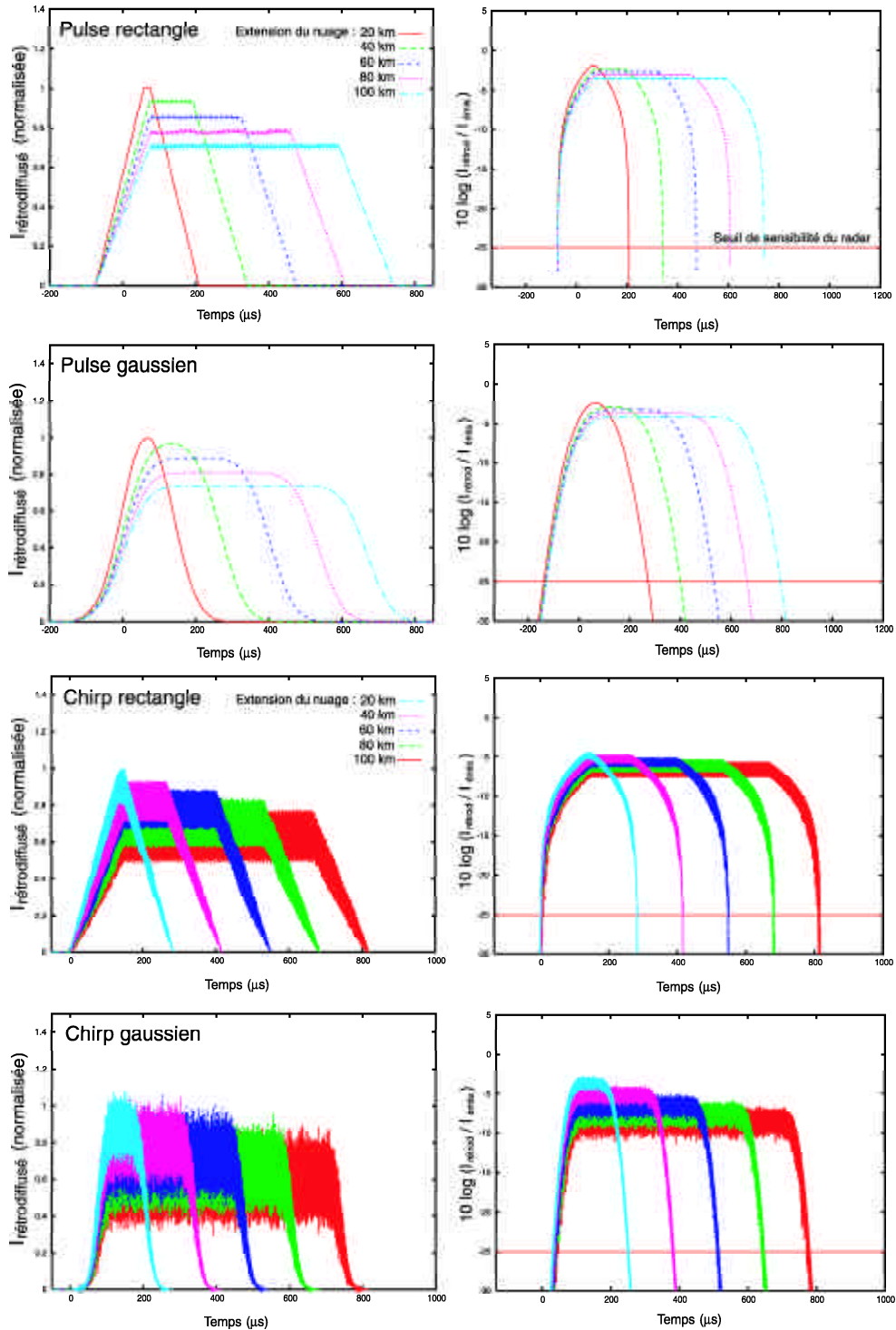


FIG. 4.15 – **A gauche :** Amplitude et forme du pulse rétrodiffusé sur des nuages de différentes épaisseurs. **A droite :** le même calcul a été effectué, mais cette fois-ci en terme d'atténuation. Les résultats de ce calcul sont comparés au seuil de sensibilité du radar de Cassini. Sur l'ensemble des graphes présentés ici, les intensités maximales relatives de chacun des pulses ont été conservées. On s'aperçoit que plus le nuage est épais moins l'intensité du pulse rétrodiffusé est grande : le temps de résidence de l'onde est plus grand, de même que la probabilité d'absorption et de diffusion.

Rétrodiffusion par un nuage hétérogène

Dans cette section, le nuage de Titan a été modélisé à partir des profils de rayon et concentration des aérosols de Frère *et al.* (1990), tronqués entre 100 km d'altitude et la surface (présentation des profils dans les chapitres 1 et 3). Inspirées de ces profils, trois autres distributions de particules ont été simulées, de manière à obtenir un ensemble de nuages à l'hétérogénéité verticale de plus en plus marquée. Cela nous a permis de tester les éventuels effets sur la forme du pulse rétrodiffusé de la présence d'un fort contraste de réflectivité au sein même du nuage. Les quatre profils sont présentés sur la figure 4.16.

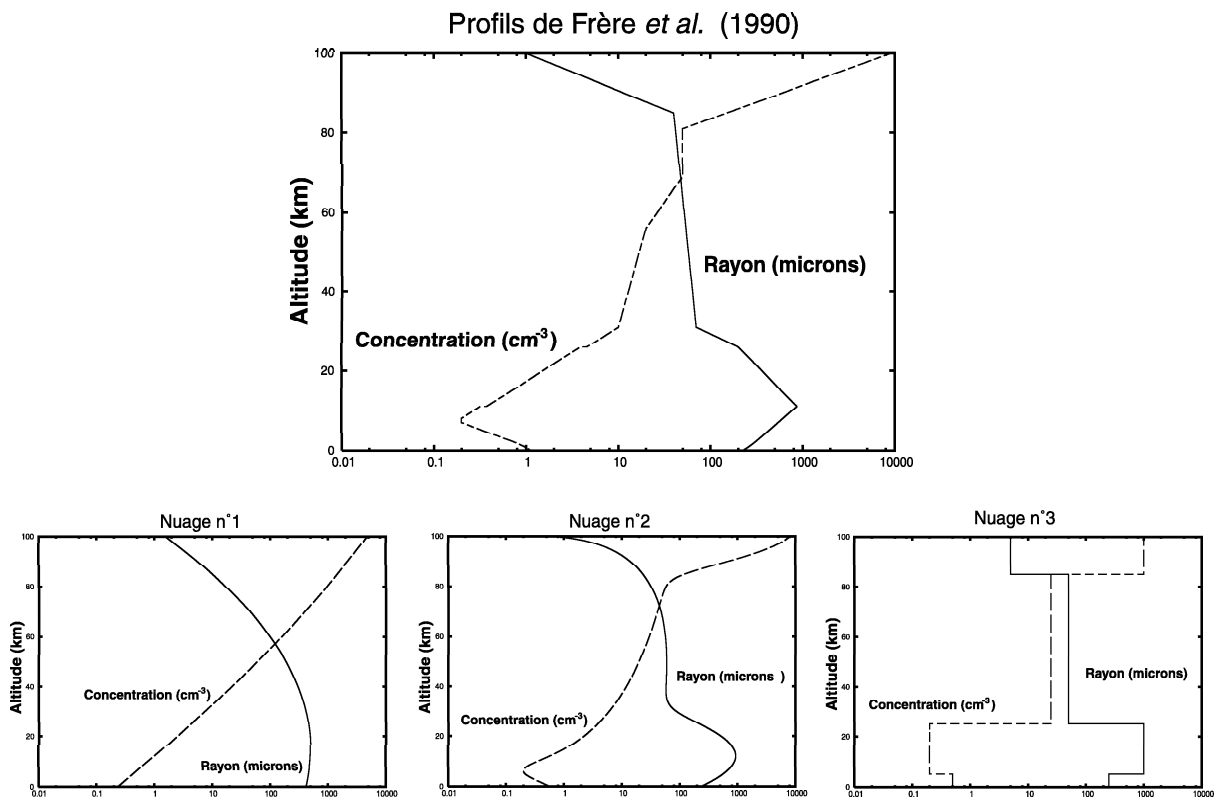


FIG. 4.16 – Les profils de rayon et de concentration des quatre scénarios de basse atmosphère de Titan que nous avons utilisés dans nos simulations

Le radar de Cassini est une fois de plus considéré fixe, localisé à une altitude de 4000 km par rapport à la surface de Titan. La constante diélectrique des gouttelettes a été prise égale à $\epsilon_r = 1.8 - j0.002$ (mélange homogène d'hydrocarbures et de nitriles liquides). Les fonctions $f(t)$ caractéristiques du milieu traversé par le pulse ont pu être

calculées pour chacun des nuages considérés (FIG. 4.17).

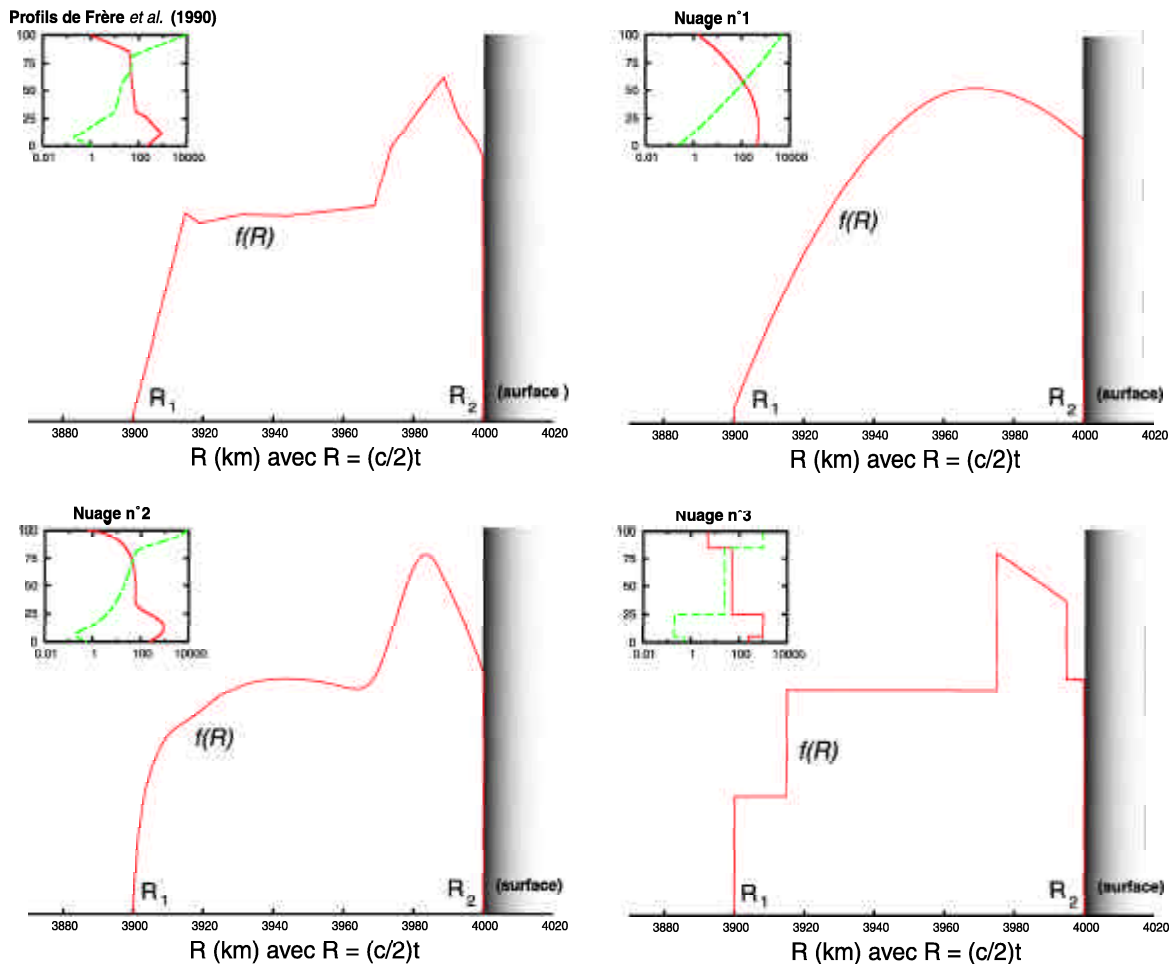


FIG. 4.17 – Les fonctions caractéristiques $f(t)$ de nos quatre nuages

Nous avons pu remarquer qu'au cours de nos simulations de diffusion par un nuage homogène, la forme des pulses et celles des enveloppes des chirps rétrodiffusés étaient similaires. Dans ces conditions, nous nous sommes limités au calcul de l'effet de la rétrodiffusion de pulses rectangle et gaussien dans le cas de la présence d'un nuage hétérogène. Les résultats pour les quatre nuages modélisés et les deux types de pulse simulés sont présentés sur la figure 4.18.

La forme du pulse rétrodiffusé est en général plus complexe que celle engendrée par la rétrodiffusion sur un nuage homogène et présente au cours du temps (et donc de la distance $R = ct$) des sauts d'amplitude liés aux différentes structures rencontrées au

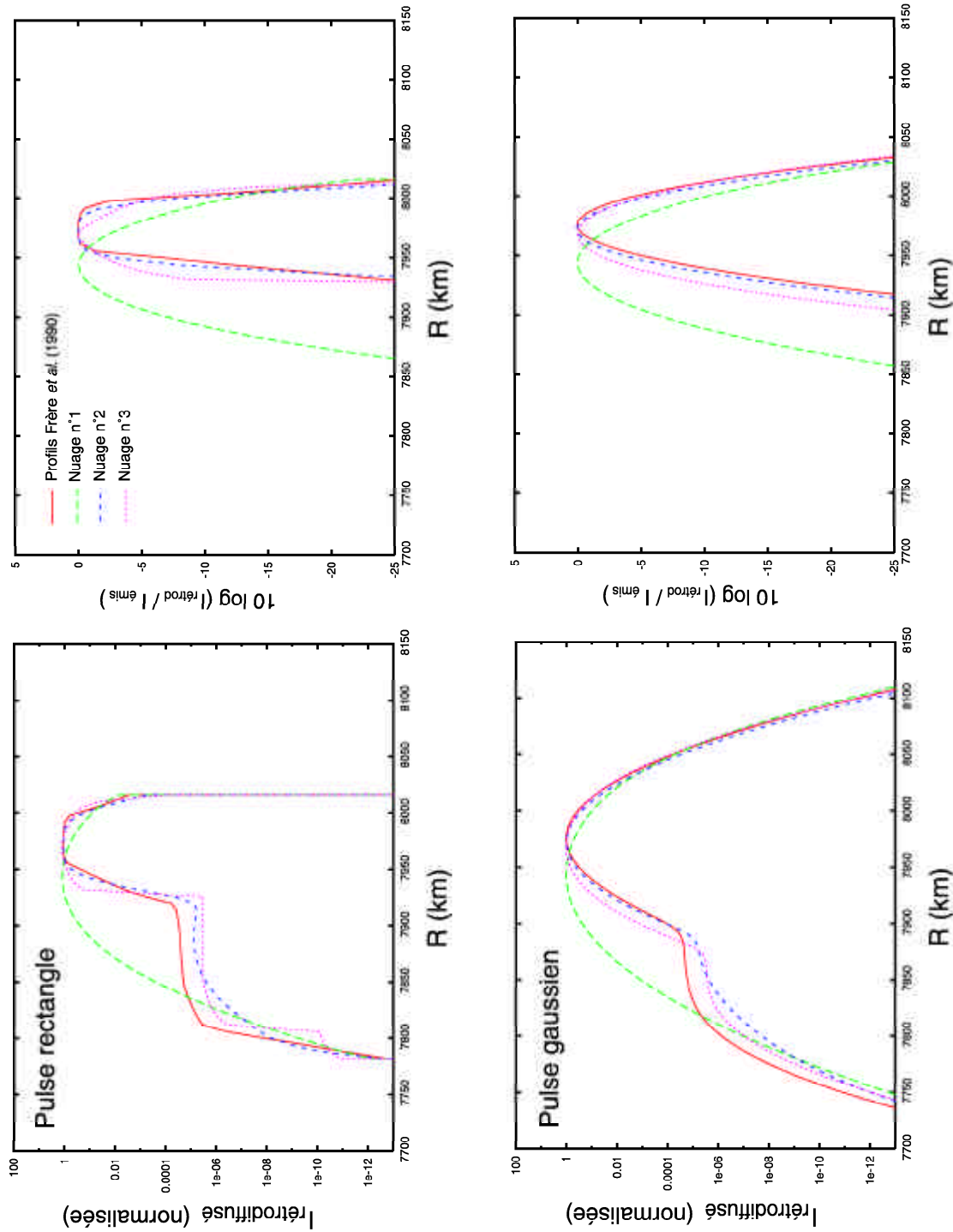


FIG. 4.18 – **A gauche** : Amplitude et forme du pulse rétrodiffusé sur des nuages présentant différents degrés d'hétérogénéité. **A droite** : le même calcul a été effectué, mais cette fois-ci en terme d'atténuation. Les résultats de ce calcul sont comparés au seuil de sensibilité du radar de Cassini (limite du graphe à -25 dB). R représente la distance aller-retour parcourue par le pulse (en le divisant simplement par deux, on obtient la distance radar/cible).

sein du nuage (voir FIG. 4.18, à gauche). Les trois nuages aux propriétés physiques les plus hétérogènes (profils de Frère *et al.* (1990), le nuage 2 et 3) engendrent des échos aux formes similaires, avec un rampe et un plateau causés par la présence de particules de grand rayon à partir de 20-25 *km* d'altitude (apparaît sur la figure en $R \approx 7900 \text{ km}$). Les différences entre ces trois nuages ne sont pas assez marquées pour que la forme du signal rétrodiffusé en soit véritablement affectée. En revanche, l'épaule disparaît lorsque le nuage 1 (le moins contrasté des quatre) est considéré. Ces remarques valent aussi bien pour un pulse incident rectangulaire que gaussien.

Ces structures au sein de la forme de l'écho n'apparaissent pourtant que si les très faibles amplitudes sont prises en compte. En équivalent *dB*, seul le plateau en fin de pulse semble émerger du bruit de l'instrument et pourra ainsi être détecté (voir FIG. 4.18, à droite). Ainsi, le train d'onde incident ne s'est efficacement réfléchi que sur une couche dense située au coeur du nuage. Plus le nuage modélisé présente des propriétés uniformes avec l'altitude, moins sa structure détaillée est accessible. En reprenant ce qui a été fait avec le nuage homogène, il serait en revanche possible d'analyser ces formes d'ondes et d'estimer certains paramètres globaux de la couche réfléchissante (épaisseur, altitude, rayon et concentration moyens).

En simulant des nuages plus réalistes (très fort contraste vertical, existence de plusieurs couches distinctes), il est envisageable de poursuivre le raisonnement précédent en reliant de façon plus détaillée (avec une meilleure résolution verticale) l'amplitude du pulse rétrodiffusé avec les propriétés intrinsèques du nuage. Cette étude fait l'objet de la section suivante.

4.2.2 La détection de la pluie sur Titan

Nous avons démontré dans la section précédente que si un nuage était présent dans l'atmosphère de Titan, il y avait de fortes chances que l'altimètre de Cassini puisse le "voir". Il est en effet fort probable que celui-ci détecte un signal qui se serait rétrodiffusé sur la couche nuageuse plutôt que sur la surface. Comme on l'a vu, l'ambiguïté sur l'altitude du milieu réflecteur peut être aisément levée par simple mesure du temps mis par le pulse pour réaliser son trajet aller-réflexion-retour. A la résolution de l'altimètre la plus défavorable (tenant compte de l'incertitude maximale sur la distance géoïde de référence

vis-à-vis de l'orbiteur), soit 150 m, la décorrélation entre un réflecteur atmosphérique et un réflecteur surfacique séparés de plusieurs kilomètres se fera sans difficulté ⁹.

L'enveloppe rectangle du chirp du radar de Cassini de longueur 150 μm ne permet d'accéder au premier ordre de l'analyse qu'à une résolution verticale d'une vingtaine de kilomètres (dans le cas où le pulse transmis ne serait pas modulé en fréquence). L'étude de cette enveloppe nous a permis dans un premier temps la détermination des propriétés globales de la couche diffusante : altitude, épaisseur, couple rayon moyen-concentration moyenne (voir section précédente). Sachant que la résolution verticale théorique de l'altimètre peut atteindre 35 m grâce à l'utilisation d'un pulse modulé en fréquence, il est tout à fait envisageable d'accéder à des informations plus précises sur un éventuel nuage.

