

# Création d'une interface de visualisation des sorties du modèle de circulation générale de Titan et comparaison aux données de la mission Cassini – Huygens

Jean-Baptiste MADELEINE

Directeur de stage :  
Sébastien LEBONNOIS

Juin 2005

## Table des matières

<b>1</b>	<b>Création de l'interface de visualisation</b>	<b>2</b>
1.1	Présentation du modèle de circulation générale . . . . .	2
1.2	L'interface de visualisation . . . . .	3
1.2.1	Liaison Matlab – Fortran . . . . .	3
1.2.2	Structure générale . . . . .	3
<b>2</b>	<b>L'atmosphère de Titan</b>	<b>3</b>
2.1	Introduction . . . . .	3
2.2	Structure verticale de l'atmosphère . . . . .	5
2.2.1	Composition générale et profil de température . . . . .	5
2.2.2	Etude radiative . . . . .	8
2.3	La dynamique stratosphérique . . . . .	10
2.3.1	Pourquoi ce titre ? . . . . .	10
2.3.2	La circulation méridienne . . . . .	11
2.3.3	Equations fondamentales . . . . .	11
2.3.4	Application à la stratosphère de Titan . . . . .	12
2.4	La photochimie de Titan . . . . .	13
2.4.1	Cycle des composés . . . . .	13
2.4.2	Etude quantitative . . . . .	13
<b>3</b>	<b>Comparaison avec les données Cassini</b>	<b>15</b>
3.1	Profil de température . . . . .	15
3.2	Vent zonal . . . . .	15

## Introduction

Titan diffère des autres satellites par son atmosphère dense d'azote. Vue dans le visible (cf figure 1), Titan présente une couche opaque de brume orangée résultant de la polymérisation des hydrocarbures formés à partir du méthane, deuxième constituant le plus abondant de son atmosphère. Une vue dans le proche IR permet de passer à travers cette épaisse couche de brume (cf figure 1) et d'apercevoir une surface de glace sale où coule des rivières de méthane et d'hydrocarbures sous des nuages de méthane, de nitriles et d'hydrocarbures condensés, le tout par des températures de l'ordre de  $-180^{\circ}$ . Cette météorologie titanesque mêlant dynamique, chimie et microphysique des aérosols est particulièrement passionnante par ses abondantes rétroactions.

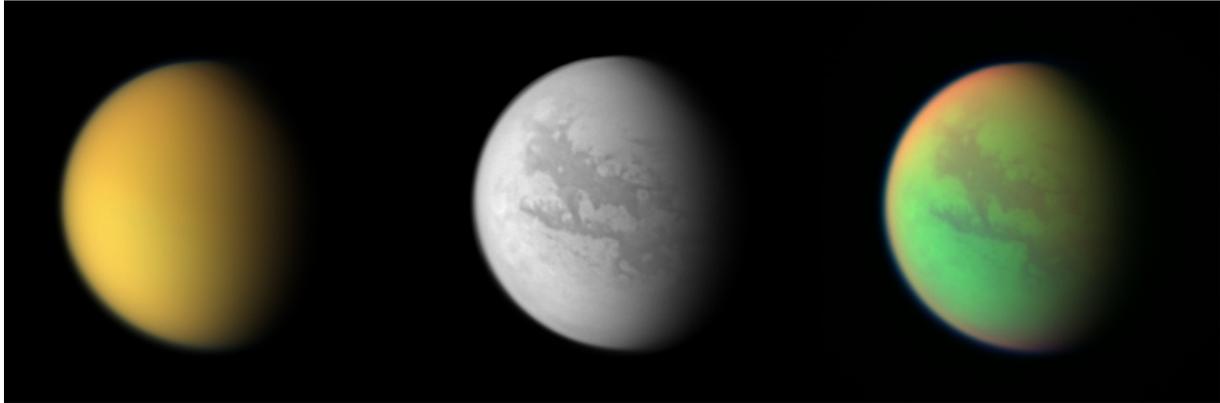


FIG. 1 – Vue de Titan en couleurs naturelles, à 938 nm (proche IR) et par assemblage visible + IR

Avec la mission Voyager en 1980 qui apporta une multitude de données sur Titan, le Laboratoire de Météorologie Dynamique commence à modéliser cette atmosphère en utilisant le noyau dynamique de son modèle de circulation générale (le LMDZ) et observe une superrotation (Hourdin *et al.*, 1992). Depuis, le modèle a évolué par un couplage avec la photochimie de Titan (Lebonnois *et al.*) et la microphysique des brumes (Cabane *et al.*, Rannou *et al.*) et donne des résultats extrêmement cohérents.

Avec l'arrivée de Cassini dans le système saturnien en 2004 et la descente d'Huygens au début de cette année, de nouvelles données permettent de mettre à l'épreuve le modèle et d'avancer dans la compréhension de l'atmosphère de Titan. C'est dans cette effervescence que ce stage a eu la chance d'avoir lieu.

La première moitié du stage a permis de développer une interface de visualisation des résultats du modèle de circulation général, outil pratique pour les chercheurs mais aussi pédagogique pour comprendre le fonctionnement de l'atmosphère de Titan.

La compréhension du système atmosphérique de Titan a donc ensuite été basée sur les représentations de l'atmosphère par cette interface mais aussi sur des calculs théoriques établis avec l'aide de Sébastien Lebonnois et Frédéric Hourdin.

Cette analyse de l'atmosphère de Titan a constitué le fondement de la compréhension des données Cassini et de leur interprétation, en comparaison avec le modèle de circulation générale.

## 1 Création de l'interface de visualisation

### 1.1 Présentation du modèle de circulation générale

L'atmosphère de Titan présentant une symétrie quasiment zonale, le modèle de circulation générale de Titan est 2D pour permettre des temps de calculs raisonnables, moyennant une paramétrisation du mélange horizontal par les ondes (instabilités barotropes). La grille du modèle compte 49 points en latitude et 55 en altitude. Aux limites, le flux avec la haute atmosphère est fixé pour

les espèces chimiques et calculé grâce à un modèle 1D de la haute atmosphère. En surface, la fraction molaire du méthane est maintenue constante. Le modèle chimique compte 44 composés et 343 réactions.

## 1.2 L'interface de visualisation

En vue de la mission Cassini–Huygens, le Laboratoire de Météorologie Dynamique a mis à disposition de la communauté une base de données au format texte ASCII contenant les résultats du modèle pour 31 variables physiques et chimiques (température, vents, fractions molaires des différents composés) pour une année Titan (environ 30 années terrestres) échantillonnée en 32 points. La base peut donc être considérée comme un ensemble de 31 matrices  $49 \times 55$  (latitude  $\times$  altitude), et ce pour chaque pas de temps, soit 32 fois. Pascal Rannou (Service d'Aéronomie du CNRS) a alors codé une fonction Fortran nommée `askDbase` permettant d'extraire un fichier texte contenant l'ensemble des valeurs prises par une variable de cette base de données en n'importe quel point de la grille à tout moment de l'année Titan. Pour permettre la représentation de ces données, l'idéal était alors de développer une interface permettant de visualiser tous les profils de Titan de la manière la plus simple possible. Dans le cadre du stage, ceci a permis une exploration facile du modèle de circulation générale, indispensable à la compréhension de Titan.

Pour cela, le langage choisi est Matlab, qui graphiquement propose de très nombreuses possibilités par rapport au Fortran et permet la compilation d'un programme exécutable sur tout environnement, rendant ainsi la visualisation de la base de données de Titan sur n'importe quel ordinateur. L'ambition de ce programme étant maintenant présentée, sa description sera rapidement esquissée, au risque d'être sinon soporifique.

### 1.2.1 Liaison Matlab – Fortran

La liaison entre la fonction Fortran et Matlab est possible grâce à une Gateway Function introduite dans le code Fortran qui indique à Matlab par un système de pointeurs les entrées – sorties et assure la liaison entre le système matriciel de Matlab et les scalaires de Fortran. La compilation d'un fichier MEX, compréhensible par Matlab, permet alors à la commande :

```
[field,axis1,axis2,dim1,dim2]=askDbase(t,l,p,0,0,'temp')
```

de stocker dans la matrice `field` de dimension  $\text{dim1} \times \text{dim2}$  la température pour un temps `t`, une latitude `l` et une altitude en pression `p`. Selon le nombre de paramètres d'entrée (inputs `t, l, p`), la fonction renvoie une valeur (3 inputs), un champ 1D (2 inputs) ou un champ 2D (1 input).

### 1.2.2 Structure générale

La structure générale du programme est résumée sur la figure 2.

## 2 L'atmosphère de Titan

Ce chapitre propose une compréhension de l'atmosphère de Titan par des approches quantitatives et l'utilisation de l'interface de visualisation développée pendant le stage. Ceci permettra d'aborder les notions essentielles à la comparaison finale des données Cassini avec le modèle de circulation générale.

### 2.1 Introduction

Lorsque le physicien et astronome hollandais Christiaan Huygens découvre Titan au printemps 1655, il la croit dépourvue d'atmosphère, tout comme notre Lune, conclusion bien hâtive que nous lui pardonnons. Il faudra attendre 1908 pour que l'astronome espagnol Comas Sola observe l'effet d'assombriement centre–bord et en déduise la présence d'une atmosphère.

