



**HAL**  
open science

# Effet des nuages et de la chimie sur la composition de l'atmosphère de Vénus

Nicolas Streel

► **To cite this version:**

Nicolas Streel. Effet des nuages et de la chimie sur la composition de l'atmosphère de Vénus. Planète et Univers [physics]. Sorbonne Université, 2025. Français. ⟨NNT : 2025SORUS404⟩. ⟨tel-05480522⟩

**HAL Id: tel-05480522**

**<https://theses.hal.science/tel-05480522v1>**

Submitted on 27 Jan 2026

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.



HAL Authorization



# Sorbonne Université

ÉCOLE DOCTORALE  
ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE D'ÎLE DE FRANCE

## THÈSE

pour obtenir le grade de

### Docteur en Sciences

de Sorbonne Université

**Spécialité : Sciences de la Terre et de l'Univers**

Présentée et soutenue par

**STREEL NICOLAS**

## **Effet des nuages et de la chimie sur la composition de l'atmosphère de Vénus**

Thèse dirigée par Anni MÄÄTTÄNEN et Franck LEFÈVRE  
préparée au Laboratoire ATMosphères et Observations Spatiales  
(LATMOS)

### **Jury :**

*Président du jury :* AYMERIC SPIGA  
*Rapporteur :* JONATHAN DUPLISSY  
*Rapporteur :* PANAYOTIS LAVVAS  
*Examinatrice :* GABRIELLA GILLI  
*Directrice :* ANNI MÄÄTTÄNEN  
*Directeur :* FRANCK LEFÈVRE

Novembre 2025



# RÉSUMÉ

Bien que proche de la Terre en termes de masse et de taille, Vénus présente un environnement radicalement différent, marqué par une atmosphère dominée à 96,5 % par le  $\text{CO}_2$ , une pression de surface d'environ 92 bars et des températures supérieures à 730 K. Après une revue des connaissances acquises depuis les premières observations historiques jusqu'aux grandes missions spatiales (Venera, Pioneer Venus, Venus Express, Akatsuki), cette thèse se consacre à l'étude de l'atmosphère vénusienne selon deux axes : la photochimie de l'azote, le développement d'un modèle de microphysique pour mieux comprendre la couche de nuages qui recouvre la planète. On utilise pour cela le Venus PCM (Planetary Climate Model), un modèle capable de simuler en trois dimensions les différents processus de l'atmosphère de Vénus.

**Photochimie de l'azote.** Les données disponibles indiquent que l'espèce azotée dominante dans l'atmosphère de Vénus est  $\text{N}_2$  (3 %). On pense que les oxydes d'azote ( $\text{NO}$ ,  $\text{NO}_2$ ), produits par la dégradation de  $\text{N}_2$  jouent un rôle important dans la stabilité de l'atmosphère de  $\text{CO}_2$  de la planète. L'étude s'appuie sur l'émission ultraviolette de nuit du  $\text{NO}$ , observée par Pioneer Venus puis Venus Express, pour contraindre et comprendre la photochimie et la dynamique. Les simulations de l'émission de  $\text{NO}$  présentées dans cette thèse montrent un très bon accord avec les observations de Pioneer Venus et de Venus Express. Pour la première fois, la variabilité de l'émission a pu être caractérisée et reproduite par un modèle en trois dimensions. L'origine dynamique de la variabilité de l'émission de  $\text{NO}$  est clairement démontrée et offre une contrainte cruciale pour l'étude de la circulation solaire-antisolaire à haute altitude.

**Nuages vénusiens.** La couche nuageuse de Vénus s'étend entre 47 et 70 km d'altitude, et est constituée de gouttelettes d'acide sulfurique en solution ( $\text{H}_2\text{SO}_4/\text{H}_2\text{O}$ ). Cette thèse reprend le développement du modèle de microphysique MAD-VenLa, qui utilise la méthode des moments pour décrire la distribution des rayons des gouttelettes. Ce modèle est développé avec l'objectif d'être couplé avec le Venus PCM pour réaliser des simulations en trois dimensions des nuages vénusiens. Il intègre les processus de nucléation homogène et hétérogène, condensation, évaporation, coagulation et sédimentation. Le couplage avec la version 1D du Venus PCM a été réalisé et les différents processus ont été individuellement quantifiés. MAD-VenLa est également comparé à d'autres modèles dans la littérature et aux observations Pioneer Venus et Venus Express. Malgré les hypothèses concernant le pas de temps, la forme et l'écart-type fixes de la distribution en taille, nécessaires pour réaliser le couplage avec le Venus PCM, MAD-VenLa est capable de reproduire un nuage comparable aux observations.



# ABSTRACT

Although close to Earth in terms of mass and size, Venus presents a radically different environment, characterized by an atmosphere composed of 96.5 % CO<sub>2</sub>, a surface pressure of about 92 bar, and temperatures exceeding 730 K. After a review of the knowledge acquired from the first historical observations up to the major space missions (Venera, Pioneer Venus, Venus Express, Akatsuki), this thesis focuses on the study of the Venusian atmosphere along two main axes : nitrogen photochemistry, and the development of a microphysics model to better understand the cloud layer that covers the planet. For this purpose, the Venus PCM (Planetary Climate Model) is used, a model capable of simulating in three dimensions the different processes of the Venusian atmosphere.

**Nitrogen photochemistry.** Available data indicate that the dominant nitrogen species in the Venusian atmosphere is N<sub>2</sub> ( 3 %). Nitrogen oxides (NO, NO<sub>2</sub>), produced by the degradation of N<sub>2</sub>, are thought to play an important role in the stability of the planet's CO<sub>2</sub> atmosphere. The study relies on the nighttime ultraviolet emission of NO, observed by Pioneer Venus and then by Venus Express, to constrain and understand photochemistry and dynamics. The simulations of NO emission presented in this thesis show very good agreement with the observations from Pioneer Venus and Venus Express. For the first time, the variability of the emission could be characterized and reproduced by a three-dimensional model. The dynamical origin of the variability of NO emission is clearly demonstrated and provides a crucial constraint for the study of the day-to-night circulation at high altitudes.

**Venusian clouds.** The cloud layer of Venus extends between 47 and 70 km altitude, and consists of droplets of sulfuric acid in solution (H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>O). This thesis continues the development of the microphysics model MAD-VenLa, which uses the method of moments to describe the distribution of droplet radii. This model is developed with the objective of being coupled with the Venus PCM to perform three-dimensional simulations of Venusian clouds. It includes the processes of homogeneous and heterogeneous nucleation, condensation, evaporation, coagulation, and sedimentation. The coupling with the 1D version of the Venus PCM has been achieved, and the different processes have been individually quantified. MAD-VenLa is also compared to other models in the literature and to observations from Pioneer Venus and Venus Express. Despite assumptions concerning the timestep, the fixed shape, and standard deviation of the size distribution, required to achieve the coupling with the Venus PCM, MAD-VenLa is able to reproduce a cloud comparable to the observations.



# REMERCIEMENTS

Dans un premier temps, je tiens à remercier Anni et Franck, sans qui cette thèse ne se serait tout simplement pas déroulée – littéralement. Merci à vous deux pour votre présence constante au quotidien pendant un peu plus de trois années. Merci pour votre patience, pour votre disponibilité, et pour avoir toujours su aider à mettre en valeur et faire briller les travaux que nous avons menés ensemble.

Je remercie également les membres de mon comité de suivi de thèse, Sandrine et Maéva, pour leurs conseils avisés et leur accompagnement, qui ont grandement contribué à la bonne conduite et à l'aboutissement de ce travail.

J'aimerais aussi adresser mes remerciements à l'ensemble de l'équipe vénusienne, au LATMOS, au LMD comme à l'IAA. Un merci tout particulier à Seb, qui m'a offert l'opportunité de découvrir la communauté vénusienne à l'international, aux États-Unis comme au Japon, et qui porte avec énergie et enthousiasme la modélisation du modèle vénusien.

Je souhaite également remercier les LATMOSiens, et plus particulièrement mes compagnons du bureau 307 : Thomas, Anderson et Yaël. Merci pour ces années partagées au quotidien, pour nos réflexions communes, nos échanges, nos débats, mais aussi pour tous les moments de rire. Merci également à l'ensemble des collègues des 3èmes et 4èmes étages pour les repas du midi partagés et ces innombrables restaurants coréens qui ont rythmé la thèse.

Un grand merci enfin à l'équipe composée d'Audrey, Maxence et Seb, pour les nombreux fous rires, pendant les repas comme en dehors, pour les churros partagés et pour cette bonne humeur permanente qui a rendu ces années encore plus agréables. Que le club du silence reste silencieux pour de nombreuses années !

Pour finir, je souhaite remercier ma famille, et en particulier ma maman et ma sœur, pour leur soutien indéfectible et leur présence à chaque étape. Cette thèse et les résultats qui en découlent sont aussi un peu les vôtres.



# TABLE DES FIGURES

1.1	Préface et premières pages des tables de Vénus du codex de Dresde Crédit : University of California, Santa Barbara. . . . .	20
1.2	Photo panoramiques de la surface de Vénus par les missions Vénéra . Crédits : Russian Academy of Sciences / Ted Stryk . . . . .	22
1.3	Image composite de Vénus vue dans l'infrarouge par la mission Akatsuki. Crédits : JAXA / ISAS / DARTS / Damia Bouic . . . . .	23
1.4	Représentation de la forme en «Y» observée par le photo-polarimètre OCCP ( <a href="#">Rossow and Williams, 1979</a> ) . . . . .	25
1.5	Vue d'artiste de la mission Envision autour de Vénus. Crédit : ESA/Paris Observatory/VR2Planets et NASA/JPL-Caltech. . . . .	29
1.6	Profil vertical de température (en ligne pleine) basé sur le Venus International Reference Atmosphere (VIRA). Profil vertical de la vitesse du vent zonal mesuré par la sonde de rentrée de Pioneer Venus avec une échelle logarithmique de pression commune. Figurent également les différentes couches nuageuses avec la brume basse (40-50 km d'altitude), les nuages (50-70 km d'altitude) et la brume haute (70-85 km d'altitude) ( <a href="#">O'Rourke et al., 2023</a> ) . . . . .	31
1.7	Schéma synthétique des cellules qui déterminent la dynamique et la superrotation ( <a href="#">Taylor and Grinspoon, 2009</a> ) . . . . .	32
1.8	Profils de H <sub>2</sub> O entre 70 et 110 km d'altitude sur 8 orbites différentes obtenus par radio occultation (SOIR) ( <a href="#">Fedorova et al., 2008</a> ) . . . . .	34
1.9	Distribution moyennée zonalement et temporellement entre 2006 et 2014 de H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> (gaz) par la mission Vénus Express ( <a href="#">Oschlisniok et al., 2021</a> ) . . . . .	35
1.10	Mesures du profil de SO <sub>2</sub> durant l'ère pré-VEX ( <a href="#">Vandaele et al., 2017</a> ) . . . . .	36
1.11	Trente années de mesures de SO <sub>2</sub> au sommet des nuages. Les informations en noir représentent les mesures pré-VEX, le rouge correspond à la moyenne glissante sur 8 mois des données SPICAV sur Venus Express. Les barres représente l'incertitude à 1 $\sigma$ et les points la dispersion dans chaque intervalle de temps. ( <a href="#">Marcq et al., 2013</a> ) . . . . .	37
1.12	Représentation schématique de la distribution en altitude des nuages de Vénus. Sont représentées les différentes couches des nuages : le nuage bas (Lower cloud), le nuage médian (Middle cloud) et le nuage haut (Upper cloud). On retrouve aussi les deux couches de brumes : la brume basse (Lower haze) et la brume haute (Upper haze). Crédits : Loïc Rossi, CC-BY-SA . . . . .	38
1.13	À gauche une image de Venus obtenue par la Venus Monitoring Camera (VMC) à bord de Venus Express (crédit : ESA). À droite la distribution en masse des différents modes des nuages en fonction de l'altitude à partir des observations de Pioneer Venus ( <a href="#">Knollenberg and Hunten, 1980</a> ). (Crédit : <a href="#">Määttänen et al. (2018)</a> ) . . . . .	40
1.14	Carte de la variation de l'altitude du sommet des nuages à travers l'absorption infrarouge du CO <sub>2</sub> (VIRTIS-Venus Express) (Crédit : <a href="#">Ignatiev et al. (2009)</a> ) . . . . .	41
1.15	Schéma de la morphologie du sommet des nuages. Les isolignes représentent la température basée sur la spectrométrie de Venera-15. En bleu clair se trouve les nuages diffusant la lumière ultraviolette et en bleu foncé l'absorbant UV inconnu (Crédit : <a href="#">Titov et al. (2008)</a> ) . . . . .	42
1.16	Image composite de Vénus avec la caméra ultraviolet UVI de la mission Akatsuki. Crédits : JAXA/ISAS/DARTS/Damia Bouic . . . . .	43
2.1	Représentation schématique des distributions des gouttelettes en fonction des deux méthodes : les classes de rayons à gauche et les moments à droite. ( <a href="#">Guilbon, 2018</a> ) . . . . .	48

3.1	Schéma représentant les différents processus pris en compte dans un modèle de climat de façon générale. La dynamique de l'atmosphère est prise en charge par le cœur dynamique (1), vient ensuite le transfert radiatif (2). En (3) nous avons les processus de surface et de sous-surface et en (4) les processus dans la couche limite et les interactions surface / atmosphère. Enfin, en (5) nous avons les changements d'états que ce soit dans l'atmosphère (nuages) ou à la surface (étendues liquides ou solides). (Forget and Lebonnois, 2013) . . . . .	57
3.2	Moyenne horizontale et temporelle de la température dans la version pré Garate-Lopez and Lebonnois (2018) en rouge, dans la version de Garate-Lopez and Lebonnois (2018) en vert, comparée au profil VIRA en noir. Les températures sont moyennées sur toutes les longitudes et latitudes sur 2 journées vénusiennes. (Tiré de Garate-Lopez and Lebonnois (2018)) . . . . .	58
3.3	Structure thermique du Venus PCM prenant en compte les variations latitudinales des nuages. À gauche : moyenne zonale de la température moyennée sur 2 jours Vénusiens (K). À droite : Température à environ 64 km d'altitude (7000 Pa). La ligne noire correspond au terminateur avec le côté jour en bas à gauche. La grille est de 30° de longitude par 30° de latitude. (Garate-Lopez and Lebonnois, 2018) . . . . .	59
3.4	Structure du vent zonal dans le Venus PCM. Moyenne zonale et temporelle du vent zonal (en couleur) et de la température (lignes isothermes) sur une période de 15 jours vénusiens (Lai et al., 2024) . . . . .	63
3.5	Schématisation de l'implémentation de la double itération imbriquée. Un pas d'itération supérieur n à n + 1 lors de la résolution de la conservation de la masse demande auparavant celle de l'équation de Kelvin. Les deux équations sont résolues par la méthode de Ridder.(Stolzenbach, 2016) . . . . .	67
3.6	Profils verticaux du temps caractéristique de la sédimentation (s). On présente les profils de vitesse des différents modes avec les rayons et les écarts-types présentés dans la table 3.3. Les traits en gras représentent les altitudes où les gouttelettes sont présentes dans le modèle. Les temps caractéristiques de la dynamique sont aussi représentés pour comparaison avec le processus de sédimentation. (Stolzenbach et al., 2023) . . . . .	68
3.7	Moyenne zonale des espèces condensées dans les nuages vénusiens par la paramétrisation de Stolzenbach et al. (2023). Haut : H <sub>2</sub> O (ppmv). Bas : H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> (ppmv). . . . .	69
4.1	Section efficace d'absorption (cm <sup>-2</sup> ) et de diffusion de différentes espèces clé de la photochimie vénusienne. Vert : CO <sub>2</sub> . Vert pointillé : la diffusion Rayleigh de CO <sub>2</sub> . Bleu : SO <sub>2</sub> . Noir : SO. (Figure tirée de Belyaev et al. (2012)) . . . . .	76
4.2	Comparaison des taux de photodissociation (s <sup>-1</sup> ) calculés par les méthodes off-line et on-line pour certaines espèces clé. Bleu : offline. Rouge : online, seules CO <sub>2</sub> et SO <sub>2</sub> sont considérés comme absorbants. Vert : online, toutes les espèces sont considérées. . . . .	79
4.3	Distribution of the NO nightglow as seen by Pioneer Venus (Stewart et al., 1980). . . . .	83
4.4	Vertical distribution N, N <sub>2</sub> , and O on the nightside (02 :00-03 :00 LT) of Venus. Circles : observations from the Pioneer Venus ONMS mass spectrometer (Kasprzak et al., 1993). Dotted : Venus PCM with standard N <sub>2</sub> photolysis. Solid : Venus PCM with doubled N <sub>2</sub> photolysis. . . . .	84
4.5	Vertical distribution of the NO nightglow (kR) observed by SPICAV (blue) and calculated by the Venus PCM (orange). SPICAV data have been averaged over all limb observations (2006-2011) presented by Stiepen et al. (2012). Venus PCM nightglow is an average of all model profiles co-located with SPICAV observations. Shading represents one-sigma variability. . . . .	86
4.6	Column-integrated NO nightglow (kR) on Venus. Left : a) SPICAV nadir observations (Stiepen et al., 2013). The data are averaged over 6 years of measurements. Areas without observations are depicted in white. Middle : b) modeled NO nightglow, average over one Venus day (116.75 Earth days). Right : c) modeled NO nightglow, upper 2-sigma limit over one Venus day. Maps are centered at midnight (anti-solar point). . . . .	88

4.7	Instantaneous column-integrated NO nightglow (kR) calculated by the Venus PCM over six consecutive Earth days. The maps are centered at midnight (anti-solar point) and are separated by one Earth day. . . . .	89
4.8	Instantaneous NO nightglow (photon cm <sup>-3</sup> s <sup>-1</sup> ) and horizontal wind (m s <sup>-1</sup> ) calculated at 115 km by the Venus PCM over the six consecutive Earth days considered in Figure 4. . . . .	91
4.9	Vertical cross-section of the instantaneous NO nightglow (photon cm <sup>-3</sup> s <sup>-1</sup> ) and wind (m s <sup>-1</sup> ) calculated in the 5°N-5°S latitude band by the Venus PCM over the six consecutive Earth days considered in Figure 4.7. . . . .	92
4.10	Relative contribution of horizontal and vertical transport in the apparent variation of NO nightglow. Data are averaged over the grid points showing more than 50 photon cm <sup>-3</sup> s <sup>-1</sup> . The grey curve shows the mean volume emission rate. . . . .	93
5.1	Évolution de l'énergie libre en fonction du rayon. L'énergie du volume (en rouge) évolue avec le cube du rayon et l'énergie de la surface (en bleu) évolue avec le carré du rayon. La somme des deux (en noir) présente donc un maximum d'énergie en $r = r^*$ . Les gouttelettes qui passent le rayon critique continuent à grandir, celles qui ne le passent pas s'évaporent. . . . .	102
5.2	Dans le cas de la nucléation homogène à deux composants A et B avec le nombre de molécules A et B dans l'embryon ( $n_A$ et $n_B$ ), la courbe de $\Delta G$ s'étend en une surface sous forme de selle. (Tirée de (Seinfeld et al., 1998)). . . . .	104
5.3	Profil vertical de la vitesse de Stokes ( $v_{st}$ en km j <sup>-1</sup> ) dans les conditions vénusiennes. Les traits pleins représentent la vitesse de Stokes sans correction de Cunningham (eq. 5.31), les traits pointillés représentent les vitesses de Stokes corrigées (eq. 5.33) (Tirée de (Stolzenbach, 2016)). . . . .	109
6.1	Schéma de fonctionnement de MAD-VenLa. (tiré de Guilbon (2018) avec la participation de Flavie Roux) . . . . .	114
6.2	Schéma fonctionnel du calcul du flux de masse. . . . .	122
6.3	Évolution du taux de sursaturation effectif (S-S* avec un nombre de sous-pas de temps différents pour une durée totale égale à $\Delta t_{mic} = 420$ s. . . . .	124
6.4	Évolution du moment d'ordre 3 de H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> avec un nombre de sous-pas de temps différents pour une durée totale égale à $\Delta t_{mic} = 420$ s. . . . .	125
6.5	Exemple de fonctionnement du mode-merging. On débute avec une distribution (en bleu) dont le rayon médian est égal au rayon seuil ( $r_{edge}$ ). Deux nouvelles distributions sont créées, un mode 1 (en rouge) avec un rayon médian ( $r_{med}$ mode 1, en pointillé rouge) égal à 0,4 $\mu$ m, et un mode 2 (en vert) avec un rayon médian ( $r_{med}$ mode 2, en pointillé vert) égal à 0,73 $\mu$ m. . . . .	134
6.6	Évolution du rayon médian $r_{med}$ sous l'effet de la sédimentation. On part d'un profil initial de gouttelettes qu'on laisse progressivement sédimenter. . . . .	138
7.1	(a) Profil de température (ligne bleue) et pression (ligne jaune pointillée) provenant des profils VIRA (Seiff et al., 1985). (b) Profil du coefficient de diffusion turbulente de McGouldrick and Barth (2023). (Figure tirée de Karyu et al. (2025)) . . . . .	142
7.2	Profil de production de H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> basé sur McGouldrick and Barth (2023) et interpolé sur la grille verticale du Venus PCM . . . . .	144
7.3	(a) Évolution temporelle de la concentration de gouttelettes (gouttelettes m <sup>-3</sup> en fonction de l'altitude lorsque seule la nucléation est considérée par le modèle. (b) Évolution temporelle du rayon moyen du mode 1 ( $\mu$ m) avec la nucléation activée. . . . .	145
7.4	Évolution temporelle de la fraction des gouttelettes possédant des noyaux de condensation en fonction de l'altitude lorsque seule la nucléation est considérée par le modèle. . . . .	146
7.5	Évolution temporelle du rapport de mélange de H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> en phase liquide (ppmv) en fonction de l'altitude lorsque seule la nucléation est considérée. . . . .	147

7.6	(a) Évolution temporelle de la concentration de gouttelettes (gouttelettes $m^{-3}$ ) de mode 1 en fonction de l'altitude lorsque seules la nucléation et la condensation / évaporation sont considérées. (b) Évolution temporelle du rayon moyen du mode 1 ( $\mu m$ ) lorsque la condensation / évaporation est activée. . . . .	148
7.7	(a) Rapport entre les concentrations de gouttelettes de mode 1 calculées par les simulations avec et sans condensation / évaporation. (b) Rapport entre les concentrations des noyaux de condensation contenus dans le mode 1 calculées par les simulations avec et sans condensation / évaporation. . . . .	149
7.8	(a) Évolution temporelle de la concentration de gouttelettes (gouttelettes $m^{-3}$ ) de mode 2 en fonction de l'altitude lorsque seules la nucléation et la condensation / évaporation sont considérées par le modèle. (b) Évolution temporelle du rayon moyen du mode 2 ( $\mu m$ ) lorsque la condensation / évaporation est activée. . . . .	150
7.9	(a) Évolution temporelle du rapport de mélange de $H_2SO_4$ sous forme liquide (ppmv) en fonction de l'altitude lorsque seule la nucléation et la condensation / évaporation sont considérées par le modèle. (b) Évolution du rapport des rapports de mélange de $H_2SO_4$ dans la simulation où seules sont considérées la nucléation et la condensation / évaporation par rapport à la simulation où la nucléation est considérée seule. . . . .	150
7.10	Évolution temporelle de la masse de $H_2SO_4$ liquide intégrée sur la colonne d'altitude ( $kg m^{-2}$ ). On compare une simulation où seule la nucléation (en bleu) est considérée à une simulation qui intègre la nucléation et la condensation (en orange). . . . .	151
7.11	(a) Évolution temporelle de la concentration de gouttelettes (gouttelettes $m^{-3}$ ) de mode 1 en fonction de l'altitude lorsque seules la nucléation et la coagulation sont considérées par le modèle. (b) Évolution temporelle du rayon moyen du mode 1 ( $\mu m$ ) lorsque la coagulation est activée. . . . .	152
7.12	(a) Rapport entre les concentrations de gouttelettes du mode 1 calculées par les simulations avec et sans coagulation. (b) Rapport entre les concentrations de noyaux de condensation dans le mode 1 calculées par les simulations avec et sans coagulation. . . . .	152
7.13	(a) Évolution temporelle de la concentration de gouttelettes (gouttelettes $m^{-3}$ ) de mode 2 en fonction de l'altitude lorsque seules la nucléation et la coagulation sont considérées par le modèle. (b) Évolution temporelle du rayon moyen du mode 2 ( $\mu m$ ) lorsque la coagulation est activée. . . . .	153
7.14	(a) Évolution temporelle du rapport de mélange de $H_2SO_4$ sous forme liquide (ppmv) lorsque seules la nucléation et la coagulation sont considérées par le modèle. (b) Évolution du rapport des rapports de mélange de $H_2SO_4$ dans la simulation où seules sont considérées la nucléation et la coagulation par rapport à la simulation où la nucléation est considérée seule. . . . .	154
7.15	Évolution temporelle de la masse de $H_2SO_4$ liquide intégrée sur la colonne d'altitude. On compare une simulation où seule est considérée la nucléation (en orange) à une simulation où sont considérées la nucléation et coagulation (en bleu). . . . .	155
7.16	(a) Évolution temporelle du rapport de mélange de $H_2SO_4$ sous forme liquide (ppmv) en fonction de l'altitude quand la nucléation, la coagulation et la sédimentation sont considérées dans le modèle. (b) Rapport des rapports de mélange de $H_2SO_4$ entre la simulation considérant la nucléation et coagulation et celle considérant la nucléation, la coagulation et la sédimentation. . . . .	155
7.17	(a) Évolution temporelle de la concentration de gouttelettes (gouttelettes $m^{-3}$ ) de mode 1 en fonction de l'altitude lorsque seules la nucléation, la coagulation, et la sédimentation sont considérées par le modèle. (b) Évolution temporelle du rayon moyen du mode 1 ( $\mu m$ ) lorsque la sédimentation est activée. . . . .	156
7.18	(a) Rapport entre les concentrations de gouttelettes du mode 1 calculées par les simulations avec et sans sédimentation. (b) Rapport entre les concentrations de noyaux de condensation dans le mode 1 calculées par les simulations avec et sans sédimentation. . . . .	157

---

7.19	(a) Évolution temporelle de la concentration de gouttelettes (gouttelettes $\text{m}^{-3}$ ) de mode 2 en fonction de l'altitude lorsque seules la nucléation, la coagulation et la sédimentation sont considérées par le modèle. (b) Évolution temporelle du rayon moyen du mode 2 ( $\mu\text{m}$ ) lorsque la sédimentation est activée. . . . .	158
7.20	(a) Rapport entre les concentrations de gouttelettes du mode 2 calculées par les simulations avec et sans sédimentation. (b) Rapport entre les concentrations de noyaux de condensation dans le mode 2 calculées par les simulations avec et sans sédimentation. . . . .	158
7.21	Évolution temporelle de la masse de $\text{H}_2\text{SO}_4$ liquide intégrée sur la colonne d'altitude. On compare une simulation où seules sont considérées la nucléation et la coagulation (en orange) à une simulation intégrant la sédimentation (en bleu). . . . .	159
7.22	Profils de masse ( $\text{mg m}^{-3}$ ) du nuage vénusien. En trait plein la masse totale des simulations de <a href="#">McGouldrick and Barth (2023)</a> , en trait pointillé le mode 1 et le mode 2 calculés par MAD-VenLa. On ajoute les données Pioneer Venus ( <a href="#">Knollenberg and Hunten, 1980</a> ) pour comparaison (sous forme de croix). . . . .	161
7.23	Comparaison du rayon moyen des gouttelettes produites par les modèles de <a href="#">Karyu et al. (2025)</a> et MAD-VenLa. (a). Distribution dans chacune des classes de rayon du modèle de <a href="#">Karyu et al. (2025)</a> . La distinction entre le mode 1 du mode 2 est en trait noir pointillé. (b) Rayon moyen pour chacun des modes calculés par MAD-VenLa, par <a href="#">Karyu et al. (2025)</a> et observés par Pioneer Venus ( <a href="#">Knollenberg and Hunten, 1980</a> ). . . . .	163
7.24	Distribution en taille des modes 1, 2 et 3 à 54,2 km observé par Pioneer Venus. ( <a href="#">Knollenberg and Hunten, 1980</a> ) . . . . .	164
7.25	Fraction massique de $\text{H}_2\text{SO}_4$ dans les gouttelettes. En bleu : profil obtenu par MAD-VenLa. En orange, le profil obtenu par <a href="#">McGouldrick and Barth (2023)</a> . En figuré rond : l'acidité massique calculée par le modèle photochimique de <a href="#">Krasnopolsky (2015)</a> à 50, 60 et 70 km d'altitude. Nous avons en plus les observations Venus Express à travers les points de <a href="#">Cottini et al. (2012)</a> et <a href="#">Barstow et al. (2012)</a> . . . . .	167
7.26	Profils de $\text{H}_2\text{SO}_4$ et $\text{H}_2\text{O}$ en phase gazeuse. On compare les profils obtenus avec MAD-VenLa (trait pointillé bleu) au profil de <a href="#">McGouldrick and Barth (2023)</a> (trait pointillé noir). Sont également représentées les observations de $\text{H}_2\text{O}$ ( <a href="#">Marcq et al., 2008</a> ; <a href="#">Cottini et al., 2015</a> ; <a href="#">Fedorova et al., 2016</a> ) et $\text{H}_2\text{SO}_4$ <a href="#">Oschlisniok et al. (2021)</a> réalisées à partir de Venus Express . . . . .	168
A.1	Erreur relative entre le calcul de l'intégrande théorique et celui du développement limité en $r^*$ pour le moment d'ordre 3. Les traits pleins sont l'erreur relative et les pointillés verticaux marquent la valeur de $r_{modalX}$ choisie. La ligne verticale jaune représente le rayon pour lequel l'intégrande est maximale (figures tirées de <a href="#">Stolzenbach (2016)</a> ). . . . .	178
A.2	Erreur relative entre le calcul de l'intégrande théorique et celui du développement limité en $r^*$ pour le moment d'ordre 0. Les traits pleins sont l'erreur relative et les pointillés verticaux marquent la valeur de $r_{modalX}$ choisie. La ligne verticale jaune représente le rayon pour lequel l'intégrande est maximale . . . . .	179