C'est en se tournant vers la météorologie terrestre qu'on apprend que certaines applications micro-ondes fonctionnant de façon similaire aux radars altimétriques standards ont été développées pour la détermination des propriétés physiques des précipitations, telles la taille des gouttes de pluie, la structure verticale et horizontale des nuages et l'intensité des chutes de pluie (Goldhirsh et Monaldo 1986). Si la grande majorité des "radars pluie" (PR ¹⁰) fonctionnent depuis le sol en visant l'atmosphère, il a été possible d'adapter certaines techniques altimétriques à l'étude des précipitations. Ces PR particuliers fonctionnent à incidence au nadir, en mode actif pulsé et pour beaucoup à une fréquence proche de celle du radar de Cassini : l'exemple le plus représentatif est certainement le satellite TRMM ¹¹ lancé le 27 novembre 1997 et qui possède à son bord un altimètre bande Ku dédié au suivi des pluies tropicales (Heymsfield *et al.* 2000).

Dans ces conditions, ce type d'application peut être facilement adapté au mode de fonctionnement propre de l'altimètre de Cassini (voir FIG. 4.19).

9. Seuls les reliefs très élevés pourrait posséder une signature à même de se confondre avec une rétrodiffusion d'origine nuageuse (du moins pour la distance). L'analyse de la forme du pulse rétrodiffusé sur le volume du nuage, différente de celle d'un pulse rétrodiffusé sur une surface, permettrait à elle seule de lever l'incertitude. Il existerait d'autres moyens de pouvoir distinguer une réflexion atmosphérique d'une réflexion de surface :

- le profil topographique mesuré par l'altimètre le long de son orbite, s'il contient de fortes discontinuités en altitude, doit être contaminé par des nuages,
- une signature de surface doit pouvoir se répéter si l'altimètre survole la même région quelques temps après, alors qu'un phénomène atmosphérique sera plutôt transitoire et mouvant.

10. Precipitation Radar.

11. Tropical Rainfall Measuring Mission. Il s'agit d'une mission conjointe NASA/NASDA (agence spatiale japonaise).

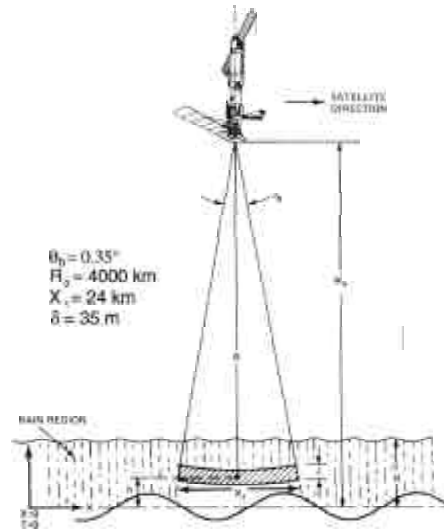


FIG. 4.19 – Représentation schématique du fonctionnement d'un altimètre en orbite utilisé comme radar pluie (d'après Goldhirsh et Monaldo (1986)). Les paramètres instrumentaux θ_b , X_1 et δ , respectivement l'ouverture de l'antenne, la résolution horizontale et la résolution verticale, sont inspirés des caractéristiques de l'altimètre de Cassini en configuration haute résolution. R_0 représente l'altitude de survol de l'orbiteur.

L'équation radar météorologique en approximation scalaire, inspirée de l'équation radar monostatique standard (voir l'expression 4.9) s'écrit pour la diffusion simple de la façon suivante (Marzano *et al.* 2000) :

$$\langle P_R(z) \rangle = C P_T Z_e(z) L^2(z)/z^2 \quad (4.10)$$

où $\langle P_R(z) \rangle$ représente la puissance moyenne reçue consécutivement à la rétrodiffusion du pulse émis sur un volume diffusant situé à la distance z .

$C = \pi^3 c G^2 T_0 \theta_b^2 l / 1024 \ln 2 \lambda^2$ est la constante instrumentale caractéristique du radar. Elle tient compte du gain de l'antenne G , de son ouverture θ_b , de la durée du pulse T_0 et de la longueur d'onde λ du radar, c étant la vitesse de la lumière dans le vide. Elle peut contenir également des termes de pertes l dues aux guides d'onde, au réflecteur et au récepteur. Ces pertes étant incluses dans le calcul de la sensibilité du radar Cassini, nous n'en tenons pas compte dans nos calculs (nous avons posé $l = 1$).

$L(z)$ représente le facteur d'extinction volumique, *i.e.* l'atténuation totale subie par le pulse entre le radar et la distance z du fait de la diffusion et l'absorption par les

particules rencontrées :

$$L(z) = \exp\left[-\int_0^z k_e(z') dz'\right] = \exp\left[-\int_0^z \rho(z')\sigma_t(z') dz'\right] \quad (4.11)$$

avec ρ la concentration en particules et σ_t leur section efficace d'extinction.

Enfin, le terme $Z_e(z)$ caractérise les propriétés de rétrodiffusion de la couche de nuage le long de z . Il s'agit du facteur de réflectivité effectif du nuage et il s'écrit :

$$Z_e(z) = \frac{\lambda^4}{\pi^5 |K|^2} p(\Omega_s = \pi) k_s(z) \quad (4.12)$$

avec $K = \left|\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2}\right|$ le facteur diélectrique, $p(\Omega_s = \pi)$ la fonction de phase calculée pour la rétrodiffusion, et $k_s(z)$ le coefficient de diffusion volumique à l'altitude z . Z_e peut être normalisé en utilisant $Z_e(dBZ) = 10 \log(Z_e/Z_{ref})$ avec $Z_{ref} = 1 \text{ mm}^6 \cdot \text{m}^{-3}$ (réflectivité radar de référence si le nuage était composé d'une particule de diamètre 1 mm tous les m^{-3}). Z_e s'exprime dans ce cas en décibels de Z (dBZ).

La propagation du pulse à travers toute l'épaisseur de la couche diffusante engendre un continuum de rétrodiffusions dont l'intensité est caractérisée par le terme $Z_e(z)$. En pratique, l'écho rétrodiffusé réceptionné au niveau du radar est discrétisé en temps, et donc en espace, du fait de la longueur finie du pulse. Il nous a donc fallu calculer le profil $\langle P_R(z) \rangle$ à la résolution verticale de l'altimètre de Cassini.

Dans un premier temps, nous avons construit notre modèle d'atmosphère. Nous nous sommes placés dans l'hypothèse d'une atmosphère humide, présentant une couche de condensation nuageuse à partir de $z = 100 \text{ km}$. Les gouttelettes sont supposées sphériques. Les nuages en deux dimensions (dans le plan de la trajectoire de Cassini) que nous avons simulés pour les besoins de nos calculs ont été construits de la façon suivante :

1. en premier lieu, la distribution verticale en rayon et concentration au centre du nuage est déterminée entre 0 et 100 km d'altitude par les profils de Frère *et al.* (1990),
2. ensuite, cette distribution de référence est étendue sur une largeur de quelques centaines de kilomètres de part et d'autre du centre du nuage, par la combinaison d'une fonction gaussienne pour des nuages de type lenticulaire ou sinus cardinal pour des nuages plutôt fractionnés avec une fonction aléatoire.

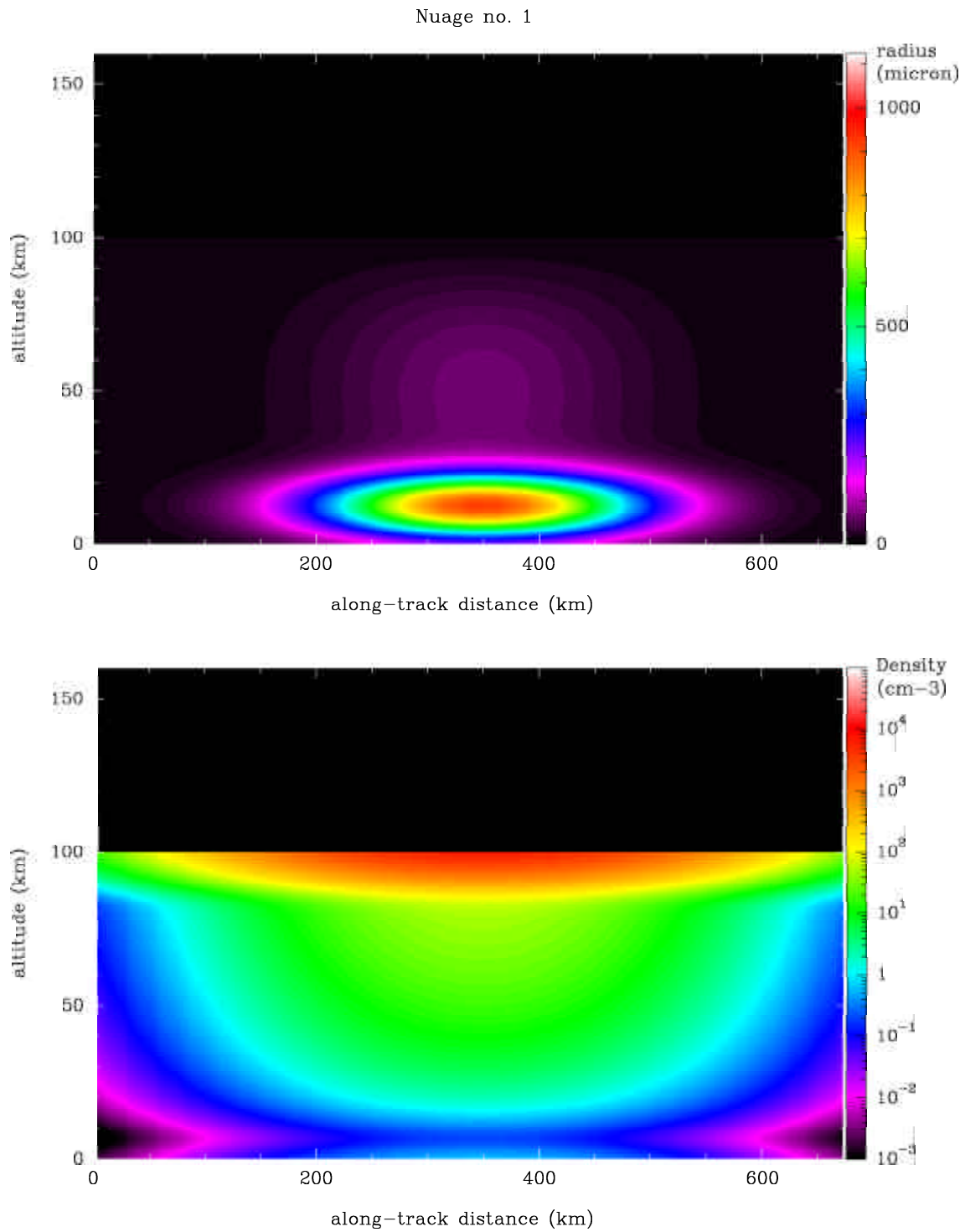


FIG. 4.20 – Propriétés du nuage n° 1 : distribution des rayons et concentrations des gouttes

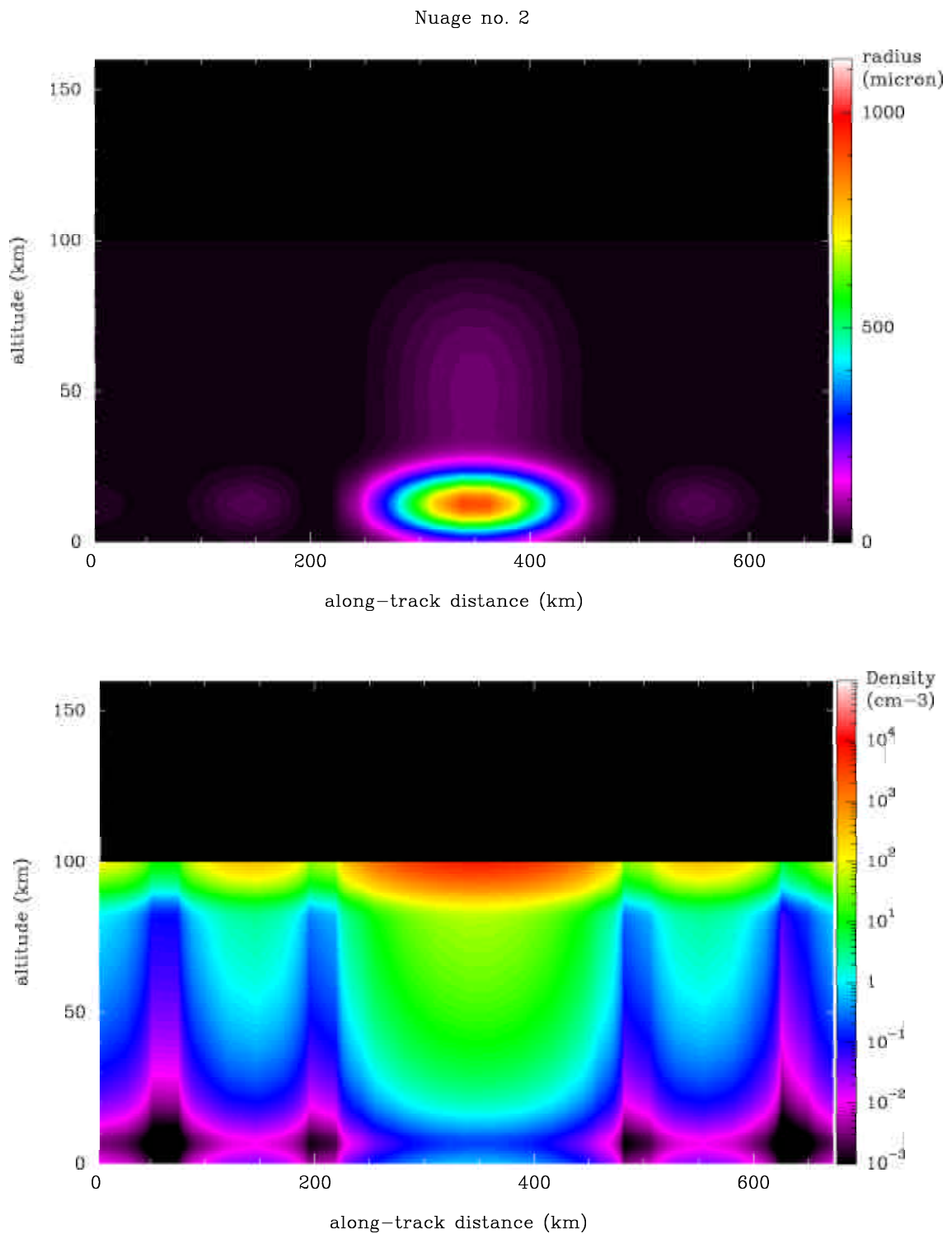


FIG. 4.21 – Propriétés du nuage n°2 : distribution des rayons et concentrations des gouttes

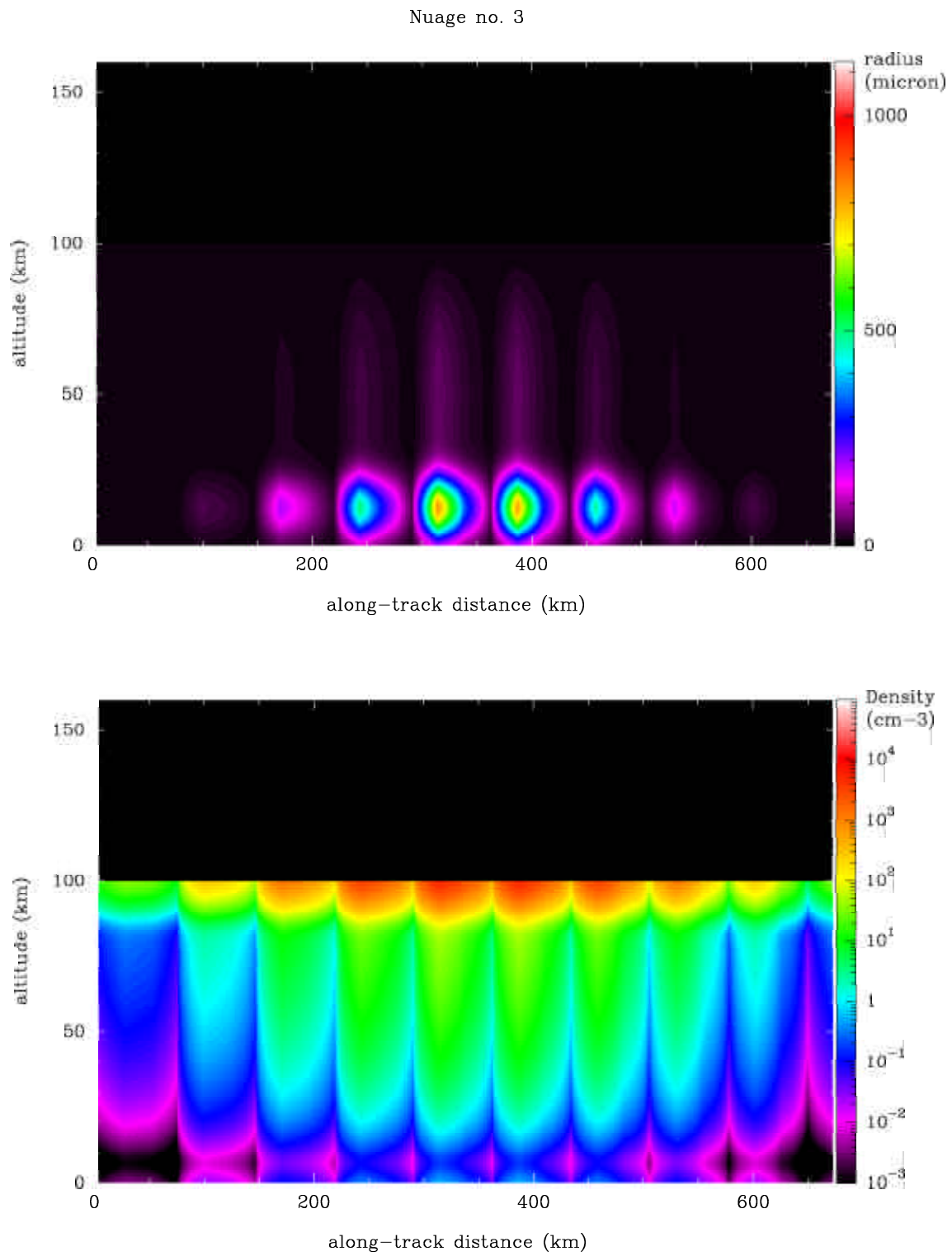


FIG. 4.22 – Propriétés du nuage n° 3 : distribution des rayons et concentrations des gouttes