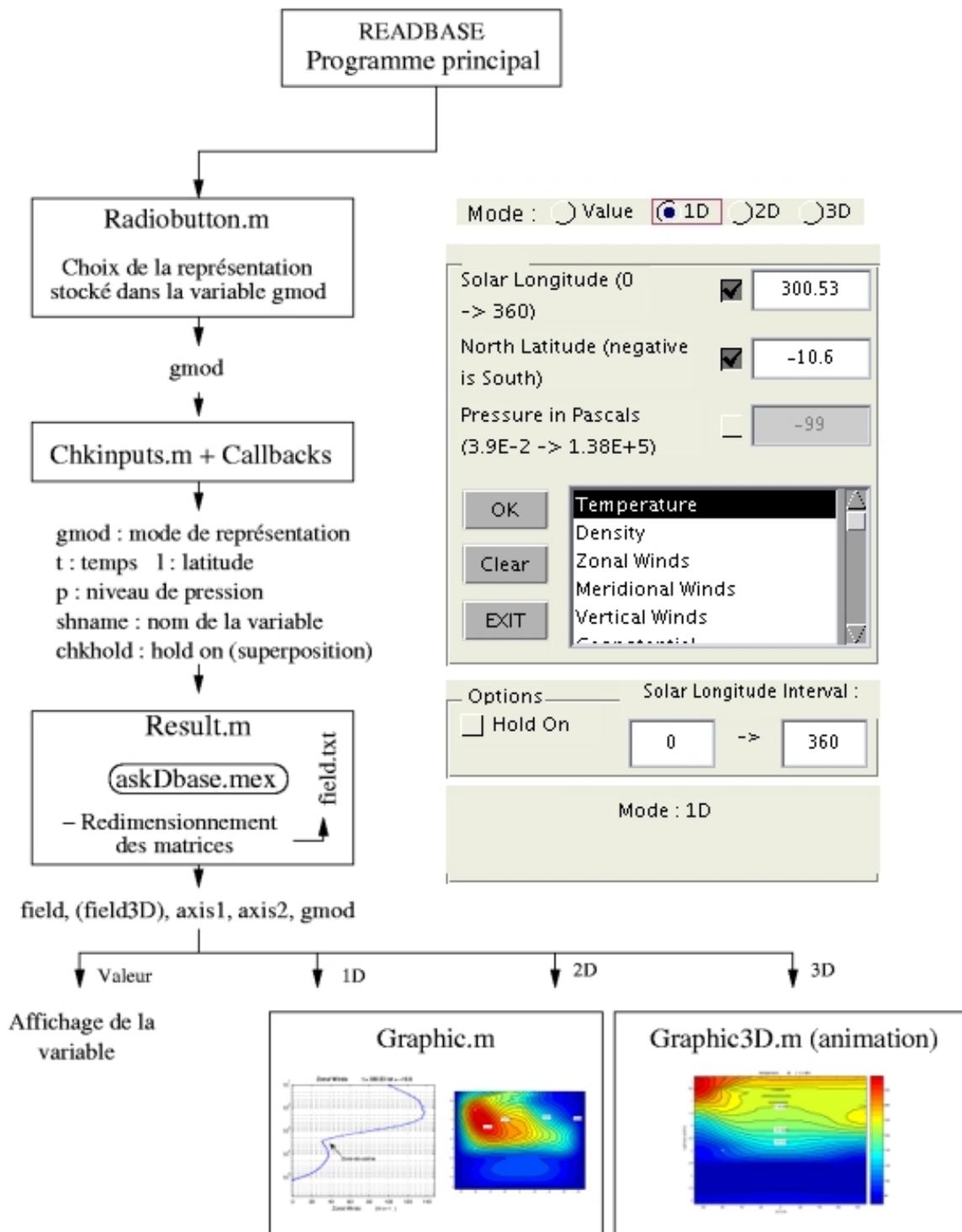


FIG. 2 – Structure de l’interface de visualisation

Le logiciel affiche la bonne représentation (profil, profils superposés, contours, profils alignés en 3D, animation sur une durée choisie) à la bonne échelle (linéaire, logarithmique) et exporte les données dans les fichiers `field.txt`, `axis1.txt` et `axis2.txt`.

Titan est le plus gros satellite du système solaire après Ganymède (Jupiter) avec un rayon de 2575 km. Il gravite à près d'un million de km de son frère de la mythologie grecque Cronos (alias Saturne dans la religion romaine) avec une période de 15.95 jours terrestres.

Saturne et Titan ont une période orbitale autour du Soleil de 30 ans. Pour repérer la position de Saturne et Titan sur leur orbite, on utilise la longitude solaire  $L_s$  qui est l'angle entre Saturne, le Soleil et le point vernal (équinoxe de Printemps, voir figure 3). L'axe de rotation de Saturne faisant un angle de  $26.7^\circ$  avec la normale au plan orbital (obliquité), on observe comme sur Terre une variation latitudinale de l'insolation de Titan et donc un cycle saisonnier.

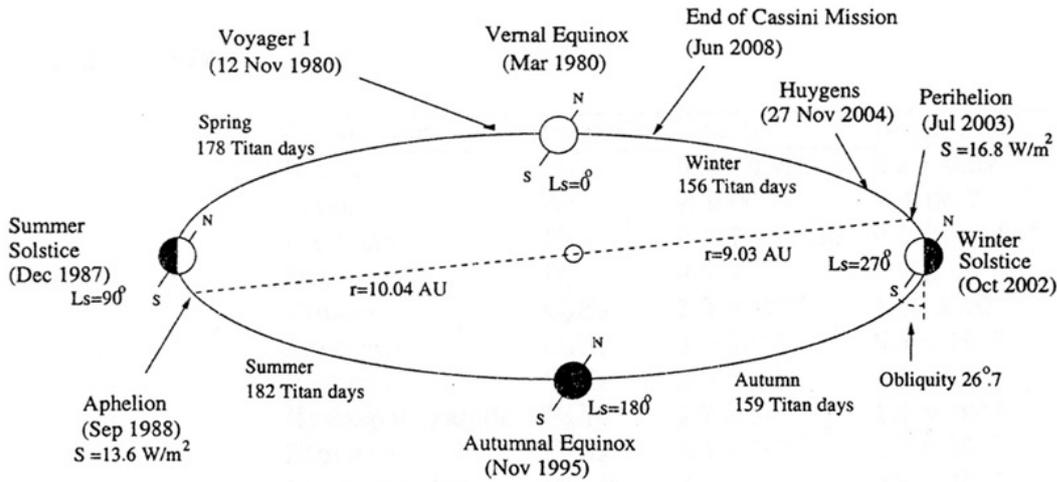


FIG. 3 – Orbite de Saturne et Titan autour du Soleil [Tokano, 2000]

L'excentricité de l'orbite est de 0.056, soit 3 fois celle de l'orbite terrestre.

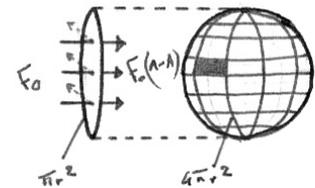
Placé à 9.546 UA du Soleil (9.546 fois la distance Terre–Soleil, soit  $1.428 \times 10^9$  km), Titan reçoit 1.1% du flux solaire reçu sur Terre, soit environ  $F_0 = 15.1$  W/m<sup>2</sup>. On peut donc faire une première approximation de la température d'équilibre de Titan en écrivant l'équilibre entre le flux solaire et le rayonnement thermique<sup>1</sup> :

$$\underbrace{4\pi r^2 \sigma T_{eq}^4}_{(1)} = \underbrace{\pi r^2 (1 - A) F_0}_{(2)}$$

- (1) Emission de Titan considéré comme un corps noir de rayon  $r$
- (2) Flux solaire reçu par le disque de rayon  $r$  avec un albédo planétaire  $A$

On obtient donc, en supposant que l'albédo planétaire est le même que celui de la Terre (30%) :

$$T_{eq} = \left( \frac{F_0}{4\sigma} (1 - A) \right)^{\frac{1}{4}} = 82.6 \text{ K} \quad (1)$$



## 2.2 Structure verticale de l'atmosphère

### 2.2.1 Composition générale et profil de température

#### Données Voyager

Avant l'arrivée de la mission Cassini – Huygens, la plupart des données concernant Titan proviennent de la sonde Voyager 1 qui passe le 12 Novembre 1980 à 4000 km de sa surface. A son bord, plusieurs instruments permettent l'étude de l'atmosphère titanesque : le système d'imagerie **ISS**, le système d'expériences radio **RSS** et les spectromètres infrarouge **IRIS** et ultraviolet **UVS**.