# LISTE DES TABLEAUX

1.1	Caractéristiques de Vénus et de la Terre . . . . .	29
2.1	Modèles de microphysique vénusiens utilisant la représentation des classes de rayons. La température et la pression sont définies à partir d'un profil VIRA (Venus International Reference Atmosphere (Seiff et al., 1985)) (Mise à jour du tableau extrait de Guilbon (2018)) . . . . .	53
2.2	Modèles de microphysique vénusiens modaux et paramétrisations. La température et la pression sont définies à partir d'un profil VIRA (Venus International Reference Atmosphere (Seiff et al., 1985)) (Mise à jour du tableau extrait de Guilbon (2018)) . . . . .	54
3.1	Liste des réactions chimiques incluses dans le Venus PCM . . . . .	60
3.2	Liste des photodissociations dans le Venus PCM (Stolzenbach et al., 2023) . . . . .	64
3.3	Caractéristiques des gouttelettes par altitude et par mode (Stolzenbach et al., 2023). . . . .	65
4.1	Liste des réactions de photolyse considérées dans le VGCM avant cette thèse. Tiré de Stolzenbach (2016) . . . . .	77
4.2	Grille de longueur d'onde utilisée pour le calcul des photodissociations sur Mars et Vénus, et les corrections apportées (en gras). . . . .	77
4.3	Photodissociation des différentes molécules azotées . . . . .	78
4.4	Photochimie de l'azote implémentée dans le Venus PCM, $T_{elec}$ est la température des électrons (Martinez et al., 2024). Le Venus PCM utilise la température des électrons à la place des ions à cause du manque d'observations fiable de cette dernière (Martinez et al., 2024). . . . .	94
6.1	Tableau des valeurs de $b_k$ (Guilbon, 2018) . . . . .	129
6.2	Tableau récapitulatif des différentes solutions de la coagulation brownienne qui permettent d'exprimer la variations des moments en fonction des modes et des régimes d'écoulement. Les $\gamma_{ordre,rgime}^{mode}$ représentent des coefficients constants. Tiré de Guilbon (2018) . . . . .	131



# TABLE DES MATIÈRES

<b>Table des Matières</b>	<b>17</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>19</b>
1.1 Historique des observations . . . . .	19
1.1.1 Pioneer Venus et Venus Express, base de comparaison pour nos études.	23
1.1.1.1 Pioneer Venus (1978-1992) . . . . .	24
1.1.1.2 Venus Express (2006-2014) . . . . .	26
1.1.2 Le futur de l'exploration vénusienne : EnVision (ESA) . . . . .	28
1.2 Caractéristiques de Vénus . . . . .	29
1.2.1 Généralités . . . . .	29
1.2.2 Composition de l'atmosphère vénusienne . . . . .	33
1.2.2.1 La composition gazeuse . . . . .	33
1.2.2.2 La couche de nuages vénusienne . . . . .	38
<b>2 État de l'art et objectifs de la thèse</b>	<b>45</b>
2.1 La chimie de l'azote . . . . .	46
2.1.1 Observations . . . . .	46
2.1.2 Modélisations . . . . .	46
2.2 Modélisation des nuages vénusiens . . . . .	47
2.2.1 Représentations des distributions en taille des rayons des gouttelettes	47
2.2.2 Les modèles de nuages vénusiens . . . . .	48
2.3 Objectifs du travail de thèse . . . . .	52
<b>3 Modélisation numérique de l'atmosphère de Vénus avec le Venus PCM</b>	<b>55</b>
3.1 Modélisation de l'atmosphère Vénusienne . . . . .	56
3.1.1 Description générale du modèle . . . . .	56
3.1.2 Transfert radiatif . . . . .	57
3.1.3 La Super-rotation dans le Venus PCM . . . . .	59
3.1.4 Description de la photochimie et de la paramétrisation des nuages	60
3.1.4.1 Photochimie . . . . .	60
3.1.4.2 Paramétrisation des nuages . . . . .	65
<b>I Photochimie de l'azote et émission de NO</b>	<b>71</b>
<b>4 Photochimie de l'azote et émission ultraviolette de nuit de NO</b>	<b>73</b>
4.1 Photochimie de l'azote et photolyse online . . . . .	74
4.1.1 Mise à jour et amélioration du module de photochimie . . . . .	75
4.2 Étude de l'émission ultraviolette de nuit de NO . . . . .	78
4.3 Article : Strong variability of the modeled Venus NO nightglow . . . . .	81
4.3.1 Introduction . . . . .	81

---

4.3.2	The Venus Planetary Climate Model . . . . .	82
4.3.3	Nitrogen photochemistry . . . . .	82
4.3.4	SPICAV observations . . . . .	85
4.3.5	Modelling the NO nightglow . . . . .	85
4.3.5.1	Comparison with SPICAV limb and nadir data . . . . .	85
4.3.5.2	Analyzing nightglow variability . . . . .	89
4.3.6	Conclusions . . . . .	91
 <b>II Microphysique des nuages vénusiens</b>		<b>95</b>
 <b>5 Physique et dynamique des gouttelettes</b>		<b>97</b>
5.1	Représentation des particules . . . . .	98
5.1.1	Définition de la distribution en taille des gouttelettes . . . . .	98
5.1.2	Définition des moments . . . . .	99
5.1.2.1	Définition de la loi log-normale . . . . .	99
5.1.2.2	Application de la loi log-normale aux moments . . . . .	100
5.2	Création d'une gouttelette . . . . .	100
5.2.1	Saturation d'une vapeur . . . . .	101
5.2.2	Énergie de formation . . . . .	101
5.2.3	Nucléation homogène : systèmes à un et deux composés . . . . .	103
5.2.3.1	Cas monocomposant . . . . .	103
5.2.3.2	Cas binaire . . . . .	103
5.2.4	La nucléation hétérogène . . . . .	105
5.3	Flux de masse : Condensation et évaporation . . . . .	106
5.3.1	Définition du flux de masse . . . . .	106
5.4	Coagulation des gouttelettes . . . . .	107
5.5	Sédimentation des gouttelettes . . . . .	108
5.5.1	La vitesse de Stokes . . . . .	108
 <b>6 MAD-VenLa : description numérique des processus</b>		<b>111</b>
6.1	Présentation générale de MAD-VenLa et hypothèses utilisées . . . . .	112
6.2	Production des aérosols . . . . .	113
6.3	La composition des gouttelettes . . . . .	114
6.4	Nucléation homogène . . . . .	116
6.5	Nucléation hétérogène . . . . .	117
6.6	Transfert de masse . . . . .	118
6.6.1	Description théorique . . . . .	118
6.6.2	Calcul du flux de masse . . . . .	119
6.6.2.1	Calcul de la variation de volume des gouttelettes . . . . .	120
6.6.2.2	Calcul des volumes de H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> et H <sub>2</sub> O en phase liquide . . . . .	121
6.6.3	Choix du sous-pas de temps $\Delta t_{eff}$ . . . . .	123
6.7	Coagulation . . . . .	125

6.7.1	Équation générale de la coagulation . . . . .	126
6.7.2	Kernel de coagulation . . . . .	127
6.7.2.1	Coefficient de coagulation brownienne en régime continu	127
6.7.2.2	Coefficient de coagulation brownienne en régime molé- culaire . . . . .	128
6.7.3	Traitement de la coagulation dans les différents régimes . . . . .	129
6.8	Mode-merging . . . . .	131
6.9	Sédimentation des gouttelettes . . . . .	133
6.10	Conclusion . . . . .	139
<b>7</b>	<b>Simulations 1D : vérifications des processus et comparaisons avec des mo- dèles de référence</b>	<b>141</b>
7.1	Conditions initiales . . . . .	142
7.1.1	Profil de température . . . . .	142
7.1.2	Profil de diffusion turbulente . . . . .	143
7.1.3	Profil initial des espèces en phase vapeur . . . . .	143
7.1.4	Taux de production et de destruction chimique . . . . .	143
7.2	Vérification des processus de MAD-VenLa . . . . .	144
7.2.1	Le processus de nucléations homogène et hétérogène . . . . .	144
7.2.2	Le processus de condensation et d'évaporation . . . . .	147
7.2.3	Le processus de coagulation . . . . .	150
7.2.4	Le processus de sédimentation . . . . .	155
7.3	Comparaisons avec les modèles publiés de microphysique et aux observations	160
7.3.1	Les différences entre les modèles de <a href="#">McGouldrick and Barth (2023)</a> , <a href="#">Karyu et al. (2025)</a> , et MAD-VenLa . . . . .	160
7.3.2	Profil de masse du nuage vénusien . . . . .	161
7.3.3	Comparaisons des profils de rayons moyens . . . . .	162
7.3.4	Profil d'acidité . . . . .	166
7.3.5	H <sub>2</sub> O et H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> en phase gazeuse . . . . .	166
7.3.6	Conclusion . . . . .	169
<b>8</b>	<b>Conclusion</b>	<b>171</b>
<b>A</b>	<b>Définition du rayon r* selon le nombre de Knudsen</b>	<b>177</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>180</b>



## INTRODUCTION

### 1.1 Historique des observations

Vénus est depuis longtemps au cœur de la vie des Hommes. Deuxième astre le plus brillant de nos nuits après la Lune, Vénus a été logiquement étudiée depuis les balbutiements de l'Histoire. Les premières traces écrites de Vénus remontent à l'époque babylonienne. Il était d'usage à cette époque de noter sur des tablettes le déplacement des astres dans le ciel, c'était le début de l'astronomie. C'est dans ce cadre que nous viennent les tablettes d'Ammi-saduqa, souverain de la cité de Babylone entre -1646 et -1626, qui recensent le déplacement de Vénus dans notre ciel.

Les égyptiens observèrent également Vénus, mais la confondirent en deux astres distincts, Tioumiri « Étoile du matin » et Ouaiti « Étoile du soir ». Cette confusion provient de la position de Vénus sur son orbite, la planète aura tendance à apparaître dans le ciel soit juste après le coucher du soleil, soit juste avant son lever.

Cette confusion perdurera chez les Grecs pendant l'Antiquité jusqu'à ce que Pythagore lève le voile sur cette histoire. On l'appellera alors, Aphrodite, comme la déesse de l'amour, puis Vénus chez les Romains, d'où son nom actuel. Vénus est naturellement observée partout autour de la planète, et influencera nombre de cultures dans l'Histoire, que ce soit en Chine, en Inde ou encore chez les Mayas.

Dans la société pré-colombienne, Vénus nommée Chac ek, « la grande étoile », était dotée de grand pouvoir et son apparence dans le ciel pouvait être perçue comme un bon ou un mauvais présage. Ainsi, on pouvait reporter une bataille à cause de la position de Vénus dans le ciel. Dans le codex de Dresde, un recueil de textes mayas étant à l'origine de leur calendrier, 6 pages sont dédiées à Vénus. Dans ces textes, les Mayas avaient déjà calculé la période synodique (la durée nécessaire pour revenir au même état Terre-planète-Soleil) de Vénus (Martin, 1995) (Fig 1.1). Ils divisèrent ainsi cette période de 236 jours en 4 parties : quand Vénus est visible le matin, quand elle devient non visible car elle est située derrière le soleil (on parle de conjonction supérieure), quand elle devient visible le soir et quand elle est située devant le soleil et qu'elle n'est plus visible dans le ciel (on parle de conjonction inférieure).



Figure 1.1 : Préface et premières pages des tables de Vénus du codex de Dresde Crédit : University of California, Santa Barbara.

Vénus étant une planète du système solaire interne, elle présente à l'instar de la Lune des phases. Ces phases sont des variations de la fraction éclairée de la planète visible depuis la Terre. Elles ont joué un rôle prépondérant dans l'évolution de l'astronomie européenne. Prédites par Copernic et observées en 1610 par Galilei, elles seront en partie responsables du passage du géocentrisme (la Terre au centre de l'univers) au géo-héliocentrisme (le Soleil tourne autour de la Terre et les planètes tournent autour du Soleil par Tycho Brahé).

C'est un siècle plus tard en 1761, que pendant un transit de Vénus devant le Soleil, Mikhaïl Lomonosov, fondateur de l'université de Moscou, découvre la présence d'un épaissement de la planète. Il s'agira de la première observation et confirmation de la présence d'une atmosphère autour de Vénus. Les décennies qui suivirent virent de nombreuses observations télescopiques, ce qui déboucha sur la découverte de la couverture nuageuse globale qui recouvre sa surface par [Huggins and Miller \(1863\)](#). Ces nuages ont d'abord été imaginés comme étant semblables à ceux composés d'eau sur Terre, et le climat comparable à celui des forêts primaires terrestres [Arrhenius \(1918\)](#). Cette théorie perd en crédibilité quand [St. John and Nicholson \(1922\)](#) ne détecte pas la présence d'eau ou d'oxygène après des observations spectroscopiques depuis la Terre. Nos connaissances de la zone nuageuse s'affinent avec la découverte d'un absorbant ultraviolet dans la couche nuageuse avec les premières photographies UV ([Wright, 1927](#); [Ross, 1928](#)). En 1932, [Adams and Dunham \(1932\)](#), cherchant toujours à détecter de l'eau dans l'atmosphère vénusienne en infrarouge cette fois, se rend compte que le  $\text{CO}_2$  est de loin le plus grand constituant de l'atmosphère, ce qui amènera [Wildt \(1940\)](#) à supposer un fort effet de serre et une température de surface bien plus importante que le point d'ébullition de l'eau. L'atmosphère de Vénus est principalement composée de  $\text{CO}_2$  (96%), de  $\text{N}_2$  (3%) et des espèces traces, nous en reparlerons plus en détail dans la suite de cette thèse. [Mayer et al. \(1958\)](#) mesurent une température de surface aux alentours de 600 K, largement invivable pour la vie telle que nous la connaissons. Cette température fera débat jusqu'aux mesures de Mariner 2 ([Chase et al., 1963](#)). Cependant, à l'aube de la période de l'exploration robotisée du système solaire, beaucoup d'inconnues

existent toujours concernant notre voisine. De quoi sont composés les nuages ? Quelle est la pression au sol ? Quelle est la température exacte ? Comment fonctionnent la chimie et la dynamique de l'atmosphère ?

Vénus a historiquement été beaucoup observée de la Terre, étant le second objet le plus lumineux après la Lune, son attrait pour l'homme à travers l'Histoire est indéniable. Cependant, ces observations ont conduit à de nombreuses théories qui se sont révélées fausses et ce n'est qu'au XX<sup>ème</sup> siècle que, grâce aux avancées technologiques qui ont mené à l'exploration spatiale, les secrets de notre voisine ont pu être dévoilés.

Cette histoire débute en plein essor de l'activité spatiale due à la rivalité entre les États-Unis et l'URSS lors de la course à l'espace. La première tentative qui marqua le début de l'étude poussée de Vénus débuta avec l'échec de la mission russe Venera 1 en 1961. Depuis, 42 missions au total ont été lancées en direction de Vénus, 16 d'entre elles ayant échoué. La première visite réussie de notre voisine date quant à elle du 14 décembre 1962, avec le survol de Mariner 2. Cette mission confirma les observations précédentes : la température de surface est très élevée et la surface de Vénus est bien recouverte d'une épaisse couche de nuage (Goldstein, 1964). Cette couche de nuage opaque rend difficile les observations de la surface de Vénus et de l'atmosphère profonde, en étant opaque pour une grande gamme du spectre de la lumière .

Concernant l'arrivée à la surface, il s'agit d'un sujet autrement plus délicat à cause des conditions extrêmes qui y règnent (température de surface de plus de 600 K), capables de faire fondre le plomb et qui condamnent à une agonie rapide tout système électronique. Ainsi, la première mission qui tenta de s'aventurer dans les conditions hostiles de notre voisine fut la mission Venera 4 en 1967, qui signa la première transmission de données venant de la surface d'une autre planète. On y découvrit que l'atmosphère était composée d'un mélange de dioxyde de carbone et d'azote et d'une faible teneur en eau. La première mission qui finira par atteindre la surface vénusienne sera la mission Venera 7 en 1970, qui réussira à survivre aux effets conjugués de la température et de la pression pendant 23 minutes avant d'arrêter de transmettre définitivement. Les premières images de la surface proviennent des missions Venera 9 (1975) et Venera 10 (1975), puis des missions Venera 13 (1981) (qui détient le record de longévité à la surface de Vénus avec 127 minutes) et Venera 14 (1981). Cette période de domination russe dans l'exploration de notre voisine sera parsemée de quelques hauts faits américains. En route vers Mercure, la mission Mariner 10 transmit les premières observations de Vénus dans le canal ultraviolet. Ces observations ont mis en avant les caractéristiques du haut de la structure nuageuse et ses motifs complexes, là où les observations dans le visible ne montrent qu'une masse uniforme. En 1978, la mission Pioneer Venus sera mise en orbite, composée d'un orbiteur et de pénétrateurs atmosphériques ; cette mission donnera une importante quantité d'informations jusqu'à sa fin en 1992 (Voir partie 1.1.1.1). Les pénétrateurs sont notamment équipés de néphélomètres, un instrument qui permet de mesurer les caractéristiques physiques des gouttelettes en étudiant la diffusion de la lumière par celles-ci. C'est grâce à ces instruments que les premières mesures sur les caractéristiques physiques des nuages ont pu être effectuées (dont nous reparlerons plus tard). Avant l'arrêt de l'activité spatiale russe liée à la chute de l'URSS, deux missions Vega 1

et 2 mettront deux ballons atmosphériques dans la haute atmosphère de Vénus, permettant de recueillir de nombreuses informations sur la dynamique de l'atmosphère à ces altitudes.

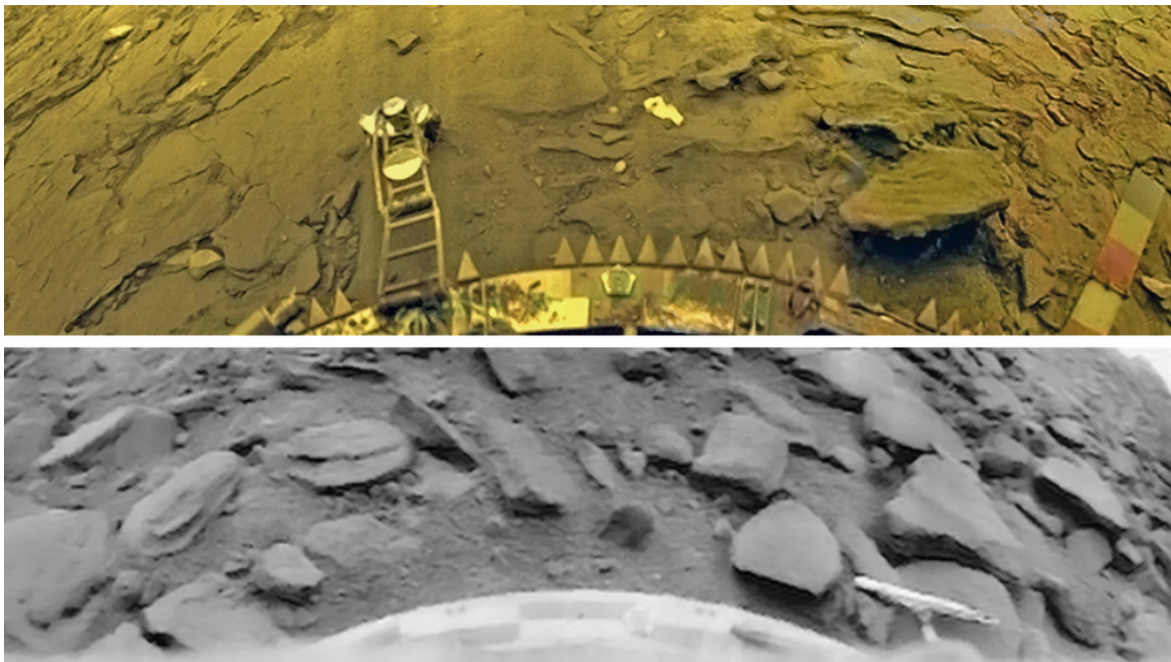


Figure 1.2 : Photo panoramiques de la surface de Vénus par les missions Vénéra . Crédits : Russian Academy of Sciences / Ted Stryk

En 1990, les États-Unis reprennent l'initiative avec la mission Magellan. Cette mission avait pour objectif de cartographier pour la première fois la surface de Vénus. Elle n'emporte qu'un seul instrument, un radar à synthèse d'ouverture (SAR); ce radar est capable de percer les nuages et directement la surface de la planète. Magellan remplit ses objectifs et réalisa pour la première fois une carte presque complète de la surface de la planète. Nous possédons une carte d'une résolution d'environ un kilomètre et d'une carte topographique d'une résolution de 50 km horizontalement et 100 mètres verticalement (Saunders et al., 1990). C'est encore aujourd'hui un jeu de données largement utilisé.

Il s'en suit une longue période de creux où Vénus n'est plus considérée comme une cible de choix pour l'exploration de notre système solaire, et hormis les survols des missions Galileo (1990) et MESSENGER (2006), aucune mission pendant plus de 15 ans n'aura pour objectif l'étude de notre jumelle.

Un renouveau s'engage sous l'impulsion du Vieux Continent avec la mission Venus Express, copie technique de la très réussie mission Mars Express. Cet orbiteur va pendant presque 10 ans étudier Vénus et amener de nombreuses avancées sur la compréhension de la planète. On peut notamment citer l'instrument SPICAV (Spectroscopy for Investigation of Characteristics of the Atmosphere of Venus) ou le spectromètre VIRTIS (Visible and Infrared Thermal Imaging Spectrometer) qui a pu sonder les couches nuageuses profondes. Il reste actuellement la mission japonaise Akatsuki. Cette mission est miraculée. En effet, en 2010, lors de sa première mise en orbite, lorsque la sonde était cachée de la Terre sans communication, les réacteurs ne se sont pas activés pour faire décélérer le vaisseau. Après

cette insertion ratée, la sonde a fait une orbite autour du soleil pour retenter une nouvelle fois de se mettre en orbite après plus de 5 années de dérive. Ce second essai sera un succès et depuis, Akatsuki nous a transmis beaucoup d'observations sur notre voisine. Cela concerne l'atmosphère et sa dynamique avec des observations des vents grâce au suivi des nuages (cloud tracking) (Gonçalves et al., 2020) ou la structure des nuages (Kitahara et al., 2019), ou les distributions d'espèces traces tels que le  $\text{SO}_2$  ou le  $\text{H}_2\text{SO}_4$  (Ando et al., 2022).

Le futur de l'exploration de Vénus est aujourd'hui dans le flou. Trois missions différentes ont pour objectif Vénus, une européenne : EnVision (voir partie 1.1.2) et deux américaines dont le sort est aujourd'hui incertain : VERITAS (Venus Emissivity, Radio Science, InSAR, Topography, and Spectroscopy) et DAVINCI+ (Deep Atmosphere Venus Investigation of Noble gases, Chemistry, and Imaging).

### 1.1.1 Pioneer Venus et Venus Express, base de comparaison pour nos études.

Dans cette thèse, nous nous appuyons sur les données de deux missions en particulier : les missions Pioneer Venus et Venus Express, qui nous ont fourni des informations uniques pour la connaissance de la composition de l'atmosphère de notre voisine.



Figure 1.3 : Image composite de Vénus vue dans l'infrarouge par la mission Akatsuki. Crédits : JAXA / ISAS / DARTS / Damia Bouic

### 1.1.1.1 Pioneer Venus (1978-1992)

Commençons par discuter de Pioneer Venus, une mission de la NASA. Comme son nom l'indique, il s'agit d'une mission pionnière dont les résultats sont aujourd'hui encore largement utilisés comme référence. Certaines des mesures effectuées lors de cette mission n'ont été que peu ou pas reproduites depuis (e.g. les émissions aéronomiques, mesures in-situ des caractéristiques des nuages, etc...) et constituent donc des références encore aujourd'hui.

Cette mission se divise en deux parties :

#### Pioneer Venus Orbiter (PVO)

Pioneer Venus Orbiter (PVO) est la partie de la mission qui est restée en orbite autour de Vénus, permettant des mesures à long terme de la planète.

L'orbiteur est composé de 16 instruments (pour une masse totale de 45 kg), qui ont permis d'étudier une grande partie des facettes de Vénus. Cela concerne aussi bien la surface que l'atmosphère, ou même les interactions entre Vénus et le vent solaire (Colin, 1980). Nous allons présenter quelques-uns de ces instruments qui ont fait partie de cet orbiteur.

- Le radar altimétrique ORAD (Radar Mapper) qui a eu pour objectif de réaliser la première cartographie topographique de l'ensemble de la planète. Malgré une résolution faible (75 km horizontalement, 150 m verticalement, (Pettengill et al., 1980)) qui sera surpassée par la mission Magellan (50 km horizontalement, 100m verticalement (Saunders et al., 1990)), l'instrument permettra de découvrir les principales structures de la surface de Vénus tel que les volcans boucliers comme Maat Mons (Pettengill et al., 1980).
- Le spectromètre de masse ONMS (Orbiter Neutral Mass Spectrometer) a réalisé des mesures in-situ de la haute atmosphère neutre (entre 150 km et 500 km d'altitude) dans la région thermosphérique (Niemann et al., 1980). Cela a permis de mesurer la composition majoritaire de l'atmosphère (96% de CO<sub>2</sub> et 3% de N<sub>2</sub>) (Niemann et al., 1980) mais aussi des espèces en plus petites quantités telles que CO, O ou He (Niemann et al., 1980). Enfin, la température a été obtenue en mesurant les échelles de hauteurs des différentes espèces (Niemann et al., 1980).
- Le spectromètre ultraviolet OUVS (Orbiter Ultraviolet Spectrometer) a eu pour but d'étudier le sommet des nuages, l'atmosphère et les émissions aéronomiques de Vénus. Stewart and Barth (1979) montra que les images de Vénus aux longueurs d'onde d'absorption de SO<sub>2</sub> présentent des caractéristiques similaires à celles observées par Mariner 10 à 3650 angströms (Giberson and Cunningham, 1975). Les observations à 2663 angströms montrèrent des inhomogénéités dans la structure horizontale et verticale des nuages (Stewart and Barth, 1979). OUVS a réalisé les premières observations en orbite des émissions aéronomiques et notamment celles de nuit de l'oxygène et de l'azote (Stewart et al., 1980).

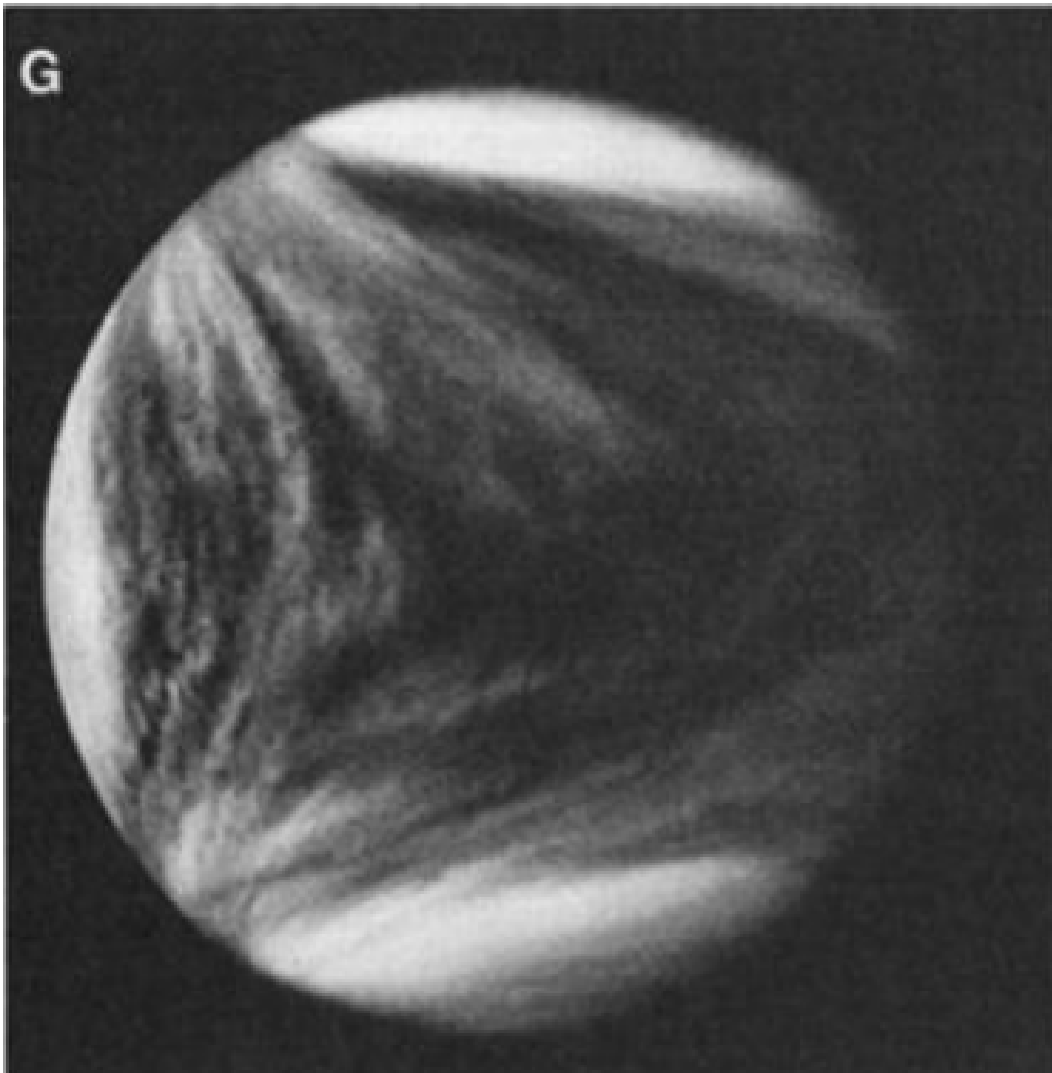


Figure 1.4 : Représentation de la forme en «Y» observée par le photo-polarimètre OCCP ([Rossow and Williams, 1979](#))

- Un photo-polarimètre (OCCP : Orbiter Cloud Photopolarimeter) qui a pour objectif de déterminer les propriétés de couche de nuage et de la brume haute ([Travis, 1979](#)). C'est grâce à cet instrument que [Rossow and Williams \(1979\)](#) (voir Fig 1.4) peut détailler la structure en «Y» du sommet des nuages observé dans les photos de Mariner 10 ([Giberson and Cunningham, 1975](#)). Cette structure sombre dans l'ultraviolet présente une distribution sombre symétrique à l'équateur et deux bandes s'étirant de l'équateur vers les hautes latitudes formant cette forme de «Y». Ce «Y» tourne autour de la planète avec une période de 4 à 5 jours ([Rossow and Williams, 1979](#)) mais ne présente pas de périodicité dans son intensité.
- Un ensemble d'instruments qui ont eu pour objectif d'analyser le vent solaire ou les différentes formes d'interaction de celui-ci avec l'atmosphère de Vénus. On retrouve dans cet ensemble l'analyseur de plasma (OPA : Orbiter Plasma Analyzer) ([Intriligator et al., 1979](#)), le magnétomètre (OMAG : Orbiter Magnetometer) ([Russell et al., 1979](#))

construit pour caractériser le champ magnétique de Vénus.