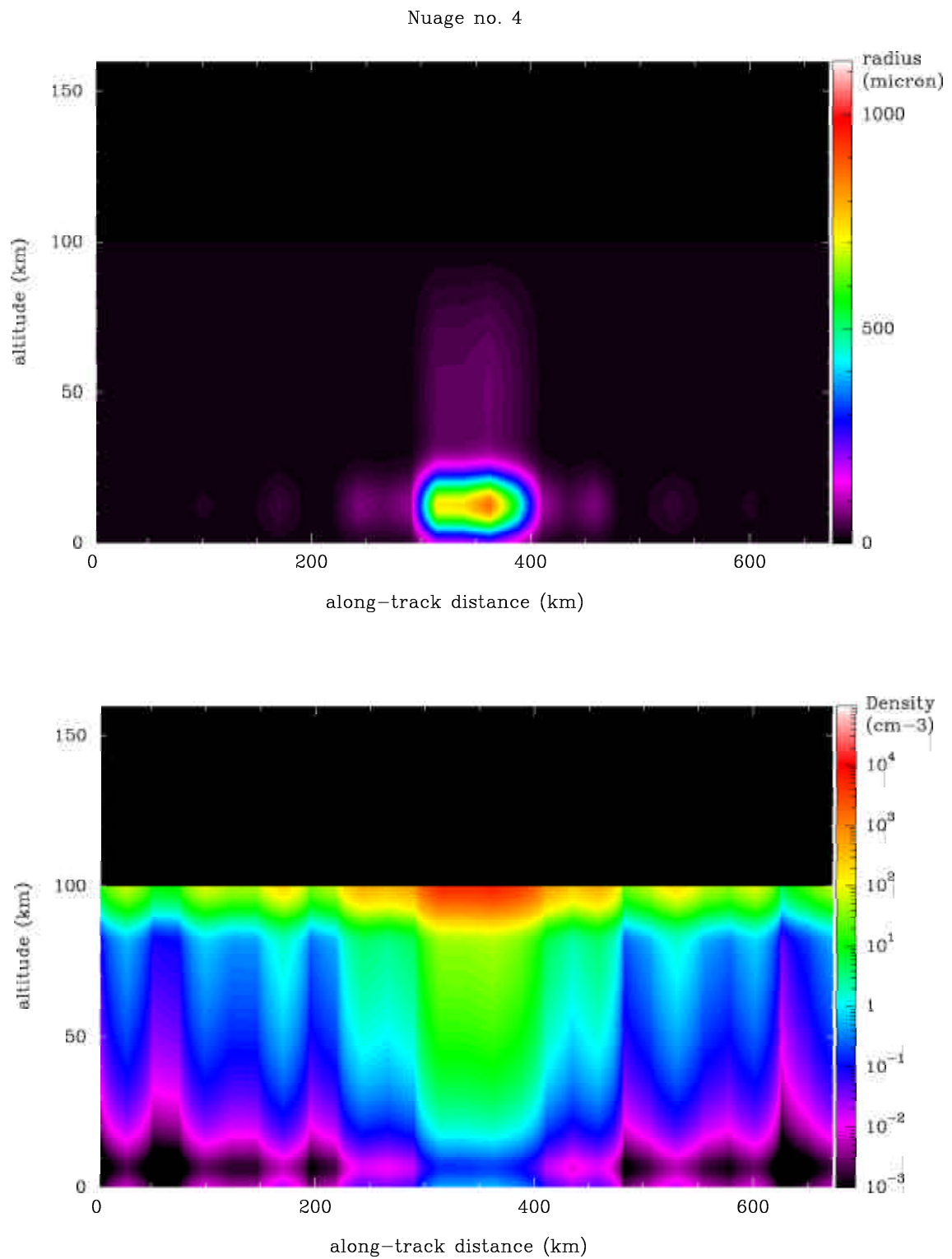


FIG. 4.23 – Propriétés du nuage n°4 : distribution des rayons et concentrations des gouttes

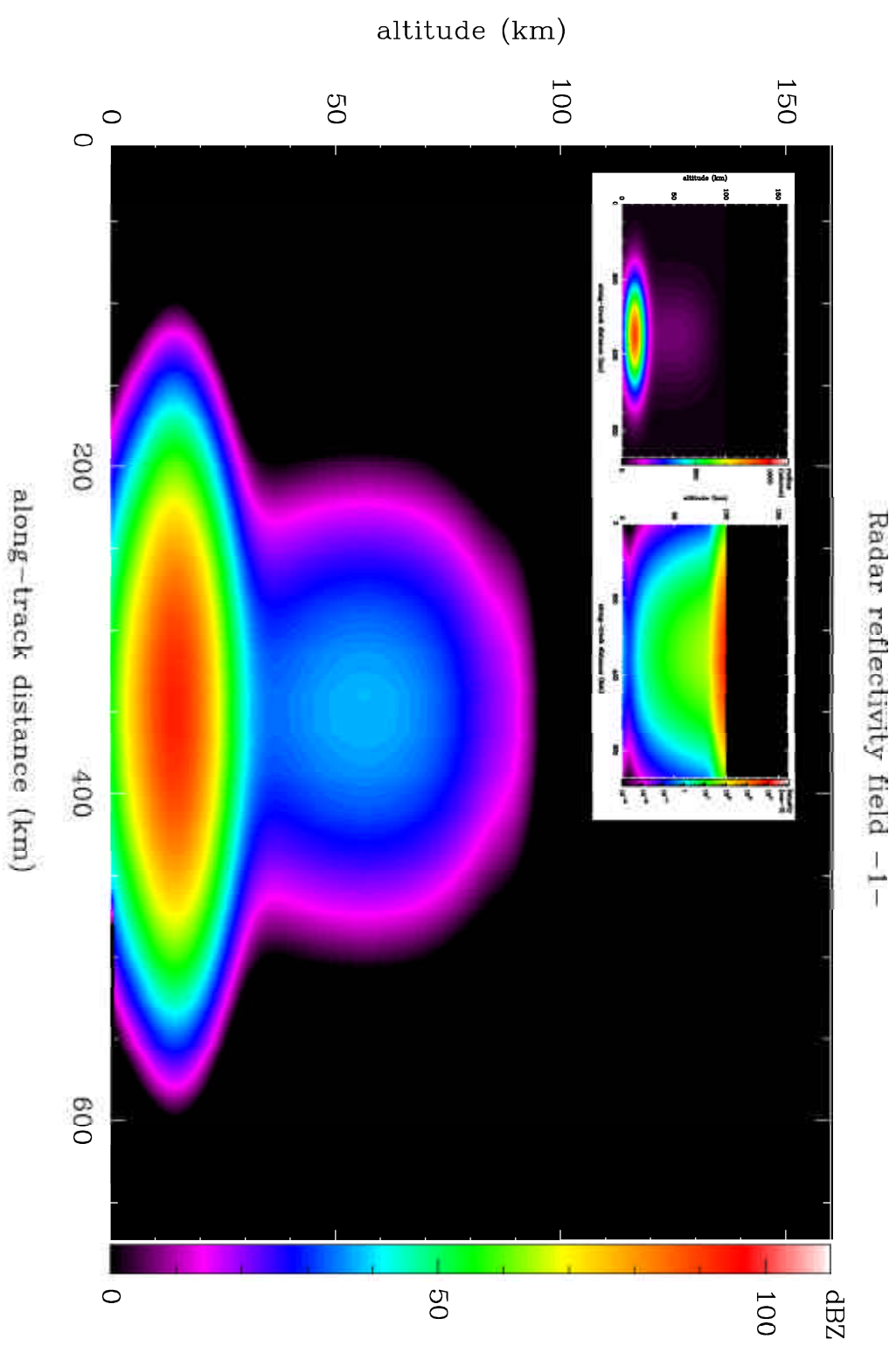


FIG. 4.24 – Cartes de réflectivité radar pour le nuage w^01 . En médaillon : propriétés physiques du nuage correspondant.

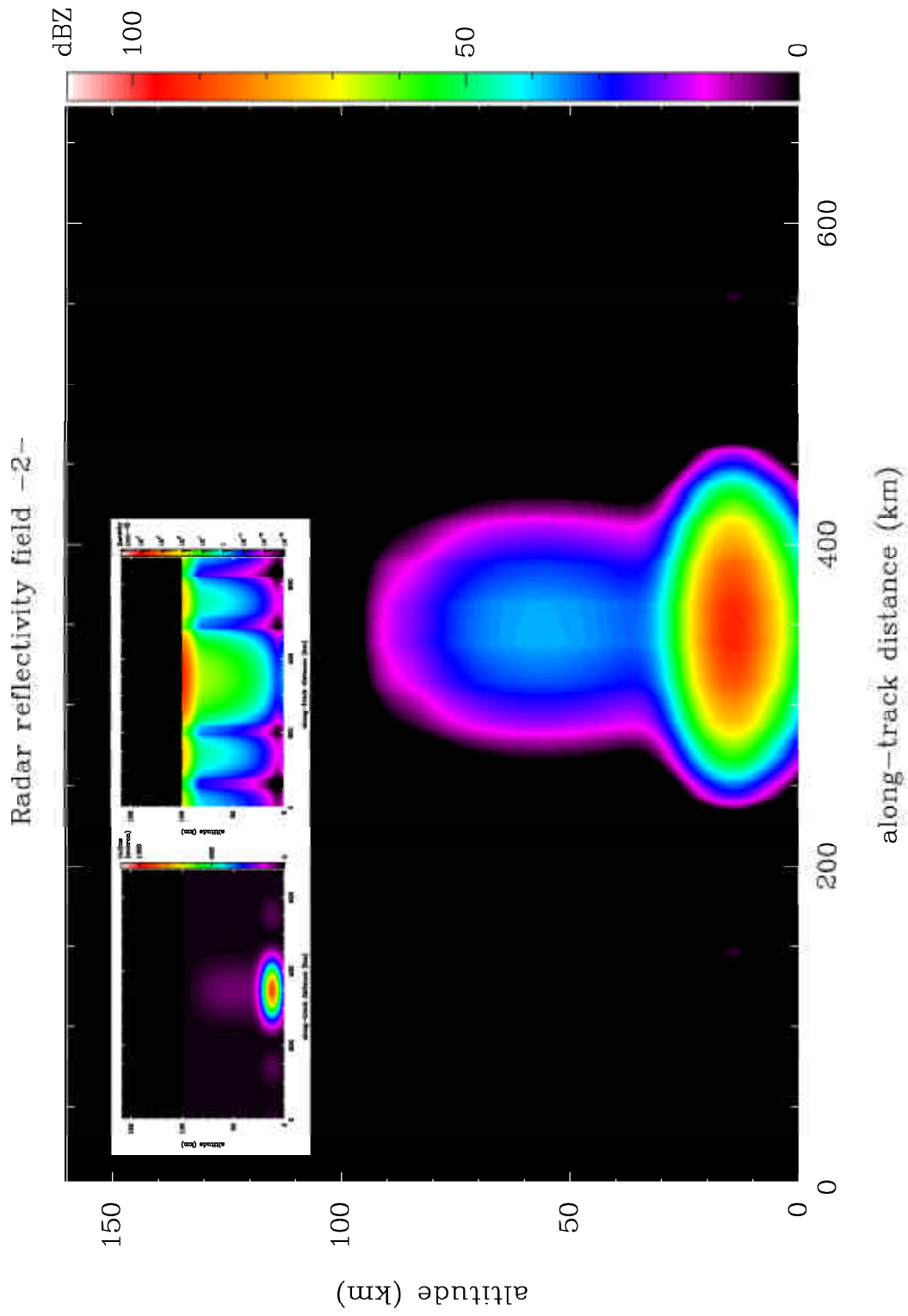


FIG. 4.25 – Cartes de réflectivité radar pour le nuage n°2. En médaillon : propriétés physiques du nuage correspondant.

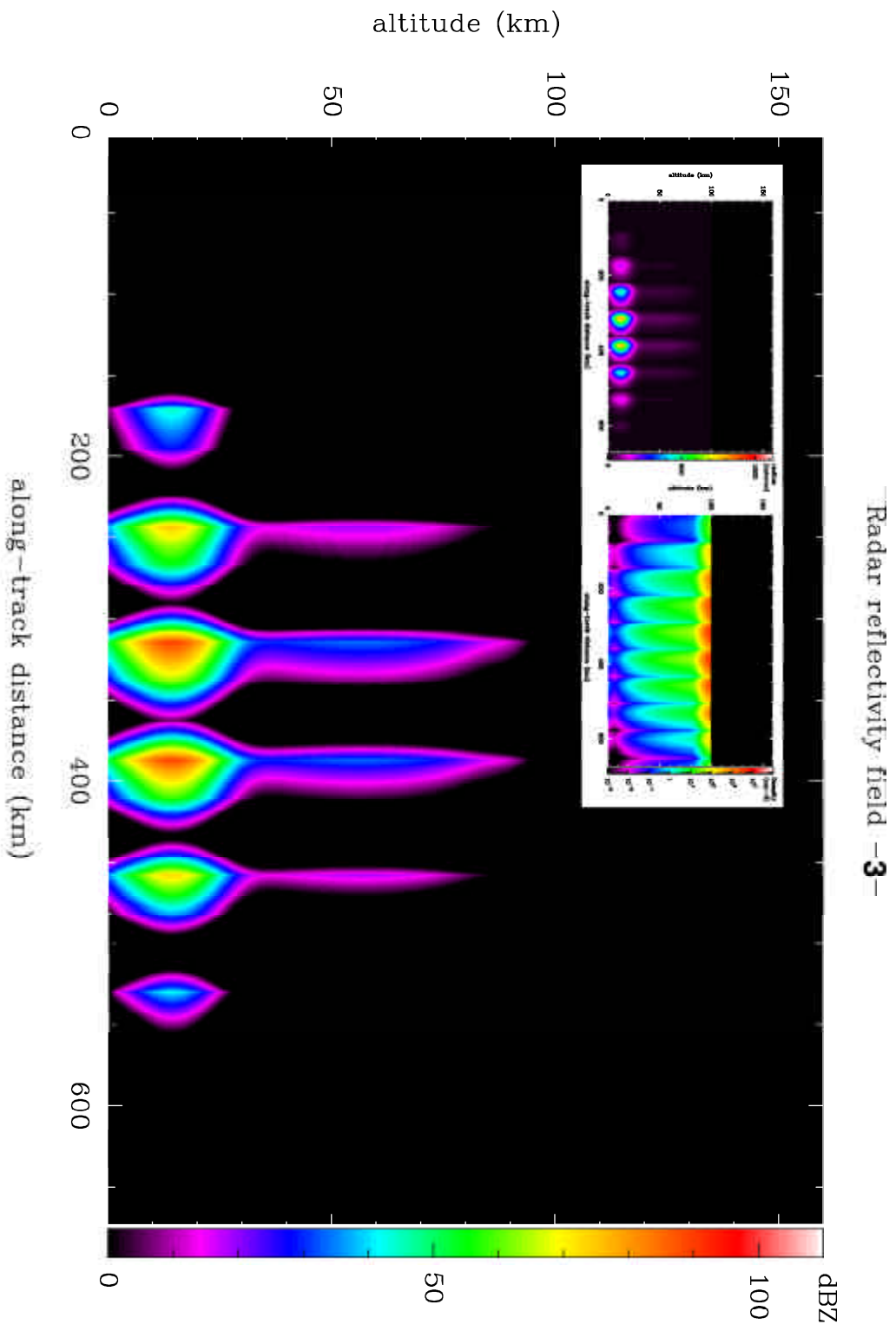


FIG. 4.26 – Cartes de réflectivité radar pour le nuage n°3. En médaillon : propriétés physiques du nuage correspondant.

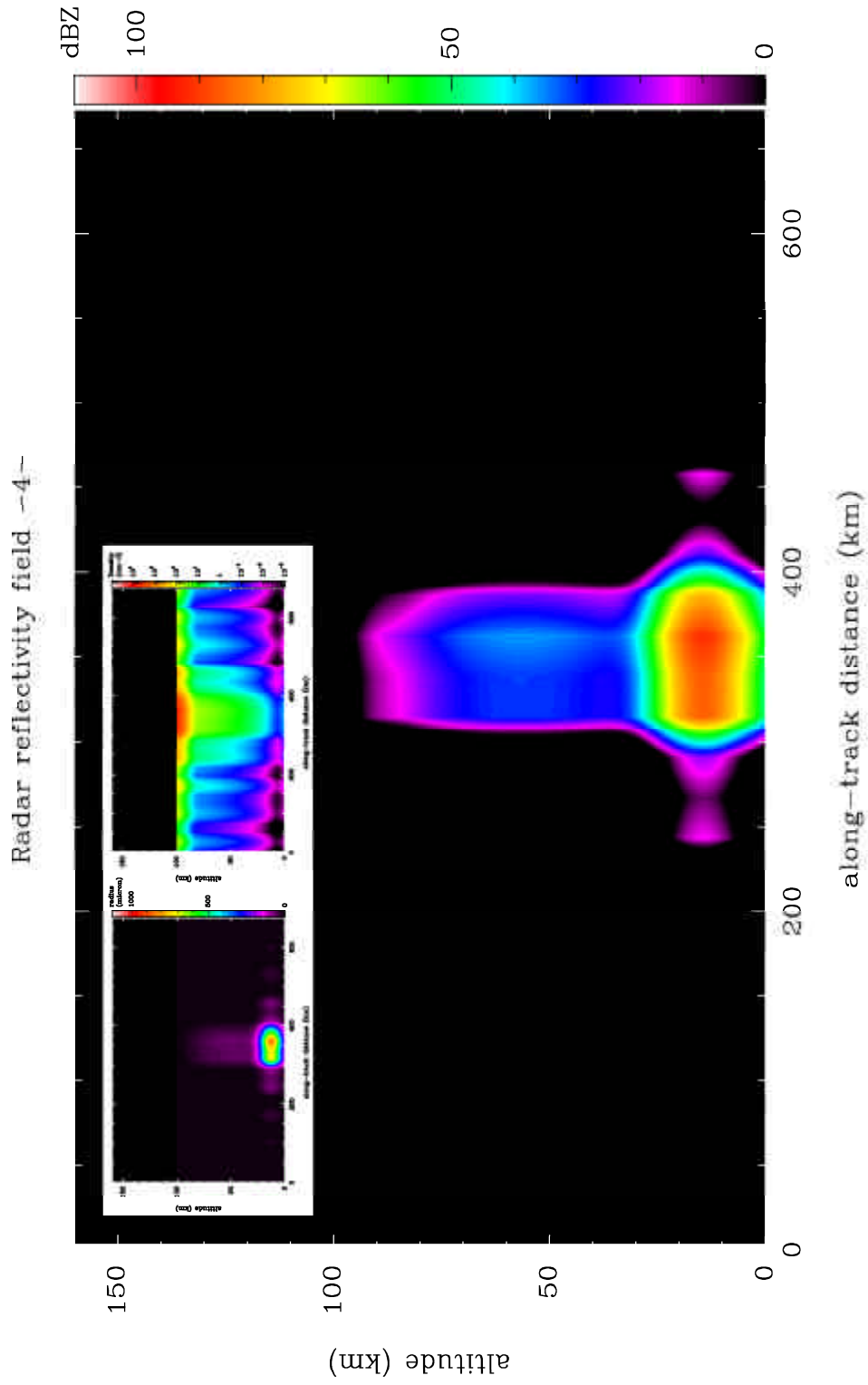


FIG. 4.27 – Cartes de réflectivité radar pour le nuage n°4. En médaillon : propriétés physiques du nuage correspondant.

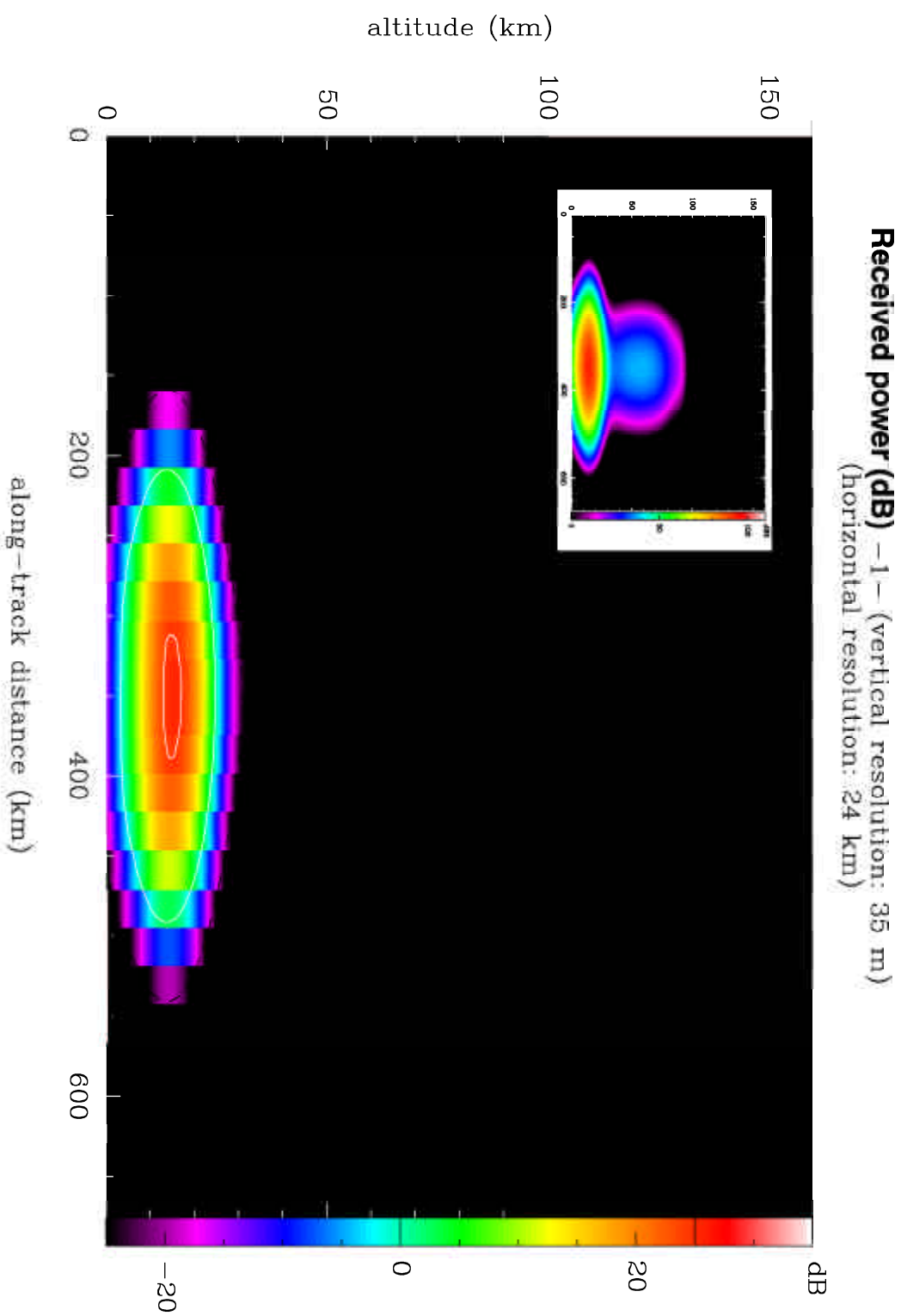


FIG. 4.28 – Puissance rétrodiffusée reçue par l'altimètre de Cassini pour le nuage n°1. La résolution horizontale de chacune des cartes est de 24 km et la résolution verticale de 35 m. Une coupure a été réalisée pour toutes les retours inférieurs à - 25 dB. En médaillon : carte de réflectivité radar Z_e du nuage correspondant.