<sup>1</sup>Emission d'un corps noir avec  $\sigma = 5.67 \times 10^{-8}$  J m<sup>-2</sup> K<sup>-4</sup> s<sup>-1</sup> constante de Stefan–Boltzmann

Rayon $r$	2575 km
Masse $M$	$1.346 \times 10^{23}$ kg
Densité moyenne	$1.881 \text{ g.cm}^{-3}$
Gravité à la surface $g$	$1.35 \text{ m.s}^{-2}$
Distance de Saturne	$1.226 \times 10^6$ km
Distance du Soleil	9.546 UA ( $1.428 \times 10^9$ km)
Période autour de Saturne (un jour Titan)	15.95 jours
Période autour du Soleil (une année Titan)	29.5 ans
Excentricité autour du Soleil	0.056
Obliquité	$26.7^\circ$
Flux solaire	$15.1 \text{ W.m}^{-2}$
Température de surface $T_s$	94 K
Pression de surface $p_s$	1.5 bar
Constante des gaz parfaits $R$	$297 \text{ J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$
Capacité calorifique à $p$ cste	$1120 \text{ J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$
Hauteur d'échelle $H$	18 km

TAB. 1 – Tableau récapitulatif (d'après [Lebonnois, 2000] et [Tokano, 2000])

Dans l'ultraviolet, Voyager détecte la présence majoritaire de  $\text{N}_2$  (fraction molaire 0.98), ce qui fait de Titan le seul corps du système solaire qui, avec la Terre, est entouré d'une atmosphère dense d'azote. Le second constituant le plus abondant est le méthane  $\text{CH}_4$  (0.018) et le troisième  $\text{H}_2$  ( $\simeq 0.002$ ). La photodissociation par le rayonnement solaire de  $\text{N}_2$  et de  $\text{CH}_4$  est à l'origine de nombreuses réactions chimiques aboutissant à la formation d'hydrocarbures et de nitriles (fraction molaire de l'ordre de  $[10^{-9} - 10^{-5}]$ ), dont la polymérisation forme cette épaisse couche de brume orange qui voile la surface de Titan (ceci sera détaillé dans la partie photochimique).

La structure thermique de la basse atmosphère est déterminée grâce à **RSS** par radio-occultation. Cette technique consiste à envoyer un signal radio vers la Terre lorsque Voyager se trouve derrière Titan de façon à ce qu'il traverse son atmosphère. Par un traitement complexe du signal reçu, il est alors possible de retrouver le profil de température et de pression jusqu'à une altitude de 200 km.

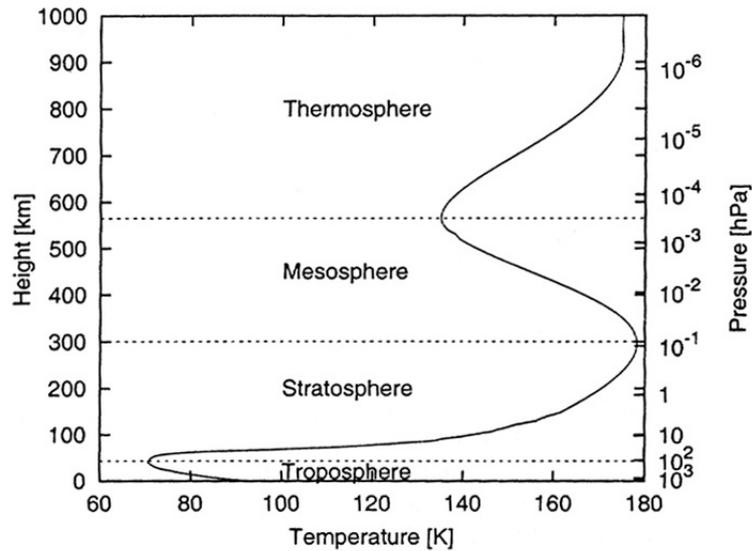
Pour la plus haute atmosphère, le spectromètre **IRIS** complète le profil ainsi que le spectromètre ultraviolet **UVS** par analyse de l'atténuation du flux solaire UV lors d'une occultation du Soleil par Titan.

Les différentes mesures permettent alors de contraindre différents profils de température théoriques, comme celui retenu pour la préparation de la mission Cassini – Huygens présenté sur la figure 4.

En surface sont observées une pression  $p_s \simeq 1.5$  bar et une température d'environ 94 K. Notons que ceci permet d'avoir une idée de la masse d'une colonne d'atmosphère de surface unité par intégration de l'équilibre hydrostatique  $\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g$ . Sachant que la gravité titanesque est de  $1.35 \text{ m s}^{-2}$ , cela donne<sup>2</sup> une masse  $m = \frac{p_s}{g} S = 1.1 \times 10^5$  kg. Par comparaison, cette masse sur Terre est d'environ  $1 \times 10^4$  kg, soit 10 fois moins que sur Titan. L'atmosphère de Titan est donc beaucoup plus dense. Elle est constituée de différentes couches :

	Altitude	Température
Troposphère	0 – 43 km	94 – 73 K
Stratosphère	43 – 300 km	73 – 178 K
Mésosphère	300 – 565 km	178 – 135 K
Thermosphère	> 565 km	135 – 175 K

$$^2m = \left(\int_0^z \rho dz\right)S = \left(\int_z^0 \frac{dp}{g}\right)S = \frac{p_s - p(z)}{g} S$$

FIG. 4 – Profil de température établi par Yelle *et al.* (1997)

Nous nous limiterons ici à l'étude de la troposphère et de la stratosphère, qui sont les deux couches représentées dans le modèle de circulation générale de Titan et dont Cassini a pu calculer le profil de température.

#### Données Cassini

La plate-forme Cassini survole pour la première fois Titan le 2 Juillet 2004. Elle observe la haute atmosphère (700 → 800 km) grâce au spectro-imageur ultra-violet **UVIS** et au spectromètre de masse ions-neutres **INMS** ainsi que la basse atmosphère (en dessous de 400 km) grâce au système d'expériences radio **RSS**, au spectro-imageur visible et infrarouge **VIMS** et au spectromètre infrarouge composite **CIRS**, dont proviennent actuellement l'essentiel des données [Flasar, 2005]. Elle a également porté jusqu'au 14 Janvier 2005 la sonde Huygens avant de la libérer dans l'atmosphère de Titan, permettant ainsi une analyse in-situ de l'atmosphère de Titan tout au long de la descente.

Le spectromètre infrarouge **CIRS** a permis une nouvelle mesure du profil de température à 15°S que nous comparons au profil issu du modèle de circulation générale sur la figure 5.

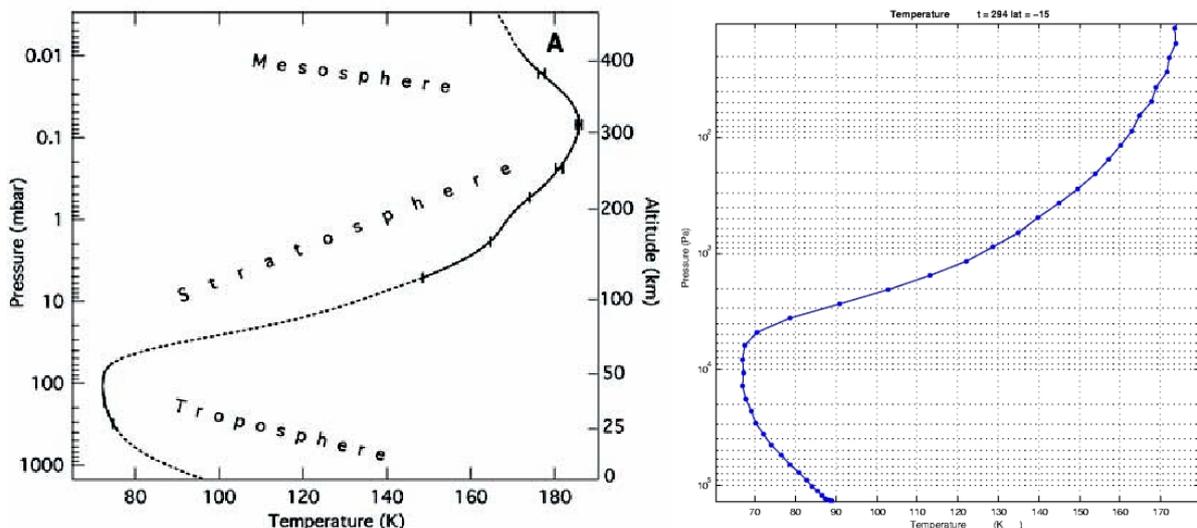


FIG. 5 – Profil de température de Cassini (mbar ou hPa) et du modèle (Pa)

Nous remarquons que le modèle reproduit très bien la troposphère tandis que le sommet de la

stratosphère, la stratopause, que Cassini situe à 310 km, est plus froide (174 K pour le modèle et 186 K pour Cassini).

Ce profil de température est très particulier, ce que nous allons voir à présent par une étude radiative.

### 2.2.2 Etude radiative

La structure thermique de la basse atmosphère de Titan résulte de la compétition entre un effet de serre et un anti effet de serre.

Un effet de serre a lieu lorsqu'une atmosphère est transparente dans le visible mais opaque dans l'infrarouge. Le flux solaire qui atteint la surface grâce à la transparence dans le visible est réémis par la planète (corps noir) sous forme d'un rayonnement IR, lequel est piégé par l'opacité dans l'IR de l'atmosphère. Il en résulte un réchauffement de la planète.