### **Pioneer Venus Multiprobe (PVM)**

En plus de l'orbiteur, la mission Pioneer Venus est accompagnée de quatre sondes pénétrantes pour faire des mesures in-situ. On dénombre trois petites sondes et une grosse. Les objectifs de PVM concernent la composition de l'atmosphère et sa dynamique, la composition des nuages, la température et la pression (Colin, 1980). Discutons en détail de certains de ces instruments :

- Le spectromètre de masse neutre (LNMS) et le chromatographe en phase gazeuse (LGC) (Hoffman et al., 1980). Ces instruments ont permis de faire des mesures de la composition de l'atmosphère qui confirmèrent les observations des missions Venera 11 et Venera 12 (Hoffman et al., 1980). Les instruments fournirent aussi des mesures du profil de SO<sub>2</sub> avec des valeurs inférieures à 10 ppmv dans les nuages et de l'ordre de la centaine de ppmv dans l'atmosphère profonde (Hoffman et al., 1980).
- L'instrument LCPS (Large probe Cloud Particle size Spectrometer) (Knollenberg and Hunten, 1980). Ce spectromètre est capable de compter et de trier les particules par intervalle de taille. Ce tri se fait par spectroscopie optique (OAS : Optical Array Spectrometer) et infrarouge. Cette expérience a permis de déterminer la distribution en taille des gouttelettes, ce qu'on abordera plus en détail dans la partie 1.2.2.2.
- La suite de mesure de la structure de l'atmosphère (ASE : Atmospheric Structure Experiment), basé sur un ensemble de capteurs de température, de pression et d'accéléromètre à bord des différentes sondes qui ont traversé l'atmosphère de Vénus. Ces capteurs ont permis de mieux identifier la structure thermique de l'atmosphère (Seiff et al., 1980), comme par exemple l'effet d'ondes de grande amplitude (typiquement des ondes de marée thermique) dans la température de la haute atmosphère (Seiff et al., 1980) ou de zone de stabilité dans l'atmosphère profonde (entre 10 et 20 km d'altitude) (Seiff et al., 1980). En plus de la température, les vents ont été mesurés en utilisant l'effet Doppler, indiquant un fort vent zonal rétrograde de l'ordre de 160 m/s à 70 km d'altitude pour ensuite décroître au-dessus de 95 km (Seiff et al., 1980).

De par toutes ces observations, Pioneer Venus se révèle être une des missions structurantes de l'exploration de notre voisine.

#### **1.1.1.2 Venus Express (2006-2014)**

Venus Express (ESA) est une mission européenne dont le design est largement inspiré de la très prolifique mission Mars Express. Mise en orbite le 11 avril 2006 par une fusée Soyouz, elle restera en activité jusqu'en décembre 2014. Elle est composée d'un orbiteur et d'une suite d'instruments qui se concentre sur l'étude de l'atmosphère et de la magnétosphère.

- L'instrument VIRTIS (Drossart et al., 2007) (pour Visible and Infra-Red Thermal Imaging Spectrometer) est un spectromètre imageur initialement prévu pour la mission Rosetta qui fonctionne dans trois domaines de longueur d'onde. Les deux premiers

- domaines se situent dans le visible entre 0,25  $\mu\text{m}$  et 1  $\mu\text{m}$ , et dans l'infrarouge entre 1  $\mu\text{m}$  et 5  $\mu\text{m}$ . Enfin le dernier domaine, plus haute résolution, se situe dans l'intervalle 2 - 5  $\mu\text{m}$ . Cela permet à VIRTIS de mesurer les espèces CO, OCS, H<sub>2</sub>O et SO<sub>2</sub> sous les nuages ainsi que la dynamique proche du sommet des nuages grâce à l'intervalle visible et la surface grâce aux fenêtres infrarouges (1,01  $\mu\text{m}$ , 1,10  $\mu\text{m}$  et 1,18  $\mu\text{m}$ ) (Drossart et al., 2007). VIRTIS a également observé le champs de température (Grassi et al., 2008) ou l'émissivité et la température de la surface (Haus and Arnold, 2010).
- L'instrument SPICAV (Bertaux et al., 2007) (Spectroscopy for Investigation of the Characteristics of the Atmosphere of Venus) est un spectromètre semblable à l'instrument SPICAM de la mission Mars Express. L'instrument comprend aussi l'expérience SOIR (Stellar Occultation at Infra-Red channel). Il s'agit de trois spectromètres qui fonctionnent dans l'ultraviolet et l'infrarouge. Le canal UV (SPICAV-UV) fonctionne dans l'intervalle 0,20-0,32  $\mu\text{m}$ . Il peut réaliser des observations nadir ou des observations au limbe, ce qui permet à la fois de réaliser des cartes ou des profils d'espèces chimiques comme SO<sub>2</sub> (Marcq et al., 2020), ou encore des émissions ultraviolettes de jour (Chaufray et al., 2012) ou de nuit (Gérard et al., 2008). SOIR a permis quand à lui de profiler les espèces chimiques au-dessus des nuages (Mahieux et al., 2023) ou encore de produire des profils de température dans la haute atmosphère (Mahieux et al., 2015).
  - PFS (Planetary Fourier transform Spectrometer) avait pour but de mesurer les spectres infrarouges de l'atmosphère (Formisano et al., 2006) pour quantifier certaines espèces traces de l'atmosphère et l'émissivité de la surface de la planète (Formisano et al., 2006), cependant une panne est survenue après la mise en orbite et l'instrument n'a jamais fonctionné (Drossart and Montmessin, 2015).
  - La caméra VMC (Venus Monitoring Camera), est une caméra avec un grand champ de vue et plusieurs canaux d'observations avec l'objectif d'imager l'ensemble de la planète. On retrouve un canal visible (503-523 nm), deux canaux infrarouges (900 - 970 nm et 990-1030 nm) et un canal ultraviolet (345-385 nm) (Markiewicz et al., 2007). Les objectifs de cet instrument portaient sur le sommet des nuages, sa morphologie, son évolution, mais aussi sur l'absorbant UV inconnu. Cet instrument a permis d'améliorer notre compréhension des liens entre la morphologie des nuages et la dynamique, que ce soit à la méso-échelle (Patsaeva et al., 2015) ou a grande échelle (Khatuntsev et al., 2013). La grande longévité de Venus Express a aussi permis d'étudier les évolutions sur des échelles de temps de plusieurs années et de découvrir des variations cycliques liées à l'activité des ondes dans l'atmosphère vénusienne (Kouyama et al., 2013). C'est aussi l'occasion pour Nara et al. (2019) de discuter de la structure en «Y». Ils proposent un mécanisme à l'origine de la périodicité de 5 jours qui est attribuée aux ondes de Kelvin et de Rossby (Nara et al., 2019). Plus largement, un mécanisme de formation de la structure est proposé avec l'apport de matériel sombre par les ondes de Kelvin qui est ensuite advecté vers les pôles par la circulation méridionale et les ondes de Rossby avant d'être étiré par les jets, ces vents zonaux très importants aux moyennes latitudes, en forme de «Y» (Nara et al., 2019).

### 1.1.2 Le futur de l'exploration vénusienne : EnVision (ESA)

EnVision est une mission qui devrait être lancée au début des années 2030. La question principale qui anime cette mission est « Comprendre pourquoi la plus proche voisine de la Terre, Vénus, est aussi différente » ([Env](#)). Thématiquement, la mission a pour objectif d'étudier la géologie de la planète, sa surface, son intérieur et son atmosphère. Dans la partie atmosphère, les objectifs concernent également l'effet du volcanisme sur la composition et la dynamique de l'atmosphère.

À l'instar de la planète Mars, l'un des objectifs concerne l'hypothétique présence passée d'eau à la surface de Vénus.

Enfin, la mission s'intéresse aussi à la coévolution de l'atmosphère avec la géologie, ainsi qu'au bilan radiatif de l'atmosphère, comment Vénus évacue sa chaleur et comment l'effet de serre observé actuellement s'est mis en place. Pour cela, la mission est composée d'une suite d'instruments :

- VenSar : un radar/radiomètre micro-métrique et altimètre qui a pour objectif de cartographier la surface de Vénus.

- La suite VenSpec composée de 3 spectromètres : VenSpec-M et VenSpec-U opérant dans l'ultraviolet et VenSpec-H opérant dans l'infrarouge. Cette suite a pour objectif de cartographier les gaz traces sous et au-dessus des nuages, d'étudier l'émissivité et la composition de la surface.

- Le Subsurface Radar Sounder, un radar haute fréquence qui a pour objectif de sonder la sous-surface jusqu'à 1 km de profondeur.

- La Radio Science Experiment ([Tellmann et al., 2024](#)), en utilisant le lien radio du satellite avec la Terre pour mesurer le champ de gravité et donc la structure interne de la planète. Cette expérience permettra également de sonder l'atmosphère et d'obtenir des informations sur sa composition et sa structure.

Faisons maintenant un zoom sur la suite instrumentale VenSpec, plus particulièrement VenSpec-H et VenSpec-U. VenSpec-H ([Robert et al., 2024](#)) a précisément pour objectif de suivre l'évolution de la composition des espèces traces dans la basse atmosphère du côté nuit et au-dessus des nuages du côté jour. Les observations se feront en géométrie nadir, ce qui veut dire un seul point de mesure pour représenter toute la colonne d'atmosphère. Plus spécifiquement, l'instrument a pour objectif de se concentrer sur les gaz et nuages potentiellement générés par le volcanisme. Il y aura 4 bandes spectrales : 1,16–1,18  $\mu\text{m}$  (Bande 1), 2,34–2,48  $\mu\text{m}$  (Bande 2), 1,72–1,75  $\mu\text{m}$  (Bande 3) et 1,37–1,9  $\mu\text{m}$  (Bande 4) couvrant la fenêtre de transparence infrarouge.

VenSpec-U cartographie par occultation stellaire la distribution et les variations des espèces porteuses de soufre ( $\text{SO}_2$ -SO en l'occurrence) et de l'absorbant UV inconnu (cf partie 1.2.2.2). La Radio Science Experiment permettra de réaliser des occultations, ce qui nous permettra d'obtenir des informations sur la quantité d'acide sulfurique au niveau de la base des nuages (aux alentours de 55 km d'altitude), et également des quantités d'acide sulfurique liquide. Ces informations pourront aider à contraindre la répartition entre la phase liquide et la phase vapeur à la base des nuages.

Caractéristiques	Vénus	Terre
Distance au Soleil (UA)	0,72	1
Constante solaire ( $\text{W.m}^{-2}$ )	3140	1361
Excentricité ( $^{\circ}$ )	0,0068	0,0167
Obliquité ( $^{\circ}$ )	177,36	23,44
Rayon (km)	6051,80	6378,10
Masse (kg)	4,87	5,97
Densité ( $\text{kg.m}^{-3}$ )	5250	5520
Gravité ( $\text{m.s}^{-2}$ )	8,87	9,81
Pression au sol (bar)	92	1
Température au sol (K)	735	280
Jour sidéral (jours terrestres)	243	1 (23,93h)
Année (jours terrestres)	224,69	365,25

TABLE 1.1 – Caractéristiques de Vénus et de la Terre

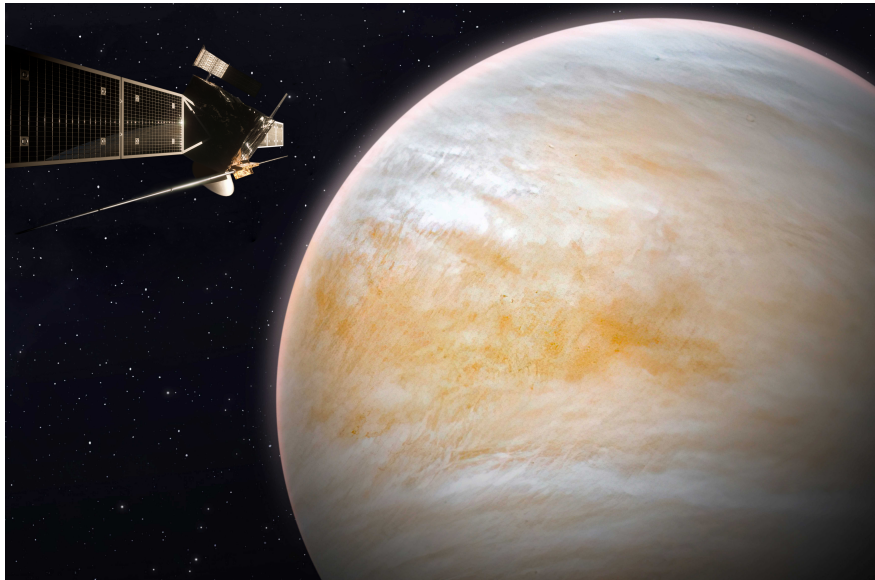


Figure 1.5 : Vue d'artiste de la mission Envision autour de Vénus. Crédit : ESA/Paris Observatory/VR2Planets et NASA/JPL-Caltech.

## 1.2 Caractéristiques de Vénus

### 1.2.1 Généralités

Venus est la seconde planète du système solaire, vue d'un autre système solaire elle aurait pu être confondue avec notre planète bleue, tant sa masse (82% de la masse de la Terre) et son rayon (95% du rayon de la Terre) sont comparables.

Cependant, quand on s'en rapproche, on observe rapidement deux mondes distincts. Étant 30% plus proche du soleil, le flux solaire reçu au sommet de l'atmosphère est plus important pour Vénus que pour la Terre. Son année est aussi plus courte avec une révolu-

tion en 224,7 jours. On ajoute à cela une rotation sur elle-même exceptionnellement lente avec une période de 243 jours et une obliquité de  $177,36^\circ$ , qui implique une rotation rétrograde, et on obtient une durée du jour solaire vénusien de 116,75 jours. Un jour vénusien correspond donc à 116,75 jours terrestres. Cette longue journée vénusienne change complètement les caractéristiques de la planète, et notamment son climat. Les variations diurnes sont bien plus importantes dans la haute atmosphère, mais l'absorption du flux solaire par l'atmosphère rend ces variations nulles au niveau de la surface. Sa très faible inclinaison (environ  $3^\circ$ ) inhibe les variations saisonnières d'insolation et donc la présence de saisons.

L'atmosphère est très différente de celle de la Terre, et cela s'illustre dans un premier temps avec le profil thermique de l'atmosphère. Le profil thermique de Vénus est aujourd'hui relativement bien contraint grâce aux différentes missions. Pour la Terre, on peut typiquement diviser l'atmosphère en 4 parties : la troposphère, où la température décroît adiabatiquement jusqu'à environ 15 km d'altitude. Au-dessus, on retrouve la stratosphère où la température croît à cause de l'effet d'absorption UV de l'ozone jusqu'à environ 50 km d'altitude. Ensuite vient la mésosphère où la température diminue de nouveau, mais cette fois à cause du rayonnement infrarouge du  $\text{CO}_2$ . On finit avec la thermosphère, où la température remonte à cause du chauffage direct par la radiation solaire. Sur Vénus, en l'absence de stratosphère, la température ne fait quasiment que diminuer avec l'altitude selon trois processus physiques différents. La première partie est équivalente à la troposphère en suivant le gradient adiabatique jusqu'à environ 65 km d'altitude. Vient ensuite la mésosphère jusqu'à 120 km d'altitude, où les molécules de  $\text{CO}_2$  refroidissent l'atmosphère par rayonnement. Une thermosphère conclut la colonne atmosphérique (Fig 1.6). La couche nuageuse est également un élément important dans le bilan radiatif de l'atmosphère et donc dans sa température. Deux effets opposés prennent place. Les nuages font augmenter la température de surface en absorbant le flux infrarouge émis par la surface, contribuant à l'effet de serre (Titov et al., 2007). Les nuages sont aussi capables de faire diminuer la température de surface, en réfléchissant une grande partie du flux solaire incident (albédo de 0.76-0.80 (respectivement Tomasko et al. (1980); Moroz et al. (1985))), et en absorbant une partie du reste du flux incident (épaisseur optique (25-44 d'après Grinspoon et al. (1993))).

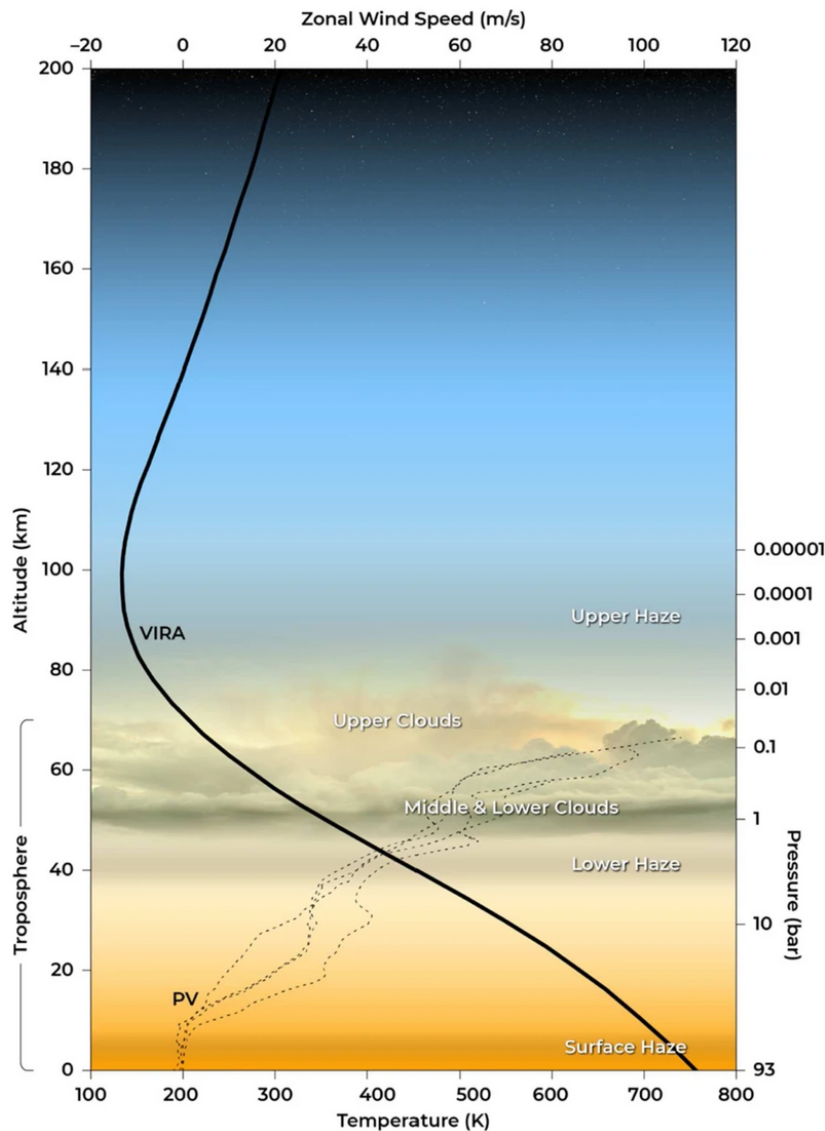


Figure 1.6 : Profil vertical de température (en ligne pleine) basé sur le Venus International Reference Atmosphere (VIRA). Profil vertical de la vitesse du vent zonal mesuré par la sonde de rentrée de Pioneer Venus avec une échelle logarithmique de pression commune. Figurent également les différentes couches nuageuses avec la brume basse (40-50 km d'altitude), les nuages (50-70 km d'altitude) et la brume haute (70-85 km d'altitude) (O'Rourke et al., 2023)

Du fait de ses caractéristiques orbitales, l'équilibre dynamique de la planète est très différent de celui de la Terre. Sur notre planète, nous sommes en équilibre géostrophique, c'est-à-dire que les gradients de pression sont contrebalancés par la force de Coriolis liée à la rotation de la planète. Sur Vénus, à cause de sa faible vitesse de rotation sur elle-même, la force de Coriolis devient négligeable. C'est donc les forces centrifuges qui vont venir contrebalancer les gradients de pression. On parle alors d'équilibre cyclostrophique, cet équilibre change la structure dynamique de l'atmosphère. Les cellules de Hadley sont des structures de grande échelle (plusieurs centaines de kilomètres) qui permettent de redistribuer l'énergie du chauffage par le Soleil entre les différentes latitudes. Le nombre de cellules est largement lié à la vitesse de rotation de la planète, plus elle tourne vite, plus on aura de

cellules (qui changent de nom en fonction de leur latitude). Dans le cas de Vénus et sa faible vitesse de rotation (243 jours terrestres pour une rotation complète) on ne dénombre qu'une seule cellule de Hadley par hémisphère. Dans la structure de cette cellule, on observe des vents verticaux avec des branches ascendantes et descendantes, ce qui modifie la structure nuageuse en fonction de la latitude. Le transport méridional associé à ces cellules est faible avec des vitesses de l'ordre de  $10 \text{ m.s}^{-1}$ .

Aux alentours de 70 km d'altitude, les vents zonaux dépassent les 100 mètres par seconde (Gierasch et al., 1997). Une masse d'air fait un tour de la planète en moins de 5 jours, ce qui est bien plus rapide que la rotation du corps solide (243 jours). On parle alors de super-rotation.

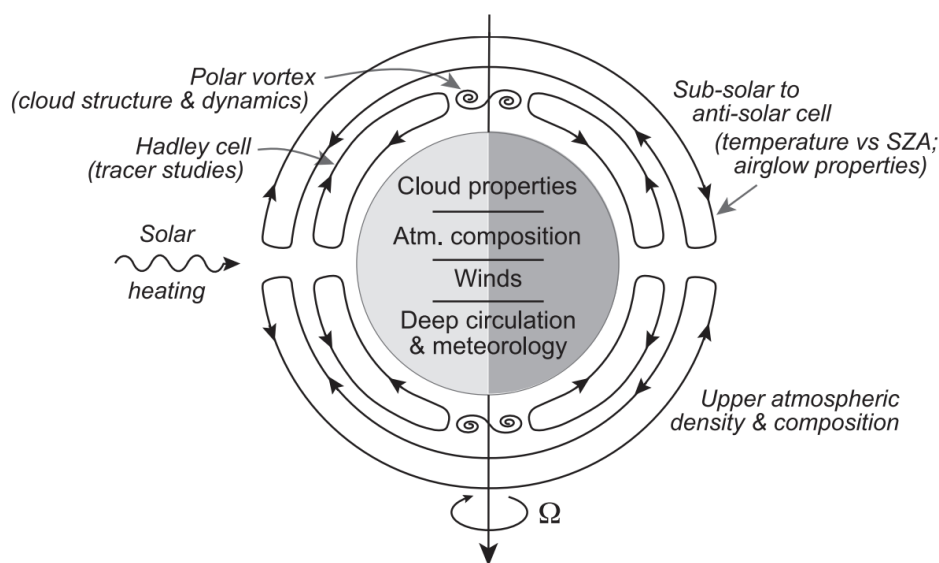


Figure 1.7 : Schéma synthétique des cellules qui déterminent la dynamique et la superrotation (Taylor and Grinspoon, 2009)

La principale hypothèse pour expliquer ce phénomène de super-rotation de l'atmosphère est le mécanisme de Gierasch-Rossow-Williams (GRW) (Gierasch, 1975; Rossow and Williams, 1979). Ce mécanisme se base sur le fait que l'atmosphère de Vénus est épaisse et que sa rotation est lente. Sur Vénus, les cellules de Hadley ont leur branche ascendante au niveau de l'équateur et descendante au niveau des pôles, à l'opposé de la Terre. Gierasch (1975) montrent que dans cette situation le moment cinétique est transporté vers le haut si l'équateur a un surplus de moment cinétique comparé aux pôles. Ce transport vertical de moment cinétique se traduit par de la convection mais aussi par des ondes qui déposent leur énergie dans l'atmosphère. L'énergie des ondes va accélérer les masses d'air entre 20 et 70 km d'altitude et créer un fort vent zonal continu. Il s'agit de la super-rotation. Cette super-rotation est un phénomène toujours aujourd'hui difficile à reproduire pour les modèles de climat (Lebonnois et al., 2010).

## 1.2.2 Composition de l'atmosphère vénusienne

### 1.2.2.1 La composition gazeuse

L'atmosphère de Vénus est une atmosphère pauvre en eau, composée majoritairement de dioxyde de carbone ( $\text{CO}_2$ ) à près de 96,5% et de diazote ( $\text{N}_2$ ) à près de 3%, à l'opposé de la Terre et de ses 0,04% de  $\text{CO}_2$  et 78% de  $\text{N}_2$ .

Récemment, c'est la mission Venus Express qui, pendant ses 8 années d'orbite autour de Vénus, nous a donné une grande quantité d'observations sur les espèces importantes dans les cycles chimiques qui définissent la composition de l'atmosphère vénusienne, comme  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{SO}_2/\text{SO}$ ,  $\text{CO}$  ou  $\text{HCl}$ .

On sépare l'atmosphère en plusieurs couches avec des comportements chimiques différents :

- L'atmosphère profonde : Cette couche s'étend de la surface jusqu'à la base des nuages (aux alentours de 50 km). Dans cette zone, l'épaisse couche de nuages située dans l'atmosphère moyenne empêche le rayonnement UV d'atteindre ces altitudes. La chimie est basée principalement sur des réactions thermochimiques de haute température, et sur les réactions surface/atmosphère.
- L'atmosphère moyenne : Dans les nuages et au-dessus, là où les photons énergétiques peuvent interagir avec le milieu et photolyser les molécules de la plus haute partie de l'atmosphère, libérant des radicaux et étant le siège de la plupart des réactions chimiques qui stabilisent la composition de l'atmosphère.
- La haute atmosphère : Elle débute avec l'homopause, là où la densité de l'atmosphère n'est plus suffisante pour effectuer un mélange correct des espèces chimiques qui se distribuent donc en fonction de leur masse. C'est aussi dans cette haute atmosphère que la chimie ionique devient prépondérante dans la composition de l'atmosphère.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous concentrons sur certaines espèces. Ces espèces sont critiques dans les différents cycles chimiques permettant aux nuages d'exister, et pour la chimie de l'azote dont nous discuterons plus tard dans cette thèse.

## La vapeur d'eau

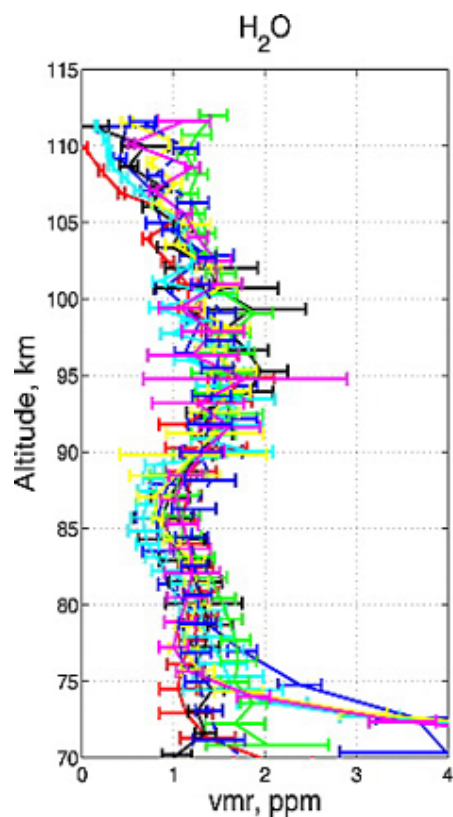


Figure 1.8 : Profils de  $H_2O$  entre 70 et 110 km d'altitude sur 8 orbites différentes obtenus par radio occultation (SOIR) (Fedorova et al., 2008)

L'atmosphère de Vénus est presque totalement dépourvue de vapeur d'eau avec uniquement environ  $30 \text{ ppmv}^1$  dans l'atmosphère profonde (Marcq et al., 2008; Bézard et al., 2009). Dans les nuages, une grande partie de cette eau est incorporée dans les gouttelettes de solution binaire  $H_2O/H_2SO_4$ . La quantité de vapeur d'eau diminue grandement et descend aux alentours de quelques ppmv (Moroz et al., 1990; Ignatiev et al., 1999; Koukouli et al., 2005). Au-dessus des nuages, la concentration est faible aux alentours du ppmv (Fedorova et al., 2008; Cottini et al., 2012) (Fig. 1.8).

1. On exprimera les quantités sous forme de rapport de mélange volumique (en anglais : volume mixing ratio) à travers ce travail (on parle de volume mixing ratio souvent abrégé en « vmr »). Il s'agit d'une grandeur sans dimensions qui exprime le rapport entre la pression partielle du gaz désigné et la pression totale du milieu ou entre la quantité de moles de l'espèce par la quantité de mole du milieu. On l'exprime en pourcentage pour les espèces dominantes et en ppmv (partie par million volumique, égale à  $10^{-6}$ ).