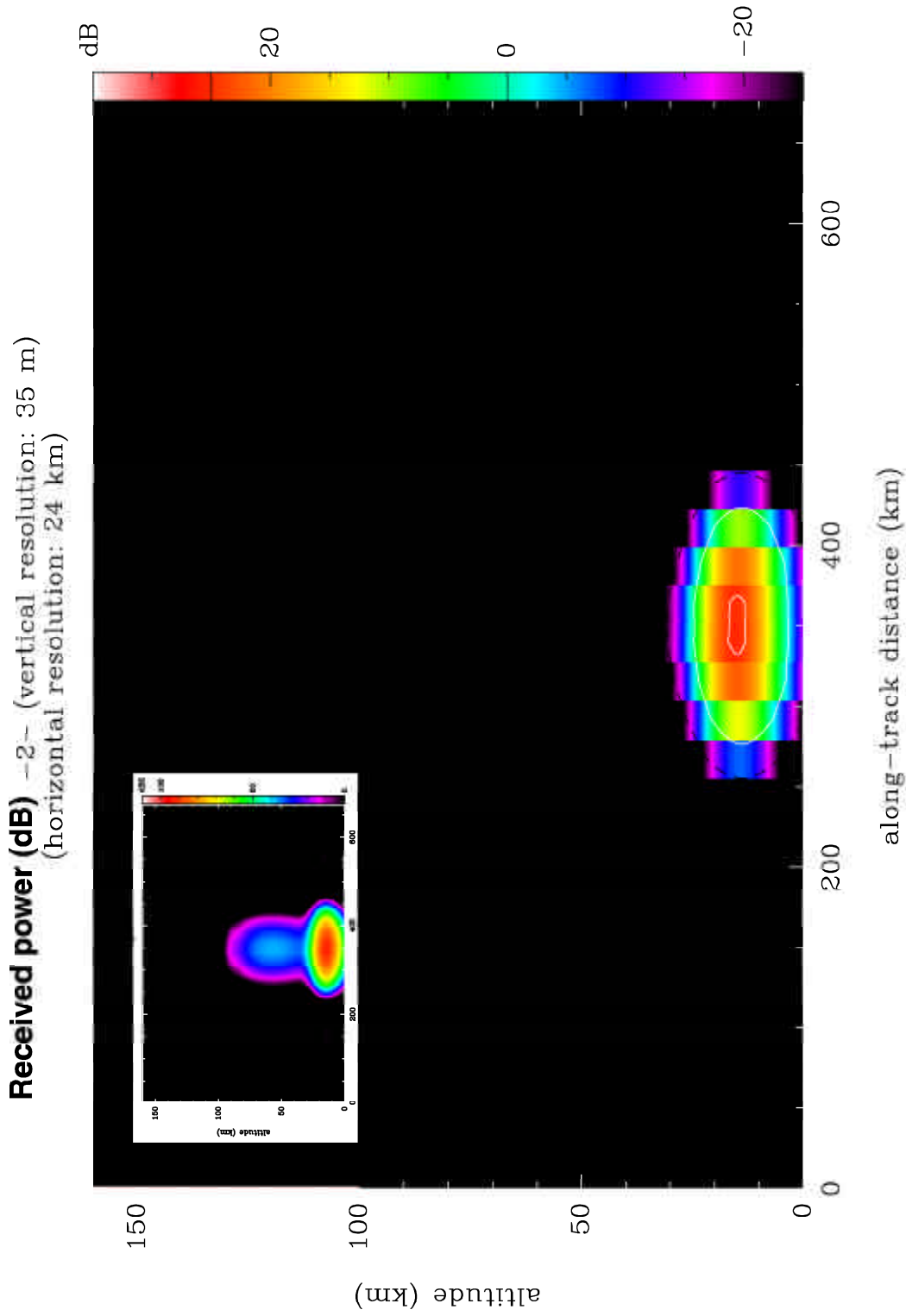


FIG. 4.29 – Puissance rétrodiffusée reçue par l'altimètre de Cassini pour le nuage n°2. La résolution horizontale de chacune des cartes est de 24 km et la résolution verticale de 35 m. Une coupure a été réalisée pour toutes les retours inférieurs à -25 dB. En médaillon : carte de réflectivité radar Z_e du nuage correspondant.

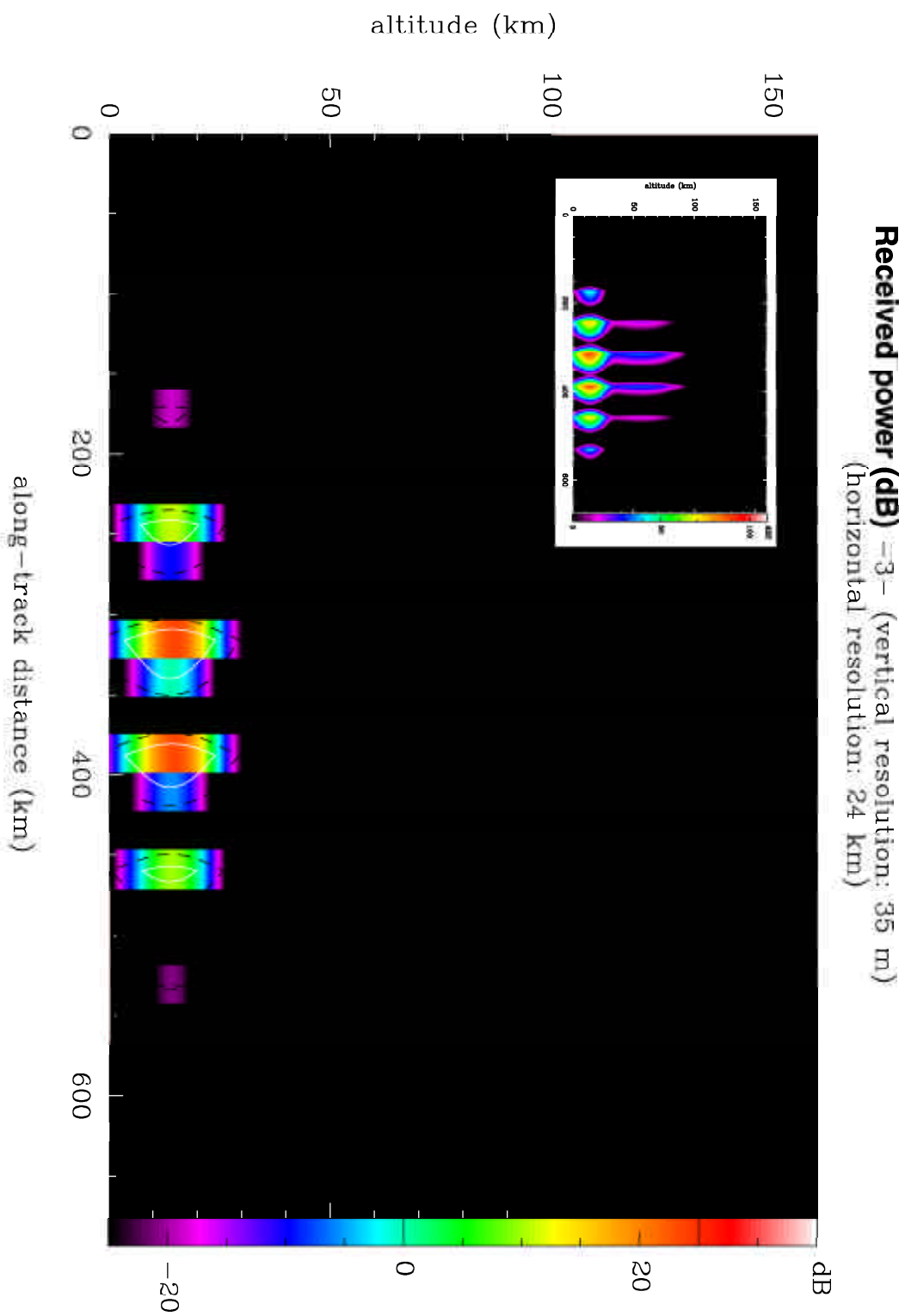


FIG. 4.30 – Puissance rétrodiffusée reçue par l'altimètre de Cassini pour le nuage $\nu^{\circ}3$. La résolution horizontale de chacune des cartes est de 24 km et la résolution verticale de 35 m. Une coupure a été réalisée pour toutes les retours inférieurs à - 25 dB. En médaillon : carte de réflectivité radar Z_e du nuage correspondant.

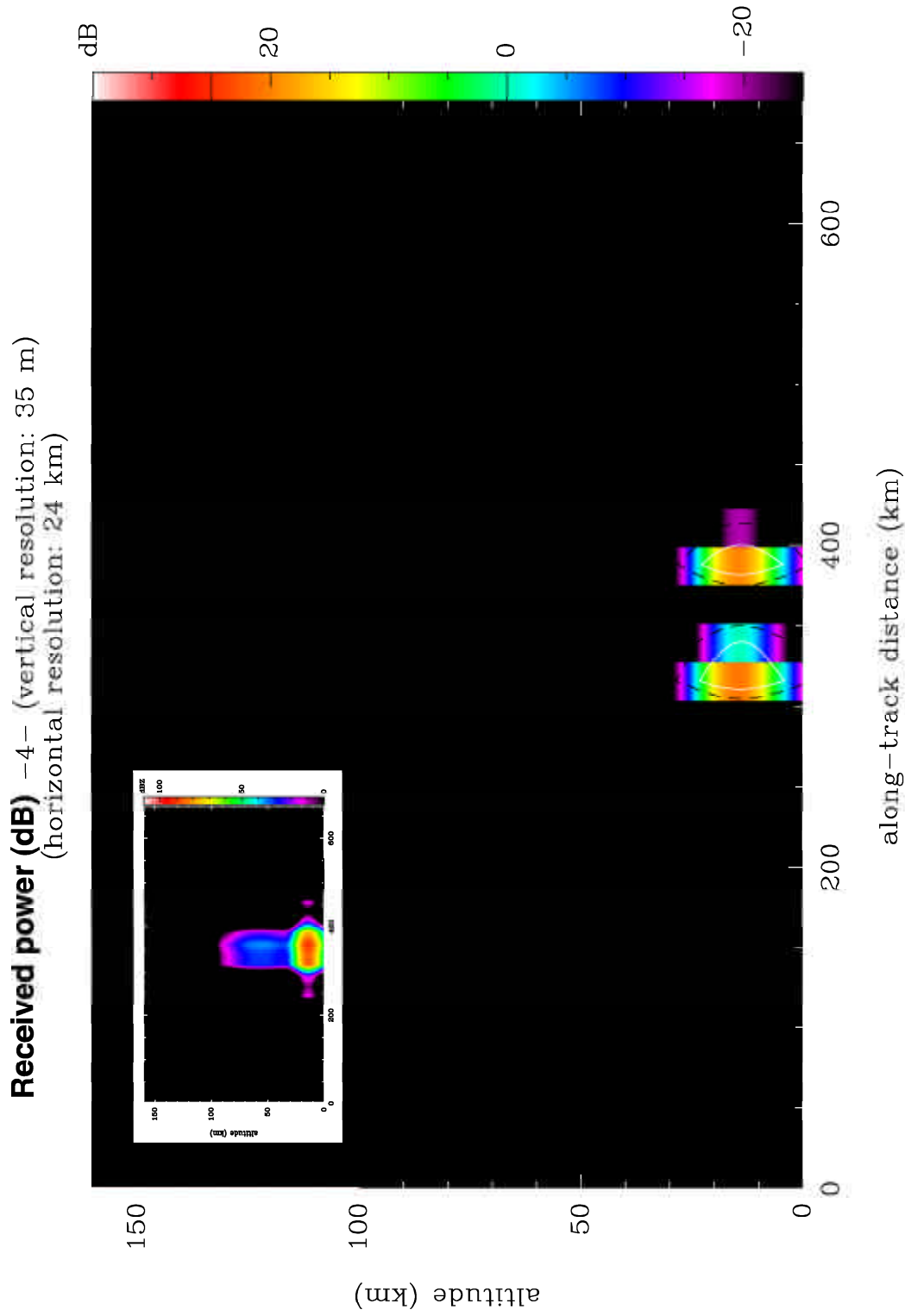


FIG. 4.31 – Puissance rétrodiffusée reçue par l'altimètre de Cassini pour le nuage n°4. La résolution horizontale de chacune des cartes est de 24 km et la résolution verticale de 35 m. Une coupure a été réalisée pour toutes les retours inférieurs à -25 dB. En médaillon : carte de réflectivité radar Z_e du nuage correspondant.

Pour l'extension horizontale de nos nuages, nous nous sommes basés sur les observations de Griffith *et al.* (1998; 2000). Ils ont détectés des variations inattendues dans les spectres infrarouges de Titan, qu'ils pensent pouvoir attribuer à une réflexion sur une couche de nuages. Selon eux, ces nuages pourraient couvrir quelques pour cent du disque du satellite, ce qui représente approximativement une couverture de $500 \times 500 \text{ km}$. Quatre nuages différents ont ainsi été créés. Leurs propriétés respectives sont présentées sur les figures 4.20, 4.21, 4.22 et 4.23.

Nous avons ensuite réalisé des cartes de réflectivité radar pour les quatre nuages d'hydrocarbures tests (FIG. 4.24, 4.25, 4.26 et 4.27). Cette réflectivité représente la puissance rétrodiffusée par un volume unitaire de nuage et telle que pourrait la détecter un récepteur idéal. Il a été vérifié que les valeurs de Z_e que nous avons calculées restaient dans une gamme acceptable, quoique qu'un peu élevées, en les comparant avec celles déduites de nuages terrestres présentant des rayons et des concentrations légèrement inférieurs à ceux de nos nuages tests (voir Heymsfield *et al.* (2000)).

Finalement, la puissance rétrodiffusée par chacun des quatre nuages et qui serait effectivement mesurée par l'altimètre Cassini a été évaluée en résolvant l'équation 4.10 grâce aux valeurs de Z_e précédemment calculées. Pour plus de rigueur, ces résultats ont été convolués à la résolution horizontale et verticale de l'instrument (FIG. 4.28, 4.29, 4.30 et 4.31). Il apparaît clairement que ce type de structures nuageuses pourra être détecté sans ambiguïté par l'altimètre de Cassini, même si l'on perd en détails ¹², car nous restons dans tous les cas au-dessus du seuil de sensibilité de l'instrument. Cela constituerait une alternative intéressante à un objectif initial de sondage de surface, devenu irréalisable à cause d'une atmosphère trop opaque.

Remarque : Tout l'intérêt de ces calculs tient dans ce que l'on appelle le problème inverse, illustré sur le schéma 4.32. A partir de la puissance P_r reçue par le radar, il est ainsi possible de déduire les propriétés de réflectivité effective Z_e d'un nuage, puis de déterminer concrètement le taux de chute de pluie R à partir d'une loi empirique reliant Z_e à R . Cette technique a été validée pour les pluies terrestres (Marzano et Ferrauto

12. Pour s'en convaincre, il suffit de comparer la forme et la structure des nuages initiaux (FIG. 4.20, 4.21, 4.22 et 4.23) avec leurs échos radars (FIG. 4.28, 4.29, 4.30 et 4.31). Cela rejoint les résultats sur la rétrodiffusion d'un pulse sur un nuage hétérogène de la section précédente: seule la base des nuages, qui dans les deux simulations ont été construits à partir des mêmes profils de rayon et concentration, ne pourrait être détectée.

2003).

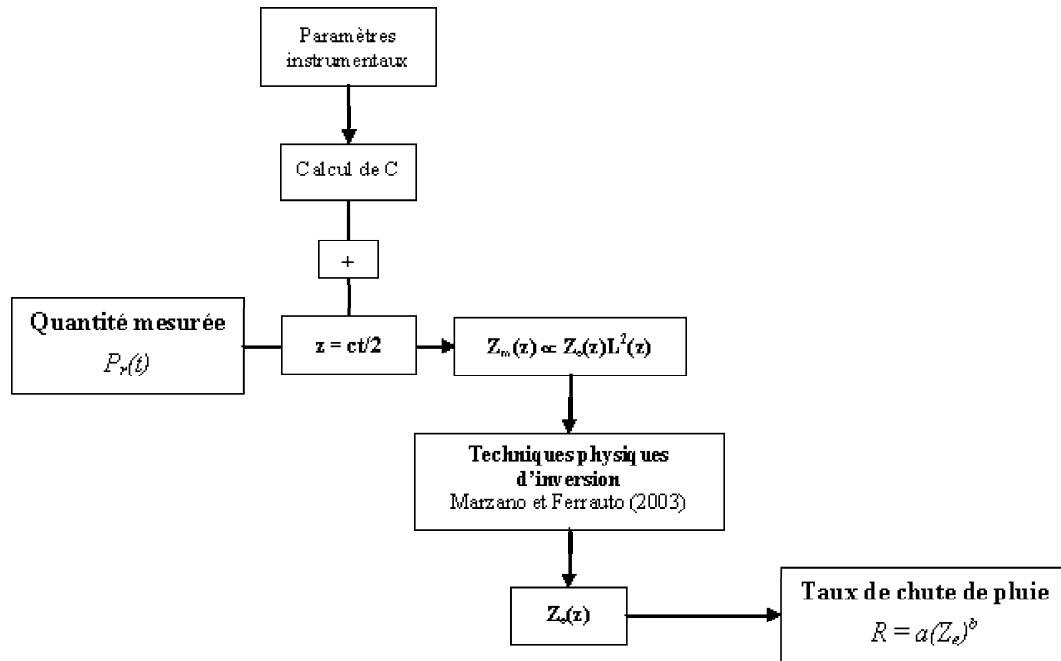


FIG. 4.32 – Chaîne de traitement et d'analyse des données d'un radar pluie

En ce qui concerne l'application météorologique de l'altimètre de Cassini, ces calculs ne peuvent être évidemment testés à l'heure actuelle que dans le cadre du problème direct car les données n'existent pas encore. Il était tout de même important de mentionner que ces calculs existent et qu'ils pourront se révéler d'une grande importance si jamais le radar de Cassini rencontre des nuages.

Conclusion et perspectives

L'étude des performances de l'instrument radar de Cassini et l'interprétation de ses mesures passent par la connaissance préalable des constantes diélectriques et des propriétés physiques (rayon et concentration des particules pour l'atmosphère, et rugosité pour la surface) des matériaux susceptibles de se trouver dans l'atmosphère et sur la surface de Titan.

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, de nombreux composés ont été détectés dans l'atmosphère de Titan, comme le méthane CH_4 , l'éthane C_2H_6 , l'acétylène C_2H_2 , l'acide cyanhydrique HCN . Les modèles et les expériences en laboratoire de simulation de l'atmosphère de Titan montrent que cette chimie doit permettre une complexification remarquable : hydrocarbures lourds, polymères de HCN , aérosols. Les aérosols, molécules complexes contenant des atomes de C, H, O et N et ressemblant à de la suie, sont susceptibles de former des couches de brume orangée observées dans la haute stratosphère. Nous avons vu qu'en plus de ce brouillard organique omniprésent, des nuages d'hydrocarbures pouvaient se former dans la basse atmosphère de Titan. Cette hypothèse n'est plus aujourd'hui une simple spéculation théorique, puisque un certain nombre d'observations récentes semblent confirmer leur existence.