Un anti effet de serre a lieu lorsqu'une couche de haute altitude absorbe fortement dans le visible mais faiblement dans l'IR, refroidissant alors la planète. Pour mieux comprendre ce phénomène, nous construisons un modèle à deux couches<sup>3</sup> (troposphère et stratosphère) d'émissivités respectives dans l'IR  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$ . La stratosphère, contrairement à la troposphère, peut absorber le rayonnement visible et son absorptivité est notée  $\alpha$ . Les différents flux visibles et IR sont représentés sur la figure 6.

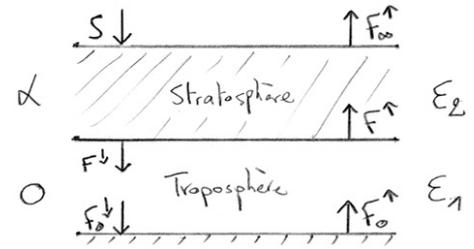


FIG. 6 – Modèle radiatif à deux couches

Rappelons qu'en notant  $F_0 = 15.1 \text{ W/m}^2$  le flux provenant du Soleil au niveau de Titan et  $A$  l'albédo planétaire, le flux d'énergie solaire  $S$  reçu en moyenne par mètre carré de surface de Titan est  $F_0(1 - A)$  corrigé du rapport entre la surface du disque lumineux et la surface planétaire; nous obtenons donc  $S = F_0(1 - A) \frac{\pi r^2}{4\pi r^2} = \frac{F_0}{4}(1 - A)$ . En notant  $B = \sigma T^4$  les émissions IR, nous pouvons écrire les différents flux ainsi :

$$\begin{aligned} (1) \quad S &= \frac{F_0}{4}(1 - A) & (2) \quad F^\downarrow &= (1 - \alpha)S + \epsilon_2 B_2 \\ (3) \quad F_0^\downarrow &= (1 - \alpha)S + \epsilon_1 B_1 & (4) \quad F_0^\uparrow &= \sigma T_S^4 \\ (5) \quad F^\uparrow &= \epsilon_1 B_1 + (1 - \epsilon_1)F_0^\uparrow & (6) \quad F_\infty^\uparrow &= \epsilon_2 B_2 + (1 - \epsilon_2)F^\uparrow \end{aligned}$$

*Remarque* : Pour simplifier les calculs, le terme du second ordre  $(1 - \epsilon_1)\epsilon_2 B_2$  dans l'équation de  $F_0^\downarrow$  est négligé.

Nous calculons ensuite les différents bilans d'énergie :

- Au sommet :  $S = \epsilon_2 B_2 + (1 - \epsilon_2)F^\uparrow$
- En surface :  $\epsilon_1 B_1 + (1 - \alpha)S = F_0^\uparrow$
- Pour la stratosphère :  $F^\downarrow = F^\uparrow$

Nous obtenons finalement le système de trois équations à trois inconnues  $B_1$ ,  $B_2$  et  $T_S$  suivant :

$$\begin{pmatrix} S = \epsilon_2 B_2 + (1 - \epsilon_2)(\epsilon_1 B_1 + (1 - \epsilon_1)\sigma T_S^4) \\ \epsilon_1 B_1 + (1 - \alpha)S = \sigma T_S^4 \\ (1 - \alpha)S + \epsilon_2 B_2 = \epsilon_1 B_1 + (1 - \epsilon_1)\sigma T_S^4 \end{pmatrix}$$

Système qui après résolution donne :

$$B_1 = \frac{(2 - \alpha) - (1 - \alpha)(1 - \epsilon_1)(2 - \epsilon_2)}{\epsilon_1(2 - \epsilon_1)(2 - \epsilon_2)} S \quad (2)$$

$$B_2 = \frac{1}{\epsilon_2}(\epsilon_1 B_1(2 - \epsilon_1) - \epsilon_1(1 - \alpha)S) \quad (3)$$

<sup>3</sup>Ce modèle est inspiré du partiel de Frédéric Hourdin et de l'article de [McKay, 1991]

$$\sigma T_S^4 = \epsilon_1 B_1 + (1 - \alpha)S \quad (4)$$

Pour pouvoir étudier l'influence des différents paramètres  $\alpha$ ,  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$ , nous numérisons ces équations et retenons quatres simulations dont les résultats sont représentés dans le tableau 2.

Simulation	$\alpha$	$\epsilon_1$	$\epsilon_2$	$T_S$	$T_1$	$T_2$
(1)	1	1	1	83 K	83 K	83 K
(2)	0	1	0.01	98 K	83 K	70 K
(3)	0.3	1	0.01	92 K	79 K	164 K
(4)	0.3	0.01	0.01	78 K	139 K	164 K

TAB. 2 – Quatres simulations de référence du modèle radiatif à deux couches

La **première simulation** considère une stratosphère totalement opaque dans le visible et l'IR et une troposphère totalement opaque dans l'IR mais transparente dans le visible, comme dans toutes les simulations. Dans ce cas, la totalité du flux solaire visible est absorbé et les deux couches réémettent la totalité du flux solaire visible dans l'IR. Le tout se comporte comme un corps noir et l'ensemble est donc isotherme et de température égale à la température d'équilibre (cf 1) d'environ 83 K.

Pour la **seconde simulation**, la stratosphère n'absorbe plus dans le visible et est quasi transparente dans l'IR. Dans ce cas, le flux solaire visible parvient en quasi totalité en surface où il est absorbé et réémis sous forme d'un rayonnement IR. Ce rayonnement IR est piégé par la troposphère en créant un **effet de serre** qui augmente la température de surface de 15 K.

Pour la **troisième simulation**, l'ajout d'une absorptivité dans le visible de la stratosphère change grandement le profil de température. La stratosphère, qui absorbe une partie du rayonnement solaire visible, le réémet en IR. Etant donné sa faible émissivité IR, la stratosphère, pour réémettre dans l'IR la totalité du rayonnement visible qu'elle a absorbé, doit augmenter sa température, ici de 94 K. Dans la simulation (2), l'équation 2 donnait un  $B_1$  quasiment égal à  $S$ . Ici, l'ajout de l'absorptivité  $\alpha$  diminue  $B_1$  et  $B_1 \simeq \frac{1.7}{2}S$ , ce qui correspond à une diminution de température troposphérique. L'équation 4 permet également de comprendre le refroidissement de la température de surface de 6 K. Tout ceci est caractéristique d'un **anti effet de serre** : une stratosphère extrêmement chaude au-dessus d'une troposphère froide.

La simulation (3) est le résultat d'un effet de serre auquel on ajoute un anti effet de serre. La **quatrième simulation** consiste à enlever cette effet de serre pour ne laisser que l'anti effet de serre. Dès lors, la troposphère disparaît et la température croît à partir d'une surface plus froide de 14 K.

Le profil de température de Titan correspond à la troisième simulation et donc résulte d'une compétition entre un effet de serre et un anti effet de serre. La brume orangée stratosphérique évoquée plus haut absorbe en effet dans le visible ( $\alpha = 0.3$ ) mais laisse passer le rayonnement IR ( $\epsilon_2 = 0.01$ ).

La troposphère quant à elle serait assez dense pour donner lieu à une opacité IR induite par collisions. A ce propos donnons un ordre de grandeur de la différence de densité entre ces deux couches. L'équation d'un gaz parfait s'écrit  $p = \rho RT$  et la densité  $n$  s'écrit  $n = \frac{\rho N}{\mu}$  avec  $N$  constante d'Avogadro ( $N = 6.02 \times 10^{23}$ ) et  $\mu$  masse molaire de l'air (atmosphère dense d'azote,  $\mu = 28 \text{ g.mol}^{-1}$ ). Le tableau 3 compare la densité de l'air de la troposphère à celui de la stratosphère.

Densité ( $m^{-3}$ )	Troposphère ( $p = 100 \text{ hPa}$ et $T = 73 \text{ K}$ )	Stratosphère ( $p = 0.1 \text{ hPa}$ et $T = 178 \text{ K}$ )
$n = \frac{p}{RT} \frac{N}{\mu}$	$n \simeq 10^{24}$	$n \simeq 4.1 \times 10^{21}$

TAB. 3 – Densité comparée de la troposphère et de la stratosphère

La troposphère est donc environ 250 fois plus dense que la stratosphère. Cette différence implique l'existence dans la troposphère d'une absorption IR induite par collisions de  $N_2$ ,  $CH_4$  et  $H_2$  qui n'a pas lieu dans la stratosphère (voir [Samuelson, 2003]), d'où l'émissivité  $\epsilon_1 = 1$  du modèle.

La brume absorbe donc une grande partie du rayonnement solaire et il en parvient peu en surface. Dès lors, le chauffage de la surface est suffisamment limité pour que le profil verticale de température troposphérique soit quasi adiabatique et donc stable. La surface n'exerce donc aucune contrainte sur l'atmosphère, celle-ci étant alors dynamiquement libre. A ce propos, maintenant que nous comprenons le profil vertical de température de Titan, il est grand temps de passer à une étude plus horizontale du forçage radiatif, autrement dit une étude dynamique.