## L'acide sulfurique

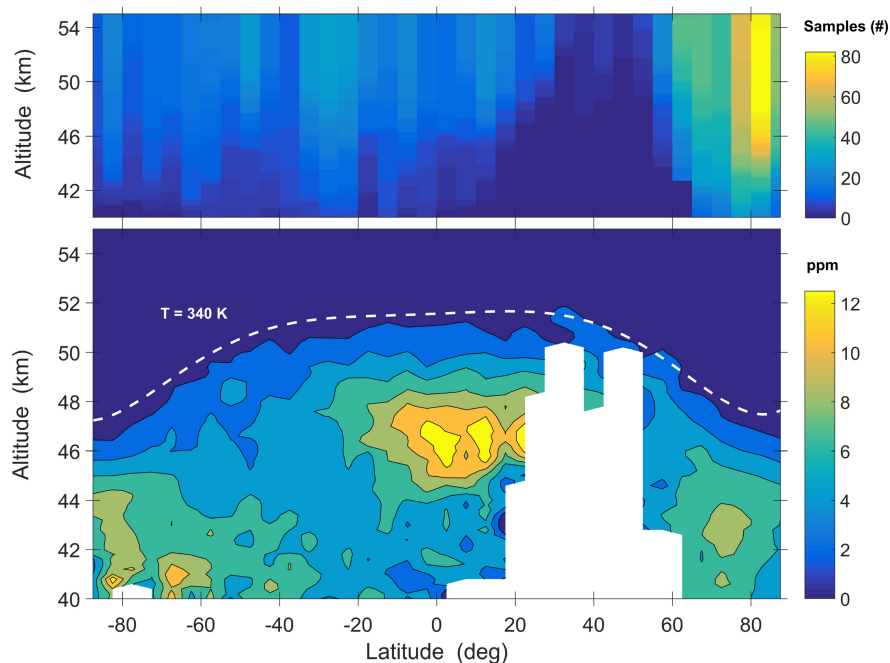


Figure 1.9 : Distribution moyennée zonalement et temporellement entre 2006 et 2014 de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  (gaz) par la mission Vénus Express (Oschlisniok et al., 2021)

L'acide sulfurique est le constituant majeur (de 70 % à 97% de la masse) des gouttelettes liquides des nuages de Vénus (Young, 1973; Hansen and Hovenier, 1974; Palmer and Williams, 1975). Cette espèce est située dans les nuages pour sa phase liquide et en dessous des nuages (entre 35 km et 40 km) pour la phase vapeur. Il est difficile de quantifier la quantité d'acide sulfurique dans l'atmosphère de Vénus. La phase liquide est constituée de gouttelettes binaires acide/eau, il est donc difficile de connaître la distribution complète du liquide. La phase vapeur de  $\text{H}_2\text{SO}_4$ , située essentiellement sous les nuages, présente une signature spectrale particulièrement compliquée à différencier des autres espèces et notamment de  $\text{SO}_2$  présent en grande quantité sous les nuages (Jenkins and Steffes, 1991; Jenkins et al., 1994; Kolodner and Steffes, 1998). La plupart des mesures faites de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  sont issues de radio-occultations car  $\text{H}_2\text{SO}_4$  absorbe les ondes radio (Steffes, 1985). Les mesures les plus récentes avec Venus Express donnent des abondances de vapeur de l'ordre de 4 à 8 ppmv sous les nuages au niveau du pôle, avec une variation en latitude liée à celle de la température amenant à des valeurs de l'ordre de 10 ppmv au niveau de l'équateur à 45 km d'altitude (Oschlisniok et al., 2021) (Voir figure 1.9). Ando et al. (2024) a réalisé des mesures de l'acide sulfurique en utilisant l'expérience de radio-occultation d'Akatsuki. Ces mesures sont inférieures à celles de Venus Express, mais il s'agit là d'un travail en cours (Ando et al., 2024).

## Le dioxyde de soufre

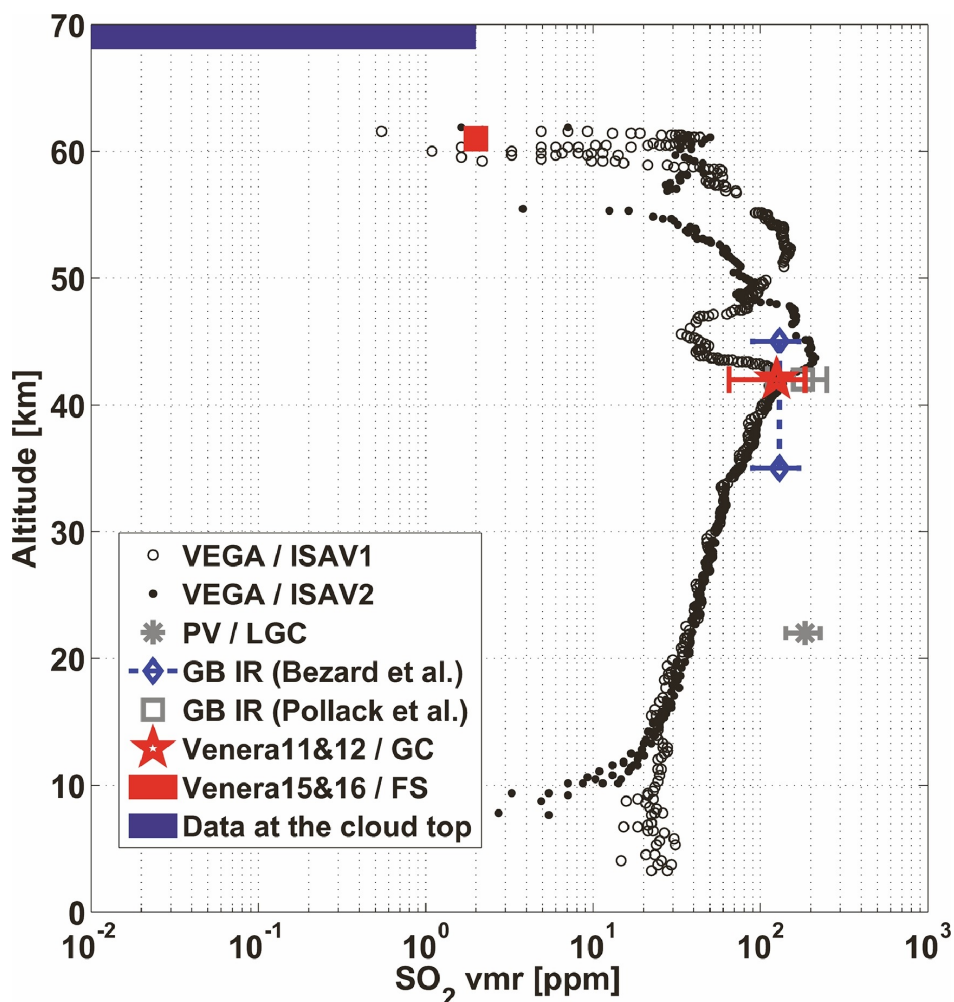


Figure 1.10 : Mesures du profil de  $\text{SO}_2$  durant l'ère pré-VEX (Vandaele et al., 2017)

Le dioxyde de soufre ( $\text{SO}_2$ ) est une espèce qui joue le rôle principal dans le cycle chimique du soufre. Il s'agit du précurseur de l'acide sulfurique, principal constituant des nuages. La quantité de soufre contenue sous les nuages se situe aux alentours de 150 ppmv d'après les mesures Venera 11-12 (Gelman et al., 1979), Pioneer Venus (Oyama et al., 1980), par spectroscopie depuis la Terre (Bézard et al., 1993) et plus récemment avec Venus Express (Marcq et al., 2013). Les mesures de  $\text{SO}_2$  en dessous des nuages restent constantes avec le temps. Le  $\text{SO}_2$  présente un gradient vertical fort, perdant plusieurs ordres de grandeur pour atteindre quelques centaines de ppbv à 70 km d'altitude (Fig 1.10).

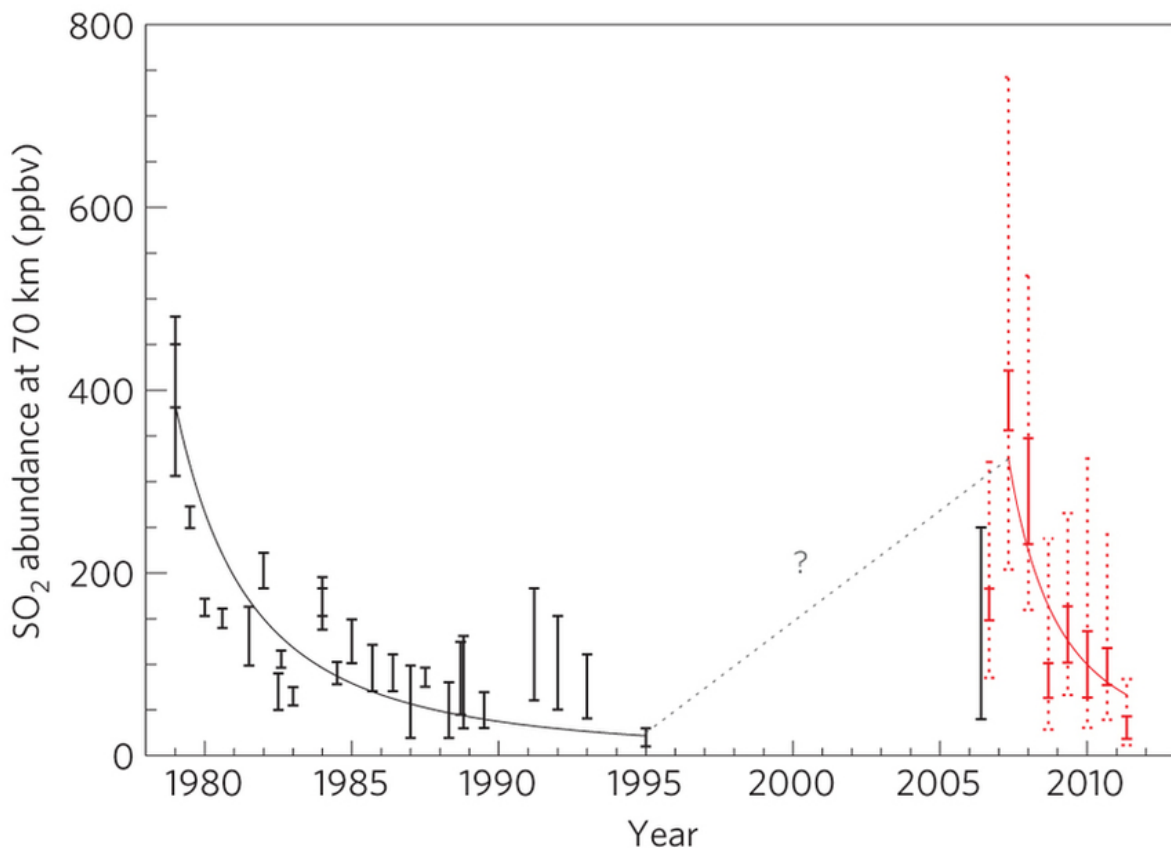


Figure 1.11 : Trente années de mesures de  $\text{SO}_2$  au sommet des nuages. Les informations en noir représentent les mesures pré-VEX, le rouge correspond à la moyenne glissante sur 8 mois des données SPICAV sur Venus Express. Les barres représentent l'incertitude à  $1\sigma$  et les points la dispersion dans chaque intervalle de temps. (Marcq et al., 2013)

Au-dessus des nuages, les observations de Pioneer Venus (Esposito et al., 1997) puis les observations de Venus Express et l'instrument SPICAV (Marcq et al., 2013) ont montré qu'il existait une variabilité aux échelles de temps de quelques décennies au niveau du sommet des nuages (Fig. 1.11). Une variabilité aux courtes échelles de temps (de l'ordre de quelques heures) a également été observée en utilisant des observations télescopiques depuis la Terre (Encrenaz et al., 2012). Les mécanismes à l'origine de ces variations aux courtes et longues échelles de temps sont encore à identifier.

### Les espèces azotées

Il n'y a que peu d'observations des rapports de mélange des espèces azotées. Hormis  $\text{N}_2$  présent en grande quantité (environ 3% de l'atmosphère) on retrouve quelques profils de N dans les observations ONMS (Kasprzak et al., 1993). Concernant les oxydes d'azote, il n'y a que Krasnopolsky (2006) qui formule une limite haute de  $5 \pm 1,5$  ppbv en dessous de 65 km d'altitude pour NO. Cette proposition s'appuie sur des observations du spectrographe TEXES à l'observatoire de Mauna Kea qui sont comparées à un modèle de photochimie couplé à un modèle de transfert radiatif. Il existe une grandeur proxy qui sera étudiée plus loin concernant les oxydes d'azote. Il s'agit de l'émission ultraviolette de nuit de l'oxyde d'azote.

Cette émission a été observée et caractérisée pour la première fois sur Vénus (Feldman et al., 1979) puis sur Mars (Bertaux et al., 2005). Nous reviendrons en détail dans le chapitre 4 sur cette émission.

### 1.2.2.2 La couche de nuages vénusienne

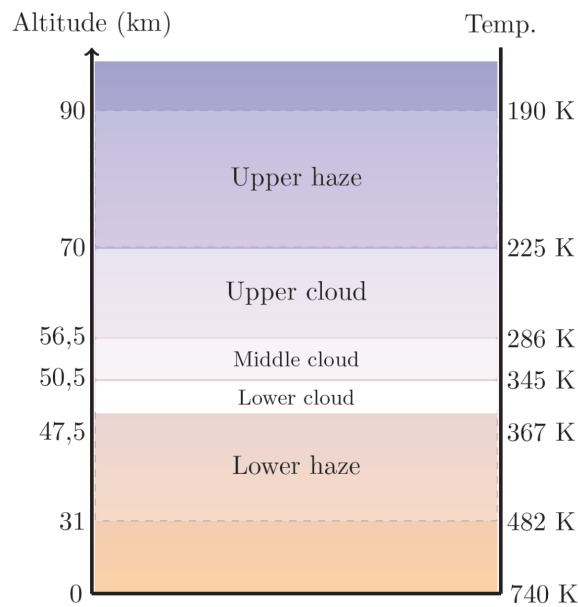


Figure 1.12 : Représentation schématique de la distribution en altitude des nuages de Vénus. Sont représentées les différentes couches des nuages : le nuage bas (Lower cloud), le nuage médian (Middle cloud) et le nuage haut (Upper cloud). On retrouve aussi les deux couches de brumes : la brume basse (Lower haze) et la brume haute (Upper haze). Crédits : Loïc Rossi, CC-BY-SA

Quand on observe Vénus, la première chose visible est cette couche épaisse et globale du nuage. Située dans la moyenne atmosphère, elle s'étend sur près de 20 km d'épaisseur avec des variations selon la latitude. Les premières descriptions in-situ de la couche nuageuse proviennent des observations Pioneer Venus à travers l'expérience Cloud Particle Size Spectrometer (LCPS) (Knollenberg and Hunten, 1980). Le néphélomètre, dont nous avons parlé plus tôt, a permis de mesurer la taille des gouttelettes dans le milieu qu'il a traversé. À partir des mesures de concentration de gouttelettes et de leur rayon, on peut obtenir une information sur la structure verticale de la couche nuageuse. Ces observations ont distingué trois couches : un nuage bas entre 47,5 km et 50,5 km, puis le nuage médian entre 50,5 km et 56,5 km et finalement le nuage haut entre 56,5 km et 70 km. En plus de ce bloc nuageux, des brumes sont observées en dessous des nuages jusqu'à 30 km et au-dessus jusqu'à 90 km (Figure 1.12).

Les différentes observations ont montré que les gouttelettes sont sphériques et liquides, composées d'un mélange d'eau et d'acide sulfurique (Young, 1973; Knollenberg and Hunten, 1980; Ragent and Blamont, 1980; Titov et al., 2018). Les nuages hauts et les nuages bas ont des origines différentes. Les nuages hauts proviennent de la photochimie (Young, 1973;

Prinn, 1975), le dioxyde de soufre et l'eau réagissent ensemble au travers d'un cycle chimique produisant de l'acide sulfurique. C'est cette production constante d'acide sulfurique qui forme ce nuage haut. Les nuages bas ont une double origine : la première vient d'un apport des nuages hauts. Les plus grosses gouttelettes formées dans les nuages hauts sédimentent et viennent alimenter le nuage bas en grosses gouttelettes ( $\sim 1 \mu\text{m}$  de rayon). La seconde origine est dynamique, la convection à la base des nuages va ramener de l'acide sulfurique dans le nuage bas, ce qui va permettre la création de nouvelles gouttelettes. En dessous de 50 km, l'atmosphère devient sous-saturée et très chaude, ce qui implique une forte évaporation et la disparition rapide des gouttelettes qui ne pourront jamais atteindre le sol (Lee et al., 2010).

### Classification des gouttelettes

L'instrument LCPS de Pioneer Venus a aussi fourni des informations quant à leur composition et aux caractéristiques des gouttelettes en plus d'un profil de la distribution des nuages. Ainsi Knollenberg and Hunten (1980) ont créé une classification des gouttelettes en se basant sur leur taille, donnant 3 modes avec un rayon médian croissant. Le mode 1 est composé des plus petites gouttelettes liquides sphériques. Il est présent entre 30 km et 90 km d'altitude, et forme la majorité des gouttelettes des nuages et de la brume photochimique située au-dessus des nuages. Le rayon médian de ce mode 1 est d'environ  $0,25 \mu\text{m}$ . Le mode 2 est aussi composé de gouttelettes liquides et sphériques, il s'étend de 45 km à 70 km sur les données LCPS et jusqu'à 90 km avec les données SPICAV-IR et SOIR. Son rayon médian est aux alentours de  $1 \mu\text{m}$ . Le mode 3 est un cas particulier. Il aurait été détecté avec l'instrument LCPS dans la couche nuageuse la plus basse avec des particules de  $3 \mu\text{m}$  à  $4 \mu\text{m}$  de rayon. Les propriétés optiques différentes de celles des modes 1 et 2 ont poussé Knollenberg and Hunten (1980) à proposer une forme cristalline pour ce mode 3. Cependant, Toon et al. (1984) ont suggéré que ce mode 3 provenait d'un problème de calibration de l'instrument LCPS et qu'il s'agissait en fait de la queue de la distribution du mode 2. Knollenberg (1984) a répondu que ces erreurs pouvaient jouer sur l'apparence des gouttelettes mais pas sur l'existence et la taille du mode 3 qu'ils avaient détecté et a donc maintenu ses conclusions. La question de l'existence de ce mode 3 n'a pas encore été complètement résolue aujourd'hui.

L'étude des nuages de Vénus est caractérisée par le peu de données in-situ, spécifiquement concernant les caractéristiques des nuages. L'article de Knollenberg and Hunten (1980) qui définit les gouttelettes se base sur l'unique descente de la sonde Pioneer Vénus, ce qui ne prend pas en compte la variabilité spatiale ou temporelle des nuages vénusiens et donc l'extrapolation à l'ensemble de la planète est incertaine. Il existe également des modes théoriques pour essayer d'expliquer et de comprendre les mesures d'opacité infrarouge. Il s'agit du mode 0 (Toon et al., 1979), supposé être présent dans le nuage haut et dont le rayon médian serait de  $0,06 \mu\text{m}$  et le mode 2' alternatif au mode 3, qui serait une extension du mode 2 discuté précédemment, avec la même composition mais un rayon médian de  $1,4 \mu\text{m}$  (Knollenberg and Hunten, 1980). Cependant, malgré les missions récentes Venus Express et Akatsuki, seul le sommet des nuages peut être sondé. Dans la brume haute, une bimodalité

a été observée avec deux populations de gouttelettes avec des rayons respectifs de 0,1-0,3  $\mu\text{m}$  et 0,4-1,0  $\mu\text{m}$  (Wilquet et al., 2009, 2012). Pour le reste des nuages, la distribution verticale ainsi que les distributions en taille de rayons restent sans apport de données. Ainsi, aujourd'hui encore, les données LCPS sont la référence pour les études poussées des nuages vénusiens.

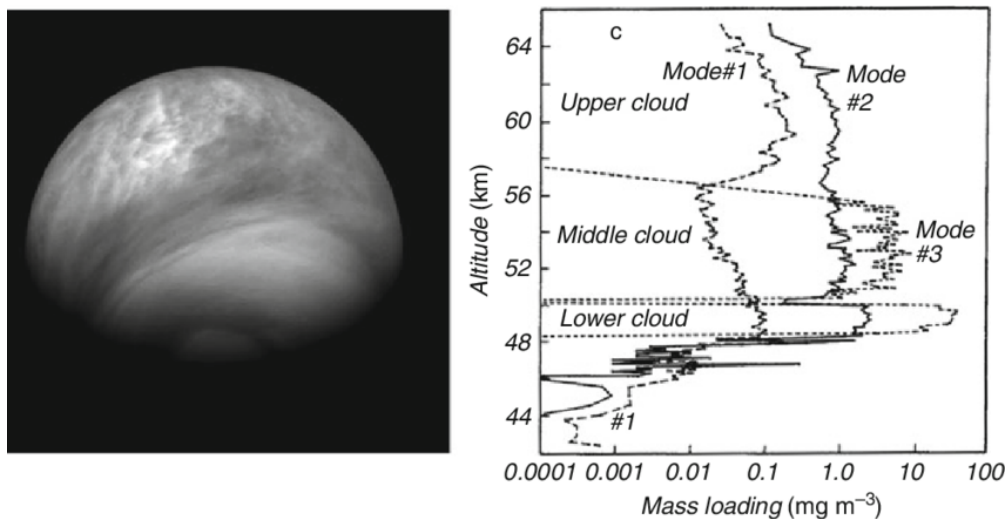


Figure 1.13 : À gauche une image de Venus obtenue par la Venus Monitoring Camera (VMC) à bord de Venus Express (crédit : ESA). À droite la distribution en masse des différents modes des nuages en fonction de l'altitude à partir des observations de Pioneer Venus (Knollenberg and Hunten, 1980). (Crédit : Määttänen et al. (2018))

### Variations en latitude des nuages

L'altitude du sommet des nuages varie avec la latitude, elle est en effet plus basse au pôle (60-65 km) qu'au niveau de l'équateur (74 km) (Cottini et al., 2012; Kawabata et al., 1980) (Figure 1.14). Quant à la base des nuages, elle part de 43 km à l'équateur, monte jusqu'à 46 km aux moyennes latitudes et redescend jusqu'à 41 km vers les pôles (Barstow et al., 2012; Cimino, 1982). Ces variations s'observent aussi dans l'épaisseur optique des nuages qui est plus importante à l'équateur qu'au pôle (Kawabata et al., 1980). La composition des gouttelettes varie aussi avec la latitude au niveau de la base des nuages. La proportion massique de l'acide sulfurique passe de 80% à l'équateur, pour atteindre un maximum aux moyennes latitudes de 90% et diminuer jusqu'à 75% au pôle. Cette évolution suit celle de la base des nuages et de l'épaisseur optique (Barstow et al., 2012; Petrova et al., 2015a). Ce changement de composition s'explique par l'abondance de la vapeur d'eau à 1,38  $\mu\text{m}$ . À 62 km d'altitude, celle-ci décroît de 6,1 ppmv aux basses latitudes à 5,4 ppmv aux moyennes latitudes et réaugmente pour atteindre 7,2 ppmv aux hautes latitudes (Petrova et al., 2015b). Ce comportement est symétrique par rapport à l'équateur pour les deux hémisphères. Ces variations sont étroitement liées à la dynamique et plus particulièrement aux branches ascendante et descendante des cellules de Hadley.

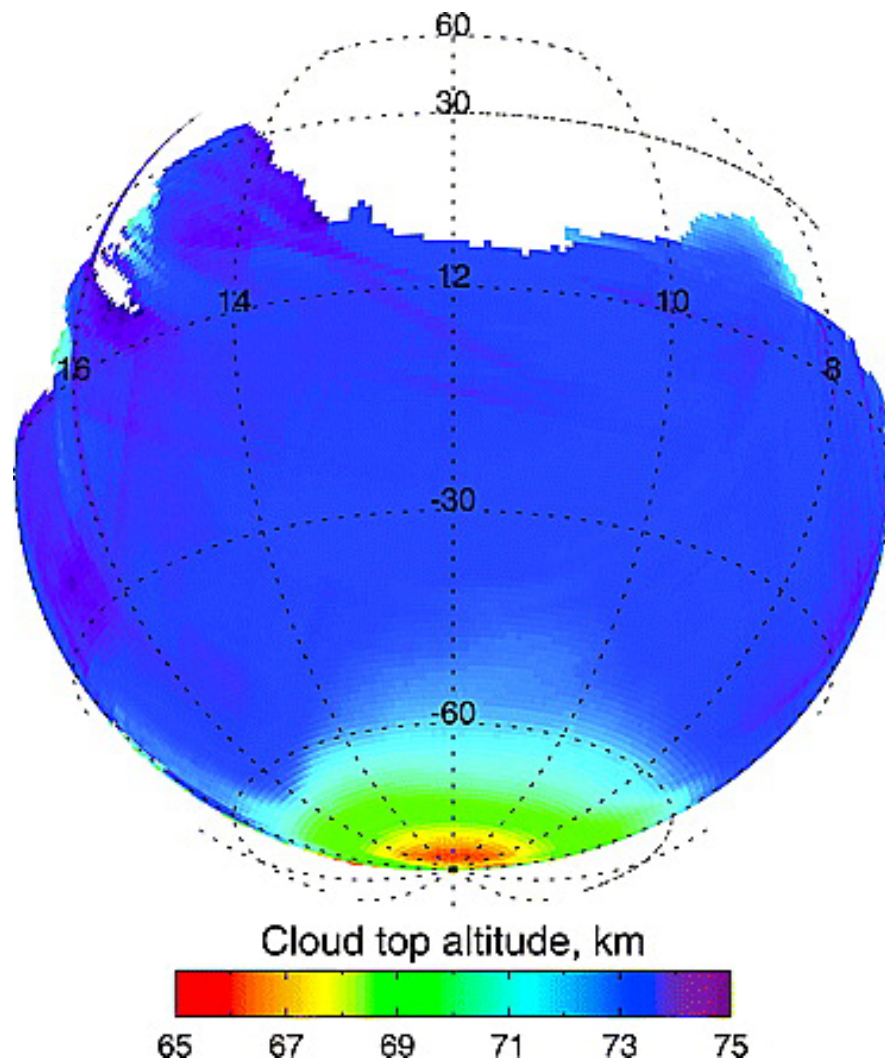


Figure 1.14 : Carte de la variation de l'altitude du sommet des nuages à travers l'absorption infrarouge du  $\text{CO}_2$  (VIRTIS-Venus Express) (Crédit : Ignatiev et al. (2009))

### Aérosols et noyaux de condensation

Un aspect important de la production de nouvelles gouttelettes repose sur le processus dit de nucléation hétérogène. Cette nucléation est permise par la présence d'aérosols solides préexistants, dont la surface facilite la transition vapeur-liquide. Quand les aérosols deviennent le cœur de nouvelles gouttelettes, on parle alors de noyaux de condensation (ou CCN pour Cloud Condensation Nuclei). L'enjeu des noyaux de condensation est déjà souligné par les observations de Cimino (1982) qui, par occultation radio, soutiennent l'idée que le mode 3 est composé de CCN recouverts d'acide sulfurique, ou par des calculs de Grinspoon et al. (1993) qui montrent que, pour pouvoir obtenir l'absorption infrarouge observée, il faut que 50% du volume des gouttelettes de mode 3 soit composé d'un matériau inconnu. Plusieurs pistes existent quant à l'origine de ces noyaux de condensation que nous allons passer en revue.

**La poussière météoritique** On estime que le processus de formation de ces poussières sur Vénus est analogue à ce qui se produit sur Terre. Les météoroïdes pénètrent l'atmosphère et s'ablatent dans l'atmosphère entre 70 km et 120 km d'altitude. Il en résulte des particules de la taille du nanomètre d'une masse volumique aux alentours de  $1800 \text{ kg m}^{-3}$ . Ils peuvent servir de CCN pour condenser de la vapeur et pour former la brume supérieure (Turco et al., 1983; Gao et al., 2014; Frankland et al., 2017). La sédimentation transporte aussi les aérosols plus bas dans l'atmosphère, et permet donc de créer des gouttelettes dans le nuage médian et le nuage bas.

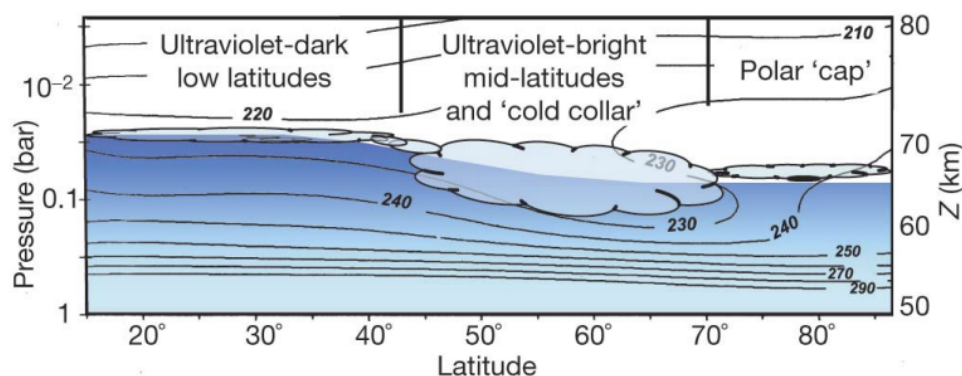


Figure 1.15 : Schéma de la morphologie du sommet des nuages. Les isolignes représentent la température basée sur la spectrométrie de Venera-15. En bleu clair se trouve les nuages diffusant la lumière ultraviolette et en bleu foncé l'absorbant UV inconnu (Crédit : Titov et al. (2008))

**L'absorbant ultraviolet inconnu** Il s'agit d'une question de longue date autour de l'atmosphère de Vénus. Il existe dans les premiers clichés de Wright (1927) et Ross (1928) des zones sombres et claires dans les nuages de Vénus. Les missions comportant des caméras ou spectromètres UV (comme Mariner 10 (Anderson et al., 1978), Venus Express (Marcq et al., 2020) ou Akatsuki (Yamazaki et al., 2018)) suggèrent la présence d'une espèce absorbante dans l'ultraviolet. Cependant, le spectre de cet absorbant ne peut être reproduit par une espèce connue ou par un mélange d'espèces existantes dans l'atmosphère de Vénus. Titov et al. (2008) montrent que les distributions observées de cet absorbant UV sont fortement liées aux structures atmosphériques et à la dynamique à l'altitude des nuages. Proche de l'équateur, la convection active amène de l'absorbant UV vers le sommet du nuage, ce qui explique les zones sombres. Aux moyennes latitudes, les zones claires sont liées au phénomène du collier froid (cold collar), une anomalie de température de près de 30 K inhibant la convection. Aux pôles, le sommet des nuages s'abaisse à environ 65 km d'altitude, ce qui apparaît comme une zone circulaire et des structures dynamiques sombres qui sont liées au vortex (Titov et al., 2008). Les espèces chlorées ne sont pas incluses car les quantités disponibles ne sont pas suffisantes pour pouvoir reproduire les observations selon les modèles photochimiques (Krasnopolsky, 2006). C'est aussi le cas pour une espèce prometteuse OSSO et plus particulièrement la conformation OSSO-trans (Frandsen et al., 2016), mais

les quantités modélisées sont 1000 fois inférieures à celles nécessaires pour reproduire les observations (Egan et al., 2025).