Dans le second chapitre, nous avons présenté les résultats d'expériences effectuées au LISA simulant les processus photochimiques de la stratosphère de Titan. Elles ont produit des particules (tholins) qui sont considérées comme de bons analogues d'aérosols de Titan. Des mesures de la constante diélectrique de ces tholins ont été réalisées dans le laboratoire PIOM de Bordeaux. Ces mesures inédites, effectuées à 2 et 10 GHz en cavité résonante, donnent une partie réelle de la constante diélectrique supérieure à 2, avec une tangente de perte de l'ordre de 10^{-2} . Ces valeurs suggèrent des pertes électriques limitées et semblent confirmer au premier ordre la relative transparence de la haute atmosphère

de Titan à la longueur d'onde du radar de Cassini. Les propriétés électriques de la basse atmosphère et de la surface ont quant à elles été déduites de valeurs expérimentales déjà publiées.

Les mesures de constante diélectrique des échantillons de tholins et les simulations simples de propagation de l'onde radar à travers l'atmosphère de Titan montrent la pertinence de notre approche pour la préparation de l'interprétation des données micro-ondes de l'instrument Radar de Cassini (chapitre 3). En effet, contrairement à ce qui était attendu à partir des études précédentes, des valeurs relativement faibles pour la taille et la densité des particules en suspension dans une atmosphère de Titan homogène conduisent à des atténuations supérieures à 25 *dB*, qui représente la limite de sensibilité de l'instrument radar en mode actif (imageur et altimètre). A la suite de ces résultats préliminaires, l'accent a été mis sur la réalisation d'un modèle de propagation micro-ondes à travers des atmosphère inspirées de distributions verticales d'aérosols plus réalistes et pouvant contenir des nuages d'hydrocarbures. Dans ce cas, les résultats sont plus tranchés. Une atmosphère uniquement constituée d'aérosols sera sans ambiguïté transparente à 13.78 *GHz*. En revanche, il apparaît que dans certains cas (combinaison d'aérosols et d'une couche de pluie entre la basse stratosphère et la surface), l'atténuation introduite par la traversée de l'atmosphère aura un impact non négligeable sur l'expérience radar en masquant la surface, les atténuations pouvant dépasser 50 *dB*. Finalement, à l'aide d'un modèle de rétrodiffusion, nous avons montré qu'une surface rugueuse à 13.78 *GHz* conduira à une perte supplémentaire estimée à ~ 15 *dB*. Cela augmente d'autant le caractère critique du rôle de l'atmosphère dans les processus de pertes de puissance radar.

Suite à ces résultats, nous avons développé une simulation du mode altimètre impulsionnel dans le cas défavorable d'une atmosphère nuageuse et montré que seul le signal rétrodiffusé par la couche de pluie, et non sur la surface, pourrait être détecté par l'instrument (chapitre 4). Ceci pourrait avoir des effets dommageables sur la future interprétation des données de l'altimètre si la prise en compte de l'atmosphère était absente de l'analyse. Pourtant, à la résolution de l'altimètre, le découplage nuages/surface pourra être aisément réalisé. En appliquant des techniques habituellement destinées aux radars météorologiques terrestres (radars pluie notamment), il serait alors possible de trouver une utilité à cet écrantage atmosphérique : suivi des nuages, propriétés physiques des gouttes de pluie (rayon, concentration, vitesse de chute).

En conclusion, nous pouvons dire que la prise en compte de l'atmosphère de Titan dans la future analyse des données micro-ondes du radar de Cassini ne peut être totalement écartée, comme cela avait été systématiquement le cas pour les simulations radars initiales. Il sera particulièrement important d'en tenir compte si la présence de nuages dans la basse atmosphère de Titan se révèle être plus répandue et fréquente qu'on ne le pense aujourd'hui.

A partir de nos simulations des performances du radar pour un jeu étendu de paramètres pour la plupart difficilement contraints (constante diélectrique de nombreux matériaux, dont beaucoup sont encore hypothétiques, distribution en taille et concentration et structure verticale des particules en suspension dans la haute atmosphère, propriétés physiques de la basse atmosphère, rugosité de surface), nous avons réussi à extraire un certain nombre de situations pour lesquelles il sera possible d'apporter une réponse aux questions: quel sera l'impact de l'atmosphère sur cette expérience? dans quelles conditions réussira-t-elle à réaliser ses objectifs de sondage de la surface de Titan?

Le but de ce travail a été de préparer l'analyse des données qui seront collectées par l'instrument radar de Cassini dès l'arrivée en 2004 du vaisseau auprès de Saturne et Titan. Ce travail préliminaire et préparatoire trouve ici ses limites et devra assurément être suivi d'un modèle plus complet d'inversion des données radar. Dans cette perspective, de bien meilleures contraintes sur les modèles d'aérosols et de nuages seront indispensables. A ce sujet, le développement d'un nouvel outil est nécessaire: P. Rannou du Service d'Aéronomie¹³ envisage à court terme de développer un modèle microphysique complet de croissance des aérosols dans l'atmosphère de Titan, avec comme objectif de pouvoir prédire correctement la condensation des nuages [*Communication personnelle*].

Il en va de même du point de vue expérimental, avec la possibilité de poursuivre et améliorer les techniques de mesures développées dans ce travail: produire des tholins en plus grande quantité (nouveau réacteur en préparation au LISA, Patrice Coll [*Communication personnelle*]), obtenir ainsi une meilleure statistique sur leur constante diélectrique, condenser des hydrocarbures et réaliser des expériences de transmission radar directement couplées aux simulations d'atmosphères.

Cela permettra à terme de développer des simulations du mode imageur et altimètre

13. Université Paris 6, Jussieu. Pascal Rannou est notamment l'auteur des derniers articles consacrés à la croissance des aérosols de Titan en agrégats.

plus complètes que celles qui ont été présentées dans ce mémoire, de manière à se tenir près pour l'inversion la plus rigoureuse possible des futures données de l'instrument radar de Cassini.

Il est important de signaler que ce futur travail pourrait avoir un grand intérêt dans l'analyse et l'interprétation des données des altimètres de la sonde Huygens. L'utilité principale de ces deux instruments, qui fonctionneront également en bande Ku (à 15.4 et 15.8 *GHz*; Lebreton et Matson (2002)) est de mesurer l'altitude de la sonde afin d'ajuster de façon autonome les séquences d'observations pendant la dernière partie de la descente, notamment cela permettra de déterminer avec précision les profils verticaux des propriétés physico-chimiques de l'atmosphère de Titan. Il sera alors essentiel d'estimer l'effet de l'atmosphère sur ces expériences, de manière à pouvoir, soit s'en affranchir, soit en retirer des informations inattendues sur les nuages de Titan.

Annexe A

Etude du système d'équations de la méthode des faibles perturbations - Applications à la détermination de la constante diélectrique lors d'expériences en cavité résonante rectangulaire

Cette annexe a pour objectif de fournir un document complet où est explicité le raisonnement qui conduit au système d'équations 2.10 et 2.11 (section 2.2.3) régissant la méthode de mesure de permittivité à l'aide de cavités résonantes (Boudouris 1971; Demontoux 1999, *Thèse*).

Au sein de la cavité, les deux champs non perturbés s'expriment de la façon suivante :

$$\vec{e}(r,t) = \vec{E}(r)e^{j\omega_0 t} \quad (\text{A.1})$$

$$\vec{h}(r,t) = \vec{H}(r)e^{j\omega_0 t} \quad (\text{A.2})$$

Pour la suite du raisonnement, nous noterons pour plus de commodité $\vec{E}(r)$, $\vec{H}(r)$, $\vec{D}(r)$ et $\vec{B}(r)$ respectivement \vec{E} , \vec{H} , \vec{D} et \vec{B} .

Les équations de Maxwell (1864) quant à elles s'écrivent (avec σ , la conductivité) :

$$\mathbf{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -j\omega_0 \vec{B} \quad (\text{A.3})$$

$$\mathbf{rot} \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma \vec{E} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = j\omega_0 \vec{D} \quad (\text{A.4})$$

Soit pour les grandeurs conjuguées :

$$\mathbf{rot} \vec{E}^* = -j\omega_0 \vec{B}^* \quad (\text{A.5})$$

$$\mathbf{rot} \vec{H}^* = j\omega_0 \vec{D}^* \quad (\text{A.6})$$

La perturbation des champs peut être représentée de la manière suivante :

$$\mathbf{rot} (\vec{E} + \delta \vec{E}) = -j\omega (\vec{B} + \delta \vec{B}) \quad (\text{A.7})$$

$$\mathbf{rot} (\vec{H} + \delta \vec{H}) = -j\omega (\vec{D} + \delta \vec{D}) \quad (\text{A.8})$$

D'après les équations A.5 et A.6, nous avons :

$$(\vec{H} + \delta \vec{H}) \mathbf{rot} \vec{E}^* = -j\omega_0 \vec{B}^* (\vec{H} + \delta \vec{H}) \quad (\text{A.9})$$

$$(\vec{E} + \delta \vec{E}) \mathbf{rot} \vec{H}^* = -j\omega_0 \vec{D}^* (\vec{E} + \delta \vec{E}) \quad (\text{A.10})$$

et avec les équations A.7 et A.8 :

$$-\vec{H}^* \mathbf{rot} (\vec{E} + \delta \vec{E}) = \vec{H}^* j\omega (\vec{B} + \delta \vec{B}) \quad (\text{A.11})$$

$$-\vec{E}^* \mathbf{rot} (\vec{H} + \delta \vec{H}) = \vec{E}^* j\omega (\vec{D} + \delta \vec{D}) \quad (\text{A.12})$$

Si on pose $\delta\omega = \omega - \omega_0$, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \vec{E}^* \mathbf{rot} \delta \vec{H} - \vec{H}^* \mathbf{rot} \delta \vec{E} = \\ j\omega_0 (\vec{E}^* \delta \vec{D} + \vec{H}^* \delta \vec{B}) \\ + j\delta\omega [(\vec{E}^* \delta \vec{D} + \vec{H}^* \delta \vec{B}) + (\vec{E}^* \vec{D} + \vec{H}^* \vec{B})] \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

Si nous appliquons la relation $\text{div} (\vec{a} \times \vec{b}) = \vec{b} \mathbf{rot} \vec{a} - \vec{a} \mathbf{rot} \vec{b}$, alors il vient :

$$\begin{aligned} \vec{E}^* \mathbf{rot} \delta \vec{H} - \vec{H}^* \mathbf{rot} \delta \vec{E} = \\ -\delta \vec{E} \mathbf{rot} \vec{H}^* + \delta \vec{H} \mathbf{rot} \vec{E}^* - \text{div} (\vec{E}^* \mathbf{rot} \delta \vec{H} - \vec{H}^* \mathbf{rot} \delta \vec{E}) \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

En utilisant l'équation A.14 dans l'expression A.13 nous obtenons une nouvelle équation :

$$j\omega_0(\vec{E}^* \delta \vec{D} + \vec{H}^* \delta \vec{B}) + j\delta\omega[(\vec{E}^* \delta \vec{D} + \vec{H}^* \delta \vec{B}) + (\vec{E}^* \vec{D} + \vec{H}^* \vec{B})] = -\delta \vec{E} \mathbf{rot} \vec{H}^* + \delta \vec{H} \mathbf{rot} \vec{E}^* - \text{div} (\vec{E}^* \mathbf{rot} \delta \vec{H} - \vec{H}^* \mathbf{rot} \delta \vec{E}) \quad (\text{A.15})$$

L'intégration de l'équation A.15 sur tout le volume de la cavité va nous conduire à l'équation suivante (V_e , volume de l'échantillon) :

$$\begin{aligned} j\omega_0 \iiint_{V_e} (\vec{E}^* \delta \vec{D} + \vec{H}^* \delta \vec{B}) dV \\ + j\delta\omega \iiint_{V_e} [(\vec{E}^* \delta \vec{D} + \vec{H}^* \delta \vec{B}) + (\vec{E}^* \vec{D} + \vec{H}^* \vec{B})] dV = \\ j\omega_0 \iiint_{V_e} (\delta \vec{E} \vec{D}^* + \delta \vec{H} \vec{B}^*) dV \\ - \iiint_{V_e} (\text{div} (\vec{E}^* \mathbf{rot} \delta \vec{H} - \vec{H}^* \mathbf{rot} \delta \vec{E})) dV \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

Si maintenant nous considérons une perturbation suffisamment faible pour que nous puissions écrire : $\iiint_{V_e} (\vec{E}^* \delta \vec{D} + \vec{H}^* \delta \vec{B}) dV \ll \iiint_{V_e} (\vec{E}^* \vec{D} + \vec{H}^* \vec{B}) dV$

et si l'on pose :

$$\iiint_{V_e} (\vec{E}^* \vec{D} + \vec{H}^* \vec{B}) dV = 4W$$

alors l'équation A.16 devient :

$$j\omega_0 \iiint_{V_e} (\vec{E}^* \delta \vec{D} + \vec{H}^* \delta \vec{B}) dV + j\delta\omega 4W = j\omega_0 \iiint_{V_e} (\delta \vec{E} \vec{D}^* + \delta \vec{H} \vec{B}^*) dV$$

soit,

$$\frac{\delta\omega}{\omega_0} = \frac{1}{4W} \iiint_{V_e} [(\vec{E}^* \delta \vec{D} - \delta \vec{E} \vec{D}^*) + (\vec{H}^* \delta \vec{B} - \delta \vec{H} \vec{B}^*)] dV \quad (\text{A.17})$$

Si nous introduisons les polarisations et si nous notons \vec{E}_c le champ perturbé dans la cavité, nous pouvons écrire :

$$\vec{E}^* \delta \vec{D} + \delta \vec{E} \vec{D}^* = \vec{E}^* (\varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}_c - \varepsilon_0 \vec{E}) \varepsilon_0 \vec{E}^* \quad (\text{A.18})$$

$$\vec{E}^* \delta \vec{D} + \delta \vec{E} \vec{D}^* = \vec{E}^* \vec{E}_c \varepsilon_0 (\varepsilon_r - 1) = P_e \vec{E}^* \quad (\text{A.19})$$

de même

$$\vec{H}^* \delta \vec{B} + \delta \vec{H} \vec{B}^* = P_m \vec{H}^* \quad (\text{A.20})$$

Ainsi, l'équation A.17 peut s'écrire :

$$\frac{\delta \omega}{\omega_0} = \frac{1}{4W} \iiint_{V_e} (P_e \vec{E}^* + P_m \vec{H}^*) dV \quad (\text{A.21})$$

Que nous pouvons également écrire, à l'aide de l'énergie additionnelle emmagasinée δW :

$$\frac{\delta \omega}{\omega_0} = \frac{\delta W_E + \delta W_H}{W_0} = \frac{\delta W}{W_0} \quad (\text{A.22})$$

Si l'on s'intéresse plus particulièrement aux mesures électriques (mesures de constante diélectrique) et que l'on se place en un point de la cavité où le champ électrique est maximum et le champ magnétique minimum (cas au centre de la cavité pour des modes résonants $TE01p$ avec p impair), cela simplifie l'expression A.21 :

$$\frac{\delta \omega}{\omega_0} = \frac{1}{4W} \iiint_{V_e} P_e \vec{E}^* dV \quad (\text{A.23})$$

Si de plus nous supposons les dimensions de l'échantillon assez petites, nous pouvons écrire :

$$\frac{\delta \omega}{\omega_0} = \frac{1}{4W} P_e \vec{E}^* \quad (\text{A.24})$$

Or, dans le cas d'une polarisation linéaire du champ électrique au sein de l'échantillon, nous avons :

$$P_e \vec{E}^* = \vec{E}^* \varepsilon_0 \chi_e \vec{E}_c = \vec{E}^* \vec{E}_c \varepsilon_0 (\varepsilon_r - 1) \quad (\text{A.25})$$

Les parois, qui ne sont pas parfaitement conductrices et surtout l'échantillon sont à l'origine de pertes d'énergie dans la cavité. Ces pertes sont intégrées dans les équations de perturbation en considérant la pulsation ω comme une valeur complexe. $e^{j\omega t}$ n'est donc plus uniquement un facteur de phase mais devient aussi représentatif des pertes énergétiques subies par les champs électriques et magnétiques à l'intérieur de la cavité. Nous écrirons donc les pulsations ω_0 (cavité vide) et ω (cavité chargée avec un échantillon) sous la forme :

$$\omega_0 = \omega'_0 + j\omega''_0 = \omega'_0 \left(1 + j\frac{1}{2Q_0}\right) \quad (\text{A.26})$$

$$\omega = \omega' + j\omega'' = \omega' \left(1 + j\frac{1}{2Q_1}\right) \quad (\text{A.27})$$

Avec Q_1 et Q_0 les coefficients de surtension de la courbe du gain en transmission de la cavité (considérés assez grands), respectivement en charge et à vide, tels que :

$$Q_0 = \frac{\omega'_0}{\beta_0}, \quad Q_1 = \frac{\omega'}{\beta} \quad \text{et } \beta \text{ la largeur de la courbe de gain à } -3 \text{ dB.}$$

On obtient alors :

$$\frac{\delta\omega}{\omega_0} = \frac{\omega'_0(1 + j\frac{1}{2Q_0}) - \omega'(1 + j\frac{1}{2Q_1})}{\omega_0} \quad (\text{A.28})$$

en posant :

$$\delta\omega = \omega - \omega_0 \quad (\text{A.29})$$

$$\delta\omega'_0 = \omega'_0 - \omega' \quad (\text{A.30})$$

on obtient :

$$\frac{\delta\omega}{\omega'_0} = \frac{\delta\omega'_0}{\omega'_0} + j\frac{(\beta - \beta_0)}{2\omega'}\left(\frac{\delta\omega'_0}{\omega'_0} + 1\right) \quad (\text{A.31})$$

Si nous prenons en compte les approximations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\delta\omega'_0}{\omega'_0} \ll 1 \\ \omega' \approx \omega'_0 \\ \text{et si } Q \text{ est grand, } \omega'_0 \approx \omega_0 \end{array} \right.$$

L'équation A.26 devient :

$$\frac{\delta\omega}{\omega_0} = \frac{\delta\omega'_0}{\omega'_0} + j\frac{(\beta - \beta_0)}{2\omega'_0} \quad (\text{A.32})$$

or, avec U , l'énergie totale stockée dans la cavité et V_e , le volume de la cavité :

$$\frac{\delta W}{W_0} = \varepsilon_0(\varepsilon_r - 1) \frac{\iiint_{V_e} \vec{E}_0 \vec{E}^* dV}{4U} \quad (\text{A.33})$$

L'expression A.22 (rappel: $\frac{\delta\omega}{\omega_0} = \frac{\delta W}{W_0}$) découle du théorème de Boltzmann-Ehrenfest selon lequel le rapport W/ω doit rester constant lors d'une transformation adiabatique d'un système énergétique (ici notre cavité résonante), transformation supposée lente par rapport à la période $2\pi/\omega$.

De cette relation et des équations A.32 et A.33, nous obtenons, avec $\omega_0 = 2\pi f_0$ et $\omega = 2\pi f_1$ (f_0 et f_1 étant respectivement les fréquences de résonance de la cavité à vide et chargée), V_e , le volume de l'échantillon placé sur un maximum de champ électrique et donc un minimum de champ magnétique, et \vec{E}_0 et \vec{E} , les champs électriques non perturbés et perturbés :

$$\frac{\delta f}{f_0} + j\left(\frac{1}{2Q_0} - \frac{1}{2Q_1}\right) = \varepsilon_0(\varepsilon_r - 1) \frac{\iiint_{V_e} \vec{E}_0 \vec{E}^* dV}{4U} \quad (\text{A.34})$$

Finalement :

$$1 + \frac{\delta f}{f_0} + j\left(\frac{1}{2Q_0} - \frac{1}{2Q_1}\right) \frac{\iiint_{V_e} |\vec{E}_0|^2 dV}{\iiint_{V_e} \vec{E}_0 \vec{E}^* dV} = \varepsilon_r = \varepsilon_r' - j\varepsilon_r'' \quad (\text{A.35})$$

Si nous considérons que la perturbation engendrée par l'échantillon est faible, nous pouvons écrire que :

$$\begin{cases} \iiint_{V_e} \vec{E}_0 \vec{E}^* dV = |\vec{E}_0|^2 V_e \\ \text{et } U_{totale} = \frac{\varepsilon_0 V_c}{8} |\vec{E}_0|^2 \text{ avec } V_c, \text{ le volume de la cavité} \end{cases}$$

soit,

$$1 + \frac{\delta f}{f_0} + j\left(\frac{1}{2Q_0} - \frac{1}{2Q_1}\right) \frac{1}{2} \frac{V_c}{V_e} = \varepsilon_r' - j\varepsilon_r'' \quad (\text{A.36})$$

En posant $\alpha = 2 \frac{V_e}{V_c}$ (coefficient de remplissage de la cavité), on obtient à partir de l'équation A.27 le système d'équations qui est à la base de la mesure de permittivité par la méthode des faibles perturbations, et qui permet à partir de f_0 , f_1 , Q_0 et Q_1 de calculer ε_r' et ε_r'' :

$$\varepsilon_r' = 1 + \alpha \frac{\delta f}{f_0} \quad (\text{A.37})$$

$$\varepsilon_r'' = \frac{1}{2\alpha} \left(\frac{1}{2Q_0} - \frac{1}{2Q_1} \right) \quad (\text{A.38})$$

Annexe B

La diffusion par une sphère

Propagation dans un milieu matériel et conditions aux limites

Le vecteur polarisation électrique \vec{P}_e est lié au champ \vec{E} par la relation :

$$\vec{P}_e = \varepsilon_0 \overline{\chi}_e \vec{E} \quad (\text{B.1})$$

où $\overline{\chi}_e$ est le tenseur de susceptibilité électrique et ε_0 la permittivité du vide.