## 2.3 La dynamique stratosphérique

### 2.3.1 Pourquoi ce titre ?

Voyager, qui a survolé Titan lors de l'équinoxe de printemps Nord, a permis grâce au spectromètre infrarouge **IRIS** de calculer les profils latitudinaux de température à trois altitudes différentes : à la tropopause ( $\simeq 100$  hPa), près de la surface ( $\simeq 1500$  hPa) et dans la haute stratosphère ( $\simeq 1$  hPa).

Les gradients latitudinaux de température au niveau de la troposphère sont faibles et d'environ 3 K, avec une symétrie par rapport à l'équateur. La constante de temps radiative dans la troposphère, qui est un temps de réponse au forçage radiatif, est d'environ 140 ans ([Samuelson, 2003]). Par comparaison, la durée d'une année Titan, et donc la périodicité des variations latitudinales d'insolation dues à son obliquité, est d'environ 30 ans. La troposphère est donc relativement insensible aux variations d'insolation.

A l'inverse, la constante de temps radiative dans la stratosphère est courte comparée à une année Titan et les variations latitudinales de température suivent les variations d'insolation. Sur la figure 7 sont représentées les variations des profils méridiens de température au cours d'une année Titan calculées par le modèle de circulation générale du laboratoire. Les faibles gradients méridiens de température de la troposphère, sa symétrie et son inertie face aux variations d'insolation sont visibles sur la figure de gauche. Les températures stratosphériques de la figure de droite suivent au contraire l'insolation.

Ces forts gradients latitudinaux de température dans la stratosphère (de l'ordre de 40 K sur la figure 7 à droite) impliquent un transport méridien de chaleur des plus efficaces qui contraste avec le calme de la troposphère. C'est pourquoi l'on parle de dynamique stratosphérique. Bien sûr, la dynamique troposphérique existe et commence à révéler ses secrets, mais elle n'est pas comparable à celle qui la recouvre, comme nous allons le voir.

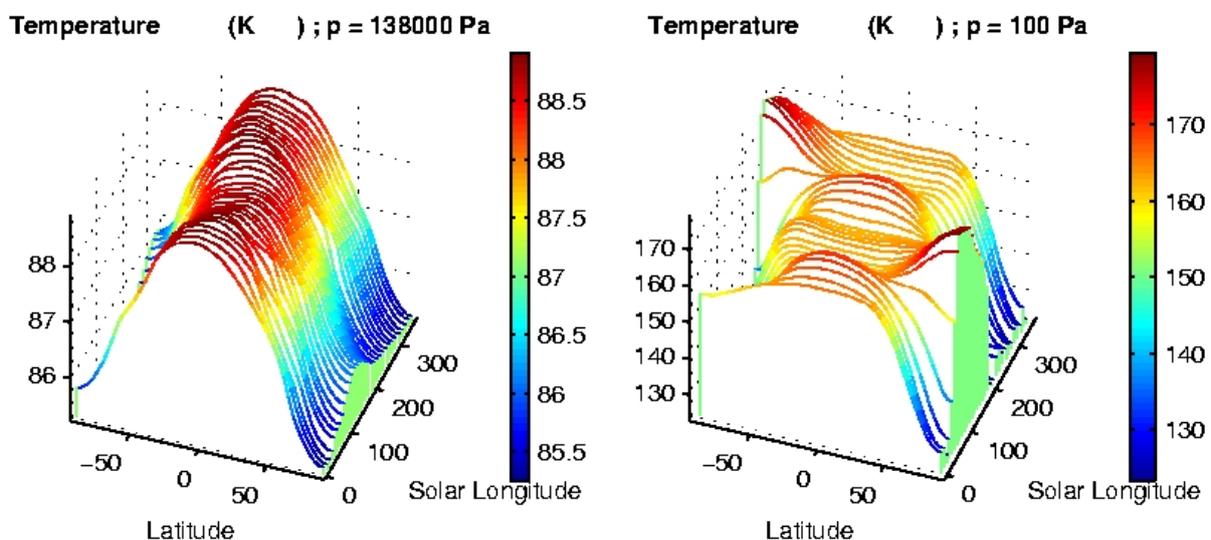


FIG. 7 – Variations des profils méridiens de température au cours d'une année pour la troposphère (gauche) et la stratosphère (droite)

### 2.3.2 La circulation méridienne

Le transport de chaleur des régions de forte insolation vers les régions de faible insolation se fait par l'intermédiaire de gigantesques cellules de Hadley, qui contrairement à celles de la Terre qui s'arrêtent aux régions subtropicales, s'étendent jusqu'aux pôles. Autour des solstices, la circulation est donc dominée par des cellules de Hadley allant d'un pôle à l'autre, avec ascendance dans l'hémisphère d'été et subsidence dans l'hémisphère d'hiver. Lorsque cette circulation s'inverse d'un solstice à un autre, cette cellule unique se divise en deux cellules atteignant toujours les pôles mais avec cette fois une ascendance déplacée qui se situera à l'équateur lors de l'équinoxe.

Pour comprendre une telle extension des cellules de Hadley et ce qu'une telle circulation méridienne implique, rappelons quelques notions essentielles.

### 2.3.3 Equations fondamentales

#### La conservation du moment cinétique

Un principe essentiel à la compréhension des atmosphères est la conservation du moment cinétique. Le moment cinétique est le produit vectoriel de  $\overrightarrow{OM}$  de norme la distance à l'axe de rotation avec la quantité de mouvement  $\vec{p} = m\vec{v}$  :

$$\vec{\mu} = \overrightarrow{OM} \times m\vec{v} \quad (5)$$

En coordonnées sphériques, la projection de ce moment cinétique sur l'axe de rotation de la planète est égale au produit de la masse  $m$ , de la distance à l'axe  $d$  et de la composante zonale de la vitesse. Cette composante zonale de la vitesse correspond au déplacement absolu de l'atmosphère, c'est-à-dire au mouvement de rotation de la planète  $d\Omega$  auquel on ajoute la vent zonal  $u$  qui est la composante du vent sur l'axe  $\vec{i}$  en coordonnées sphériques. Avec une distance à l'axe  $d = r \cos \phi$ , la conservation du moment cinétique consiste à dire que sa dérivée Lagrangienne<sup>4</sup> est nulle, soit :

$$\frac{d}{dt}[mr \cos \phi(r \cos \phi \Omega + u)] = 0 \quad (6)$$

#### L'équilibre du vent thermique

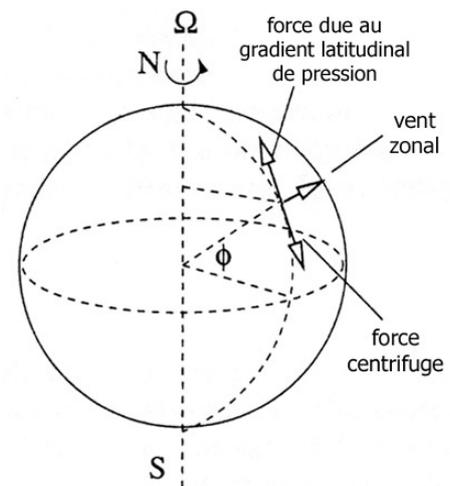
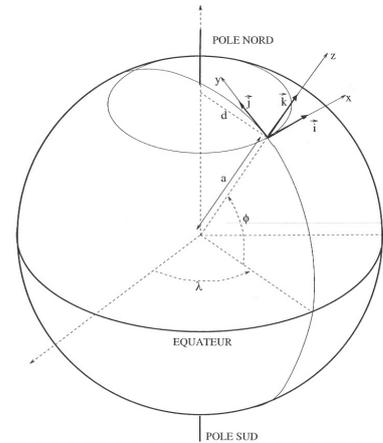
Considérons à présent une particule fluide en rotation à vitesse constante autour de l'axe de rotation de la planète. Son accélération absolue en base de Frénet s'écrit :

$$\gamma_a = \frac{v^2}{d} = \frac{(u + r \cos \phi \Omega)^2}{r \cos \phi} = \frac{u^2}{r \cos \phi} + 2\Omega u + r\Omega^2 \cos \phi \quad (7)$$

Le terme  $r\Omega^2 \cos \phi$  provient de l'équilibre d'une particule fluide fixe à la surface de la planète et est déjà pris en compte dans la gravité terrestre qui est ajustée par aplatissement de la planète aux pôles. Par conséquent, si l'on supprime ce terme et que l'on projette cette accélération absolue sur l'axe méridien  $\vec{j}$  du repère tournant, on obtient :

$$\gamma_j = \left( \frac{u^2}{r \cos \phi} + 2\Omega u \right) \sin \phi = \frac{u^2}{r} \tan \phi + 2\Omega u \sin \phi \quad (8)$$

L'équilibre du vent thermique consiste à dire qu'en moyenne zonale la force centrifuge apparente résultant de cette accélération  $-m\gamma_j$  est en équilibre avec la force due au gradient latitudinal de pression  $-\frac{1}{r\rho} \frac{\partial p}{\partial \phi}$ , ce qui s'écrit :



<sup>4</sup>Variation temporelle du moment cinétique calculée en suivant la particule fluide en déplacement

$$\frac{1}{r\rho} \frac{\partial p}{\partial \phi} + 2\Omega u \sin \phi + u^2 \frac{\tan \phi}{r} = 0 \quad (9)$$

### 2.3.4 Application à la stratosphère de Titan

Nous avons vu que le fort gradient latitudinal de température de la stratosphère était le moteur de la circulation par les cellules de Hadley. En effet, si l'on se place par exemple à l'équinoxe, l'équateur dont l'insolation est la plus grande se réchauffe, ce qui correspond à une expansion de la masse d'air et **pour une altitude donnée** à une augmentation de pression. Inversement, les pôles se refroidissent, ce qui correspond à une compression de la masse d'air et pour une altitude donnée à une diminution de pression. A une altitude fixe, la force due au gradient latitudinal de pression  $-\frac{1}{r\rho} \frac{\partial p}{\partial \phi}$  est donc dirigée selon  $\vec{j}$  et il se crée une circulation de Hadley. De plus, la pression diminuant avec la latitude, le maintien de l'équilibre du vent thermique (cf équation 9) impose un renforcement du vent zonal, d'autant plus intense que le terme de Coriolis  $2\Omega u \sin \phi$  sur Titan est faible (un jour Titan dure 15.95 jours terrestres,  $\Omega$  est donc environ 16 fois plus petit que sur Terre).