**Les polysulfures** La chimie du soufre dans l’atmosphère de Vénus peut amener à la construction de chaînes poly-soufrées. Ces chaînes vont de  $S_2$  à  $S_8$ . Ces polysulfures peuvent condenser et donner lieu à des particules solides pouvant devenir précurseurs des gouttelettes. La molécule  $S_8$ , particulièrement, a été citée à plusieurs reprises (Hapke and Nelson, 1975; Toon et al., 1982; Schulze-Makuch et al., 2004) comme étant le candidat le plus probable en tenant compte des mesures d’albédo. Des travaux récents de Lefevre et al. (2025) montrent que les quantités de  $S_8$  condensées sont faibles et une étude de Young (1973) montre que la mouillabilité du soufre par l’acide sulfurique est très faible, ce qui amènerait les polysulfures à adhérer sur la gouttelette d’acide sulfurique.

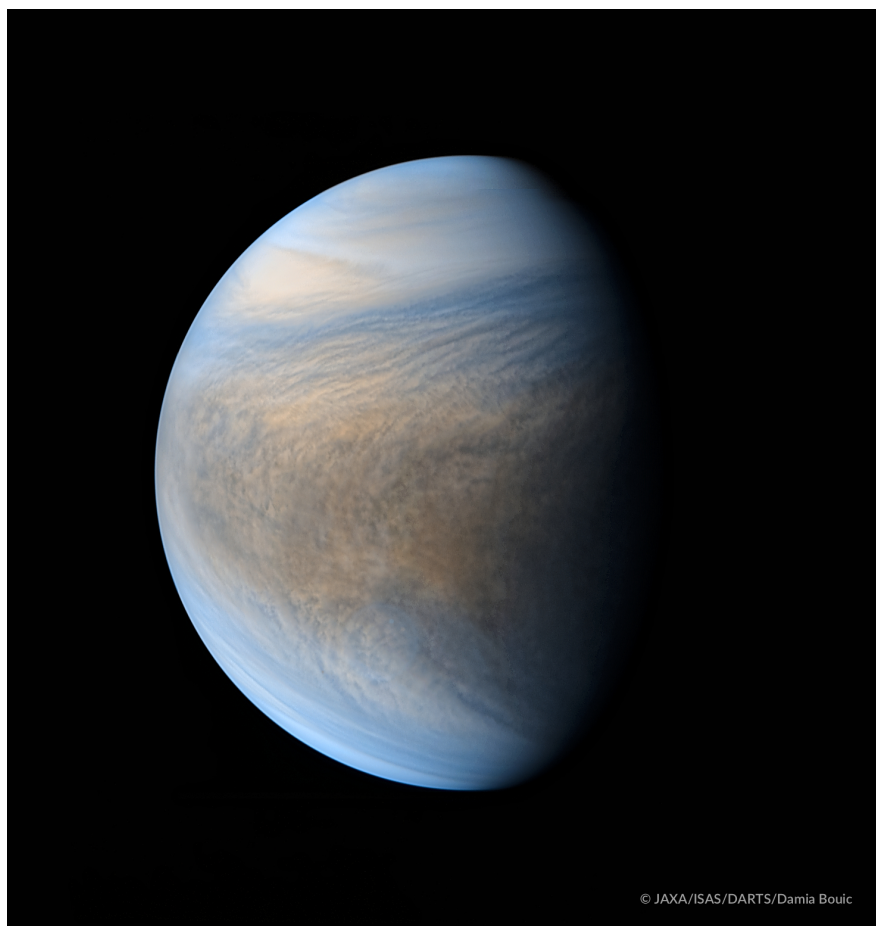


Figure 1.16 : Image composite de Vénus avec la caméra ultraviolet UVI de la mission Akatsuki. Crédits : JAXA/ISAS/DARTS/Damia Bouic

Ainsi l’étude des nuages de Vénus est une science avec de nombreuses questions encore ouvertes. Avec le peu d’information disponible, la modélisation de ces nuages est une des principales voies pour améliorer nos connaissances.



---

## ÉTAT DE L'ART ET OBJECTIFS DE LA THÈSE

---

2.1	La chimie de l'azote . . . . .	46
2.1.1	Observations . . . . .	46
2.1.2	Modélisations . . . . .	46
2.2	Modélisation des nuages vénusiens . . . . .	47
2.2.1	Représentations des distributions en taille des rayons des gouttelettes . . . . .	47
2.2.2	Les modèles de nuages vénusiens . . . . .	48
2.3	Objectifs du travail de thèse . . . . .	52

---

Cette thèse concerne deux facettes de l'étude de l'atmosphère de Vénus : la chimie et les nuages. Avec cet objectif en tête, nous allons, dans ce chapitre, discuter de la situation actuelle des observations et de la modélisation concernant les objets d'étude. Nous présenterons en plus les objectifs de cette thèse.

## 2.1 La chimie de l'azote

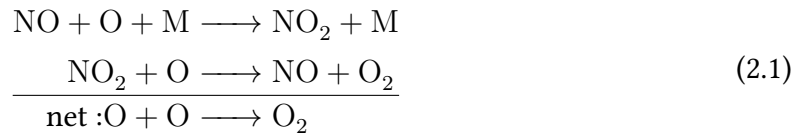
### 2.1.1 Observations

L'azote a été observé par la mission Pioneer Venus (Hoffman et al., 1979) sous la forme du diazote  $N_2$  en tant que l'un des principaux constituants de l'atmosphère de Vénus (3% de l'atmosphère). Mais les informations sur les autres espèces azotées sont beaucoup plus rares. Ceci est notamment dû au caractère très stable de la molécule  $N_2$ . L'énergie nécessaire pour casser la liaison covalente N-N par photodissociation ne peut être atteinte qu'au-dessus de 100 km.

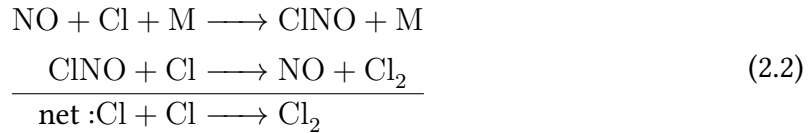
Krasnopolsky (2006) détermine une abondance maximale du monoxyde d'azote (NO) de  $5,5 \pm 1,5$  ppbv pour des altitudes inférieures à 65 km. La principale observable permettant de contraindre la quantité d'NO est l'émission ultraviolette de nuit de l'oxyde d'azote. Cette émission résulte de la photodissociation de  $CO_2$  et de  $N_2$  du côté jour, et de la dynamique qui transporte O et N du côté nuit où ils se recombinent pour émettre des photons ultraviolets. Elle a été observée en premier lieu par le spectrographe ultraviolet à bord du télescope spatial International Ultraviolet Explorer (Feldman et al., 1979), puis par le spectromètre de la mission Pioneer Venus (Stewart et al., 1980) et plus récemment à l'aide du spectromètre SPICAV à bord de la mission Venus Express (Gérard et al., 2008; Stiepen et al., 2012, 2013). Les observations ont aussi mis en avant une forte variabilité spatiale et temporelle de cette émission (Stewart and Barth, 1979; Stewart et al., 1980; Gérard et al., 2008; Royer et al., 2010). Elle permet d'ajouter une contrainte sur la distribution de NO et donc de la chimie et de la dynamique affectant le cycle chimique de N.

### 2.1.2 Modélisations

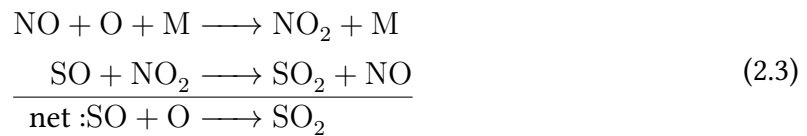
Dès les premiers travaux de modélisation de la chimie de l'atmosphère de Vénus, la question de l'azote est abordée. Les travaux de Yung and Demore (1982) marquent un premier pas en ce sens en incluant un cycle de recyclage de  $CO_2$  en se basant sur les réactions entre les radicaux hydrogénés et azotés. Les modèles en une dimension sont améliorés avec le temps, plus de réactions sont incluses et les vitesses de réactions sont mieux connues grâce aux expériences de laboratoire et aux calculs théoriques. On cite le modèle de chimie de Krasnopolsky (2012) qui contient du  $N_2$  mais aussi des oxydes tels que NO,  $NO_2$  et des composés secondaires comme SNO ou ClNO. Krasnopolsky (2012) montre avec son modèle que la chimie de l'azote jouerait pour 25 % dans la production de  $O_2$  à travers le cycle 2.1 :



un tiers de la production de  $\text{Cl}_2$  à travers le cycle 2.2 :



et compenserait 25 % de la photolyse de  $\text{SO}_2$  à travers le cycle 2.3 :



Cependant, un modèle cohérent en trois dimensions pour saisir la complexité de cette chimie fait toujours défaut. [Brecht et al. \(2011\)](#), en utilisant le modèle global du climat (GCM) américain nommé Venus Thermospheric GCM (ou VTGCM) produisent la première simulation en trois dimensions de la chimie de l'azote pour Vénus. Le modèle contient 10 réactions principales pour reproduire le cycle de l'azote. [Brecht et al. \(2011\)](#) ont pour objectif de comprendre les émissions de NO, mais aussi de  $\text{O}_2$  côté nuit de la planète. Pour ce faire, ils réalisent des simulations et parviennent à reproduire les principales caractéristiques de l'émission, mais ils ne documentent pas la forte variabilité spatiale et temporelle observée ([Stewart and Barth, 1979](#); [Stewart et al., 1980](#); [Gérard et al., 2008](#); [Royer et al., 2010](#)) car les résultats sont moyennés sur le temps. Il s'agit de la toute première simulation en trois dimensions de l'émission de nuit de NO. [Brecht et al. \(2011\)](#) montrent que l'émission de O est sensible au profil de mélange turbulent, là où l'émission de NO est, elle aussi, plus sensible au vent vertical.

## 2.2 Modélisation des nuages vénusiens

### 2.2.1 Représentations des distributions en taille des rayons des gouttelettes

Nous cherchons à simuler la formation et l'évolution des nuages de Vénus dans le temps et l'espace. Pour cela, nous considérons que ces gouttelettes sont sphériques et composées d'une solution binaire d'eau et d'acide sulfurique, qui sont réparties dans deux modes de rayons. Pour pouvoir modéliser ces gouttelettes et les processus associés, il faut choisir une représentation de la distribution du rayon des gouttelettes. Il existe deux représentations classiques utilisées pour modéliser les particules dans le cadre de l'atmosphère de Vénus dans la littérature. Nous allons les expliciter ci-dessous.

La première méthode, dite en classes de rayons, discrétise la distribution en intervalles de

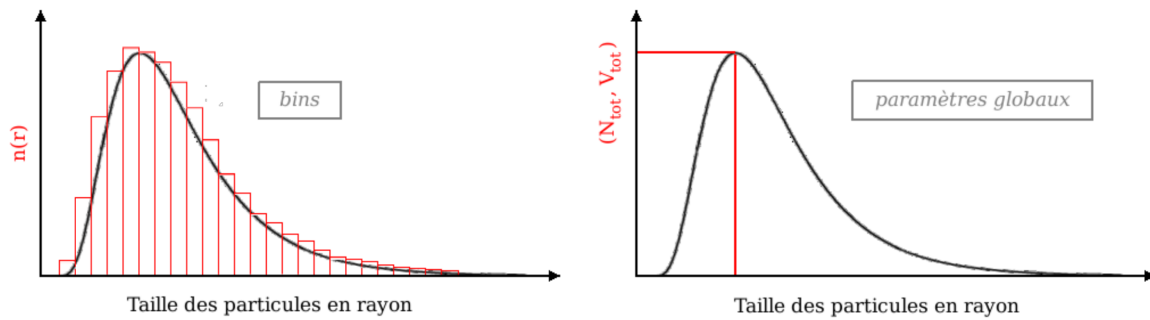


Figure 2.1 : Représentation schématique des distributions des gouttelettes en fonction des deux méthodes : les classes de rayons à gauche et les moments à droite. (Guilbon, 2018)

classes de rayons (ou bins en anglais). Chaque intervalle défini entre deux rayons exprime les propriétés moyennées à l'intérieur de l'intervalle. Cette représentation permet beaucoup de flexibilité en jouant sur le nombre d'intervalles, leur largeur, le rayon moyen considéré ou encore d'autres paramètres, ce qui permet de choisir le degré de précision du modèle. Cela permet à la distribution et notamment sa forme d'évoluer librement. Dans ce type de modèle, un intervalle de rayon correspond à un traceur, ce qui signifie que le nombre de variables augmente avec le nombre d'intervalles. Une plus grande précision se traduit par un temps de calcul plus élevé.

La seconde, dite méthode des moments, est celle qui est utilisée par MAD-VenLa, le modèle que nous utilisons dans cette thèse. Cette méthode repose sur la représentation des gouttelettes par une distribution paramétrée, dont la forme est supposée a priori. Cette hypothèse constitue une différence fondamentale avec la méthode des intervalles de rayons, qui ne fixe pas la distribution. Dans le cadre de la méthode des moments, seuls quelques paramètres caractéristiques (tels que le rayon médian ou l'écart-type) sont suivis pour décrire l'évolution de la distribution. Le nombre de ces paramètres libres dépend directement du nombre de moments considérés dans le modèle : plus on inclut de moments, plus la distribution peut être décrite avec précision. Cette simplification permet de réduire considérablement le coût numérique, mais au prix d'une perte de détail, puisque les résultats restent contraints par les hypothèses imposées sur la forme de la distribution. La méthode des moments ne considère que quelques variables, ce qui réduit fortement le temps de calcul. Cette méthode est celle à utiliser préférentiellement dans le cadre d'un couplage avec le Venus PCM.

## 2.2.2 Les modèles de nuages vénusiens

Il existe des modèles microphysiques de référence qui ont pavé la voie dans la compréhension des phénomènes devant régir la vie des nuages vénusiens. Il existe un certain nombre de modèles en classes de rayons (Table 2.1) et de modèles utilisant la méthode des moments (dits modaux) (Table 2.2). Ces modèles ont été créés dans l'optique de répondre à

certaines problématiques ciblées. Par exemple, [McGouldrick and Toon \(2007\)](#) se focalisent sur les structures dynamiques apparaissant dans le proche infrarouge ou [Toon et al. \(1982\)](#) qui cherchent à comprendre la nature et l'origine de l'absorbant UV.

L'ensemble des études utilisant ces modèles fait l'approximation que les gouttelettes sont parfaitement sphériques pour simplifier les calculs. Ces études partent également du principe que les gouttelettes sont composées d'un mélange binaire d'acide sulfurique et d'eau. Certaines études ajoutent dans leurs modèles des noyaux de condensation pouvant être contenus dans les gouttelettes, ces noyaux peuvent être ajoutés sans a priori quant à leur nature ([McGouldrick and Toon, 2007](#)) ou avec des suppositions comme des noyaux soufrés et/ou de la poussière météoritique tels que dans les tests de [Gao et al. \(2014\)](#).

Le modèle que nous allons utiliser dans le cadre de cette thèse est MAD-VenLa ([Guilbon, 2018](#); [Määttänen et al., 2023](#)), un modèle 0D, c'est-à-dire que les processus microphysiques sont calculés en un point de l'atmosphère. Ce modèle utilise la méthode des moments, la forme de la distribution est donc fixée (ici avec des distributions log-normales). Le modèle utilise deux moments : le nombre total de particules ( $N_{tot}$ ) et le volume total des particules ( $V_{tot}$ ). Il reproduit la bimodalité des gouttelettes en intégrant le mode 1 et le mode 2. Ce modèle a été conçu avec l'objectif d'être, à terme, couplé avec un modèle global du climat pour Vénus, le Venus PCM (VPCM). Une description détaillée de MAD-VenLa sera donnée dans le chapitre 6.

Nous pouvons maintenant discuter des modèles unidimensionnels. Ce sont des modèles qui considèrent une colonne atmosphérique et du transport vertical (via du mélange turbulent et la sédimentation) en plus des processus locaux. Le modèle de [Toon et al. \(1982\)](#) est un modèle microphysique qui utilise les classes de rayons. L'étude qu'ils ont menée avait pour objectif de rechercher la nature et l'origine de l'absorbant UV inconnu, en utilisant les polysulfures. Pour cette raison, le modèle de microphysique utilisé tourne en parallèle avec un modèle de chimie. Ce modèle de chimie permet la formation des allotropes du soufre jusqu'au  $S_8$ . Le modèle de microphysique permet aux polysulfures de coaguler avec les gouttelettes d'acide sulfurique, conduisant à deux populations de gouttelettes contenant des noyaux de condensation et dont la fraction des composants est suivie. Malgré la complexité ajoutée à ce modèle de microphysique, certaines caractéristiques n'arrivent pas à être reproduites. Ainsi, à 62 km [Toon et al. \(1982\)](#) obtiennent une distribution bimodale, mais qui ne contient pas la queue de la distribution des plus petites gouttelettes de mode 1, et qui sous-estime le nombre de gouttelettes par rapport à [Knollenberg and Hunten \(1980\)](#).

Un élément important pour comprendre les nuages de Vénus est la dynamique. De manière ordinaire dans les modèles 1D, la dynamique est simplifiée à travers des hypothèses simples. Cependant, en allant plus loin que ces hypothèses et en essayant de décrire de manière plus cohérente la dynamique, les résultats de ces modèles s'approchent plus près des observations ([Knollenberg and Hunten, 1980](#)). On prend comme exemple [McGouldrick and Toon \(2007\)](#) qui simulent l'effet du dépôt d'énergie des ondes de gravité sur la température et les nuages. L'objectif de ce travail est de comprendre l'origine de trous dans les nuages

observés par des fenêtres infrarouges (Allen and Crawford, 1984; Crisp et al., 1991; Carlson et al., 1991; Baines et al., 2000). Un second exemple est l'étude de (Imamura and Hashimoto, 2001) qui étudie l'effet d'une ascendance provenant des cellules de Hadley sur la structure des nuages. L'ajout de ce vent vertical permet de reproduire les observations de la zone d'accumulation de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  sous les nuages et le gradient positif de  $\text{H}_2\text{O}$  Imamura and Hashimoto (2001). Cela souligne que pour modéliser correctement la couverture nuageuse, la seule prise en compte du mélange turbulent (ou eddy diffusion) est insuffisante. Les hypothèses de simplification de la dynamique ne permettent pas de reproduire des phénomènes de grande échelle tels que la forme de «Y» sombre formée par les nuages et observée dans l'ultraviolet par Yamamoto and Tanaka (1998) (décrite dans la partie 1.1.1.1).

Il est difficile de parler des modèles de microphysiques utilisant les classes de rayon sans évoquer le modèle CARMA (Community Aerosol and Radiation Model for Atmospheres) (Toon et al., 1988). Il a été adapté dans différentes versions pour les planètes du système solaire (et notamment Vénus), ce qui a donné la branche PlanetCARMA (Barth, 2020). Concernant la branche Vénus, le modèle CARMA a été utilisé pour étudier les "trous" dans le nuage haut (McGouldrick and Toon, 2002, 2007), l'effet des ondes sur le nuage et les conséquences sur le budget radiatif (McGouldrick and Toon, 2006, 2008), l'effet de la coagulation et de la photochimie (McGouldrick, 2017), puis l'effet de la coagulation des noyaux de condensation sur la distribution des gouttelettes (McGouldrick and Barth, 2023). Ainsi, les travaux de McGouldrick (2017) montrent que le nuage inférieur formé par la condensation est relativement indépendant du nuage haut formé par photochimie. Il montre aussi que la distribution des noyaux de condensation joue un rôle important dans la distribution des gouttelettes. C'est dans cette optique que le modèle CARMA pour Vénus est amélioré dans McGouldrick and Barth (2023) (et configuré dans le format PlanetCARMA) pour prendre en compte la coagulation des noyaux de condensation. Cette étude a montré que l'existence d'une population de noyaux trop petits pour produire des gouttelettes pouvait produire des variations à de grandes échelles de temps (plusieurs centaines de jours). McGouldrick and Barth (2023) montrent aussi que les variations quasi-périodiques des propriétés des gouttelettes observées par Venus Express/VIRTIS (McGouldrick, 2017) sont liées à des gouttelettes formées par nucléation homogène, ou que les noyaux de condensation ne peuvent pas coaguler.

Après avoir discuté des modèles utilisant les classes de rayon, intéressons-nous aux modèles modaux. Il en existe actuellement deux : Yamamoto and Tanaka (1998), Yamamoto and Takahashi (2006). Ces deux modèles décrivent seulement le mode 1 des gouttelettes, le mode le plus petit. Pour les deux modèles, la forme de la distribution est fixée et définie par une loi log-normale. Yamamoto and Takahashi (2006) utilise deux moments (le moment d'ordre 0 et le moment d'ordre 3). Comme nous avons décrit précédemment, le nombre de moments dans un modèle est proportionnel au nombre de paramètres libres. Ainsi, Yamamoto and Tanaka (1998) ne fixe pas l'écart-type et nécessite donc l'utilisation d'un troisième moment additionnel (le moment d'ordre 1). Le modèle de Yamamoto and Takahashi (2006) ne réussit pas à reproduire les observations de Pioneer Venus (Knollenberg and Hunten, 1980) et les auteurs attribuent cela à une représentation trop simplifiée de la nucléation qui ne génère

pas assez de particules.

Avec le développement du Venus PCM (chapitre 3) dont on reparlera plus tard, la question d'une représentation en trois dimensions des nuages devient un enjeu croissant, car il s'agit d'une zone cruciale dans le transfert radiatif, donc pour la température et la dynamique. Actuellement, les modèles globaux du climat vénusien se basent sur une paramétrisation de nuage fixe (du type [Haus et al. \(2015\)](#)) tandis que les modèles microphysiques peuvent fournir des nuages évolutifs. Le développement de modèles de microphysique 2D ou 3D est donc une piste importante d'amélioration du Venus PCM. Deux études de ce type ont été publiées jusqu'à présent :

La première ([Lee et al., 2010](#)) s'inspire du modèle de microphysique de [Hashimoto and Abe \(2001\)](#). Ils utilisent les conditions thermodynamiques produites par le GCM développé à Oxford ([Lee et al., 2007](#)), pour créer un nuage à l'équilibre. Ils utilisent un traceur passif basé sur le cycle de l'acide sulfurique de [Hashimoto and Abe \(2001\)](#) mais qui ne comprend aucune production ou destruction explicite. À la place, [Lee et al. \(2010\)](#) font l'hypothèse que la surface de la planète agit comme un réservoir d'acide sulfurique liquide. Si la couche la plus basse du modèle est sous-saturée, alors l'acide sulfurique peut s'évaporer du réservoir de la surface. Aucun processus microphysique autre que la condensation et l'évaporation des gouttelettes n'est utilisé, avec l'hypothèse que la pression de vapeur saturante est celle de l'acide sulfurique et qu'elle ne dépend que de la température. Les gouttelettes sédimentent à la vitesse terminale de Stokes, qui dépend de l'altitude. Seuls les flux massiques de sédimentation sont calculés d'une couche à l'autre et le nombre de gouttelettes est calculé selon un rayon fixe équivalent à une gouttelette de mode 2 de  $1\ \mu\text{m}$ . Cette méthode est basée sur le travail de [Krasnopolsky and Pollack \(1994\)](#) pour comprendre le système  $\text{H}_2\text{SO}_4\text{-H}_2\text{O}$  et les profils de OC et de OCS dans les nuages. Cette étude a mis en évidence que le vent moyen et les ondes planétaires génèrent des structures semblables aux observations de Venus Express.

Vient ensuite le travail de [Ando et al. \(2020\)](#). Ils utilisent le GCM vénusien japonais AFES-Venus ([Sugimoto et al., 2014b,a](#)) qu'ils couplent avec leur paramétrisation des nuages. Ils utilisent un modèle simple qui comprend la condensation et l'évaporation des gouttelettes. Pour ce faire, ils posent certaines hypothèses comme l'acidité des gouttelettes qui est fixée à 96% de  $\text{H}_2\text{SO}_4$ . La production de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  y est aussi paramétrisée. La production est nulle du côté nuit et, du côté jour, la production est concentrée dans une mince couche de 2 km centrée à 62 km d'altitude avec une production de  $1,0 \times 10^{16}$  molécules  $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$ . La sédimentation est quant à elle calculée à partir de la vitesse de Stokes pour des rayons observés par Pioneer Venus ([Knollenberg and Huntten, 1980](#)). Pour le mode 1, le rayon de la sédimentation est fixé à  $0,5\ \mu\text{m}$ , et pour le mode 2, le rayon est fixé à  $1\ \mu\text{m}$ . À l'aide de ce simple modèle, ils montrent que la distribution zonale moyenne des nuages est cohérente avec les observations ([Haus et al., 2014](#)). Le travail a été poursuivi dans [Ando et al. \(2021\)](#) où, en utilisant le même modèle, ils arrivent à montrer que les variations quasi-périodiques des nuages observées par [Crisp et al. \(1991\)](#) sont liées à des variations de température. Ces variations de température sont liées aux ondes de gravité, ce qui souligne encore une fois

le lien entre dynamique et nuages. La dernière version de ce modèle (Karyu et al., 2023) couple le modèle de nuage lié aux processus chimiques et a un code de transfert radiatif réaliste. Ces améliorations dans le couplage améliorent la cohérence entre les résultats du modèle et les observations.

Cependant, tous ces modèles de nuages font des hypothèses fortes (acidité fixe, équilibre thermodynamique, rayon fixe) et le manque d'informations concernant la distribution réelle des tailles des particules complique les comparaisons quantitatives avec les observations.

## 2.3 Objectifs du travail de thèse

Cette thèse s'intéresse à la composition de l'atmosphère de Vénus à travers deux prismes différents :

Le premier est chimique à travers le cycle de l'azote dans la haute atmosphère, et son proxy, l'émission UV de nuit de NO.

Sommes-nous capables de reproduire certaines des caractéristiques uniques de cette émission, particulièrement sa variabilité qui n'a jamais été étudiée avec un modèle ?

Le second est microphysique. Aujourd'hui, les différents modèles en trois dimensions de l'atmosphère de Vénus ne considèrent que des représentations paramétrées des nuages. Cependant, ceux-ci sont le berceau d'une multitude de processus qui permettent notamment la transition de la basse atmosphère à la haute. Ainsi, nous allons tenter de répondre à plusieurs questions.

Notre modèle se compare-t-il facilement aux autres modèles microphysiques 1D ?

Notre modèle parvient-il à reproduire des résultats similaires aux observations Pioneer Venus ?

Comment adapter notre modèle pour qu'il soit capable de réaliser des simulations en 3D ?

Répondre à ces questions signifie approfondir notre compréhension de notre voisine Vénus, et plus largement, du fonctionnement des planètes de type vénusien.