Le vecteur induction électrique \vec{D}

$$\vec{D} = \vec{P}_e + \varepsilon_0 \vec{E} = \overline{\varepsilon} \vec{E} \quad (\text{B.2})$$

où $\overline{\varepsilon}$ est le tenseur de permittivité diélectrique, vérifie la loi de Poisson :

$$\mathbf{div} \vec{D} = \rho \quad (\text{B.3})$$

De manière similaire, le vecteur polarisation magnétique \vec{P}_m peut être lié au vecteur champ magnétique \vec{H} par la relation :

$$\vec{P}_m = \varepsilon_0 \overline{\chi}_m \vec{H} \quad (\text{B.4})$$

où $\overline{\chi}_m$ est le tenseur de susceptibilité magnétique. Le vecteur d'induction magnétique \vec{B} vérifie la relation :

$$\frac{1}{\mu_0} \vec{B} = \vec{P}_m + \vec{H} = \frac{\overline{\mu}}{\mu_0} \vec{H} \quad (\text{B.5})$$

où $\vec{\mu}$ est le tenseur de perméabilité magnétique. \vec{H} vérifie l'équation en rotationnel :

$$\mathbf{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{B.6})$$

Dans les milieux qui nous intéressent, la perméabilité magnétique peut être supposée scalaire et égale à la perméabilité du vide μ_0 . Dans ce cas :

$$\mathbf{div} \vec{H} = 0 \quad (\text{B.7})$$

$$\mathbf{rot} \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (\text{B.8})$$

relations auxquelles s'ajoutent les relations constitutives du milieu :

$$\vec{D} = \vec{\epsilon} \vec{E} \quad (\text{B.9})$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (\text{B.10})$$

et la relation de conductivité, si le milieu est conducteur :

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (\text{B.11})$$

où σ est la conductivité électrique du milieu.

Soit une onde plane se propageant dans le milieu précédent, que nous supposons isotrope ($\vec{\epsilon}$ scalaire, éventuellement complexe en présence d'absorption). Nous savons que les opérateurs \mathbf{rot} et $\frac{\partial}{\partial t}$ dans les équations B.6 et B.8 peuvent être remplacés par $i \vec{k} \times$ et $-i\omega$. Ces équations peuvent donc s'écrire :

$$i \vec{k} \times \vec{H} = (\sigma - i\omega\epsilon) \vec{E} \quad (\text{B.12})$$

$$i \vec{k} \times \vec{E} = \mu_0 i\omega \vec{H} \quad (\text{B.13})$$

En appliquant l'opérateur $\vec{k} \times$ à l'équation B.13, nous obtenons :

$$\mu_0 \omega (\sigma - i\omega\epsilon) \vec{E} = i[(\vec{k} \cdot \vec{E}) \vec{k} - k^2 \vec{E}] \quad (\text{B.14})$$

Puisque, d'après l'équation B.12, $\vec{k} \cdot \vec{E} = 0$, on obtient la relation de dispersion suivante :

$$k^2 = \mu_0 \omega (\omega\epsilon + i\sigma) \quad (\text{B.15})$$

d'où l'expression de l'indice de réfraction $m = ck/\omega$ (souvent noté $m = n - ik$) ou encore $\sqrt{\text{constante diélectrique}}$:

$$\boxed{m^2 = \frac{1}{\varepsilon_0} \left(\varepsilon + i \frac{\sigma}{\omega} \right) = \varepsilon_r} \quad (\text{B.16})$$

Quelques valeurs typiques de m sont données dans le tableau suivant :

Type d'aérosol	Longueur d'onde (μm)	Indice de réfraction m
Aérosol de fer	0.395	1.16 - i 1.27
	0.468	1.34 - i 1.45
	0.589	1.51 - i 1.63
	0.668	1.70 - i 1.84
Aérosols de Titan tholins (Khare <i>et al.</i> 1984)	0.873	1.65 - i 0.0024
	1.381	1.64 - i 0.00041
	2.403	1.62 - i 0.00085
	3.246	1.65 - i 0.056
Goutte d'eau	3.6	1.42 - i 0.014
	4.6	1.33 - i 0.013
	7.0	1.33 - i 0.04
	8.5	1.28 - i 0.051
	10.0	1.22 - i 0.061
	11.0	1.14 - i 0.114
	11.9	1.17 - i 0.210
	12.6	1.28 - i 0.294
	13.5	1.33 - i 0.399

TAB. B.1 – Exemples d'indice de réfraction dans le visible et l'infrarouge pour différents types d'aérosols

On déduit des équations B.12, B.13 et B.16 les relations suivantes :

$$\mathbf{rot} \vec{H} = -im^2 \varepsilon_0 \omega \vec{E} \quad (\text{B.17})$$

$$\mathbf{rot} \vec{E} = -i\mu_0 \omega \vec{H} \quad (\text{B.18})$$

On peut écrire pour chaque composante Ψ de \vec{E} et de \vec{H} , l'équation de propagation suivante (voir par exemple B.14) :

$$\Delta \Psi + k_0^2 m^2 \Psi = 0 \quad (\text{B.19})$$

où k_0 est le vecteur d'onde dans le vide ($k_0 = \omega/c$).

On se place à la transition, supposée abrupte, entre deux milieux homogènes, notés 1 et 2, d'indices m_1 et m_2 respectivement (par abrupte, on entend que la transition s'effectue sur une distance petite devant la longueur d'onde du rayonnement). Cette hypothèse est bien vérifiée dans le cas où le milieu 1 est une atmosphère gazeuse et le milieu 2 un aérosol, goutte d'eau ou particule, puisque, dans ce cas, l'épaisseur de la frontière est de l'ordre des dimensions moléculaires, donc très inférieure à la longueur d'onde visible ou infrarouge (d'autant plus si on se situe dans le domaine centimétrique). Les équations de continuité sur les différentes composantes des champs s'obtiennent de deux façons.

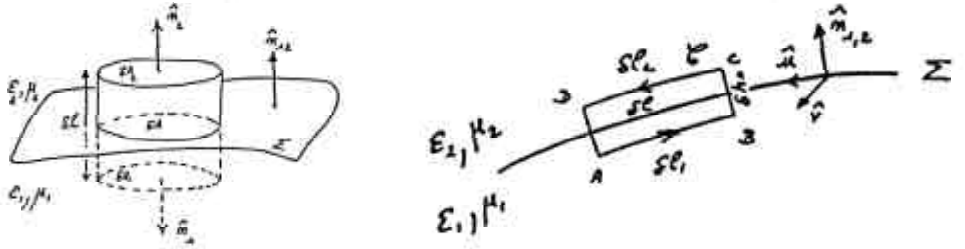


FIG. B.1 – Conditions de continuité d'un champ électromagnétique à l'interface entre deux milieux présentant un contraste électrique et magnétique. **A gauche** : Conditions de continuité pour les composantes normales. **A droite** : Conditions de continuité pour les composantes tangentielles.

Pour les composantes normales, on considère une boîte dont l'une des faces, parallèle à la surface de discontinuité, se trouve dans le milieu 1 et la face opposée dans le milieu 2 (voir FIG. B.1 - gauche), et l'on fait tendre la distance δh séparant les deux faces de la boîte vers zéro. Du théorème d'Ostrogradsky :

$$\iiint \operatorname{div} \vec{U} dV = \iint \vec{U} \cdot d\vec{S} \quad (\text{B.20})$$

Nous pouvons en déduire, en utilisant l'équation B.7 :

$$\vec{n}(\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = 0 \quad (\text{B.21})$$

où \vec{n} est le vecteur unitaire normal à la surface qui délimite les deux milieux. De l'équation B.17, on déduit que $m^2 \vec{E}$ est à divergence nulle, d'où :

$$\vec{n}(m^2 \vec{E}_2 - m^2 \vec{E}_1) = 0 \quad (\text{B.22})$$

Pour les composantes parallèles, on considère un circuit au lieu d'une boîte (voir FIG. B.1 - droite), et l'on se sert du théorème de Stokes :

$$\iint (\text{rot } \vec{U}) \cdot d\vec{S} = \int \vec{U} \cdot d\vec{l} \quad (\text{B.23})$$

Puisque les composantes normales de \vec{H} et de $m^2 \vec{E}$ sont continues, l'intégrale double de l'équation B.23, appliquée à \vec{E} et \vec{H} , est nulle (dans la limite d'un circuit de hauteur infinitésimale: $\delta h \rightarrow 0$). Il vient donc :

$$\vec{n} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = 0 \quad (\text{B.24})$$

$$\vec{n} \times (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = 0 \quad (\text{B.25})$$

La diffusion Rayleigh

L'interaction d'une onde électromagnétique avec une particule isolée a pour effet de diffuser une partie de celle-ci (par excitation de la matière, puis re-radiation de l'onde). L'autre partie est absorbée par la particule (excitation de la matière, puis transformation en d'autres formes d'énergie - énergie thermique, par exemple). Nous ne considérerons ici que les phénomènes de diffusion élastique du rayonnement, parfois aussi appelés phénomènes de diffusion cohérente: la fréquence de l'onde diffusée est la même que celle de l'onde incidente. Dans le cas d'une onde plane et d'une particule sphérique de rayon suffisamment petit par rapport à la longueur d'onde du rayonnement, la diffusion et l'absorption du rayonnement peuvent être traités de manière analytique à l'aide du formalisme mathématique développé par Rayleigh.

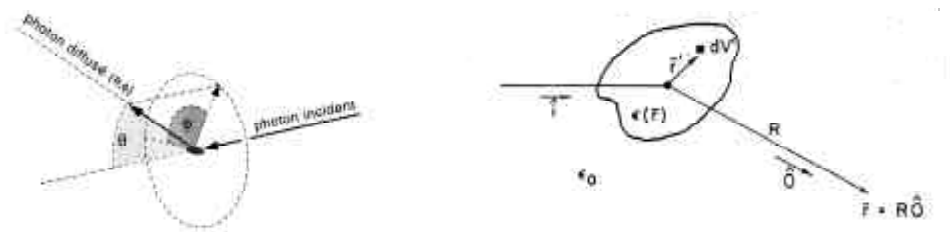


FIG. B.2 – **A gauche** : Géométrie 3D de la diffusion d'un photon par une particule isolée. θ représente l'angle que fait la direction de diffusion avec la direction d'incidence. L'angle ϕ est définie dans un plan orthogonal à la direction d'incidence. **A droite** : Direction de diffusion dans le plan formé par la direction incidente et la direction de diffusion.

Considérons une sphère diélectrique de rayon a très inférieur à la longueur d'onde du rayonnement incident. Du fait de la petite taille de la sphère, le champ électrique à l'intérieur et aux environs immédiats de celle-ci se comporte de manière tout à fait similaire à un champ électrostatique. On se trouve alors dans le cadre de l'approximation dipolaire électrique. Il est connu en électrostatique que lorsqu'un champ électrique constant \vec{E}_i est appliqué autour d'une sphère diélectrique, le champ \vec{E} à l'intérieur de celle-ci est uniforme (voir FIG. B.3) et est donné par :

$$\vec{E} = \frac{3}{\varepsilon_r + 2} \vec{E}_i \quad \text{avec} \quad \vec{E}_i = E_i \hat{\mathbf{e}}_i \quad (\text{B.26})$$

où $\hat{\mathbf{e}}_i$ est le vecteur unitaire dans la direction de polarisation de l'onde incidente.

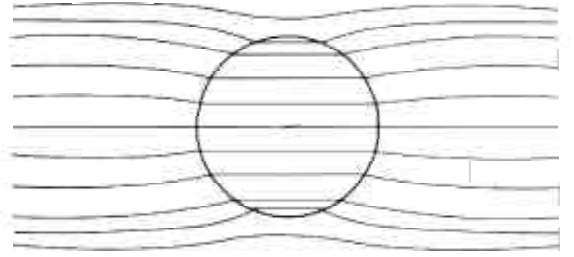


FIG. B.3 – Lignes de champ électrostatique à l'intérieur d'une sphère diélectrique

D'après l'expression générale de l'amplitude de diffusion dans une direction notée $\hat{\mathbf{O}}$ par rapport à la direction $\hat{\mathbf{i}}$ de l'onde incidente, le champ diffusé $\vec{E}_s(\vec{r})$ observé à une distance R est une onde sphérique définie de la façon suivante (Ishimaru (1997), chapitre 2, p.17 et FIG. B.2) :

$$\vec{E}_s(\vec{r}) = \frac{\overrightarrow{f(\hat{\mathbf{O}}, \hat{\mathbf{i}})} e^{ikR}}{R} \quad (\text{B.27})$$

$$\overrightarrow{f(\hat{\mathbf{O}}, \hat{\mathbf{i}})} = \frac{k^2}{4\pi} \iiint_V \{-\hat{\mathbf{O}} \times [\hat{\mathbf{O}} \times \vec{E}(\vec{r}')] \} \{ \varepsilon_r(\vec{r}') - 1 \} e^{-ik \vec{r}' \cdot \hat{\mathbf{O}}} dV' \quad (\text{B.28})$$

Cette relation est l'expression exacte de l'amplitude de diffusion $\overrightarrow{f(\hat{\mathbf{O}}, \hat{\mathbf{i}})}$ exprimée à partir du champ électrique total $\vec{E}(\vec{r}')$ à l'intérieur de la particule de volume V .

En substituant B.26 dans B.28, nous obtenons :

$$\overrightarrow{f(\hat{\mathbf{O}}, \hat{\mathbf{i}})} = \frac{k^2}{4\pi} [3(\varepsilon_r - 1)/(\varepsilon_r + 2)] V [-\hat{\mathbf{O}} \times (\hat{\mathbf{O}} \times \hat{\mathbf{e}}_i)] \quad (\text{B.29})$$

Nous poserons pour la suite $|[-\hat{\mathbf{O}} \times (\hat{\mathbf{O}} \times \hat{\mathbf{e}}_i)]| = \sin \chi$ où $\chi = \theta - \pi$ est l'angle entre $\hat{\mathbf{e}}_i$ et $\hat{\mathbf{O}}$. L'équation B.29 est toujours valide lorsque la constante diélectrique de la sphère est complexe.

La section efficace différentielle $\sigma_d(\hat{\mathbf{O}}, \hat{\mathbf{i}}) = |\overrightarrow{f(\hat{\mathbf{O}}, \hat{\mathbf{i}})}|^2$ est donc donnée par ¹ :

$$\sigma_d(\hat{\mathbf{O}}, \hat{\mathbf{i}}) = \frac{k^4}{(4\pi)^2} \left| \frac{3(\varepsilon_r - 1)}{\varepsilon_r + 2} \right|^2 V^2 \sin^2 \chi \quad (\text{B.30})$$

où $\sin^2 \chi = 1 - (\hat{\mathbf{O}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_i)^2$.

Nous pouvons remarquer que la section efficace est dans ce cas inversement proportionnel à la puissance quatrième de la longueur d'onde du rayonnement incident et directement proportionnelle au carré du volume du diffuseur. Ces deux caractéristiques des petits diffuseurs ont été mises en évidence pour la première fois par Rayleigh et sont usuellement associées à ce que l'on appelle désormais la diffusion Rayleigh.

La couleur bleue du ciel peut être expliquée par le fait que la partie bleue du spectre de la lumière visible diffuse plus que la partie rouge à cause de la dépendance en λ^{-4} de la diffusion. En outre, la lumière du ciel à angle droit du soleil est polarisée linéairement, ce qui paraît évident à la lumière de la figure de radiation du dipôle pour la diffusion Rayleigh. Ces deux grandes énigmes scientifiques du XIX^e siècle (la couleur et la polarisation) furent ainsi élucidées avec succès grâce à la théorie de Rayleigh. Ce dernier constata en outre que les diffuseurs à l'origine de la couleur du ciel devait être de taille moléculaire et non de la taille de gouttes d'eau et de cristaux de glace comme il était auparavant admis.

La section efficace de diffusion pour une petite sphère diélectrique est définie de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \sigma_s = \int_{4\pi} \sigma_d d\omega &= \frac{k^4}{(4\pi)^2} \left| \frac{3(\varepsilon_r - 1)}{\varepsilon_r + 2} \right|^2 V^2 \int_0^\pi \sin \chi d\chi \int_0^{2\pi} d\phi \sin^2 \chi \\ &= \frac{24\pi^3 V^2}{\lambda^4} \left| \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} \right|^2 = \frac{128\pi^5 a^6}{3\lambda^4} \left| \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} \right|^2 \end{aligned} \quad (\text{B.31})$$

Par convention, l'équation B.31 est réécrite de façon à pouvoir aisément comparer la section efficace à la section géométrique du diffuseur πa^2 par l'intermédiaire du paramètre de taille $\alpha = ka$. Nous obtenons ainsi l'équation de Rayleigh sous sa forme la plus usuelle :

$$\frac{\sigma_s}{\pi a^2} = \frac{8\alpha^4}{3} \left| \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} \right|^2 \quad (\text{B.32})$$

1. on notera que $[-\hat{\mathbf{O}} \times (\hat{\mathbf{O}} \times \hat{\mathbf{e}}_i)] = \hat{\mathbf{e}}_i - \hat{\mathbf{O}}(\hat{\mathbf{O}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_i)$

En substituant B.26 dans la définition générale de la section efficace d'absorption $\sigma_a = \int_V k\varepsilon_r''(\vec{r}')|\vec{E}(\vec{r}')|^2 dV'$, nous pouvons écrire l'expression de la section efficace d'une sphère diélectrique de petite taille :

$$\sigma_a = k\varepsilon_r'' \left| \frac{3}{\varepsilon_r + 2} \right|^2 V \quad (\text{B.33})$$

soit

$$\frac{\sigma_a}{\pi a^2} = ka\varepsilon_r'' \left| \frac{3}{\varepsilon_r + 2} \right|^2 \frac{4}{3} \quad (\text{B.34})$$

Par définition, la section efficace d'extinction σ_t est donnée par :

$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a$$

La fonction de phase $\Phi(\theta, \phi)$ (ou indicatrice de diffusion) est alors :

$$4\pi\Phi(\theta, \phi) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \theta)$$

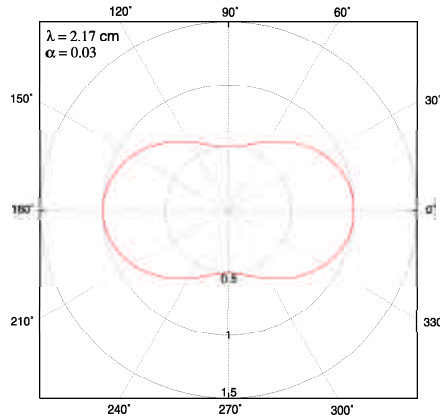


FIG. B.4 – Indicatrice de diffusion Rayleigh pour $\alpha = 0.03$. Dans le cadre de la diffusion Rayleigh, il y a autant de probabilité qu'un photon qui illumine une particule soit diffusé vers l'avant que vers l'arrière car $\Phi(\theta, \phi) = \Phi(\pi - \theta, \phi)$.

Les équations de Rayleigh (B.32 et B.34) ne sont valides que pour de petites valeurs de α . La limite supérieure pour le rayon du diffuseur est généralement fixée à $a_{lim} = 0.05\lambda$. Pour un tel rayon, il a été démontré que l'erreur commise en utilisant les équations de Rayleigh ne dépassait pas 4 % (Kerker (1969), p.85). Au delà de a_{lim} , l'approximation dipolaire électrique, sur laquelle est fondé l'ensemble du raisonnement de Rayleigh, n'est plus valable. Il est alors préférable d'utiliser la théorie de Mie pour décrire les phénomènes de diffusion et d'absorption dans un cadre d'application bien plus large (la diffusion Rayleigh devient alors un cas particulier de la théorie de Mie).