En 1989 (proche du solstice d'été Nord), l'occultation de l'étoile 28 Sgr par Titan permet de reconstituer une partie du profil latitudinal du vent zonal. Celui-ci présente vers 250 km un jet d'environ  $170 \text{ m.s}^{-1}$  vers  $60^\circ\text{S}$  et pour de plus basses latitudes un vent zonal d'environ  $100 \text{ m.s}^{-1}$ . La surface de Titan tournant à l'équateur à une vitesse  $r\Omega = 2575 \times 10^3 \frac{2\pi}{24 \times 3600 \times 15.95} \simeq 11.7 \text{ m.s}^{-1}$ , l'atmosphère tourne 10 fois plus vite que le corps solide de la planète : l'atmosphère est en **superrotation**.

Ce phénomène peut être compris grâce à l'équilibre du vent thermique en reprenant l'équation 9. Grâce à l'équation d'un gaz parfait  $p = \rho RT$ , nous pouvons réécrire la force due au gradient latitudinal de pression :

$$-\frac{1}{r\rho} \frac{\partial p}{\partial \phi} = -\frac{RT}{rp} \frac{\partial p}{\partial \phi} = -\frac{RT}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} (\ln p) \quad (10)$$

Des observations récentes faites par la sonde Huygens montre une zone de calme vers 50 km d'altitude où le vent zonal s'annulerait, voire serait rétrograde. Par intégration de l'équilibre hydrostatique à partir de ce niveau  $z_0 = 50 \text{ km}$ , en notant pour simplifier  $z$  l'altitude au-dessus de ce niveau, et en supposant que  $T$  ne dépend pas de  $z$ , nous pouvons écrire que  $p = p_0 \exp(\frac{-zg}{RT})$  et poursuivre l'équation 10 :

$$-\frac{RT}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} (\ln p) = \frac{gTz}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} \left( \frac{1}{T} \right) \quad (11)$$

Ce que nous voudrions calculer à présent, c'est la variation latitudinal de température  $\frac{\partial}{\partial \phi} \left( \frac{1}{T} \right)$ . Pour cela nous nous plaçons au solstice d'hiver Nord à une altitude d'environ 250 km et estimons la fonction  $T(\phi)$  par une décroissance linéaire entre  $30^\circ\text{N}$  et  $60^\circ\text{N}$ , comme le montre la figure 8 obtenue grâce au modèle de circulation générale. Ainsi  $T(\phi) = \alpha\phi + \beta$  et  $d\phi = \frac{dT}{\alpha}$ , d'où une réécriture de la force due au gradient latitudinal de pression :

$$\frac{gTz}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} \left( \frac{1}{T} \right) = \frac{gTz\alpha}{r} \frac{\partial}{\partial T} \left( \frac{1}{T} \right) = -\frac{gz\alpha}{rT(\phi)} \quad (12)$$

En reprenant l'équilibre du vent thermique 9 et en négligeant le terme de Coriolis par la faible vitesse de rotation de Titan, nous pouvons enfin écrire :

$$\frac{gz\alpha}{T(\phi)} + u^2 \tan \phi = 0 \quad (13)$$

En isolant  $u$ , nous obtenons pour  $\phi = 45^\circ$ ,  $\alpha = (144.5 - 162) \frac{180}{30\pi} = -33.4$  et une altitude de 150 km (donc  $z = 100 \text{ km}$ ) un vent zonal de  $172 \text{ m.s}^{-1}$  correspondant au jet. Si nous ramenons par conservation du moment cinétique cette particule au niveau de l'équateur, nous obtenons un vent zonal  $u_{eq} = r\Omega(\cos^2 \phi - 1) + u_{45} \cos \phi = 115 \text{ m.s}^{-1}$  et avons donc créé une superrotation<sup>5</sup>.

<sup>5</sup>Toute cette démarche est basée sur le cours et le partiel de L3 de Frédéric Hourdin

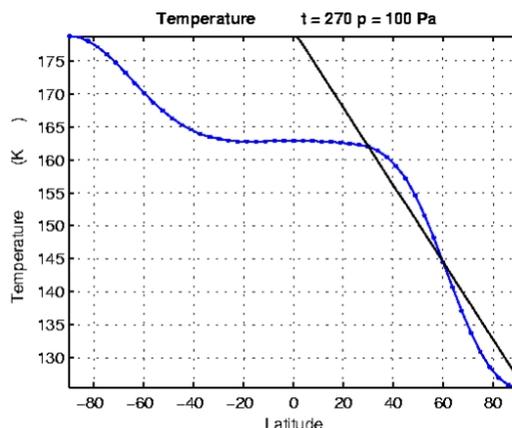


FIG. 8 – Profil latitudinale de T

## 2.4 La photochimie de Titan

### 2.4.1 Cycle des composés

Comme nous l'avons vu avec le modèle radiatif, le couplage entre la photochimie de Titan et sa dynamique, par rétroaction radiative, est essentiel à la bonne représentation de son atmosphère.

L'atmosphère de Titan est constituée essentiellement d'azote et de méthane. En surface,  $N_2$  constitue 94% de l'atmosphère et  $CH_4$  environ 6%. Le méthane serait libéré en surface par des réservoirs liquides et transporté dans l'atmosphère titanesque par la dynamique et par diffusion. Lorsqu'il atteint la tropopause, le méthane condense et précipite en partie et sa fraction molaire, au-dessus de la tropopause, n'est plus que de 2%.  $N_2$  et  $CH_4$  commencent par être photodissociés dans la thermosphère par le rayonnement ultraviolet en aboutissant à la formation d'acétylène  $C_2H_2$  et d'acide cyanhydrique  $HCN$ . L'apport de ces deux espèces dans la mésosphère et la stratosphère initie de nombreuses réactions aboutissant à la synthèse des hydrocarbures et des nitriles. Vers 400 km, la polymérisation de ces molécules commence à former la brume orangée. Les hydrocarbures et les nitriles sont susceptibles de condenser (cf figure 9) dès que leur courbe de vapeur saturante croise le profil de température. Cette condensation est facilitée par la brume, couche d'aérosols dont les particules fractales servent de noyaux de condensation. Ainsi, comme l'indique la figure 9,  $HCN$  va d'abord condenser, suivi principalement de l'éthane  $C_2H_6$  et du méthane  $CH_4$  pour former les nuages observés sur Titan. L'ensemble des composés formés condensent au niveau du piège froid que représente la basse stratosphère, précipitent et remplissent les réservoirs liquides de la surface.

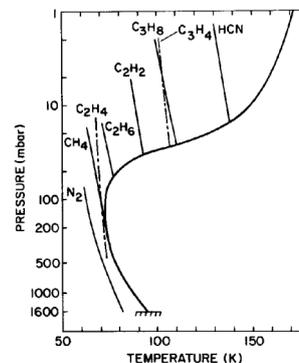
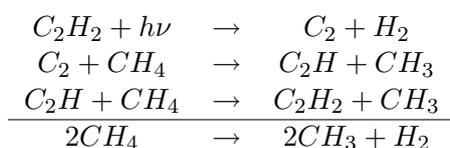


FIG. 9 – Courbes de vapeur saturante

### 2.4.2 Etude quantitative

Une étape clé dans la formation des hydrocarbures dans la stratosphère est le cycle catalytique de destruction du méthane qui permet la synthèse du radical méthyl  $CH_3$ . Cette destruction se fait par les radicaux  $C_2$  et  $C_2H$ , produits de la photodissociation de  $C_2H_2$ , et le cycle s'écrit :



Pour évaluer l'importance de cette destruction du méthane et mieux comprendre la chimie stratosphérique, calculons le taux de destruction de  $CH_4$  grâce à la base de données du modèle de circu-

lation générale. La destruction de  $CH_4$  s'écrit :

$$\frac{dn_{CH_4}}{dt} = k_{C_2} n_{C_2} n_{CH_4} + k_{C_2H} n_{C_2H} n_{CH_4} \quad (14)$$