Modèle	Dimension	Microphysique	Modes	État initial	Modules complémentaires
Toon et al. (1982)	1D 0-90 km	Nucléation hétérogène sur S8 Coagulation	2 distributions de gouttelettes de H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> CCN (Sx)	(T, P) fixés	Transfert de rayonnement Diffusion turbulente Modèle de chimie
		Cond./Évap. Sédimentation			
James et al. (1997)	1D 40-60 km	Nucléation hétérogène Coagulation	Mode 1 (liq.) Mode 2 (liq.)	(T, P) fixés Sources vapeurs 40 km	Transfert de rayonnement Diffusion turbulente Équilibrage thermodynamique
		Cond./Évap. Sédimentation	Mode 3 (Grand mode 2) (liq.) CCN solubles et insolubles	Source CCN 40 km Vapeur d'eau fixée	
Imamura and Hashimoto (2001)	1D 40-70 km	Nucléation hom. Nucléation hétérogène Coagulation	Mode 1 (liq.) Mode 2 (liq.)	(T, P) VIRA Production photochimique CCN	Photochimie Diffusion turbulente Équilibrage thermodynamique
		Cond./Évap. Sédimentation	CNN (solide, dirac, soufre)		
McGouldrick and Toon (2007)	1D 40-60 km	Nucléation hétérogène Coagulation	Mode 1 (liq., log-N) Mode 2 (liq., Gausienne)	(T, P) VIRA Sources vapeurs à 40 km	Vents, ondes Diffusion turbulente Transfert de rayonnement
		Cond./Évap. Sédimentation	CNN (log-N, non-volatiles)	Source CCN à 40 km	
McGouldrick and Toon (2008)	2D 40-60 km	Nucléation hétérogène Coagulation	Mode 1 (liq., log-N) Mode 2 (liq., Gausienne)	(T, P) VIRA Sources vapeurs à 40 km	Transport cinétique Dynamique méso-échelle simple Transfert de rayonnement
		Cond./Évap. Sédimentation	CNN (log-N, non-volatiles)	Source CCN à 40 km	
Gao et al. (2014)	1D 40-100 km	Nucléation hétérogène Coagulation	Mode 1 (liq.) Mode 2 (liq.)	(T, P) fixés Source H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> Source CCN	Advection Diffusion turbulente Équilibrage thermodynamique
		Cond./Évap. Sédimentation	Mode 3 (liq., grand mode 2) CNN (soufre Sx, silicate)	Vapeur d'eau fixée	
McGouldrick and Barth (2023)	1D 40-80 km	Nucléation hétérogène Coagulation	Mode 1 (liq.) Mode 2 (liq.)	(T, P) VIRA Sources vapeurs à 40 km	Diffusion turbulente Photochimie simple Transfert de rayonnement
		Cond./Évap. Sédimentation	CNN (soufre Sx)	Source CCN à 40 km	
Karyu et al. (2024)	1D 40-100 km	Nucléation hétérogène Coagulation	Mode 1 (liq.) Mode 2 (liq.)	(T, P) VIRA/VEX-SOIR Sources vapeurs à 40 km	Photochimie Diffusion turbulente Photochimie simple Équilibrage thermodynamique
		Cond./Évap. Sédimentation	CNN (solide, dirac, soufre)	Source CCN à 40 km	

TABLE 2.1 – Modèles de microphysique vénusiens utilisant la représentation des classes de rayons. La température et la pression sont définies à partir d'un profil VIRA (Venus International Reference Atmosphere (Seiff et al., 1985)) (Mise à jour du tableau extrait de Guilbon (2018))

Modèle	Dimension	Microphysique	Représentation	Modes	Etat initial	Modules complémentaires
		Nucléation hétérogène				
		Coagulation		2 distributions ( $\log^2 N$ )	(T, P) VIRA	Transfert hor. et vert. Chimie paramétrisée
	2D-3D	Cond./Évap.	Moments (M0, M1, M2)	Mode 1 (liq.) CCN (Sx)	gouttelettes de brume (0,2 um)	Photo-dissociation
Yamamoto and Tanaka (1998)	45-94 km	Sédimentation		Mode 1 (liq.) Mode 2 (liq.)		Transfert de rayonnement
		Coagulation constante	Calculs de flux massiques (gaz + liquides)	Mode 3 (Grand mode 2) (liq.) CCN solubles et insolubles	(T, P) VIRA	Vent zonal Diffusion turbulente
Hashimoto and Abe (2001)	1D 45-70 km	Sédimentation Nucléation hom.			Équilibre thermodynamique	Modèle chimique
		Coagulation		Mode 1 (liq.)		Photochimie
		Cond./Évap.	Moments (M0, M1)	Mode 2 (liq.)		Diffusion turbulente
Yamamoto and Takahashi (2006)	1D 40-70 km	Sédimentation Nucléation hété.		CNN (soufre, poussière mét.)	(T, P) VIRA	Équilibre thermodynamique
		Coagulation				Diffusion turbulente
		Cond./Évap.	Calculs de flux massiques (gaz + liquides)	Monomodal ( $\log-N$ ) Mode 2 (liq.)	Rayon mode 2 (1 um) Densité	Ondes, advection Cellules de Hadley Diffusion turbulente Modèle chimique
Lee et al. (2010)	2D-3D 0-90 km	Sédimentation				Ondes, advection Cellules de Hadley Diffusion turbulente Modèle chimique
		Cond./Évap.	Microphysique simplifiée (Rayon non-dynamique)	Mode 1 (liq.) Mode 2 (liq.) Mode 3(liq.)	(T, P) VIRA Distribution initiale de $H_2SO_4$ et $H_2O$ Profil de nuage	Diffusion turbulente Modèle chimique
Ando et al. (2020)	3D 0-100 km	Nucléation hété. Coagulation Cond./Évap.		Mode 1 (liq.) Mode 2 (liq.) Mode 3 (liq., grand mode 2)	(T, P) fixés Source $H_2SO_4$ Source CCN Vapeur d'eau fixée	Advection Diffusion turbulente Équilibre thermodynamique
Dai et al. (2022)	1D 40-100 km	Sédimentation	Calculs de flux massiques (gaz + liquides)	CNN (soufre, silicate)		
		Cond./Évap.		Mode 1 (liq.) Mode 2 (liq.) Mode 3(liq.)		Ondes, advection Cellules de Hadley Diffusion turbulente Modèle photo-chimique
Stolzenbach et al. (2023)	3D 0-150 km	Sédimentation Nucléation hété. Nucléation hom. Coagulation	Microphysique simplifiée (Rayon non-dynamique)	Mode 1 (liq.) Mode 2'(liq.) Mode 3(liq.)	Distribution des modes fixés	
		Cond./Évap.		Mode 1 (liq.) Mode 2 (liq.) CNN (solide)	(T, P) VIRA Sources $H_2SO_4$ et CCN	Photochimie Diffusion turbulente Équilibre thermodynamique
Määttänen et al. (2023)	1D 40-100 km	Sédimentation	Moments (M0 et M3)	Mode 1 (liq.) Mode 2 (liq.) CNN (solide)		
		Cond./Évap.	Microphysique simplifiée (Rayon non-dynamique)	Mode 1 (liq.) Mode 2 (liq.) Mode 2'(liq.) Mode 3(liq.)	(T, P) VIRA/VEX-SOIR Profil des nuages initial selon les obs. Distribution initiale de $H_2SO_4$	Photochimie Diffusion turbulente Photochimie simple Équilibre thermodynamique
Karyu et al. (2023)	3D 0-100 km	Sédimentation				

TABLE 2.2 – Modèles de microphysique vénusiens modaux et paramétrisations. La température et la pression sont définies à partir d'un profil VIRA (Venus International Reference Atmosphere (Seiff et al., 1985)) (Mise à jour du tableau extrait de Guilbon (2018))

---

## MODÉLISATION NUMÉRIQUE DE L'ATMOSPHÈRE DE VÉNUS AVEC LE VENUS PCM

---

3.1	Modélisation de l'atmosphère Vénusienne . . . . .	56
3.1.1	Description générale du modèle . . . . .	56
3.1.2	Transfert radiatif . . . . .	57
3.1.3	La Super-rotation dans le Venus PCM . . . . .	59
3.1.4	Description de la photochimie et de la paramétrisation des nuages . . . . .	60
3.1.4.1	Photochimie . . . . .	60
3.1.4.2	Paramétrisation des nuages . . . . .	65

---

## 3.1 Modélisation de l’atmosphère Vénusienne

Que ce soit le travail sur la microphysique ou sur la chimie de l’azote, cette thèse s’est appuyée sur le Venus PCM (VPCM, Planetary Climate Model) développé à l’IPSL ([Lebonnois et al., 2010](#)) qui a pour but de modéliser en trois dimensions et de la manière la plus cohérente possible l’atmosphère de notre voisine.

### 3.1.1 Description générale du modèle

Ce modèle global du climat est le fruit d’une collaboration entre le Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD), le LATMOS et l’Instituto de Astrofísica de Andalucía (IAA). Le Venus PCM est un modèle composé de mailles (définies pour une altitude, une longitude, une latitude) dans lesquelles le modèle calcule l’ensemble des processus physiques et chimiques qui s’y déroulent, par exemple la photochimie, les nuages ou le transfert radiatif. Le modèle peut fonctionner avec une grille en trois dimensions de mailles ou avec une grille en une dimension (une colonne en un point précis de longitude / latitude). Ce modèle utilise le cœur dynamique développé pour la version terrestre appelée LMDZ ([Hourdin et al., 2006](#)). Le modèle vénusien fait l’hypothèse que la très faible excentricité de l’orbite de la planète ( $\sim 0,006$ ) est nulle, ce qui implique que l’ensoleillement reste constant au cours du temps. On néglige également l’inclinaison de Vénus ( $2,6^\circ$ ) sur son axe de rotation, ce qui implique qu’il n’y a pas de saison. Ces deux hypothèses permettent de simplifier les calculs tout en ayant peu d’impact sur les résultats. Dans la version utilisée, le modèle résout les équations de la dynamique discrétisées sur une grille horizontale divisée en 96 points de longitude par 96 points de latitude, ce qui donne une résolution de  $3.75^\circ$  de longitude et de  $1.875^\circ$  de latitude ([Lebonnois et al., 2016](#)). La discrétisation verticale est définie sur 78 niveaux ([Gilli et al., 2017](#)) grâce à des coordonnées hybrides de pression, le modèle s’étend de la surface jusqu’à environ 150 km d’altitude. Ces coordonnées hybrides permettent aux niveaux verticaux de suivre le terrain quand on est proche du sol (coordonnées  $\sigma = P/P_{surface}$ ) et d’être à des niveaux de pression constante quand on arrive plus haut dans l’atmosphère (coordonnées en pression  $P$ ). L’utilisation de ces coordonnées permet la simplification de nombreuses équations utilisées pour résoudre la dynamique. Il existe une seconde version basée sur [Martinez et al. \(2023\)](#) qui comporte 90 niveaux et qui modélise l’atmosphère jusqu’à plus de 200 km d’altitude, ce qui autorise la prise en compte des processus ionosphériques. Au niveau du sol, le modèle considère la topographie issue des données Magellan ([Ford and Pettengill, 1992](#)). La conduction thermique dans le sol est basée sur un modèle de sous-sol à onze couches ([Hourdin et al., 1993](#)) avec l’hypothèse que le sol est constitué d’un basalte non poreux. Le VPCM prend en compte les caractéristiques de Vénus comme le flux solaire reçu ou sa gravité (Tableau 1.1). Un élément important des modèles concerne les pas de temps utilisés pour chacun des processus qui les composent. Dans le Venus PCM, on en décompte trois différents. Le plus court concerne la dynamique et le transport, il est de 21 secondes et est principalement utilisé dans le cœur dynamique du modèle. Le second pas de temps concerne les processus physiques, tels que les variations de température, de diffusion,

etc. Il est d'une durée de 210 secondes, soit l'équivalent de 10 pas de temps dynamiques. Le dernier pas de temps est chimique. Il est utilisé dans le calcul de toutes les réactions photochimiques du modèle (section 3.1.4.1) mais aussi dans la paramétrisation des nuages (section 3.1.4.2) et est d'une durée de 420 secondes (soit deux pas de temps physiques et 20 pas de temps dynamiques).

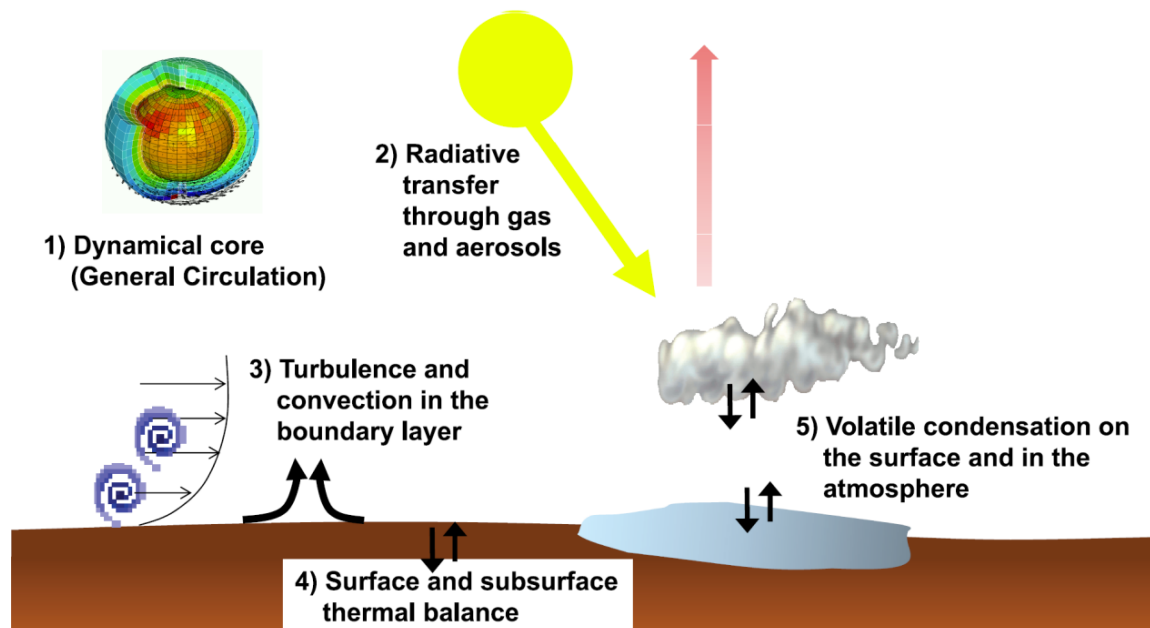


Figure 3.1 : Schéma représentant les différents processus pris en compte dans un modèle de climat de façon générale. La dynamique de l'atmosphère est prise en charge par le cœur dynamique (1), vient ensuite le transfert radiatif (2). En (3) nous avons les processus de surface et de sous-surface et en (4) les processus dans la couche limite et les interactions surface / atmosphère. Enfin, en (5) nous avons les changements d'états que ce soit dans l'atmosphère (nuages) ou à la surface (étendues liquides ou solides). (Forget and Lebonnois, 2013)

### 3.1.2 Transfert radiatif

Un des éléments importants dans le fonctionnement du Venus PCM est le transfert radiatif. En effet, obtenir une température réaliste est fondamental pour l'ensemble des processus physiques qui en dépendent tels que la chimie, les nuages ou encore la dynamique. Le Venus PCM doit être capable de calculer le transfert radiatif dans des conditions d'opacité très élevée. Dans la version actuelle du modèle (Garate-Lopez and Lebonnois, 2018) on utilise la méthode des k-corrélés pour l'intégration spectrale et les bandes d'absorption sont remplacées par une distribution de probabilité d'absorption. Enfin, le modèle de transfert radiatif utilise la distribution des nuages définie par Haus et al. (2015) pour calculer la matrice des k-corrélés. Garate-Lopez and Lebonnois (2018) ont également introduit une variation latitudinale du refroidissement infrarouge basée sur le modèle de nuage de Haus et al. (2014). Pour cela, cinq matrices sont calculées à des intervalles de latitudes différents :  $0^\circ - 50^\circ$ ,  $50^\circ$

- 60°, 60° - 70°, 70° - 80° et 80° - 90°, et le Venus PCM interpole entre les latitudes des centres des cinq intervalles.

Concernant le chauffage solaire, le Venus PCM s'appuie sur le modèle [Haus et al. \(2015\)](#). Ce modèle s'appuie sur les données de Vénus Express et prend en compte l'effet de CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, CO, SO<sub>2</sub>, OCS, H<sub>2</sub>S, HF, HCl ainsi que l'absorbant UV inconnu. Le modèle utilise une table précalculée donnant le flux net en fonction de l'angle solaire zénithal et de la latitude.

Une des particularités du Vénus PCM est l'utilisation d'une capacité thermique massique de l'air ( $C_P$ ) qui varie avec l'altitude. La capacité thermique massique varie de 1180 J kg<sup>-1</sup> K<sup>-1</sup> à la surface à 750 J kg<sup>-1</sup> K<sup>-1</sup> vers 90 km d'altitude. ([Lebonnois et al., 2010](#)). On obtient alors :

$$C_P = C_{P0} \left( \frac{T}{T_0} \right)^\nu \quad (3.1)$$

Avec  $C_{P0} = 1100 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ,  $T_0 = 460 \text{ K}$  et  $\nu = 0,35$ .

Cela a un impact sur certains processus physiques tels que la diffusion, mais aussi sur la dynamique, modifiant la température potentielle ([Lebonnois et al., 2010](#)) :

$$\theta^\nu = T^\nu + \nu T_0^\nu \ln \left( \frac{P_{ref}}{P} \right)^{(R/C_{P0})} \quad (3.2)$$

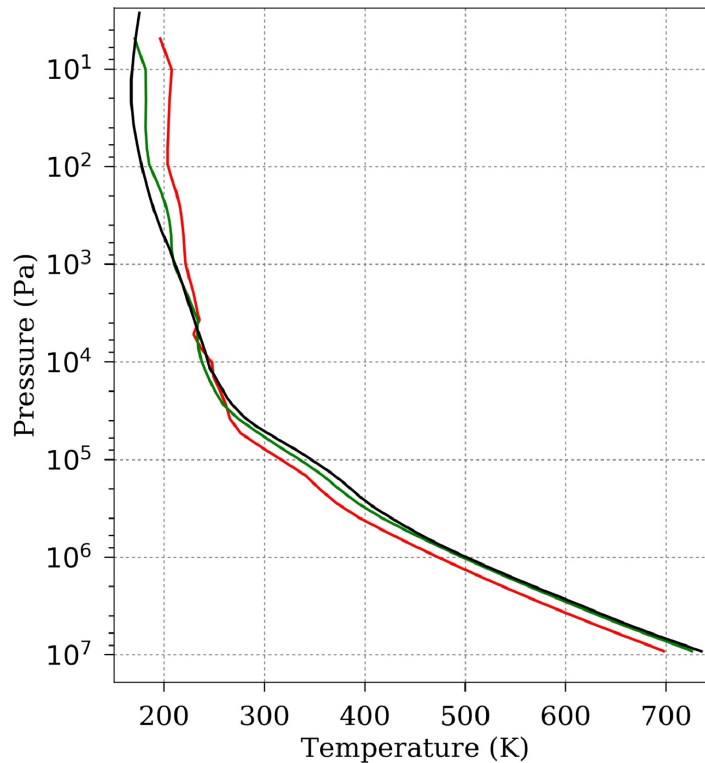


Figure 3.2 : Moyenne horizontale et temporelle de la température dans la version pré [Garate-Lopez and Lebonnois \(2018\)](#) en rouge, dans la version de [Garate-Lopez and Lebonnois \(2018\)](#) en vert, comparée au profil VIRA en noir. Les températures sont moyennées sur toutes les longitudes et latitudes sur 2 journées vénusiennes. (Tiré de [Garate-Lopez and Lebonnois \(2018\)](#))

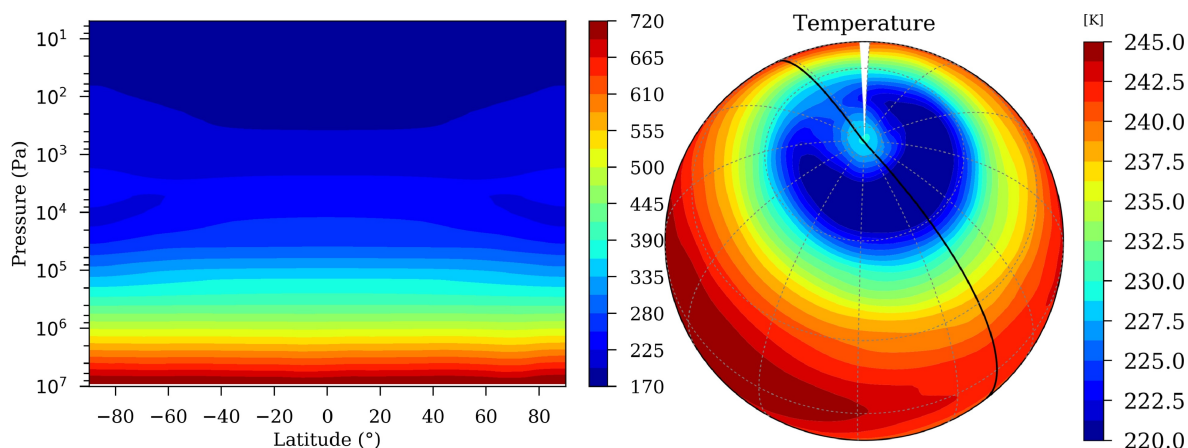


Figure 3.3 : Structure thermique du Venus PCM prenant en compte les variations latitudinales des nuages. À gauche : moyenne zonale de la température moyennée sur 2 jours Vénusiens (K). À droite : Température à environ 64 km d'altitude (7000 Pa). La ligne noire correspond au terminateur avec le côté jour en bas à gauche. La grille est de  $30^\circ$  de longitude par  $30^\circ$  de latitude. (Garate-Lopez and Lebonnois, 2018)

Ces différents processus permettent au Venus PCM de reproduire des températures cohérentes avec les observations, tel qu'on peut le voir dans la figure 3.2, où l'on observe que la version actuelle du transfert radiatif du Venus PCM est capable de reproduire une grande partie du profil VIRI. Le transfert radiatif est également capable de produire une structure de collier froid (Figure 3.3), une anomalie thermique froide proche des pôles dont l'origine et la formation ne sont pas encore bien connues (Zasova et al., 2007; Tellmann et al., 2009).

### 3.1.3 La Super-rotation dans le Venus PCM

Dès la première version (Lebonnois et al., 2010), le Venus PCM est capable de reproduire une super-rotation, mais avec une intensité inférieure à celle observée (Schubert, 1983; Gierasch et al., 1997; Limaye, 2007; Peralta et al., 2007; Sánchez-Lavega et al., 2008; Gonçalves et al., 2020; Machado et al., 2021). Dans Lebonnois et al. (2016), le Venus PCM reproduit une super-rotation, mais uniquement lorsque l'état de départ des simulations comprend déjà une super-rotation. Le rôle des ondes dans la super-rotation y est confirmé. Dans le nuage haut, les simulations de Lebonnois et al. (2016) montrent la présence d'ondes barotropiques aux pôles et d'ondes barocliniques dans les moyennes à hautes latitudes au niveau des nuages. Ces ondes redistribuent une quantité importante de moment cinétique. Dans le nuage moyen, des ondes de Kelvin sont présentes à l'équateur et des ondes Rossby-gravité aux basses latitudes. Ces ondes et leurs interactions avec le moment cinétique sont à prendre avec précaution. Enfin, des ondes de gravité sont observées dans les simulations sous les nuages.

Les améliorations du transfert radiatif (Garate-Lopez and Lebonnois, 2018) ont permis de combler les lacunes du profil de température du Venus PCM. Les changements de température ont également eu un impact sur la structure dynamique de l'atmosphère. Garate-Lopez and Lebonnois (2018) montrent que ce changement de température impacte le vent zonal

(particulièrement entre 40 et 60 km où le vent accélère) et se rapproche des observations. Plus récemment, [Lai et al. \(2024\)](#) (Figure 3.4) ont réalisé des simulations avec une résolution horizontale plus fine (1,25° par 1,25°). L'objectif de cette étude est d'étudier l'effet des ondes sur la super-rotation. [Lai et al. \(2024\)](#) prouvent que les ondes planétaires (Kelvin, Rossby et les marées thermiques) jouent un rôle prédominant dans la structure de la super-rotation. Ces ondes redistribuent le moment cinétique, ce qui stabilise le vent zonal et explique la persistance de la super-rotation sur des longues périodes. Une des difficultés pour le Vénus PCM est sa capacité à bien reproduire les phénomènes aux hautes latitudes qui y représentent une singularité. Cependant, dans une configuration où le nombre de points de la grille longitude/latitude est plus faible, une difficulté apparaît concernant le cœur dynamique qui n'arrive pas à conserver exactement le moment cinétique total, ce qui complique l'étude de la super-rotation et l'interaction surface-atmosphère.

### 3.1.4 Description de la photochimie et de la paramétrisation des nuages

Le module de photochimie est basé sur le travail de [Stolzenbach et al. \(2023\)](#). Le modèle décrit la chimie des espèces hydrogénées, sulfurées, chlorées, oxygénées et carbonées via un système de réactions chimiques comportant plus de 120 réactions. Il prend aussi en compte la photolyse de 19 espèces différentes via des sections efficaces les plus résolues possible. [Stolzenbach et al. \(2023\)](#) inclut dans son modèle photochimique une paramétrisation des nuages qui considère des profils de nuage à l'équilibre thermodynamique avec son environnement, dont le rayon médian et l'écart-type sont connus et basés sur les observations Pioneer Venus ([Knollenberg and Hunten, 1980](#)). Il se trouve à mi-chemin entre les modèles précis en une dimension et les paramétrisations plus simples.

Notre principal centre d'intérêt dans le cadre de cette thèse concerne les modules chimie et nuage du modèle, que nous allons donc décrire plus en détail.

#### 3.1.4.1 Photochimie

Le modèle se base sur un solveur chimique Adaptative Semi-Implicit Scheme (ASIS) déjà utilisé dans d'autres modèles comme le modèle martien ([Lefèvre et al., 2004](#)). C'est un solveur qui a un certain nombre d'avantages : il conserve exactement la masse, il ne produit pas de valeurs négatives et le degré d'implicité et le pas de temps sont variables et optimisés (variation de la méthode "two steps" ([Verwer and Simpson, 1995](#))), ce qui augmente la précision et la stabilité numérique.

Le modèle inclut 31 espèces chimiques, 19 réactions de photolyse et 102 réactions chimiques. Ces réactions représentent les cycles carbonés, hydrogénés, soufrés et chlorés.

TABLE 3.1 – Liste des réactions chimiques incluses dans le Venus PCM

Nombre	Réaction	Coefficient de réaction	Référence
R1	$O + O_2 + CO_2 \rightarrow O_3 + CO_2$	$2.5 \cdot 6.0 \cdot 10^{-34} \times \left(\frac{T}{300}\right)^{-2.4}$	<a href="#">Burkholder et al. (2015)</a>
R2	$O + O + CO_2 \rightarrow O_2 + CO_2$	$2.5 \cdot 9.46 \cdot 10^{-34} \times \exp\left(\frac{485}{T}\right)$	<a href="#">Campbell and Gray (1973)</a>
R3	$O + O_3 \rightarrow O_2 + O_2$	$8 \cdot 10^{-12} \times \exp\left(-\frac{2060}{T}\right)$	<a href="#">Burkholder et al. (2015)</a>

R4	$O(^1D) + CO_2 \rightarrow O + CO_2$	$7.5 \cdot 10^{-11} \times \exp(\frac{115}{T})$	Burkholder et al. (2015)
R5	$O(^1D) + H_2O \rightarrow OH + OH$	$1.63 \cdot 10^{-10} \times \exp(\frac{60}{T})$	Burkholder et al. (2015)
R6	$O(^1D) + H_2 \rightarrow OH + H$	$1.1 \cdot 10^{-10}$	Sander et al. (2006)
R7	$O(^1D) + O_2 \rightarrow O + O_2$	$3.3 \cdot 10^{-11} \times \exp(\frac{55}{T})$	Burkholder et al. (2015)
R8	$O(^1D) + O_3 \rightarrow O_2 + O_2$	$1.2 \cdot 10^{-10}$	Burkholder et al. (2015)
R9	$O(^1D) + O_3 \rightarrow O_2 + O + O$	$1.2 \cdot 10^{-10}$	Burkholder et al. (2015)
R10	$O + HO_2 \rightarrow OH + O_2$	$3.0 \cdot 10^{-11} \times \frac{200}{T}$	Burkholder et al. (2015)
R11	$O + OH \rightarrow O_2 + H$	$2.2 \cdot 10^{-11} \times \exp(\frac{120}{T})$	Sander et al. (2006)
R12	$H + O_3 \rightarrow OH + O_2$	$1.4 \cdot 10^{-10} \times \exp(-\frac{470}{T})$	Burkholder et al. (2015)
R13	$H + HO_2 \rightarrow OH + OH$	$7.2 \cdot 10^{-11}$	Burkholder et al. (2015)
R14	$H + HO_2 \rightarrow H_2 + O_2$	$6.9 \cdot 10^{-12}$	Burkholder et al. (2015)
R15	$H + HO_2 \rightarrow H_2O + O$	$1.6 \cdot 10^{-12}$	Burkholder et al. (2015)
R16	$OH + HO_2 \rightarrow H_2O + O_2$	$4.8 \cdot 10^{-11} \times \exp(\frac{250}{T})$	Burkholder et al. (2015)
R17	$HO_2 + HO_2 \rightarrow H_2O_2 + O_2$	$1.5 \cdot 10^{-12} \times \exp(\frac{19}{T})$	Christensen et al. (2002)
R18	$HO_2 + H_2O_2 \rightarrow H_2O + HO_2$	$1.8 \cdot 10^{-12}$	Burkholder et al. (2015)
R19	$OH + H_2 \rightarrow H_2O + H$	$2.8 \cdot 10^{-12} \times \exp(-\frac{1800}{T})$	Burkholder et al. (2015)
R20	$H + O_2 + CO_2 \rightarrow HO_2 + CO_2$	$k_0 = 2.5 \cdot 4.4 \cdot 10^{-32} \times (\frac{T}{300})^{-1.3}$ $k_{inf} = 4.7 \cdot 10^{-11} \times (\frac{T}{300})^{-0.2}$	Burkholder et al. (2015)
R21	$HO_2 + HO_2 \rightarrow H_2O_2 + O_2$	$1.4 \cdot 10^{-12} \times \exp(-\frac{2000}{T})$	Burkholder et al. (2015)
R22	$OH + OH \rightarrow H_2O + O$	$1.8 \cdot 10^{-12}$	Burkholder et al. (2015)
R23	$OH + O_3 \rightarrow HO_2 + O_2$	$1.7 \cdot 10^{-12} \times (-\frac{940}{T})$	Burkholder et al. (2015)
R24	$HO_2 + O_3 \rightarrow OH + O_2 + O_2$	$1.0 \cdot 10^{-14} \times \exp(-\frac{490}{T})$	Burkholder et al. (2015)
R25	$HO_2 + HO_2 + CO_2 \rightarrow H_2O_2 + O_2 + CO_2$	$2.5 \cdot 1.7 \cdot 10^{-33} \times \exp(\frac{1000}{T})$	Sander et al. (2006)
R26	$OH + OH + CO_2 \rightarrow H_2O_2 + CO_2$	$k_0 = 2.5 \cdot 6.9 \cdot 10^{-31} \times (\frac{T}{300})^{-1.0}$ $k_{inf} = 2.6 \cdot 10^{-11}$	Burkholder et al. (2015)
R27	$H + H + CO_2 \rightarrow H_2 + CO_2$	$2.5 \cdot 6.5 \cdot 10^{-33} \times \exp(\frac{1000}{T})$	Baulch et al. (2005)
R28	$CO + OH \rightarrow CO_2 + H$		Joshi and Wang (2006)
R29	$CO + O + CO_2 \rightarrow CO_2 + CO_2$	$2.5 \cdot 6.5 \cdot 10^{-33} \times \exp(-\frac{2184}{T})$	Tsang and Hampson (1986)
R30	$HCl + O(^1D) \rightarrow OH + Cl$	$1.0 \cdot 10^{-10}$	Burkholder et al. (2015)
R31	$HCl + O(^1D) \rightarrow H + ClO$	$3.6 \cdot 10^{-11}$	Burkholder et al. (2015)
R32	$HCl + O \rightarrow OH + Cl$	$1.0 \cdot 10^{-11} \times \exp(-\frac{3300}{T})$	Burkholder et al. (2015)
R33	$HCl + OH \rightarrow H_2O + Cl$	$2.6 \cdot 10^{-12} \times \exp(-\frac{350}{T})$	Sander et al. (2006)
R34	$Cl + O \rightarrow Cl + O_2$	$2.8 \cdot 10^{-11} \times \exp(\frac{85}{T})$	Burkholder et al. (2015)
R35	$ClO + OH \rightarrow Cl + HO_2$	$7.4 \cdot 10^{-12} \times \exp(\frac{270}{T})$	Burkholder et al. (2015)
R35 <sub>bis</sub>	$ClO + OH \rightarrow HCl + O_2$	$6.0 \cdot 10^{-13} \times \exp(\frac{230}{T})$	Burkholder et al. (2015)
R36	$Cl + H_2 \rightarrow HCl + H$	$3.05 \cdot 10^{-11} \times \exp(-\frac{2270}{T})$	Burkholder et al. (2015)
R37	$Cl + O_3 \rightarrow ClO + O_2$	$2.3 \cdot 10^{-11} \times \exp(-\frac{200}{T})$	Burkholder et al. (2015)
R38	$Cl + HO_2 \rightarrow ClO + OH$	$4.1 \cdot 10^{-11} \times \exp(-\frac{450}{T})$	Sander et al. (2006)
R39	$Cl + HO_2 \rightarrow HCl + O_2$	$1.8 \cdot 10^{-11} \times \exp(\frac{170}{T})$	Sander et al. (2006)
R40	$Cl + H_2O_2 \rightarrow HCl + HO_2$	$1.1 \cdot 10^{-11} \times \exp(-\frac{980}{T})$	Burkholder et al. (2015)
R41	$Cl + CO + CO_2 \rightarrow ClCO + CO_2$	$3.2 \cdot 1.3 \cdot 10^{-33} \times (\frac{T}{300})^{-3.8}$	Burkholder et al. (2015) and Nicovich et al. (1990)
R42	$ClCO + CO_2 \rightarrow Cl + CO + CO_2$	$k_{eq} = 1.6 \cdot 10^{-25} \times \exp(\frac{4000}{T})$ $k = k_{R41} \cdot [CO_2] / k_{eq}$	Mills (1998)
R43	$ClO + O_2 + CO_2 \rightleftharpoons ClCO_3 + CO_2$	$a = (5.7 \cdot 10^{-15} \times \exp(\frac{500}{T}))$ $k = a / ((1.0 \cdot 10^{17} + 0.05 \cdot [CO_2])) \cdot [CO_2]$	Yung and Demore (1982)
R44	$ClCO_3 + Cl \rightarrow Cl + CO + CO_2$	$1.0 \cdot 10^{-11}$	Yung and Demore (1982)
R45	$ClCO_3 + O \rightarrow Cl + O_2 + CO_2$	$1.0 \cdot 10^{-11}$	Yung and Demore (1982)
R46	$ClO + HO_2 \rightarrow HOCl + O_2$	$2.7 \cdot 10^{-12} \times \exp(\frac{220}{T})$	Burkholder et al. (2015)
R47	$OH + HOCl \rightarrow H_2O + ClO$	$3.0 \cdot 10^{-12} \times \exp(-\frac{500}{T})$	Burkholder et al. (2015)
R48	$O + HOCl \rightarrow OH + ClO$	$1.7 \cdot 10^{-13}$	Burkholder et al. (2015)
R49	$Cl + Cl + CO_2 \rightarrow Cl_2 + CO_2$	$2.6 \cdot 10^{-33} \times \exp(\frac{900}{T})$	Mills (1998)
R50	$ClCO + O \rightarrow Cl + CO_2$	$3.0 \cdot 10^{-11}$	Yung and Demore (1982)
R51	$Cl_2 + O(^1D) \rightarrow Cl + ClO$	$2.0 \cdot 10^{-10}$	Burkholder et al. (2015)
R52	$Cl_2 + HO \rightarrow HCl + Cl$	$1.43 \cdot 10^{-10} \times \exp(-\frac{591}{T})$	Baulch et al. (1982)
R53	$Cl + ClO \rightarrow Cl_2 + CO$	$2.16 \cdot 10^{-9} \times \exp(-\frac{1670}{T})$	Baulch et al. (1982)
R54	$ClCO + ClCO \rightarrow COCl_2 + CO$	$5.0 \cdot 10^{-11}$	Mills (1998)
R55	$Cl + SO_2 + CO_2 \rightarrow ClSO_2 + CO_2$	$1.3 \cdot 10^{-34} \times \exp(\frac{940}{T})$	Mills (1998)
R56	$ClSO_2 + O \rightarrow SO_2 + ClO$	$1.0 \cdot 10^{-11}$	Mills (1998)
R57	$ClSO_2 + H \rightarrow SO_2 + HCl$	$1.0 \cdot 10^{-11}$	Mills (1998)
R58	$ClSO_2 + ClSO_2 \rightarrow Cl_2 + SO_2 + SO_2$	$5.0 \cdot 10^{-13}$	Moses et al. (2002)
R59	$Cl + O + CO_2 \rightarrow ClO + CO_2$	$5.0 \cdot 10^{-32}$	Yung and Demore (1982)
R60	$Cl_2 + O \rightarrow ClO + Cl$	$7.4 \cdot 10^{-12} \times \exp(-\frac{1670}{T})$	Mills (1998)
R61	$ClCO + OH \rightarrow HOCl + CO$	$1.5 \cdot 10^{-1}$	Mills (1998)