Théorie de Mie

La solution exacte de la diffusion d'une onde électromagnétique plane par une sphère isotrope et homogène a initialement été obtenue par Mie en 1908. Nous ne chercherons pas ici à présenter la théorie de Mie dans son intégralité, mais simplement à énoncer le principe de celle-ci et exprimer ses principaux résultats. Pour une description exhaustive, on pourra se reporter aux ouvrages de référence suivants : Van de Hulst (1957), Kerker (1969) (chapitre 3) et Bohren et Huffman (1983) (chapitre 4).

On considère une sphère de constante diélectrique relative $\varepsilon_r = \varepsilon/\varepsilon_0$ et de rayon a et une onde plane incidente se propageant par convention dans la direction z et polarisée selon la direction x (voir FIG. B.5) :

$$\vec{E}_{inc} = e^{ikz} \hat{x} \quad (\text{B.35})$$

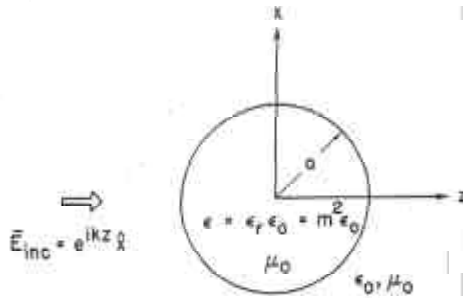


FIG. B.5 – Géométrie pour la diffusion de Mie

Dans un système de coordonnées sphériques, il est toujours possible d'exprimer tout champ électromagnétique par l'intermédiaire de deux fonctions scalaires Π_1 et Π_2 , qui sont les composantes radiales des vecteurs électriques et magnétiques de Hertz :

$$\Pi_e = \Pi_1 \hat{r} \quad \text{et} \quad \Pi_m = \Pi_2 \hat{r} \quad (\text{B.36})$$

Ces deux vecteurs satisfont l'équation d'onde scalaire suivante (avec $m^2 = \varepsilon_r$) :

$$(\nabla^2 + k^2) \Pi = 0 \quad (\text{en dehors de la sphère}) \quad (\text{B.37})$$

$$(\nabla^2 + k^2 m^2) \Pi = 0 \quad (\text{à l'intérieur de la sphère}) \quad (\text{B.38})$$

Les champs électriques et magnétiques sont donnés par :

$$\vec{E} = \nabla \times \nabla \times (r\Pi_1\hat{r}) + i\omega \mu_0 \nabla \times (r\Pi_2\hat{r}) \quad (\text{B.39})$$

$$\vec{H} = -i\omega \varepsilon \nabla \times (r\Pi_1\hat{r}) + \nabla \times \nabla \times (r\Pi_2\hat{r}) \quad (\text{B.40})$$

où $\varepsilon = \varepsilon_0$ en dehors de la sphère diélectrique et $\varepsilon = \varepsilon_r\varepsilon_0$ à l'intérieur.

Le champ incident, donné en B.35, peut être exprimé à partir des deux fonctions scalaires Π_1^i et Π_2^i , que l'on peut décomposer en harmoniques sphériques :

$$r\Pi_1^i = \frac{1}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^{n-1}(2n+1)}{n(n+1)} \psi_n(kr) P_n^1(\cos\theta) \cos\phi \quad (\text{B.41})$$

$$r\Pi_2^i = \frac{1}{\eta k^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^{n-1}(2n+1)}{n(n+1)} \psi_n(kr) P_n^1(\cos\theta) \sin\phi \quad (\text{B.42})$$

où $\psi_n(x) = xj_n(x) = \sqrt{\pi x/2} J_{n+\frac{1}{2}}(x)$ et $\eta = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$.

Nous pouvons désormais écrire les expressions générales des champs diffusés à une distance $r > a$ en utilisant deux constantes arbitraires a_n et b_n :

$$r\Pi_1^s = \frac{(-1)}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^{n-1}(2n+1)}{n(n+1)} a_n \zeta_n(kr) P_n^1(\cos\theta) \cos\phi \quad (\text{B.43})$$

$$r\Pi_2^s = \frac{(-1)}{\eta k^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^{n-1}(2n+1)}{n(n+1)} b_n \zeta_n(kr) P_n^1(\cos\theta) \sin\phi \quad (\text{B.44})$$

où $\zeta_n(x) = xh_n^{(1)}(x) = \sqrt{\pi x/2} H_{n+\frac{1}{2}}^{(1)}(x)$.

A l'intérieur de la sphère où $r < a$, en utilisant deux autres constantes arbitraires c_n et d_n , nous pouvons écrire :

$$r\Pi_1^r = \frac{1}{(kn)^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^{n-1}(2n+1)}{n(n+1)} c_n \psi_n(kmr) P_n^1(\cos\theta) \cos\phi \quad (\text{B.45})$$

$$r\Pi_2^r = \frac{1}{\eta k^2 n} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^{n-1}(2n+1)}{n(n+1)} d_n \psi_n(kmr) P_n^1(\cos\theta) \sin\phi \quad (\text{B.46})$$

Les conditions aux limites font intervenir la continuité de E_θ , E_ϕ , H_θ et H_ϕ à la traversée de la frontière $r = a$. Ces conditions aux limites font intervenir des équations qui contiennent un mélange des fonctions scalaires Π_1 et Π_2 . Nous utiliserons alors une combinaison linéaire des champs de manière à séparer Π_1 et Π_2 et à obtenir des conditions aux limites dans lesquelles ces deux fonctions interviennent de façon indépendante.

Par exemple, $\sin\theta(\partial/\partial r)E_\theta + (\partial/\partial\phi)E_\phi$ nous permet d'établir une relation exprimant la continuité de $(\partial/\partial r)(r\Pi_1)$. A partir des ces considérations, nous pouvons aboutir, au niveau de la frontière délimitée par la sphère, à la continuité de $n^2\Pi_1$, $(\partial/\partial r)(r\Pi_1)$, Π_2 et $(\partial/\partial r)(r\Pi_2)$.

De toutes ces conditions, nous tirons les expression pour a_n et b_n suivantes :

$$a_n = \frac{\psi_n(\alpha)\psi'_n(\beta) - m\psi_n(\beta)\psi'_n(\alpha)}{\zeta_n(\alpha)\psi'_n(\beta) - m\psi_n(\beta)\zeta'_n(\alpha)} \quad (\text{B.47})$$

$$b_n = \frac{\psi_n(\alpha)\psi'_n(\beta) - \psi_n(\beta)\psi'_n(\alpha)}{m\zeta_n(\alpha)\psi'_n(\beta) - \psi_n(\beta)\zeta'_n(\alpha)} \quad (\text{B.48})$$

où $\alpha = ka$ (qui n'est autre que le paramètre de taille introduit à propos de la diffusion Rayleigh) et $\beta = kma$.

Loin de la sphère, les champs E_θ et E_ϕ diffusés sont donnés par :

$$E_\theta = -\frac{ie^{ikr}}{kr}S_1(\theta)\sin\phi \quad \text{et} \quad E_\phi = \frac{ie^{ikr}}{kr}S_2(\theta)\cos\phi \quad (\text{B.49})$$

avec

$$S_1(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^{n-1}(2n+1)}{n(n+1)} [a_n\pi_n(\cos\theta) + b_n\tau_n(\cos\theta)] \quad (\text{B.50})$$

$$S_2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^{n-1}(2n+1)}{n(n+1)} [a_n\tau_n(\cos\theta) + b_n\pi_n(\cos\theta)] \quad (\text{B.51})$$

où

$$\pi_n(\cos\theta) = \frac{P_n^1(\cos\theta)}{\sin\theta} \quad \text{et} \quad \tau_n(\cos\theta) = \frac{d}{d\theta}P_n^1(\cos\theta) \quad (\text{B.52})$$

L'expression de la section efficace d'extinction σ_t est obtenue à l'aide du "théorème de la diffusion vers l'avant" (ou "théorème optique") - traduction littérale de *forward scattering theorem* et *optical theorem*. Ce dernier stipule que les pertes engendrées par la diffusion et l'absorption d'une onde par une particule (représentées par le terme σ_t) sont en relation étroite avec le comportement de l'onde diffusée dans sa direction de propagation (selon l'axe Oz , avec θ proche de 0). Concrètement, σ_t est relié à la partie imaginaire de l'amplitude de la diffusion vers l'avant de telle sorte que : $\sigma_t = (4\pi/k)Im[f(\hat{\mathbf{z}} = \hat{\mathbf{z}})] \cdot \hat{\mathbf{z}}$. Dans ces conditions, nous avons :

$$\frac{\sigma_t}{\pi a^2} = \frac{4}{\alpha^2}Re(S(0)) = \frac{2}{\alpha^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)Re(a_n + b_n) \quad (\text{B.53})$$

avec

$$S(0) = S_1(0) = S_2(0) = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)(a_n + b_n) \quad (\text{B.54})$$

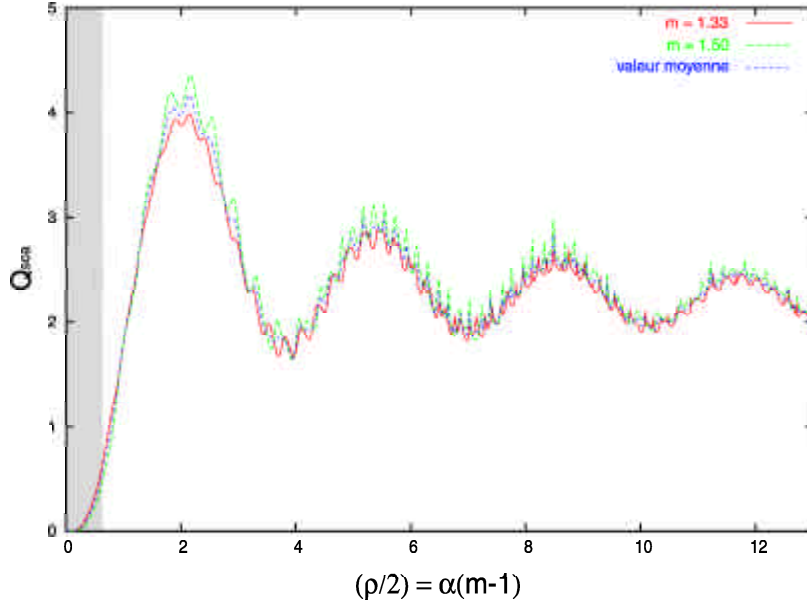


FIG. B.6 – Facteurs d'efficacité $Q_{sca} = \sigma_s/(\pi a^2)$ calculés dans la gamme $1.33 \leq m \leq 1.50$ en fonction du paramètre $\alpha(m-1)$. Ce calcul a été effectué pour 1000 points, à l'aide d'un code numérique de Mie inspiré de Bohren et Huffman (1983). Lorsque α est nettement inférieur à 1 (i.e. $(\rho/2) < 0.33$ pour $m = 1.33$ et $(\rho/2) < 0.5$ pour $m = 1.5$), on est en régime de diffusion Rayleigh et Q_{sca} varie asymptotiquement comme α^4 (partie grisée de la figure). Au delà, on observe des oscillations liées à une succession d'interférences destructives et constructives de période $\approx 2\pi(m-1)$. Q_{sca} tend rapidement vers une valeur asymptotique proche de 2 (dans ces conditions $Q_{ext} = \sigma_t/(\pi a^2)$ tend également vers 2). On est en régime de diffusion de Mie.

La section efficace de rétrodiffusion σ_b est donnée par :

$$\frac{\sigma_b}{\pi a^2} = \frac{1}{\alpha^2} \left| \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)(-1)^n (a_n - b_n) \right|^2 \quad (\text{B.55})$$

et la section efficace de diffusion σ_s par :

$$\frac{\sigma_s}{\pi a^2} = \frac{2}{\alpha^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)(|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (\text{B.56})$$

Le calcul de l'indicatrice de diffusion $\Phi(\theta, \phi) = f(\theta, \phi)/k^2 \sigma_s$ ne peut être effectué simplement. Néanmoins, nous pouvons remarquer qu'en moyenne azimutale, $\Phi(\theta)$, telle

que $\Phi(\theta) \times 2\pi \sin \theta d\theta$ représente la fraction de rayonnement diffusée dans la couronne comprise entre θ et $\theta + d\theta$, est donnée par :

$$4\pi\Phi(\theta) = \frac{\lambda^2}{2\pi\sigma_s} (|S_1(\theta)|^2 + |S_2(\theta)|^2) \quad (\text{B.57})$$

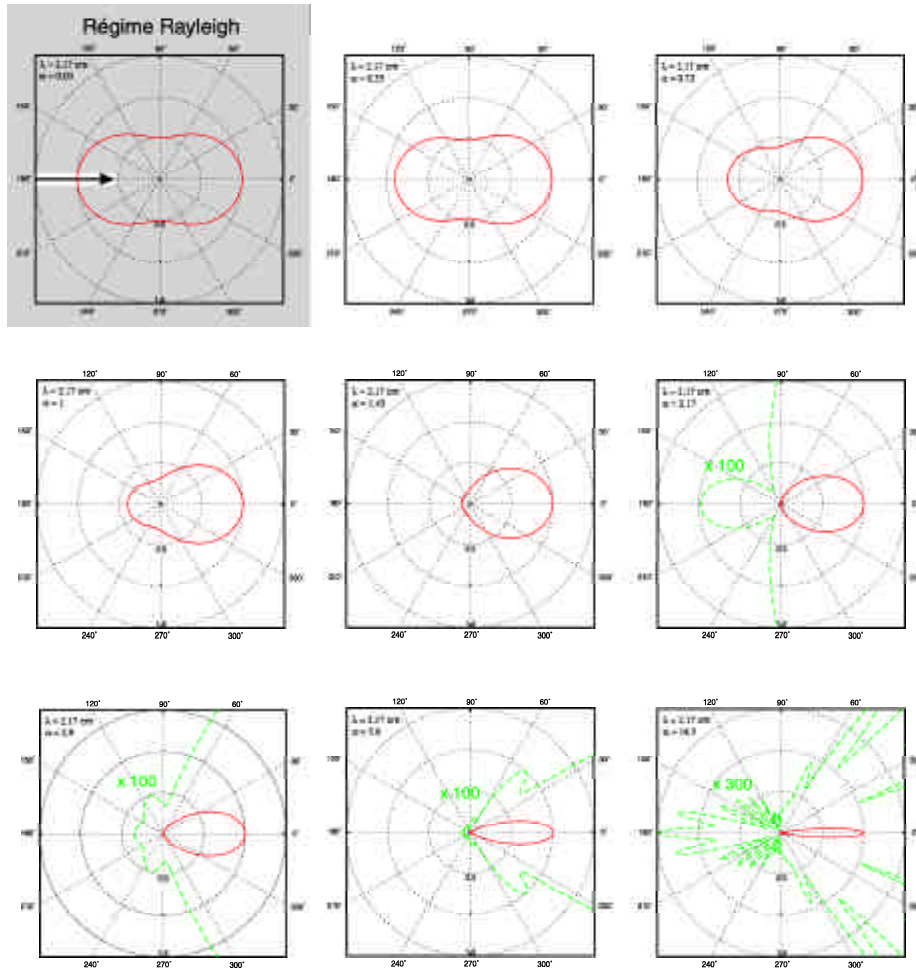


FIG. B.7 – Indicatrices de diffusion pour une sphère avec $\lambda = 2.17 \text{ cm}$ (longueur d'onde du radar de Cassini), $m = 1.3 - j6 \times 10^{-3}$ (indice de réfraction complexe du méthane liquide à ces longueurs d'onde) et α compris entre 0.03 et 14.5 (pour des tailles comprises entre $100 \mu\text{m}$ et 5 cm). Lorsque l'on se trouve dans le régime de diffusion de Mie (pour $\alpha > 0.31$), rapidement la diffusion vers l'avant prédomine, dès $\alpha = 1$. Le diffuseur est placé au centre de chaque diagramme polaire et les fonctions de phase sont toutes normalisées à 1 pour $\theta = 0^\circ$. La flèche sur le premier cadran, en haut à gauche, indique la direction du rayonnement incident.

Bibliographie

- Allen, M., J. Pinto, et Y. Yung 1980. Titan aerosol photochemistry and variation related to the sunspot cycle. *Astron. Astrophys.* **242**, L125–L128.
- Argence, E., et T. Kahan 1964. *Théorie des guides d'onde et cavité électromagnétique*, Dunod, Paris Edition.
- Awal, M., et J.I. Lunine 1994. Moist convective clouds in Titan's atmosphere. *Geophys. Res. Lett.* **21**, n°23, 2491–2494.
- Bar-Nun, A., et M. Podolak 1979. The photochemistry of hydrocarbons in Titan's atmosphere. *Icarus* **38**, 115–122.
- Bar-Nun, A., I. Kleinfeld, et E. Ganor 1988. Shape of optical properties of aerosols formed by photolysis of Acetylene, Ethylene, and Hydrogen Cyanide. *J. Geophys. Res.* **93**, Issue D7, 8383–8387.
- Bézar, B., A. Marten, et G. Paubert 1992. First ground-based detection of cyanoacetylene on Titan. *Bull. Amer. Astron. Soc.* **24**, 953.
- Bézar, B., A. Marten, et G. Paubert 1993. Detection of acetonitrile on Titan. *Bull. Amer. Astron. Soc.* **25**, 1100.
- Birnbaum, G. 1975. Far infrared collision-induced spectrum in gase methane. I. Band shape and temperature dependence. *J. Chem. Phys.* **62**, 59–62.
- Birnbaum, G. 1978. Far-infrared absorption in H_2 and H_2 -He mixtures. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **19**, 51–62.
- Bohren, C.F., et D.R. Huffman 1983. *Absorption and scattering of light by small particles*, A Wiley-Interscience Publication.
- Borgarelli, L., E. Im, W.T.K. Johnson, et L. Scialanga 1998. The microwave sensing in the Cassini mission: the radar. *Planet. Space Sci.* **46**, n°9/10, 1245–1256.

- Borucki, W., Z. Levin, R. Whitten, R. Keesee, A. Capone, A. Summers, O.B. Toon et J. Dubach 1987. Predictions of the electrical conductivity and charging of the aerosols in Titan's atmosphere. *Icarus* **72**, 604–622.
- Brown, M.E., A.H. Bouchez, et C.A. Griffith 2002. Direct detection of variable tropospheric clouds near Titan's south pole. *Nature* **420**, 795–797.
- Boudouris, G. 1971. *Cavité électromagnétique*, Dunod, Paris Edition.
- Buontempo, U., S. Cunsolo, et G. Jacucci 1975. The far-infrared absorption spectrum of N_2 in the gas and liquid phase. *J. Chem. Phys.* **63**, 2570–2576.
- Cabane, M., E. Chassefière, et G. Israël 1992. Formation and growth of photochemical aerosols in Titan's atmosphere. *Icarus* **96**, 176–189.
- Caldwell, J. 1975. Ultraviolet observations of small bodies in the solar system by OAO-2. *Icarus* **25**, 384–396.
- Chassefière, E., et M. Cabane 1995. Two formation regions for Titan's hazes: indirect clues and possible synthesis mechanisms. *Planet. Space Sci.* **43**, 91–103.
- Clarke, D.W., et J.P. Ferris 1997. Titan haze: structure and properties of cyanoacetylene and cyanoacetylene-acetylene photopolymers. *Icarus* **127**, 158–172.
- Coll, P. 1997. Modélisation expérimentale de l'atmosphère de Titan : production et caractérisations physico-chimiques d'analogues des aérosols et de a phase gazeuse enfin représentatifs. *Thèse de doctorat*, Université Paris XII.
- Coll, P., D. Coscia, M.-C. Gazeau, E. de Vanssay, J.C. Guillemin, et F. Raulin 1995. Organic chemistry in Titan's atmosphere: new data from laboratory simulations at low temperature. *Adv. Space Res.* **16**, No 2, 93–103.
- Coll, P., D. Coscia, N. Smith, M.-C. Gazeau, S.I. Ramirez, G. Cernogora, G. Israël, et F. Raulin 1999a. Experimental laboratory simulation of Titan's atmosphere: aerosols and gas phase. *Planet. Space Sci.* **47**, 1331–1340.
- Coll, P., J.C. Guillemin, M.-C. Gazeau, et F. Raulin 1999b. Report and implications of the first observation of C_4N_2 in laboratory simulations of Titan's atmosphere. *Planet. Space Sci.* **47**, 1433–1440.
- Courtin, R. 1982. The spectrum of Titan in the far-infrared and microwave regions. *Icarus* **51**, 466–475.
- Courtin, R. 1982. Pressure induced absorption coefficients for radiative transfer in Titan's atmosphere. *Icarus* **75**, 245–254.