Avec  $k_{C_2} = 5.05 \times 10^{-11} \exp(\frac{-297}{T})$ ,  $k_{C_2H} = 1.2 \times 10^{-11} \exp(\frac{-491}{T})$  et  $n_i$  les concentrations moléculaires. En notant  $y_i$  les rapports de mélange et  $n$  la densité, on peut réécrire l'équation 14 ainsi :

$$\frac{dn_{CH_4}}{dt} = y_{CH_4} n^2 (k_{C_2} y_{C_2} + k_{C_2H} y_{C_2H}) \quad (15)$$

Cette équation est ensuite intégrée verticalement en niveaux de pression (utilisés dans les modèles) grâce à l'équilibre hydrostatique  $\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g$  et à l'expression de la densité  $n = \frac{\rho N}{\mu}$  :

$$\int_0^\infty \frac{dn_{CH_4}}{dt} dz = \frac{1}{g} \int_0^{p_0} \frac{1}{\rho} \frac{dn_{CH_4}}{dt} dp = \frac{N}{\mu g} \int_0^{p_0} \frac{1}{n} \frac{dn_{CH_4}}{dt} dp \quad (16)$$

L'intégration numérique s'écrit, en notant  $i$  les 55 niveaux verticaux du modèle et  $\phi_i$  le géopotentiel exprimé en mètres (altitude) :

$$\frac{N}{\mu g} \int_0^{p_0} \frac{1}{n} \frac{dn_{CH_4}}{dt} dp \simeq \frac{N}{\mu g} \sum_i y_{CH_4} (k_{C_2} y_{C_2} + k_{C_2H} y_{C_2H}) n_i (p_i - p_{i+1}) \left(\frac{r + \phi_i}{r}\right)^2 \quad (17)$$

Le terme  $\left(\frac{r + \phi_i}{r}\right)^2$  prend un compte l'évasement d'une colonne d'air du modèle numérique avec l'altitude. L'ensemble des calculs sont faits un peu après le solstice d'hiver Nord. Les résultats sont représentés sur la figure 10 donnant le profil méridien de destruction du  $CH_4$  en  $cm^{-3}s^{-1}$  (pressions en hPa).

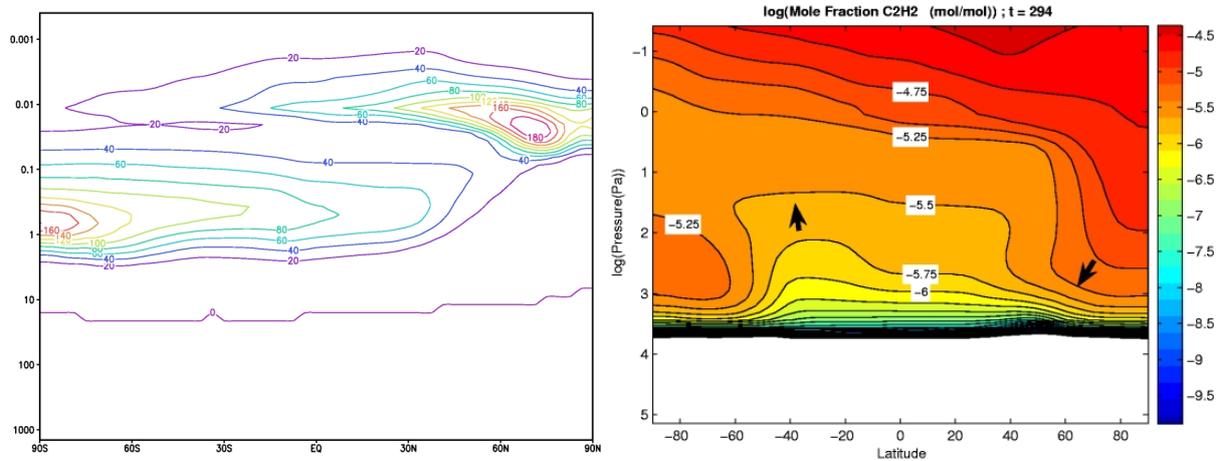


FIG. 10 – Taux de destruction de  $CH_4$  par  $C_2$  et  $C_2H$  ( $cm^{-3}s^{-1}$ ) et profil méridien de  $C_2H_2$

Commençons par expliquer la répartition de  $C_2H_2$  (figure 10). Comme nous sommes un peu après le solstice d'hiver Nord, nous observons une cellule de Hadley avec ascendance dans l'hémisphère Sud et subsidence dans l'hémisphère Nord. Le  $C_2H_2$  est emmené dans la branche haute de la cellule de Hadley et accumulé au pôle Nord, expliquant les fortes concentrations moléculaires entre  $60^\circ N$  et  $80^\circ N$ . Nous pouvons également observer au pôle Sud une poche de  $C_2H_2$  qui révèle une subtilité des cellules de Hadley. La cellule du pôle Sud n'est en fait pas totalement détruite par l'arrivée du solstice d'hiver Nord et une cellule de Hadley "aplatie" préserve ainsi une faible quantité de  $C_2H_2$ . Ceci illustre le couplage de la dynamique avec la chimie.

Cette quantité de  $C_2H_2$  est faible, mais ça n'empêche pas une destruction du méthane  $CH_4$  comparable à celle qui a lieu au Nord avec de fortes concentrations de  $C_2H_2$  (cf figure 10), et ce grâce à l'insolation. En effet au Sud nous sommes dans l'hémisphère d'été et l'insolation est intense, permettant, malgré la faible quantité de  $C_2H_2$ , une forte photodissociation de ce dernier et donc une

forte destruction de  $CH_4$ . A l'inverse, l'hémisphère Nord a une insolation plus faible, mais  $C_2H_2$  est amené en grande quantité par la cellule de Hadley, et la destruction de  $CH_4$  est encore plus marquée.

La moyenne diurne annuelle et latitudinale du taux de destruction intégré du méthane stratosphérique calculée grâce à l'équation 17 est de  $1.8 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Par comparaison avec la moyenne du taux de destruction du méthane dû au rayonnement ultraviolet au-dessus de la stratosphère de  $2.27 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  (Lebonnois S. et Toublanc D., 1999), nous remarquons que cette destruction catalytique stratosphérique est quasiment aussi efficace que celle provoquée par le rayonnement ultraviolet au-dessus de la stratosphère.

### 3 Comparaison avec les données Cassini

Les données Cassini ont été mesurées le 2 Juillet 2004 ( $L_s = 294$ ), peu après le solstice d'hiver Nord (voir figure 3) qui a eu lieu en Octobre 2002. L'axe vertical des profils issus du modèle de circulation (cf figure 12) sont en  $\log(\text{Pression}(Pa))$ ; par exemple, le niveau 1 hPa ou 1 mbar des figures de Cassini correspond au niveau  $\log(100) = 2$  des simulations et se situe à une altitude d'environ 200 km. La zone sur laquelle les données Cassini sont disponibles est encadrée de quatre points blancs sur les profils du modèle (cf figure 12A et 12B).

#### 3.1 Profil de température

Le profil de température stratosphérique mesuré par CIRS est présenté sur la figure 12B. La structure thermique observée au Nord est caractéristique d'une accumulation des brumes soufflées vers l'hémisphère de subsidence de la cellule de Hadley, comme nous l'avons vu pour les composés dans l'exemple de la destruction du  $CH_4$ . L'excès d'émission IR associé à cette accumulation de brumes refroidit fortement la stratosphère qui rayonne davantage vers l'espace. Ainsi, les courbes de température remontent vers l'hémisphère Nord, phénomène observé aussi bien dans le modèle figure 12A que dans les observations figure 12B. Cependant, les observations aux hautes latitudes Sud diffèrent du modèle pour une altitude placée vers 1 hPa. En effet, si nous observons le champ de températures à cette altitude pour le modèle (niveau 2 en log sur la figure 12A), nous remarquons que les températures augmentent avec la latitude, contrairement aux observations de la figure 12B. Cette structure en température est par contre retrouvée à des altitudes plus basses dans le modèle, où les lignes d'égale température remontent comme sur les observations. Cette différence suggère que la couche d'aérosols, dont la répartition implique un grand forçage radiatif (du même ordre de grandeur que celui imposé par les variations d'insolation saisonnière), est mal placée en altitude. En effet la fonction source de ces aérosols dépend dans l'actuel modèle de l'altitude et non du taux de production des hydrocarbures par difficulté de couplage entre le modèle photochimique et le modèle microphysique des aérosols. Par conséquent le choix de l'altitude de la couche d'aérosols de l'actuel modèle (vers 450 km) implique qu'elle est plus basse que dans les observations (500 km), pouvant entraîner un décalage des structures en température vers de plus basses altitudes.