R62	$\text{Cl}_2 + \text{OH} \rightarrow \text{Cl} + \text{HOCl}$	$2.6 \cdot 10^{-12} \times \exp\left(\frac{1100}{T}\right)$	Burkholder et al. (2015)
R63	$\text{ClCO} + \text{O} \rightarrow \text{ClO} + \text{CO}$	$3.0 \cdot 10^{-12}$	Yung and Demore (1982)
R64	$\text{ClCO} + \text{Cl}_2 \rightarrow \text{COCl}_2 + \text{Cl}$	$6.45 \cdot 10^{-12} \cdot k_{R43}$	Ohta (1983)
R65	$\text{HCl} + \text{H} \rightarrow \text{H}_2 + \text{Cl}$	$1.5 \cdot 10^{-11} \times \exp\left(-\frac{1750}{T}\right)$	Mills (1998)
R66	$\text{ClCO} + \text{H} \rightarrow \text{HCl} + \text{CO}$	$1.0 \cdot 10^{-11}$	Yung and Demore (1982)
R67	$\text{Cl} + \text{H} + \text{M} \rightarrow \text{HCl} + \text{M}$	$1.0 \cdot 10^{-32}$	Yung and Demore (1982)
R68	$\text{S} + \text{O}_2 \rightarrow \text{SO} + \text{O}$	$2.3 \cdot 10^{-12}$	Sander et al. (2010)
R69	$\text{S} + \text{O}_3 \rightarrow \text{SO} + \text{O}_2$	$1.2 \cdot 10^{-11}$	Burkholder et al. (2015)
R70	$\text{SO} + \text{O}_2 \rightarrow \text{SO}_2 + \text{O}$	$1.25 \cdot 10^{-13} \times \exp\left(-\frac{2190}{T}\right)$	Sander et al. (2010)
R71	$\text{SO} + \text{HO}_3 \rightarrow \text{SO}_2 + \text{O}_2$	$3.4 \cdot 10^{-12} \times \exp\left(-\frac{1100}{T}\right)$	Burkholder et al. (2015)
R72	$\text{SO} + \text{OH} \rightarrow \text{SO}_2 + \text{H}$	$2.7 \cdot 10^{-11} \times \exp\left(\frac{335}{T}\right)$	Burkholder et al. (2015)
R73	$\text{S} + \text{OH} \rightarrow \text{SO} + \text{OH}$	$6.6 \cdot 10^{-11}$	Burkholder et al. (2015)
R74	$\text{SO} + \text{O} + \text{CO}_2 \rightarrow \text{CO}_2 + \text{CO}_2$	$k_0 = 4.2 \cdot 10^{-30}$ $k_{\text{inf}} = 5.3 \cdot 10^{-11}$	Singleton and Cvetanović (1988)
R75	$\text{SO} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{SO}_2 + \text{OH}$	$2.8 \cdot 10^{-11}$	Yung and Demore (1982)
R76	$\text{SO}_2 + \text{O} + \text{CO}_2 \rightarrow \text{SO}_3 + \text{CO}_2$	$k_0 = 5 \cdot 9.5 \cdot 10^{-23} T^{-3} \times \exp\left(-\frac{2400}{T}\right)$ $k_{\text{inf}} = 6.1 \cdot 10^{-13} \times \exp\left(-\frac{850}{T}\right)$ $\tau = (k_0 \cdot [\text{CO}_2]) / (1 + k_0 \cdot [\text{CO}_2]) / k_{\text{inf}}$ $x = 1 / (1 + \log^2((k_0 \cdot [\text{CO}_2]) / k_{\text{inf}}))$ $f_T = 0.558 \times \exp(-T/316) + 0.442 \times \exp(-T/7442)$ $k = \tau \cdot \frac{f_T^x}{T}$	Naidoo et al. (2005)
R77	$\text{S} + \text{O} + \text{CO}_2 \rightarrow \text{SO} + \text{CO}_2$	$1.5 \cdot 10^{-34}$	Moses et al. (2002)
R78	$\text{SO}_3 + \text{H}_2\text{O} + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{H}_2\text{SO}_4 + \text{H}_2\text{O}$	$2.26 \cdot 10^{-43} \cdot T \times \exp\left(\frac{6540}{T}\right)$	Lovejoy et al. (1996)
R79	$\text{SO} + \text{ClO} \rightarrow \text{SO}_2 + \text{Cl}$	$2.8 \cdot 10^{-11}$	Burkholder et al. (2015)
R80	$\text{SO} + \text{SO}_3 \rightarrow \text{SO}_2 + \text{SO}_2$	$2.0 \cdot 10^{-15}$	Chung et al. (1975)
R81	$\text{SO}_3 + \text{O} \rightarrow \text{SO}_2 + \text{O}_2$	$2.32 \cdot 10^{-16} \times \exp\left(-\frac{487}{T}\right)$	Jacob and A. Winkler (1972)
R82	$\text{SO} + \text{SO} + \text{CO}_2 \rightarrow \text{S}_2\text{O}_2 + \text{CO}_2$	$k_0 = 2.5 \cdot 4.4 \cdot 10^{-31}$ $k_{\text{inf}} = 1.0 \cdot 10^{-11}$	Herron and Huie (1980)
R83	$\text{S}_2\text{O}_2 + \text{CO}_2 \rightarrow \text{SO} + \text{SO} + \text{CO}_2$	$k_{\text{eq}} = 2.5 \cdot 1.0 \cdot 10^{-28} \times \exp\left(\frac{6000}{T}\right)$ $k = k_{\text{eq}} / k_{R82}$	Mills (1998)
R84	$\text{ClCO}_3 + \text{SO} \rightarrow \text{Cl} + \text{SO}_2 + \text{CO}_2$	$1.0 \cdot 10^{-11}$	Mills (1998)
R85	$\text{S} + \text{CO} + \text{CO}_2 \rightarrow \text{OCS} + \text{CO}_2$	$2.5 \cdot 4.0 \cdot 10^{-33} \times \exp\left(-\frac{1940}{T}\right)$	Zhang et al. (2012)
R86	$\text{S} + \text{ClCO} \rightarrow \text{H}_2\text{O}_2 + \text{O}_2$	$3.0 \cdot 10^{-12}$	Zhang et al. (2012)
R87	$\text{SO}_2 + \text{OH} + \text{CO}_2 \rightarrow \text{HSO}_3 + \text{CO}_2$	$k_0 = 2.5 \cdot 3.3 \cdot 10^{-31} \times \left(\frac{T}{300}\right)^{-4.3}$ $k_{\text{inf}} = 1.6 \cdot 10^{-12}$	Burkholder et al. (2015)
R88	$\text{HSO}_3 + \text{O}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O}_2 + \text{SO}_3$	$1.3 \cdot 10^{-12} \times \exp\left(-\frac{330}{T}\right)$	Burkholder et al. (2015)
R89	$\text{S} + \text{S} + \text{CO}_2 \rightarrow \text{S}_2 + \text{CO}_2$	$k_0 = 1.19 \cdot 10^{-29}$ $k_{\text{inf}} = 1.0 \cdot 10^{-10}$	E. Nicholas et al. (1979)
R90	$\text{S}_2 + h\nu \rightarrow \text{S} + \text{S}$	$k = 6.0 \cdot 10^{-3} \cos(sza)$ $k = 0$ sous les nuages	Mills (1998) adapté pour le GCM 3D
R91	$\text{S}_2 + \text{O} \rightarrow \text{SO} + \text{S}$	$2.2 \cdot 10^{-11} \times \exp\left(-\frac{84}{T}\right)$	Moses et al. (2002)
R92	$\text{S} + \text{OCS} \rightarrow \text{S}_2 + \text{CO}$	$6.6 \cdot 10^{-20} \cdot T^{2.57} \times \exp\left(-\frac{1180}{T}\right)$	Lu et al. (2006)
R93	$\text{OCS} + \text{O} \rightarrow \text{SO} + \text{CO}$	$1.6 \cdot 10^{-11} \times \exp\left(-\frac{2150}{T}\right)$	Atkinson et al. (2004)
R94	$\text{S} + \text{SO}_3 \rightarrow \text{SO}_2 + \text{SO}$	$1.0 \cdot 10^{-16}$	Moses et al. (2002)
R95	$\text{S} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{SO} + \text{OH}$	$3.0 \cdot 10^{-11} \times \exp\left(\frac{200}{T}\right)$	Yung and Demore (1982)
R96	$\text{S} + \text{ClO} \rightarrow \text{SO} + \text{Cl}$	$4.0 \cdot 10^{-11}$	Moses et al. (2002)
R97	$\text{H}_2\text{SO}_4 + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{SO}_3 + \text{H}_2\text{O} + \text{H}_2\text{O}$	$7.0 \cdot 10^{-14} \times \exp\left(-\frac{5170}{T}\right)$	Krasnopolsky (2007)
R98	$\text{SO}_3 + \text{OCS} \rightarrow \text{S}_2\text{O}_2 + \text{CO}_2$	$1.0 \cdot 10^{-11} \times \exp\left(-\frac{21000}{T}\right)$	Krasnopolsky (2007)
R99	$\text{S}_2\text{O}_2 + \text{OCS} \rightarrow \text{CO} + \text{SO}_2 + \text{S}_2$	decomposed in two reaction	Krasnopolsky (2007)
	$\frac{1}{2}(\text{S}_2\text{O}_2 + \text{OCS}) \rightarrow \text{CO}$	$1.0 \cdot 10^{-20}$	
	$\frac{1}{2}(\text{S}_2\text{O}_2 + \text{OCS}) \rightarrow \text{SO}_2 + \text{S}_2$	$7.0 \cdot 10^{-20}$	
R100	$\text{SO} + \text{SO} \rightarrow \text{SO}_2 + \text{S}$	$1.0 \cdot 10^{-12} \times \exp\left(-\frac{1700}{T}\right)$	Herron and Huie (1980)
R101	$\text{O}_2(^1\Delta \text{ g}) + \text{CO}_2 \rightarrow \text{O}_2 + \text{CO}_2$	$1.0 \cdot 10^{-20}$	Krasnopolsky (2010)
R102	$\text{O}_2(^1\Delta \text{ g}) \rightarrow \text{O}_2 + h\nu$	$2.2 \cdot 10^{-4}$	Lafferty et al. (1998)

Les taux de réactions des réactions sont en  $\text{cm}^3 \text{ molec}^{-1} \text{ s}^{-1}$  et en  $\text{cm}^6 \text{ molec}^{-2} \text{ s}^{-1}$  pour les réactions à trois-corps.  $k_0$  et  $k_\infty$  sont respectivement les coefficients pour les basses et les hautes pressions des réactions à trois-corps. Ces réactions sont multipliées par un facteur 2.5 ou 5 pour prendre en compte l'efficacité du  $\text{CO}_2$  comparé au  $\text{N}_2$  ou à l'Ar.

L'autre partie importante de la photochimie concerne la photo-dissociation. On nomme

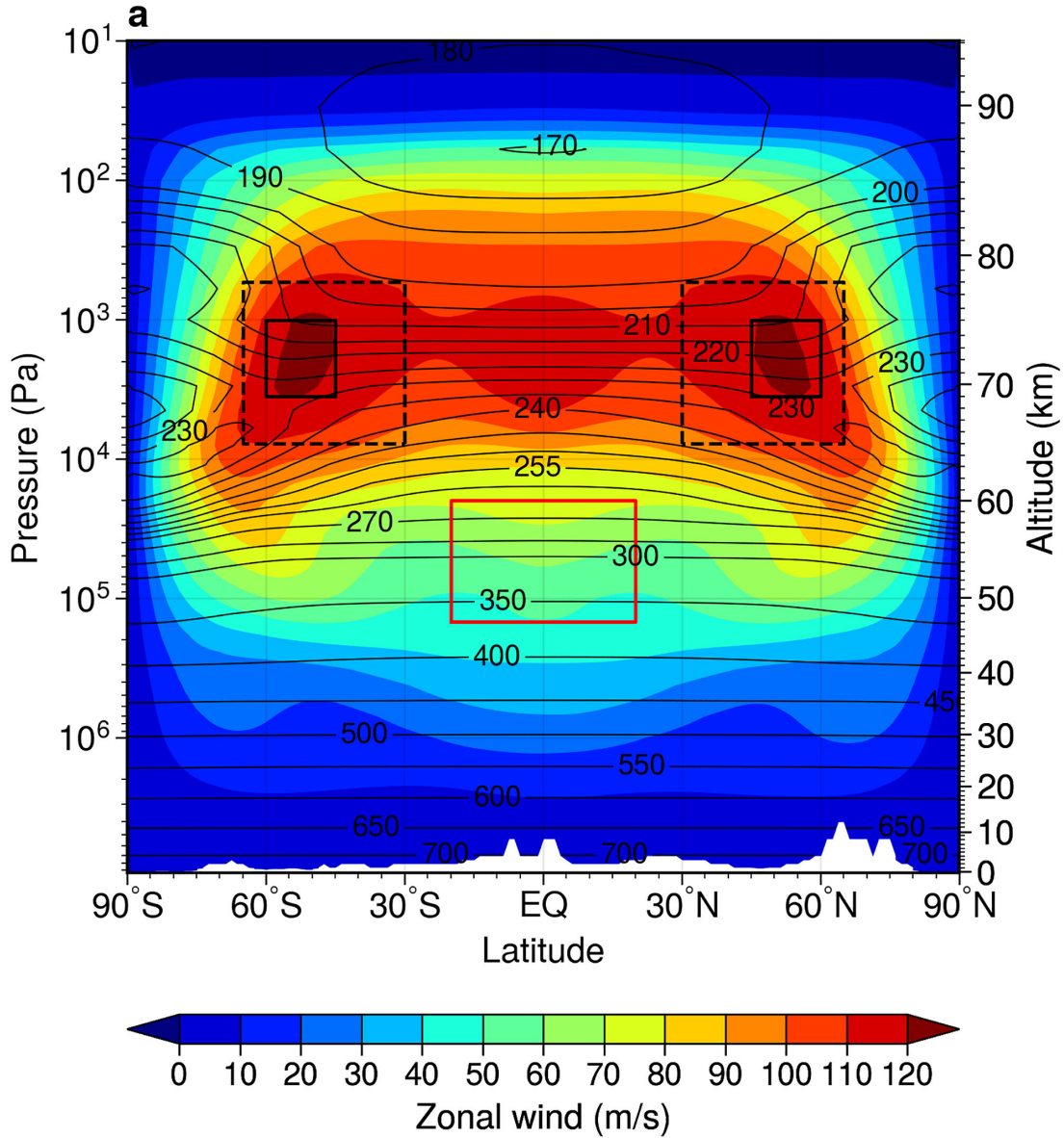


Figure 3.4 : Structure du vent zonal dans le Vénus PCM. Moyenne zonale et temporelle du vent zonal (en couleur) et de la température (lignes isothermes) sur une période de 15 jours vénusiens (Lai et al., 2024)

le taux de photo-dissociation  $J_A$  d'une espèce chimique  $A$ . Ce taux s'exprime comme :

$$J_A = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sigma_A(\lambda, T) \times \phi_A(\lambda, T) \times I(\lambda, \varsigma) d\lambda \quad (3.3)$$

Avec :

- $\sigma_A(\lambda, T)$  est la section efficace d'absorption de l'espèce  $A$  (en  $\text{cm}^2 \text{molecule}^{-1}$ ).
- $\phi_A(\lambda, T)$  est le rendement quantique de la photodissociation qui varie entre 0 et 1.
- $I(\lambda, \varsigma)$  est le flux actinique (sphérique) qui est le flux intégré dans toutes les directions pour une longueur d'onde (en photons  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{nm}^{-1}$ ). Ce flux est calculé en prenant

en compte la diffusion par les nuages vénusiens et l'angle solaire zénithal  $\zeta$ .

Dans le Venus PCM, ces taux de photo-dissociation sont calculés de manière externe grâce au modèle TUV (Tropospheric Ultraviolet and Visible) (Madronich and Flocke, 1999). Initialement prévu pour la Terre, il a été adapté pour les conditions vénusiennes. On considère le  $\text{CO}_2$  et le  $\text{SO}_2$  comme étant les seules espèces absorbantes. On considère également l'absorption des nuages via des profils d'épaisseur optique basés sur Crisp (1986). Suivant les calculs détaillés de Zhang et al. (2012) l'albédo de simple diffusion des nuages est fixé à 0,999999 et le facteur d'asymétrie à 0,74. Ce modèle permet de créer des tableaux de taux de photo-dissociations des différentes espèces en fonction des profils de  $[\text{CO}_2]$ , de  $[\text{SO}_2]$  et de l'angle solaire zénithal ( $\zeta$ ).

Nombre	Photodissociation	Référence des sections efficaces $\sigma_A$
J1	$\text{O}_2 + h\nu \rightarrow \text{O} + \text{O}$	Ogawa and Ogawa (1975); Gibson et al. (1983); Lewis et al. (1983) Yoshino et al. (1988); Minschwaner et al. (1992)
J2	$\text{O}_2 + h\nu \rightarrow \text{O} + \text{O}({}^1\text{D})$	Ogawa and Ogawa (1975); Gibson et al. (1983); Lewis et al. (1983) Yoshino et al. (1988); Minschwaner et al. (1992)
J3	$\text{CO}_2 + h\nu \rightarrow \text{CO} + \text{O}$	$\sigma_{\text{CO}_2}$ is a function of $T$ $\lambda > 167 \text{ nm}$ Yoshino et al. (1996b); Parkinson et al. (2003)
J4	$\text{CO}_2 + h\nu \rightarrow \text{CO} + \text{O}({}^1\text{D})$	$\sigma_{\text{CO}_2}$ is a function of $T$ $\lambda < 167 \text{ nm}$ Yoshino et al. (1996b); Parkinson et al. (2003)
J5	$\text{O}_3 + h\nu \rightarrow \text{O}_2({}^1\Delta_g) + \text{O}({}^1\text{D})$	Sander et al. (2006)
J6	$\text{O}_3 + h\nu \rightarrow \text{O}_2 + \text{O}$	Burkholder et al. (2015)
J7	$\text{H}_2\text{O} + h\nu \rightarrow \text{H} + \text{OH}$	Thompson et al. (1963); Yoshino et al. (1996a); Cheng et al. (1999)
J8	$\text{HO}_2 + h\nu \rightarrow \text{OH} + \text{O}$	Burkholder et al. (2015)
J9	$\text{H}_2\text{O}_2 + h\nu \rightarrow \text{OH} + \text{OH}$	$\lambda : 125\text{--}185 \text{ nm}$ Schürgers and Welge (1968) $\lambda : 190\text{--}350 \text{ nm}$ Sander et al. (2006)
J10	$\text{HCl} + h\nu \rightarrow \text{H} + \text{Cl}$	Burkholder et al. (2015)
J11	$\text{Cl}_2 + h\nu \rightarrow \text{Cl} + \text{Cl}$	Burkholder et al. (2015)
J12	$\text{HOCl} + h\nu \rightarrow \text{OH} + \text{Cl}$	Burkholder et al. (2015)
J13	$\text{SO}_2 + h\nu \rightarrow \text{SO} + \text{O}$	$\sigma_{\text{SO}_2}$ is a function of $T$ Wu et al. (2000); Hermans et al. (2009); Vandaele et al. (2009)
J14	$\text{SO} + h\nu \rightarrow \text{S} + \text{O}$	$\lambda : 190\text{--}235 \text{ nm}$ Phillips (1981) $\lambda > 235 \text{ nm}$ extrapolation of Phillips (1981)
J15	$\text{SO}_3 + h\nu \rightarrow \text{SO}_2 + \text{O}$	$\lambda : 140\text{--}294 \text{ nm}$ Hintze et al. (2003) $\lambda : 296\text{--}330 \text{ nm}$ Burkholder and McKeen (1997)
J16	$\text{ClO} + h\nu \rightarrow \text{Cl} + \text{O}$	Trolier et al. (1990)
J17	$\text{OCS} + h\nu \rightarrow \text{CO} + \text{S}$	Burkholder et al. (2015)
J18	$\text{COCl}_2 + h\nu \rightarrow \text{CO} + \text{Cl} + \text{Cl}$	Burkholder et al. (2015)
J19	$\text{H}_2\text{SO}_4 + h\nu \rightarrow \text{SO}_3 + \text{H}_2\text{O}$	Mills et al. (2005)
J20	$\text{S}_2 + h\nu \rightarrow \text{S} + \text{S}$	Mills (1998)

TABLE 3.2 – Liste des photodissociations dans le Venus PCM (Stolzenbach et al., 2023)

Les tables obtenues sont ensuite utilisées et interpolées pour obtenir les taux de photo-dissociation voulus. Cette méthode a l'avantage d'être numériquement peu coûteuse, pour

peu que le nombre de dimensions qui sont utilisées pour l'interpolation et donc la taille de la table reste limitée.

### 3.1.4.2 Paramétrisation des nuages

[Stolzenbach et al. \(2023\)](#) propose une paramétrisation des nuages qui considère un profil à l'équilibre thermodynamique avec son environnement. Le rayon médian et l'écart-type sont connus et fixés selon le profil observé Pioneer Venus ([Knollenberg and Huntten, 1980](#)) (Table 3.3).

	$\overline{R_g}$	$\sigma_g$	$k_{mass}$
<b>Upper Haze : 70 km – 100 km</b>			
<i>mode 1</i>	0.2 $\mu\text{m}$	2.16	1.0
<i>mode 2</i>	.	.	0.0
<i>mode 3'</i>	.	.	0.0
<b>Upper Cloud : 60 km – 70 km</b>			
<i>mode 1</i>	0.2 $\mu\text{m}$	2.16	0.72
<i>mode 2</i>	1.0 $\mu\text{m}$	1.29	0.28
<i>mode 3'</i>	.	.	0.0
<b>Middle Cloud : 50 km – 60 km</b>			
<i>mode 1</i>	0.15 $\mu\text{m}$	1.9	0.032
<i>mode 2</i>	1.4 $\mu\text{m}$	1.23	0.781
<i>mode 3'</i>	3.65 $\mu\text{m}$	1.28	0.187
<b>Lower Cloud : 48 km – 50 km</b>			
<i>mode 1</i>	0.2 $\mu\text{m}$	1.8	0.146
<i>mode 2</i>	1.0 $\mu\text{m}$	1.29	0.207
<i>mode 3'</i>	3.65 $\mu\text{m}$	1.28	0.647
<b>Pre Cloud : 46 km – 48 km</b>			
<i>mode 1</i>	0.15 $\mu\text{m}$	1.8	0.04
<i>mode 2</i>	1.0 $\mu\text{m}$	1.29	0.96
<i>mode 3'</i>	.	.	0.0
<b>Lower Haze : 30 km – 46 km</b>			
<i>mode 1</i>	0.1 $\mu\text{m}$	1.57	1.0
<i>mode 2</i>	.	.	0.0
<i>mode 3'</i>	.	.	0.0

TABLE 3.3 – Caractéristiques des gouttelettes par altitude et par mode ([Stolzenbach et al., 2023](#)).

Le Venus PCM utilise les conditions de pression, température, quantité d'eau et d'acide sulfurique pour calculer les pressions de vapeur saturante ainsi que la composition binaire des gouttelettes ( $\text{H}_2\text{SO}_4\text{-H}_2\text{O}$ ). Intéressons-nous d'abord à l'acide sulfurique : le paramètre

le plus important est la pression de vapeur saturante que l'exprime comme étant :

$$p_{sat} = \Gamma_{\text{H}_2\text{SO}_4}(T, w_{\text{H}_2\text{SO}_4}) \cdot p_a(T) \quad (3.4)$$

où  $p_a$  est la pression de vapeur saturante de l'acide pur [Ayers et al. \(1980\)](#); [Kulmala and Laaksonen \(1990\)](#),  $\Gamma_{\text{H}_2\text{SO}_4}$  est l'activité chimique de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  utilisant l'interpolation de ([Zeleznik, 1991](#)). Cette activité dépend de la température mais aussi de la fraction massique de l'acide sulfurique et de l'eau.

On définit alors le rapport de mélange de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  liquide en soustrayant le rapport de mélange de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  sursaturée à la quantité totale de l'espèce. On exprime le rapport de mélange de liquide à chaque instant comme :

$$n_{\text{H}_2\text{SO}_4(l)} = n_{\text{H}_2\text{SO}_4} - \frac{p_{sat}}{k_B T} \quad (3.5)$$

Où  $n_{\text{H}_2\text{SO}_4}$  est le rapport de mélange total de  $\text{H}_2\text{SO}_4$ ,  $p_{sat}$  est la pression de vapeur saturante de l'acide sulfurique sur la solution binaire ( $\text{H}_2\text{O}, \text{H}_2\text{SO}_4$ ),  $k_B$  est la constante de Boltzmann ( $\text{m}^2 \text{kg s}^{-2} \text{K}^{-1}$ ) et  $T$  est la température (K).

L'acide sulfurique est l'espèce qui domine la création des gouttelettes, l'eau vient ensuite compléter la composition de la gouttelette.

La quantité d'eau liquide est obtenue en résolvant un système de deux équations (résumé en figure 3.5) :

- L'équation de Kelvin qui relie  $p_{sat}$  à  $p_{\text{H}_2\text{O}}$  à l'équilibre avec une gouttelette de rayon  $r$  et de la masse volumique  $\rho_d$

$$\ln(p_{\text{H}_2\text{O}}) - \frac{2M_{\text{H}_2\text{O}}\theta_S}{RT r \rho_d} - \ln(p_{sat}) = 0 \quad (3.6)$$

- La conservation de la masse d'eau

$$n_{\text{H}_2\text{O}} = n_{\text{H}_2\text{O}(g)} + n_{\text{H}_2\text{O}(l)} \quad (3.7)$$

Avec la pression partielle de vapeur d' $\text{H}_2\text{O}$   $p_{\text{H}_2\text{O}}$  (Pa) à la pression de vapeur saturante  $p_{sat}$  (Pa), de rayon  $r$  (m), et de masse volumique  $\rho_d(W, T)$  ( $\text{kg m}^{-3}$ ) dans les conditions atmosphériques environnantes représentées par la température  $T$  en K, la constante des gaz parfaits  $R$  en  $\text{J mol}^{-1} \text{K}^{-1}$ , la tension de surface d'une solution d' $\text{H}_2\text{SO}_4$  aqueuse,  $\theta_S$  ( $\text{J m}^{-2}$ ), la masse molaire de la molécule d' $\text{H}_2\text{O}$ ,  $M_{\text{H}_2\text{O}}$ , ( $\text{kg mol}^{-1}$ ). La seconde partie relie le rapport de mélange total de  $\text{H}_2\text{O}$  ( $n_{\text{H}_2\text{O}}$ ) à celui de  $\text{H}_2\text{O}$  en phase liquide ( $n_{\text{H}_2\text{O}(l)}$ ) et en phase gazeuse ( $n_{\text{H}_2\text{O}(g)}$ ).