- Courtin, R., D. Gautier, et C.P. McKay 1995. Titan's thermal emission spectrum: reanalysis of the Voyager infrared measurements. *Icarus* **114**, 144–162.
- Coustenis, A., E. Lellouch, J.P. Maillard, et C.P. McKay 1995. Titan surface: Composition and variability from its near-infrared albedo. *Icarus* **118**, 87–104.
- Coustenis, A., E. Lellouch, M. Combes, R. Wittemberg, C.P. McKay, et J.P. Maillard 1997. Titan's atmosphere and surface from infrared spectroscopy and imaging. In *Astronomical and Biochemical Origins and the Search for Life in the Universe* (C.B. Cosmovici, S. Bowyer, et D. Werthimer, Eds.), 277–234. Proceedings of IAU Colloquium 161.
- Coustenis, A., B. Schmitt, R.K. Khanna, et F. Trotta 1999. Plausible condensates in Titan's stratosphere from Voyager infrared spectra. *Planet. Space Sci.* **47**, 1305–1329.
- Coustenis, A., E. Gendron, O. Lai, J.P. Véran, J. Woillez, M. Combes, L. Vapillon, T. Fusco, L. Mugnier, et P. Rannou 2001. Images of Titan at 1.3 and 1.6 μm with adaptative optics at the CFHT. *Icarus* **154**, 501–515.
- Danielson, R.E., J.J. Caldwell, et D.R. Larach 1973. An inversion in the atmosphere of Titan. *Icarus* **20**, 437–446.
- Demontoux, F. 1999. Contribution à l'amélioration des mesures de permittivité à 2450 MHz. *Thèse de doctorat*, Université Bordeaux 1.
- Dermott, S., P. Gierarsch, J. Gradie, C. Sagan, et W. Thompson 1984. Origin and depth of Titan's hydrocarbon ocean. *Lunar and planetary Science* **15**, 222–223.
- Dierking, W. 1999. Quantitative roughness characterisation of geological surfaces and implications for radar signature analysis. *Proceedings of the IEEE on Geoscience and Remote Sensing* **37**, n.5, 2397–2412.
- El Farj 1989. Mesure de conductivité en micro-ondes - Théorie de la mesure et application. *Thèse de doctorat*, Université Bordeaux 1.
- Elachi, C., E. Im, L.E. Roth, et C.L. Werner 1991. Cassini Titan radar mapper. *Proceedings of the IEEE on Geoscience and Remote Sensing* **79**, n.6, 867–880.
- Encrenaz, Th., B. Bézard, J. Crovisier, A. Coustenis, E. Lellouch, S. Gulikis et S.K. Atreya 1995. Detectability of molecular species in planetary and satellite atmospheres from their rotational transitions. *Planet. Space Sci.* **43**, n° 12, 1485–1516.
- Epstein, P.S. 1924. On the resistance experienced by spheres in their motion through gases. *Phys. Rev.* **23**, 710–733.

- Eshleman, von R., G.F. Lindal, et G.L. Tyler 1983. Is Titan wet or dry? *Science* **221**, 53–55.
- Frère 1989. Etude physico-chimique de l'atmosphère, de l'aérosol et de l'océan de Titan. *Thèse de doctorat*, Université Paris XII.
- Frère, C., F. Raulin, G. Israël, et M. Cabane 1990. Microphysical modeling of Titan's aerosols: application to the in situ analysis. *Adv. Space Res.* **10**, 159–163.
- Fung, A.K., et H.J. Eom 1981. Multiple scattering and depolarization by a randomly rough Kirchhoff surface. *Proceedings of the IEEE on Antennas Propagation* **AP-29**, n.3, 463–471.
- Fung, A.K., et H.J. Eom 1983. Coherent scattering of a spherical wave from an irregular surface. *Proceedings of the IEEE on Antennas Propagation* **AP-31**, n.3, 68–72.
- Gibbard, S.E., B. Macintosh, D. Gavel, C.E. Max, I. de Pater, A.M. Ghez, E.F. Young, et C.P. McKay 1999. Titan: high resolution speckle images from the Keck telescope. *Icarus* **139**, 189–201.
- Giese, R.H., K. Weiss, R.H. Zerull, et T. Ono 1978. Large fluffy particles: a possible explanation of the optical properties of interplanetary dust. *Astron. Astrophys.* **65**, 265–272.
- Gillet, F.C. 1975. Further observations of the 8-13 microns spectrum of Titan. *Astrophys. J.* **201**, L41–L43.
- Goldhirsh, J., et F.M. Monaldo 1986. Achieving improved frequency response of the rain structure from spaceborne radar altimeters by employing deconvolution methods. *J. Geophys. Res.* **91**, n° C2, 2338–2344.
- Griffith, C.A., T. Owen, et R. Wagener 1991. Titan's surface and troposphere, investigated with ground-based, near-infrared observations. *Icarus* **93**, 362–378.
- Griffith, C.A., T. Owen, G.A. Miller, et T.R. Geballe 1998. Transient clouds in Titan's lower stratosphere. *Nature* **395**, 575–578.
- Griffith, C.A., J.L. Hall, et T.R. Geballe 2000. Detection of daily clouds on Titan. *Science* **290**, 509–513.
- Guégen, Y., and V. Palciauskas 1992. *Introduction à la physique des roches*, Ed. Hermann.

- Guez, L., P. Bruston, F. Raulin, et C. Régnaut 1997. Importance of phase changes in Titan's lower atmosphere. Tools for the study of nucleation. *Planet. Space Sci.* **45**, n.6, 611–625.
- Heymsfield, G.M., B. Geerts et L. Tian 2000. TRMM precipitation radar reflectivity profiles as compared with high-resolution airborne and ground-based radar measurements. *J. Appl. Meteorol.* **39**, 2080–2102.
- Hinson, D.P., et G.L. Tyler 1983. Internal gravity waves in Titan's atmosphere observed by Voyager radio occultation. *Icarus* **54**, 337–352.
- Ishimaru, A. 1997. *Wave propagation and scattering in random media* (Donald G. Dudley, Series Editor), Oxford University Press.
- Kerker, M. 1969. *The scattering of light*, Academic Press, New York.
- Khanna, R.K., M.A. Perera-Jarmer, et M.J. Ospina 1987. Vibrational infrared and Raman spectra of dicyanoacetylene. *Spectrochim. Acta*, **43A**, 421–425.
- Khare, B.N., et C. Sagan 1973. Red clouds in reducing atmospheres. *Icarus* **20**, 311–321.
- Khare, B.N., C. Sagan, E.T. Arakawa, F. Suits, T.A. Callcott, et M.W. Williams 1984. Optical constants of organic tholins produced in a simulated atmosphere: From soft X-ray to microwave frequencies. *Icarus* **60**, 127–137.
- Lara, L.M., E. Lellouch, J.J. López-Moreno, et R. Rodrigo 1996. Vertical distribution of Titan's atmospheric neutral constituents. *J. Geophys. Res.* **101**, Issue E10, 23261–23284.
- Lara, L.M., E. Lellouch, J.J. López-Moreno, et R. Rodrigo 1998. Erratum: Vertical distribution of Titan's atmospheric neutral constituents. *J. Geophys. Res.* **103**, Issue E11, 25775–25776.
- Lebreton, J.P., et D.L. Matson 2002. The Huygens probe: science, payload and mission overview. *Space Science Reviews* **104**, 59–100.
- Lellouch, E., D.M. Hunten, G. Kockarts, et A. Coustenis 1990. Titan's thermospheric profile. *Icarus* **83**, 308–324.
- Lindal, G.F., G.E. Wood, H.B. Hotz, D.N. Sweetnam, V.R. Eshleman, et G.L. Tyler 1983. The atmosphere of Titan: an analysis of the Voyager 1 radio occultation measurements. *Icarus* **53**, 348–363.
- Lorenz, R.D. 1993a. The life, death and afterlife of a raindrop on Titan. *Planet. Space Sci.* **41**, 647–655.

- Lorenz, R.D. 1993b. The surface of Titan in the context of ESA's Huygens probe. *ESA J.* **17**, 275–292.
- Lorenz, R.D. 1998. Preliminary measurements of the cryogenic dielectric properties of water-ammonia ices: implications for radar observations of icy satellites. *Planet. Space Sci.* **136**, 344–348.
- Lorenz, R.D., et J.I. Lunine 1997. Titan's surface reviewed: the nature of bright and dark terrain. *Icarus* **45**, 981–992.
- Lunine, J.I., D.J. Stevenson, et Y.L. Yung 1983. Ethane ocean on Titan. *Science* **222**, 1229–1230.
- Marzano, F.S., L. Roberti, et A. Mugnai 2000. Impact of rainfall incoherent backscattering upon radar echoes above 10 GHz. *Phys. Chem. Earth (B)* **25**, n° 10-12, 943–948.
- Marzano, F.S., et G. Ferrauto 2003. Relation between weather radar equation and first-order backscattering theory. *Atmos. Chem. Phys. Discuss.* **3**, 301–322.
- Matson, D.L., L.J. Spilker, et J.P. Lebreton 2002. The Cassini/Huygens mission to the saturnian system. *Space Science Reviews* **104**, 1–58.
- Maxwell, J.C. 1864. A dynamical theory of the electromagnetic field. *Phil. Trans. Roy. Soc. London* **155**, 459–512.
- McKay, C.P. 1996. Elemental composition, solubility, and optical properties of Titan's organic haze. *Planet. Space Sci.* **44**, 741–747.
- McKay, C.P., J.B. Pollack, et R. Courtin 1989. The thermal structure of Titan's atmosphere. *Icarus* **80**, 23–53.
- McKay, C.P., S.C. Martin, C.A. Griffith, et R.M. Keller 1997. Temperature lapse rate and methane in Titan's troposphere. *Icarus* **129**, 498–505.
- McKay, C.P., A. Coustenis, R.E. Samuelson, M.T. Lemmon, R.D. Lorenz, M. Cabane, P. Rannou, et P. Drossart 2001. Physical properties of the organic aerosols and clouds on Titan. *Planet. Space Sci.* **49**, 79–99.
- Melacci, P.T., R. Orosei, G. Picardi, et R. Seu 1998. Cassini radar: system concept and simulation results. *Planet. Space Sci.* **46**, n° 9/10, 1363–1374.
- Montefredini, E., F. Morelli, G. Picardi, et R. Seu 1995. A non-coherent surface backscattering model for radar observation of planetary bodies and its application to Cassini radar altimeter. *Planet. Space Sci.* **43**, n° 12, 1567–1577.

- Muhleman, D.O., A.W. Grossman, B.J. Butler, et M.A. Slade 1990 . Radar reflectivity of Titan. *Science* **248**, 975–980.
- Nelson, R.M., et W. Hapke 1978. Spectral reflectivities of the galilean satellites and Titan, 0.32-0.86 micrometers. *Icarus* **36**, 304–329.
- Perera-Jarmer, M.A., R.K. Khanna, et R.E. Samuelson 1986. C_4N_2 on Titan. *Bull. Amer. Astron. Soc.* **18**, 808.
- Picardi, G., R. Seu, A. Coradini, E. Zampolini et A. Ciaffone 1992. The radar system for the exploration of Titan. *Il Nuovo Cimento* **15C**, n.6, 1149-1161.
- Podolak, M., et E. Podolak 1980. A numerical study of aerosol growth in Titan's atmosphere. *Icarus* **43**, 73–84.
- Podolak, M., A. Bar-Nun, N. Noy, et L.P. Giver 1984. Inhomogeneous models of Titan's aerosol distribution. *Icarus* **57**, 72–82.
- Rages, K., et J.B. Pollack 1980. Titan aerosols: Optical properties and vertical distribution. *Icarus* **41**, 119–130.
- Rages, K., et J.B. Pollack 1983a. Vertical distribution of scattering hazes in Titan's upper atmosphere. *Icarus* **55**, 50–62.
- Rages, K., J.B. Pollack, et P.H. Smith 1983b. Size estimates of Titan's aerosols based on Voyager high-phase angle images. *J. Geophys. Res.* **88A**, 8721–8728.
- Rannou, P., F. Hourdin, et C.P. McKay 2002. A wind origin for Titan's haze structure. *Nature* **418**, 853–856.
- Rodriguez, S., P. Paillou, M. Dobrijevic, G. Ruffié, P. Coll, J.M. Bernard, et P. Encrenaz 2003. Impact of aerosols present in Titan's atmosphere on the CASSINI radar experiment. *Icarus* **164**, 213–227.
- Roe, H.G., I. de Pater, B. Macintosh, et C.P. McKay 2002. Titan's clouds from Gemini and Keck adaptive optics imaging. *ApJ* **581**, 1399–1406.
- Sagan, C., et B.N. Khare 1979. Tholins: organic chemistry of interstellar grains and gas. *Nature (London)* **277**, 102–107.
- Sagan, C., et B.N. Khare 1981. The organic clouds of Titan. *Bull. Amer. Astron. Soc.* **13**, 701.
- Sagan, C., et F. Dermott 1982. The tide in the seas of Titan. *Nature* **300**, 731-733.
- Sagan, C., et W.R. Thompson 1984a. Production and condensation of organic gases in the atmosphere of Titan. *Icarus* **59**, 133–161.

- Sagan, C., B.N., Khare, et J.S. Lewis 1984b. Organic matter in the Saturn system. In *Saturn* (Gehrels, T., et Matthews, M.S., Editors) pp. 788–807. Univ. of Arizona Press, Tucson.
- Samuelson, R.E. 1983. Radiative equilibrium model of Titan's atmosphere. *Icarus* **53**, 364–387.
- Samuelson, R.E., et L.A. Mayo 1997. Steady-state model for methane condensation in Titan's troposphere. *Planet. Space Sci.* **45**, n.8, 949–958.
- Samuelson, R.E., R.A. Hanel, V.G. Kunde, et W.C. Maguire 1981. Mean molecular weight and hydrogen abundance in Titan's atmosphere. *Nature* **292**, 688–693.
- Samuelson, R.E., L.A. Mayo, M.A. Knuckles, et R.J. Khanna 1997b. C_4N_2 ice in Titan's north polar stratosphere. *Planet. Space Sci.* **45**, n.8, 941–948.
- Scattergood, T.W., E.Y., Lau, B.M. et Stone 1992. Titan's aerosols: I. Laboratory investigations of shape, size distributions, and aggregation of particles produced by UV photolysis of model Titan atmospheres. *Icarus* **99**, 98–105.
- Sen, A.D., V.G. Anicich, et T. Arakelian 1992. Dielectric constant of liquid alkanes and hydrocarbon mixtures. *J. Phys. D* **25**, 516–521.
- Singh, S.P., et R.C. Miller 1979. Compressed-liquid dielectric constants and derived excess volumes for binary and ternary mixtures of N_2 , Ar , CH_4 and C_2H_6 . *J. Chem. Thermodynamics* **11**, 395–409.
- Smith, B.A., et 25 co-auteurs 1981. Encounter with Saturn: Voyager 1 imaging science results. *Science* **212**, 163–191.
- Smith, B.A., et 28 co-auteurs 1982. A new look at the Saturn system: The Voyager 2 images. *Science* **215**, 504–537.
- Smith, P.H., M.T. Lemmon, R.D. Lorenz, L.A. Sromovsky, J.J. Caldwell, et M.D. Allison 1996. Titan's surface, revealed by HST imaging. *Icarus* **119**, 336–349.
- Strobel, D. 1974. The photochemistry of hydrocarbons in the atmosphere of Titan. *Icarus* **21**, 466–470.
- Thompson, W.R., et C. Sagan 1984. Titan: far-infrared and microwave remote sensing of methane clouds and organic haze. *Icarus* **60**, 236–259.
- Thompson, W.D., et S.W. Squyres 1990. Titan and other icy satellites: Dielectric properties of constituent materials and implications for radar sounding. *Icarus* **86**, 336–354.

- Tokano, T. , F.M. Neubauer, M. Laube, et C.P. McKay 2001. Three-dimensional modeling of the tropospheric methane cycle on Titan. *Icarus* **153**, 130–147.
- Tomasko, M.G., et P.H. Smith 1982. Photometry and polarimetry of Titan: Pioneer 11 observations and their implications for aerosol properties. *Icarus* **51**, 65–95.
- Toon, O.B., R.P. Turco, et J.B. Pollack 1980. A physical model of Titan's clouds. *Icarus* **43**, 260–282.
- Toon, O.B., C.P. McKay, R. Courtin, et T.P. Ackerman 1988. Methane rain on Titan. *Icarus* **75**, 255–284.
- Toublanc, D. , J.P. Parisot, J. Brillet, D. Gautier, F. Raulin, et C.P. McKay 1995. Photochemical modeling of Titan's atmosphere. *Icarus* **113**, 2–26.
- Ulaby, F.T., R.K. Moore, et A.K. Fung 1982. *Microwave Remote Sensing: Active and Passive*, Artech House, Norwood MA.
- Ulamiec, S., J. Badoz, et J.P. Lebreton 1992. Dielectric constant measurements in simulated Titan ocean liquids. In *ESA SP-338* 401–405. Proceedings Symposium on Titan.
- Van de Hulst, H.C. 1957. *Light scattering by small particles*, Jhon Wiley, New York.
- Vassalo, G. 1980. *Electromagnétisme classique dans la matière*, Dunod, Paris Edition.
- Veverka, J. 1973. Titan: Polarimetric evidence for an optically thick atmosphere. *Icarus* **18**, 657–660.
- West, R.A., A.L. Lane, H. Hart, K.E. Simmons, C.W. Hord, D.L. Coffeen, L.W. Esposito, M. Sato, et R.B. Pomphrey 1983. Voyager 2 photopolarimeter observations of Titan. *J. Geophys. Res.* **88A**, 8699–8708.
- West, R.A., et P.H. Smith 1991. NOTE: Evidence for aggregate particles in the atmospheres of Titan and Jupiter. *Icarus* **90**, 330–333.
- Younkin, R. 1974. The albedo of Titan. *Icarus* **21**, 219–229.
- Yung, Y.L., M. Allen, et J.P. Pinto 1984. Photochemistry of the atmosphere of Titan: Comparison between model and observations. *ApJS* **55**, 465–506.
- Zellner, B. 1973. The polarization of Titan. *Icarus* **18**, 661–664.

Résumé

L'orbiteur de la mission Cassini-Huygens possède à son bord un instrument radar en bande Ku ($f = 13.78 \text{ GHz}$) qui aura pour principal but de percer l'épaisse atmosphère de Titan et d'en imager la surface. Dans ce contexte, l'objectif de notre travail était de préparer l'interprétation des données qui seront fournies par cet instrument. Nous avons réalisé des simulations de transmission atmosphérique et de rétrodiffusion de surface de l'onde radar. Celles-ci ont été accompagnées de mesures diélectriques effectuées sur des analogues d'aérosols. Notre travail a notamment montré: (1) une atmosphère uniquement composée d'aérosol serait totalement transparente pour le radar de Cassini, (2) en revanche, la présence de nuages dans la basse atmosphère de Titan masquerait sa surface. Ce dernier résultat nous a conduit à envisager une possible application nouvelle de l'instrument: le suivi des pluies et de leurs propriétés.

Mots-clés: Titan, surface, atmosphère, aérosols, nuages, techniques de télédétection micro-onde, altimétrie, radar pluie, caractérisation diélectrique expérimentale

Abstract

The Ku-band Cassini Radar instrument ($f = 13.78 \text{ GHz}$) onboard the orbiter is expected to characterize the surface of Titan. Correct interpretation of the measurements made with the radar requires simulations and laboratory measurements to anticipate possible atmospheric and surface effects and then better invert and interpret radar data. We have then developed simple simulations to study the behaviour of a 13.78 GHz plane wave going through Titan's atmosphere and then backscattered by its surface. The main results of our work are: (1) a dry aerosols atmosphere would be transparent for the radar wave, (2) on the contrary, the occurrence of a rain layer in the last few kilometers of Titan's atmosphere would cause its surface to be hidden for Cassini radar altimetry and SAR. We show that in this case unexpected informations about Titan's lower atmosphere (rain occurrence and extension of cloud systems, size, density and velocity of the particles) could be retrieved.

Keywords: Titan, surface, atmosphere, aerosols, clouds, micro-wave remote sensing technics, altimetry, rain radar, experimental dielectric characterization