#### 3.2 Vent zonal

Un profil de vent zonal (figure 12D) a pu être déterminé grâce aux observations Cassini en appliquant l'équilibre du vent thermique aux distributions de température de la figure 12B, en choisissant un vent zonal nul à 10 hPa. Si nous comparons les résultats de Cassini à ceux du modèle de circulation générale, nous retrouvons bien le jet dû à la superrotation, plus intense cependant dans le modèle (environ  $180 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  comparé à 160 d'après Cassini). Cependant, lors de sa descente, Huygens a traversé une zone de calme où les vents zonaux s'annulaient, voire changeaient de sens vers 60 – 90 km d'altitude, soit environ 25 hPa. Cette annulation du vent zonal correspond juste à une légère diminution dans le modèle (cf figure 11), et ceci peut s'expliquer par le fait que cette région est coincée entre deux couches au comportement très différent. Comme nous l'avons vu, la constante de temps radiatives dans la troposphère est faible tandis que la stratosphère est extrêmement dynamique et

possède une constante de temps radiative courte, ce qui se voit très bien sur la figure 12C. La résolution verticale insuffisante du modèle pourrait alors expliquer cette absence d'annulation du vent zonal par une représentation numérique pas assez fine de cette région intermédiaire.

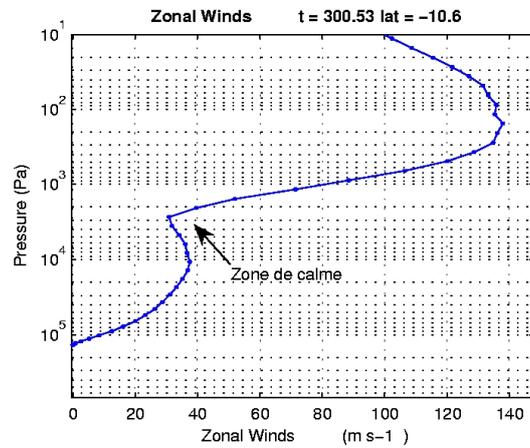


FIG. 11 – Profil de vent zonal de la descente d’Huygens prévu par le modèle

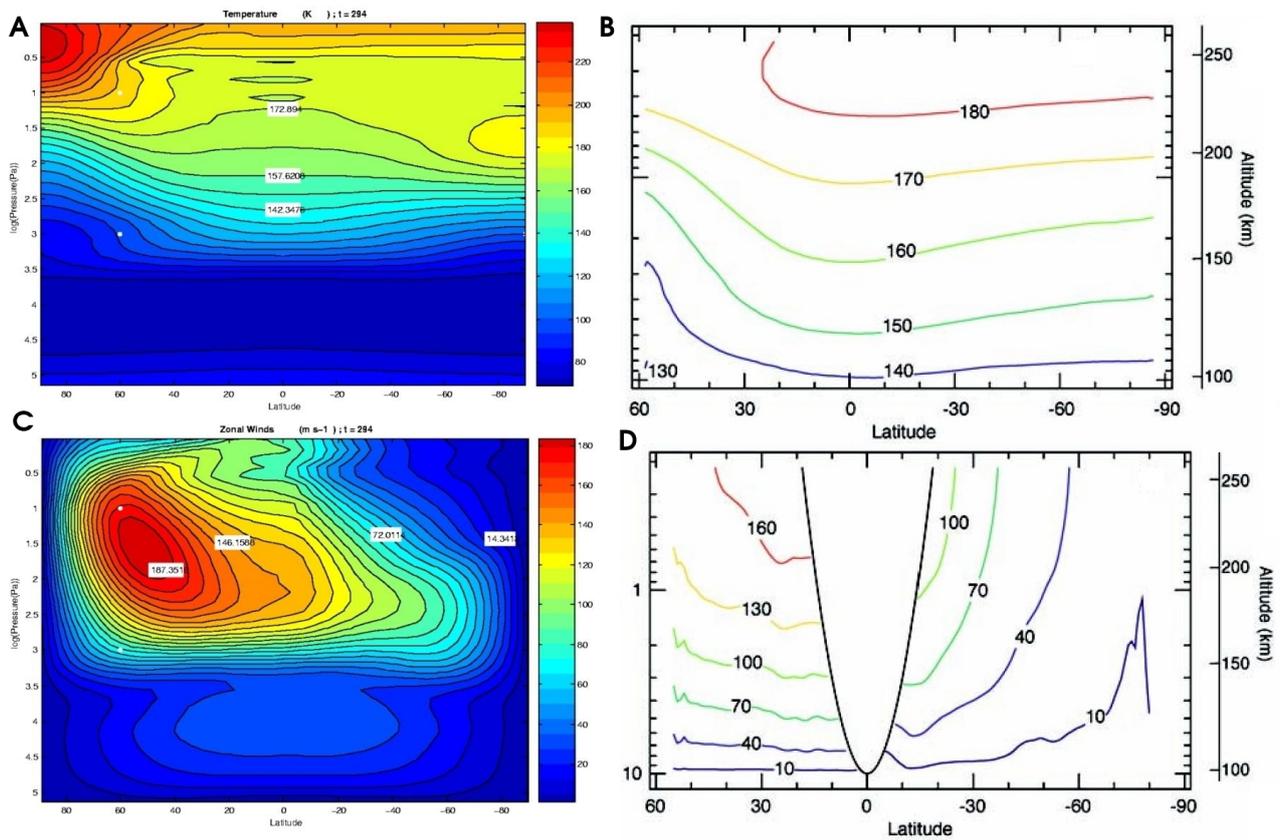


FIG. 12 – Température et vent zonal modélisés et observés

## Conclusion

Les observations de Cassini n'en sont qu'à leur début et vont continuer d'aider notre compréhension de Titan jusqu'en 2008. Les premiers résultats montrent la solidité du modèle de circulation générale de Titan et dessinent déjà des améliorations possibles.

Concernant la production des aérosols, le couplage du modèle photochimique, fonction source des aérosols, avec le modèle microphysique reste par exemple à établir. Le calcul du transfert radiatif, qui suppose l'équilibre thermodynamique locale, parfois non vérifié, peut aussi être amélioré. La paramétrisation des flux de composés au sommet du modèle est également en constante amélioration, avec même une éventuelle extension du modèle en hauteur. Etant donné le rayon de Titan par rapport à l'épaisseur de son atmosphère, nous sortirions de l'approximation de couche mince, ce qui nécessiterait une relecture du noyau dynamique du modèle.

Le modèle, déjà très satisfaisant, promet donc de nombreuses évolutions afin de continuer à répondre à la multitude de questions que posent Titan ainsi que les autres atmosphères planétaires.

## Remerciements

Merci à Sébastien Lebonnois pour son aide, sa bonne humeur et bien sûr pour m'avoir encadré tout au long de ce stage. Merci également à Frédéric Hourdin, Audrey Crespin et Laurent Fairhead.

## Table des figures

1	Vue de Titan en couleurs naturelles, à 938 nm (proche IR) et par assemblage visible + IR	2
2	Structure de l'interface de visualisation	4
3	Orbite de Saturne et Titan autour du Soleil [Tokano, 2000]	5
4	Profil de température établi par Yelle <i>et al.</i> (1997)	7
5	Profil de température de Cassini (mbar ou hPa) et du modèle (Pa)	7
6	Modèle radiatif à deux couches	8
7	Variations des profils méridiens de température au cours d'une année pour la troposphère (gauche) et la stratosphère (droite)	10
8	Profil latitudinale de T	13
9	Courbes de vapeur saturante	13
10	Taux de destruction de $CH_4$ par $C_2$ et $C_2H$ ( $cm^{-3}s^{-1}$ ) et profil méridien de $C_2H_2$	14
11	Profil de vent zonal de la descente d'Huygens prévu par le modèle	16
12	Température et vent zonal modélisés et observés	16

## Liste des tableaux

1	Tableau récapitulatif (d'après [Lebonnois, 2000] et [Tokano, 2000])	6
2	Quatres simulations de référence du modèle radiatif à deux couches	9
3	Densité comparée de la troposphère et de la stratosphère	9

## Références

- [Chamberlain, 1978] Chamberlain, J. (1978). *Theory of Planetary Atmospheres*.
- [Encrenaz, 2003] Encrenaz, T. (2003). *Le Système Solaire*.
- [Flasar, 2005] Flasar, F. M. (2005). Titan's atmospheric temperatures, winds and composition. *Science*, 308 :975 – 978.
- [Hourdin, 1992] Hourdin, F. (1992). *Etude et simulation numérique de la circulation générale des atmosphères planétaires*. PhD thesis, Université Paris 7.
- [Hourdin, 2005] Hourdin, F. (2005). *Habilitation à diriger des Recherches – Représentation du transport direct et inverse dans les modèles globaux de climat et étude des couplages entre composition et dynamique atmosphérique sur Titan*.
- [Lebonnois, 2000] Lebonnois, S. (2000). *Circulation générale et Photochimie dans l'atmosphère de Titan*. PhD thesis, Université Toulouse III – Paul Sabatier.
- [McKay, 1991] McKay, C. P. (1991). The greenhouse and antigreenhouse effects on titan. *Science*, 253 :1118 – 1121.
- [Samuelson, 2003] Samuelson, R. E. (2003). Titan's atmospheric engine : an overview. *Planetary and Space Science*, 51 :127 – 145.
- [Tokano, 2000] Tokano, T. (2000). *Simulation of Titan's Atmosphere by a General Circulation Model*. PhD thesis, Université de Köln.