On résout ce système en utilisant une double itération en utilisant la méthode de [Ridders \(1979\)](#). Dans l'équation de conservation de la masse, la variable itérative est  $[\text{H}_2\text{O}_{g(eq)}]$  et  $\text{H}_2\text{O}_{liq}$  est obtenue à l'aide de l'acidité. Dans l'équation de Kelvin, on itère sur l'acidité. On obtient en sortie un couple : acidité /  $[\text{H}_2\text{O}_g]$  qui sera capable de résoudre l'équation de Kelvin tout en conservant la masse de  $\text{H}_2\text{O}$ .

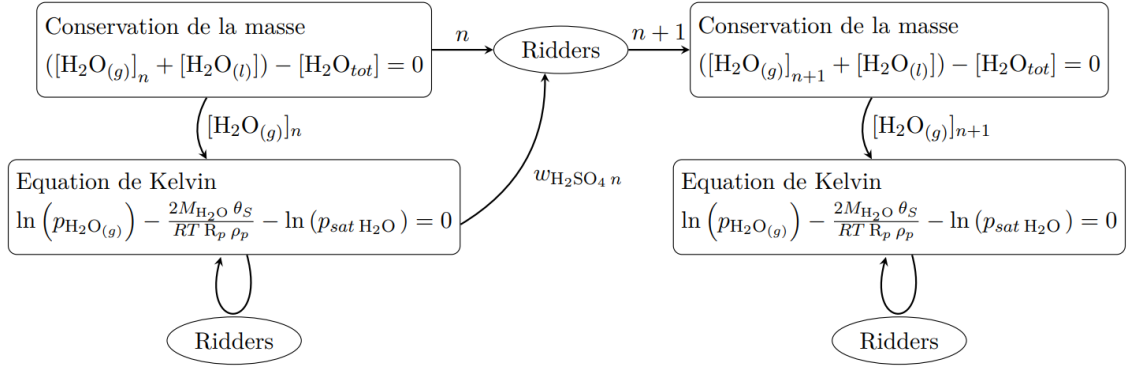


Figure 3.5 : Schématisation de l'implémentation de la double itération imbriquée. Un pas d'itération supérieur  $n$  à  $n + 1$  lors de la résolution de la conservation de la masse demande auparavant celle de l'équation de Kelvin. Les deux équations sont résolues par la méthode de Ridders. (Stolzenbach, 2016)

Dans le travail de Stolzenbach et al. (2023) la phase liquide produite par la paramétrisation des nuages est également sédimentée, ce qui redistribue verticalement les espèces condensées. Dans ce calcul de sédimentation, on suppose que la forme de la distribution des tailles des gouttelettes est fixée, permettant de redistribuer le flux d'espèce condensée. On calcule ici ce flux massique  $F_{sed}$  en  $kg\ m^{-2}\ s^{-1}$  pour chacune des distributions des gouttelettes. Pour ce faire, il est nécessaire d'intégrer le flux pour chaque rayon de la distribution. On définit le flux de sédimentation comme le produit de la concentration massique de gouttelettes (en  $kg\ m^{-3}$ ) multipliée par la vitesse terminale de chute, la vitesse de Stokes ( $v_{st}$  en  $m\ s^{-1}$ ). On exprime généralement cette vitesse de Stokes à travers la formule usuelle corrigée du facteur de Cunningham pour prendre en compte les changements dans le régime atmosphérique à travers le nombre de Knudsen (Kn) :

$$v_{st} = (1 + \beta Kn) \frac{2gr^2(\rho_d - \rho_f)}{9\eta} \quad (3.8)$$

Or, on peut exprimer de manière générale le flux de sédimentation comme :

$$F_{sed} = M(r) \cdot v_{st}(r) \quad (3.9)$$

Ce qui donne finalement :

$$F_{sed} = M(r) \cdot (1 + \beta Kn) \frac{2gr^2(\rho_d - \rho_f)}{9\eta} \quad (3.10)$$

Avec  $\beta = 1.246 + 0.42 \exp(-0.87 \cdot 1/Kn)$ ,  $g$  l'accélération de gravité de Vénus,  $\rho_d$  la masse volumique de la gouttelette,  $\rho_f$  la masse volumique du fluide où la gouttelette tombe (ici celle de l'atmosphère),  $\eta$  la viscosité dynamique du fluide en  $Pa\ s^{-1}$  approximée ici comme étant celle du  $CO_2$  Jones (1924). Enfin, Kn est aussi dépendant du rayon :  $Kn = \lambda/r$ , où  $\lambda$  est le libre parcours moyen d'une molécule de  $CO_2$  dans l'atmosphère de Vénus

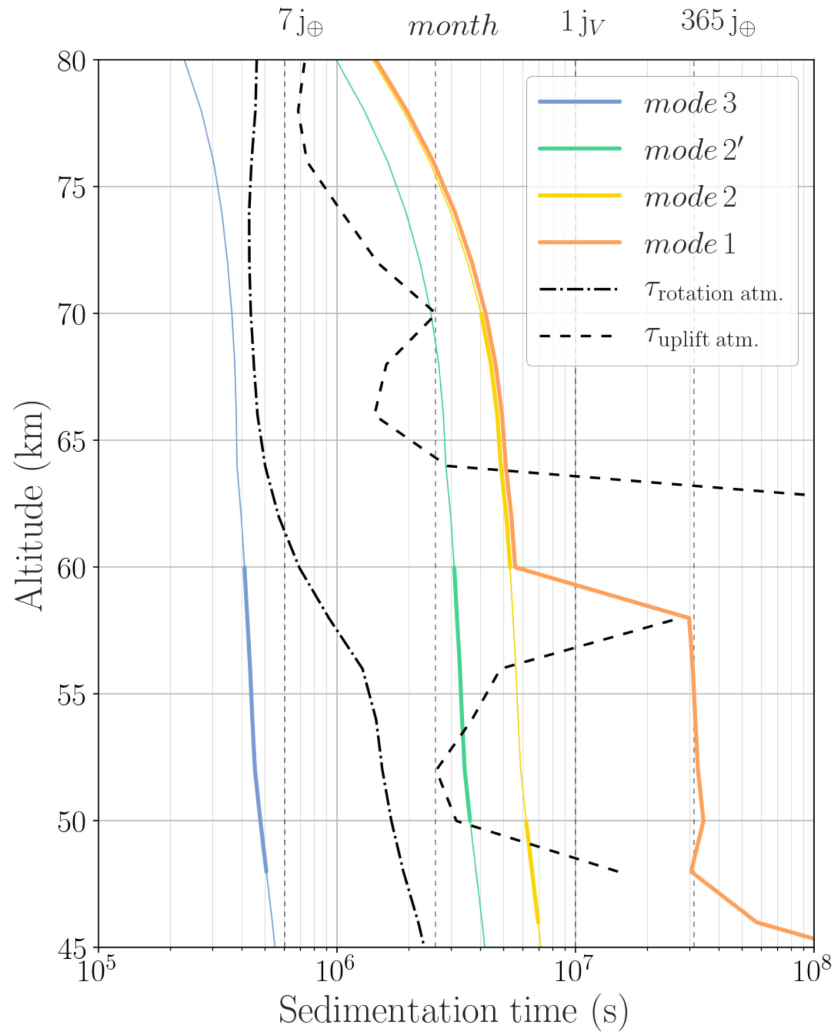


Figure 3.6 : Profils verticaux du temps caractéristique de la sédimentation (s). On présente les profils de vitesse des différents modes avec les rayons et les écarts-types présentés dans la table 3.3. Les traits en gras représentent les altitudes où les gouttelettes sont présentes dans le modèle. Les temps caractéristiques de la dynamique sont aussi représentés pour comparaison avec le processus de sédimentation. (Stolzenbach et al., 2023)

(Figure 3.6). Stolzenbach et al. (2023) reproduisent de manière satisfaisante les observations de Knollenberg and Hunten (1980) ainsi que la décroissance globale du sommet des nuages de l'équateur vers les pôles (Figure 3.7) .

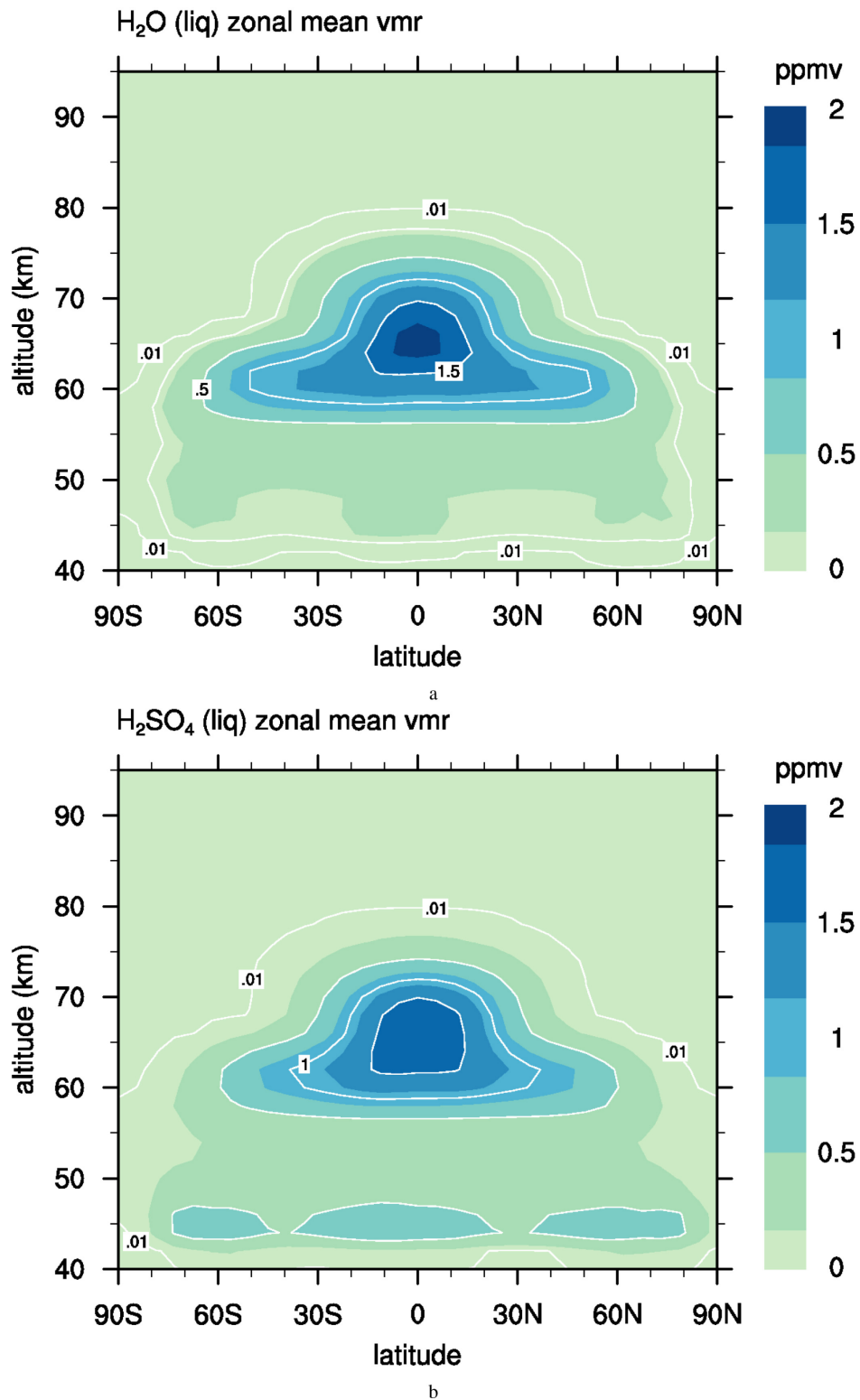


Figure 3.7 : Moyenne zonale des espèces condensées dans les nuages vénusiens par la paramétrisation de [Stolzenbach et al. \(2023\)](#). Haut : H<sub>2</sub>O (ppmv). Bas : H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> (ppmv).



**Première partie**

**Photochimie de l'azote et émission de  
NO**



# PHOTOCHEMIE DE L'AZOTE ET ÉMISSION ULTRAVIOLETTE DE NUIT DE NO

---

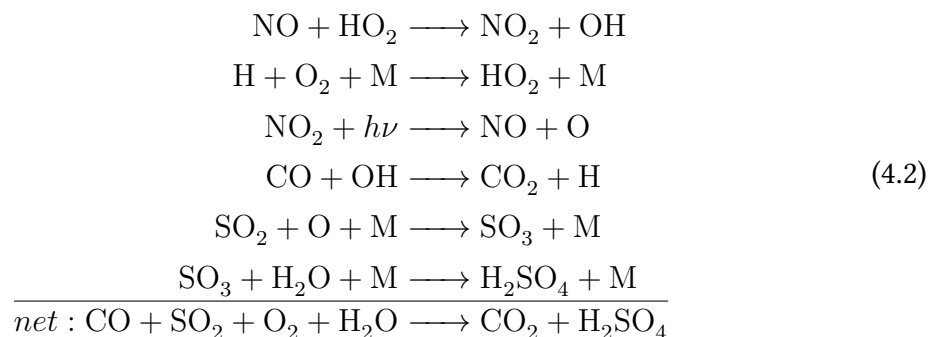
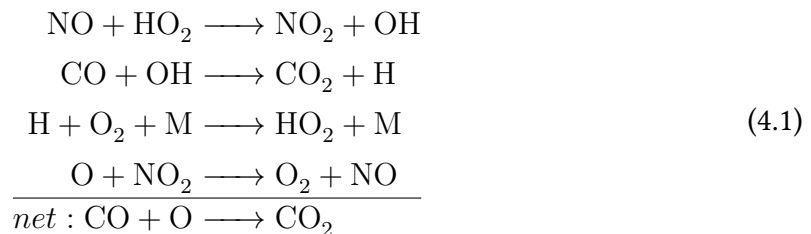
4.1	Photochimie de l'azote et photolyse online . . . . .	74
4.1.1	Mise à jour et amélioration du module de photochimie . .	75
4.2	Étude de l'émission ultraviolette de nuit de NO . . . . .	78
4.3	Article : Strong variability of the modeled Venus NO nightglow .	81
4.3.1	Introduction . . . . .	81
4.3.2	The Venus Planetary Climate Model . . . . .	82
4.3.3	Nitrogen photochemistry . . . . .	82
4.3.4	SPICAV observations . . . . .	85
4.3.5	Modelling the NO nightglow . . . . .	85
4.3.5.1	Comparison with SPICAV limb and nadir data .	85
4.3.5.2	Analyzing nightglow variability . . . . .	89
4.3.6	Conclusions . . . . .	91

---

Cette première partie de la thèse concerne l'ajout de la photochimie de l'azote et l'étude d'un phénomène lié : l'émission UV de nuit de l'oxyde d'azote. Il s'agit de la poursuite d'un travail réalisé pendant mon stage de master 2, qui a été amélioré et finalisé pendant la thèse.

## 4.1 Photochimie de l'azote et photolyse online

La première partie de mon travail concerne la photochimie de l'azote. L'azote est une espèce importante dans l'atmosphère de Vénus, constituant 3,5% de celle-ci. Il s'agit du second gaz le plus important de l'atmosphère de la planète. L'azote est principalement stocké sous forme de  $N_2$ , une molécule très peu réactive. Cependant, dans la haute atmosphère, les photons énergétiques produits par le soleil sont présents en suffisamment grande quantité pour casser les liaisons covalentes de la molécule  $N_2$ . On obtient alors de l'azote atomique N qui cherche à se combiner avec d'autres atomes pour former de nouvelles molécules. Le rayonnement solaire ne décompose pas uniquement le  $N_2$  mais bien toutes les molécules composant l'atmosphère et donc le  $CO_2$ . Quand le  $CO_2$  est photolysé, des atomes d'oxygène sont libérés et vont rapidement se combiner avec les autres atomes et molécules disponibles. Ainsi, les atomes d'azote et d'oxygène forment des oxydes d'azote (tels que NO ou  $NO_2$ ) qui sont un élément important de la photochimie de l'atmosphère de Vénus ([Krasnopolsky, 2006](#)). On écrit les cycles catalytiques de la recombinaison de CO en  $CO_2$  (cycle 4.1) et de la transformation de  $SO_2$  en  $H_2SO_4$  (cycle 4.2) :



On montre ainsi que la chimie de l'azote participe à la stabilisation photochimique de la composition de l'atmosphère de Vénus en reformant  $CO_2$  à partir de son produit de photodissociation CO. Réussir à la modéliser correctement est un apport non négligeable à notre compréhension du fonctionnement de la haute atmosphère, là où la photochimie se déroule.

### 4.1.1 Mise à jour et amélioration du module de photochimie

Dans cette étude, nous étoffons la photochimie du Venus PCM en ajoutant la description de l'azote. Nous identifions les deux oxydes principaux : NO et NO<sub>2</sub>, et nous ajoutons aussi les deux formes de N : N(<sup>4</sup>S) et N(<sup>2</sup>D). Cependant, ces oxydes sont des espèces qui absorbent le rayonnement ultraviolet dans les hautes couches de l'atmosphère de Vénus. Les molécules de N<sub>2</sub> et de NO s'auto-écrantent, c'est-à-dire qu'elles modifient le flux que recevront les molécules situées à plus basse altitude. Il est donc important d'ajouter l'effet radiatif de ces différentes molécules. Pour ce faire, il est nécessaire d'ajouter des dimensions à la table utilisée pour calculer les taux de photolyse.

Cependant, l'ajout de dimensions à la table de calcul des taux de photolyse apporte un certain nombre de désavantages. Plus le nombre de dimensions dans la table augmente, plus le temps de calcul augmente. Or, la réduction du temps de calcul est la raison principale d'utiliser les tables. De plus, le fait d'interpoler les taux de photolyse donne des résultats toujours moins précis que de calculer directement dans le modèle. Dans cette situation, les tables n'ont donc plus d'intérêt et c'est pour cette raison que j'ai changé la méthode de calcul en adoptant un calcul "on-line" des taux de photodissociation.

Ce changement a plusieurs avantages concrets pour le Venus PCM :

- Les variations de température locale sont prises en compte et cohérentes avec le VPCM.
- Toutes les espèces du modèle sont comptabilisées dans l'absorption du flux ultraviolet, là où la méthode off-line ne prenait en compte que celle de CO<sub>2</sub> et de SO<sub>2</sub>.
- Des profils de nuages variables peuvent être implémentés et seront pris en compte pour le calcul des taux de photodissociation.
- Le flux solaire au sommet de l'atmosphère peut être modifié pour simuler l'effet des cycles d'activité solaire sur la photochimie.

En reprenant la même structure que le programme TUV ([Madronich and Flocke, 1999](#)), et en m'inspirant de ce qui a été fait pour le Mars PCM ([Lefèvre et al., 2021](#)), j'ai inclus cette nouvelle photolyse dite : "online". Cette nouvelle version de la photolyse prend en compte les caractéristiques de l'atmosphère vénusienne et une grille de longueur d'onde spécifique aux espèces composantes de l'atmosphère de Vénus.

Cette nouvelle méthode se concrétise en deux parties distinctes :

La première partie consiste à introduire tous les paramètres nécessaires au calcul de la photolyse et qui seront constants. Cela comprend les sections efficaces d'absorption des espèces ainsi que leur rendement, le spectre solaire, ainsi que la grille de longueur d'onde. L'ensemble des sections efficaces et des rendements des différentes espèces peut être trouvé dans la table 4.1. Concernant le spectre solaire, celui-ci peut être changé pour représenter différentes activités solaires (haute énergie ou basse énergie). Dans le cas de nos simulations, nous nous basons sur un profil moyen basé sur [Thuillier et al. \(1998\)](#). Un autre point

important dans le calcul de la photolyse "online" est la grille de longueur d'onde sur laquelle seront interpolés les taux de photolyse. Plus la grille sera fine, plus proches de la réalité seront les taux de photolyse, mais aussi plus grand sera le temps de calcul. L'approche qui a été choisie se base sur ce qui a été fait pour le modèle martien. C'est-à-dire que la grille de longueur d'onde a été optimisée pour représenter de manière la plus fidèle les spectres des espèces les plus importantes de l'atmosphère et notamment les bandes du  $\text{CO}_2$ . Comme nous pouvons le voir dans la figure 4.1, le  $\text{SO}_2$  présente une structure fine dans la gamme 200-250 nm avec des variations avec une fréquence inférieure à 3 nm. Pour prendre en compte cette structure, nous avons légèrement modifié cette grille en augmentant la précision dans la gamme 205-245 nm pour mieux représenter les bandes du  $\text{SO}_2$  qui possèdent un rôle important dans la photochimie (table 4.2).

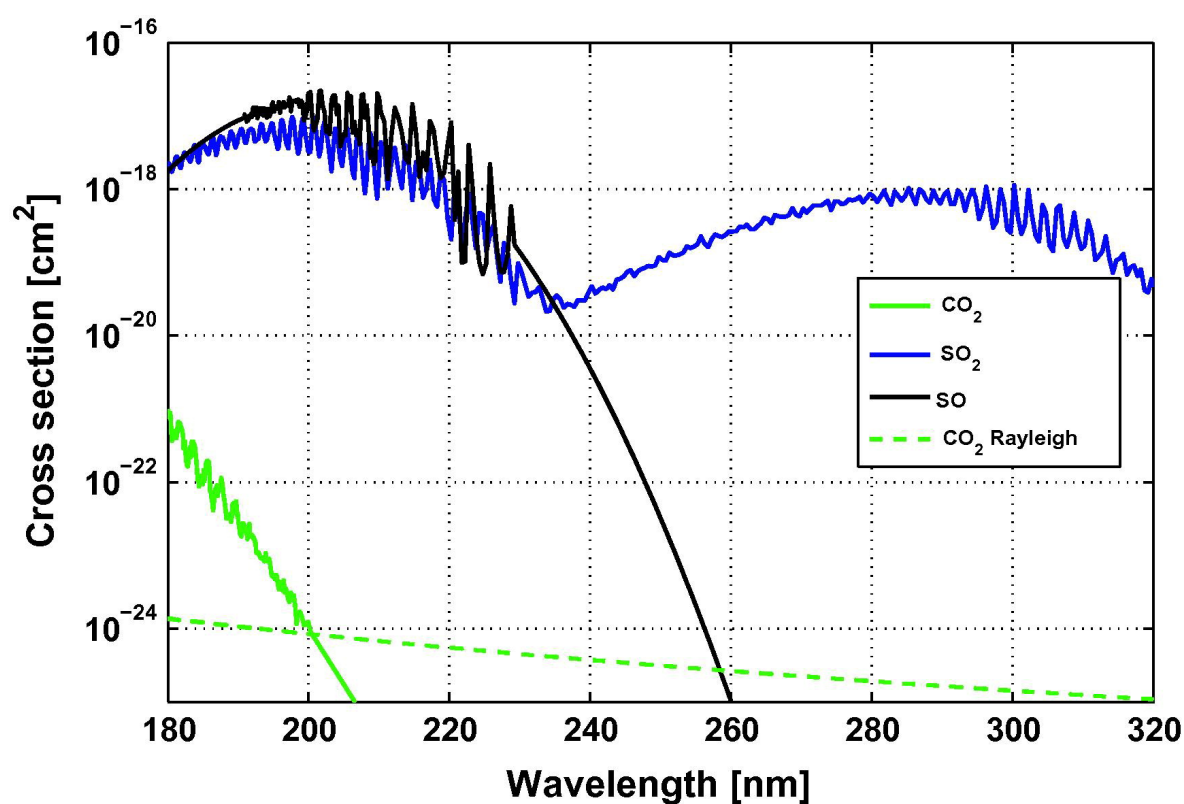


Figure 4.1 : Section efficace d'absorption ( $\text{cm}^{-2}$ ) et de diffusion de différentes espèces clé de la photochimie vénusienne. Vert :  $\text{CO}_2$ . Vert pointillé : la diffusion Rayleigh de  $\text{CO}_2$ . Bleu :  $\text{SO}_2$ . Noir :  $\text{SO}$ . (Figure tirée de Belyaev et al. (2012))

La seconde partie est le cœur du calcul des taux de photolyses. Le calcul prend en compte les concentrations de chacune des espèces absorbantes ainsi que la température, ce qui permet de calculer le flux qui atteint chacune des couches du modèle. Cela permet donc de prendre en compte les effets d'écrantage de chacune des espèces. L'effet des nuages est aussi intégré dans le calcul du taux de photolyse via l'épaisseur optique cumulée à chaque niveau d'altitude. Actuellement, dans le modèle, le profil de nuage utilisé est fixe et basé sur Haus et al. (2015).

La figure 4.2 montre l'effet de la nouvelle photolyse en comparant la méthode offline, la

N°	Photodissociation	Références pour les sections efficaces $\sigma_A$
J1	$O_2 + h\nu \rightarrow O + O$	(Sander et al., 2006)
J2	$O_2 + h\nu \rightarrow O + O(^1D)$	(Sander et al., 2006)
J3	$CO_2 + h\nu \rightarrow CO + O$	$\sigma_{CO_2}$ est une fonction de T $\lambda > 167$ nm (Huestis and Berkowitz, Stark et al. (2007), Yoshino et al. (1996b), Parkinson et al. (2003), Lewis et al. (1983))
J4	$CO_2 + h\nu \rightarrow CO + O(^1D)$	$\sigma_{CO_2}$ est une fonction de T $\lambda < 167$ nm (Huestis and Berkowitz, Stark et al. (2007), Yoshino et al. (1996b), Parkinson et al. (2003), Lewis et al. (1983))
J5	$O_3 + h\nu \rightarrow O_2(^1\delta g) + O(^1D)$	(Sander et al., 2006)
J6	$O_3 + h\nu \rightarrow O_2 + O$	(Sander et al., 2006)
J7	$H_2O + h\nu \rightarrow H + OH$	(Thompson et al. (1963), Yoshino et al. (1996a), Cheng et al. (1999))
J8	$HO_2 + h\nu \rightarrow OH + O$	(Sander et al., 2006)
J9	$H_2O_2 + h\nu \rightarrow OH + OH$	$\lambda : 125-185$ nm (Schürgers and Welge, 1968) $\lambda : 190-350$ nm (Sander et al., 2006)
J10	$HCl + h\nu \rightarrow H + Cl$	(Sander et al., 2006)
J11	$Cl_2 + h\nu \rightarrow Cl + Cl$	(Sander et al., 2006)
J12	$HOCl + h\nu \rightarrow OH + Cl$	(Sander et al., 2006)
J13	$SO_2 + h\nu \rightarrow SO + O$	(Wu et al., 2000; Vandaele et al., 2009; Hermans et al., 2009)
J14	$SO + h\nu \rightarrow S + O$	(Sander et al., 2006)
J15	$SO_3 + h\nu \rightarrow SO_2 + O$	$\lambda : 140-294$ nm (Hintze et al., 2003) $\lambda : 296-330$ nm (Burkholder and McKeen, 1997)
J16	$ClO + h\nu \rightarrow Cl + O$	(Trolier et al., 1990)
J17	$OCS + h\nu \rightarrow CO + S$	(Burkholder et al., 2015)
J18	$COCl_2 + h\nu \rightarrow CO + Cl + Cl$	(Burkholder et al., 2015)
J19	$H_2SO_4 + h\nu \rightarrow SO_3 + H_2O$	(Sander et al., 2006)

TABLE 4.1 – Liste des réactions de photolyse considérées dans le VGCM avant cette thèse.  
Tiré de Stolzenbach (2016)

Intervalle de longueur d'onde	$\Delta\lambda$ martien	$\Delta\lambda$ vénusien
0-60 nm	6.0 nm	6.0 nm
60-80 nm	2.0 nm	2.0 nm
80-85 nm	5.0 nm	5.0 nm
85-117 nm	2.0 nm	2.0 nm
117-120 nm	5.0 nm	5.0 nm
120-123 nm	0.2 nm	0.2 nm
123-163 nm	5.0 nm	5.0 nm
163-175 nm	2.0 nm	2.0 nm
175-205 nm	0.5 nm	0.5 nm
205-245 nm	<b>5.0 nm</b>	<b>1.0nm</b>
245-415 nm	10.0 nm	10.0 nm
415-815 nm	50.0 nm	50.0 nm

TABLE 4.2 – Grille de longueur d'onde utilisée pour le calcul des photodissociations sur Mars et Vénus, et les corrections apportées (en gras).

nouvelle méthode online en ne considérant que l'écrantage de  $\text{SO}_2$  et  $\text{CO}_2$ , et enfin la méthode online en considérant l'écrantage par la totalité des espèces. Au-dessus des nuages, l'effet est minime pour la plupart des réactions, excepté la photolyse de  $\text{CO}_2$  qui est augmentée d'un facteur deux au-dessus de 120 km d'altitude. On remarque que la majorité des changements entre la version offline et online se trouvent dans le nuage, où la quantité d'acide sulfurique et d'autres espèces absorbantes telles qu'OCS sont plus importantes. On voit les taux de photolyses diminuer de plusieurs ordres de grandeur pour les photolyses de  $\text{SO}_2$ , HCl,  $\text{O}_2$  ou OCS dans la gamme 40-70 km d'altitude.

TABLE 4.3 – Photodissociation des différentes molécules azotées

N°	Réaction	Plage spectrale / Référence
(R1)	$\text{NO}_2 + h\nu \rightarrow \text{NO} + \text{O}$	200–238 nm : <a href="#">Jenouvrier et al. (1996)</a> 238–666 nm : <a href="#">Vandaele et al. (1998)</a>
(R2)	$\text{NO} + h\nu \rightarrow \text{N} + \text{O}$	<a href="#">Allen and Frederick (1982)</a>
(R3)	$\text{N}_2 + h\nu \rightarrow \text{N}({}^2\text{D}) + \text{N}$	<a href="#">Chan et al. (1993)</a>
(R5)	$\text{N}_2^+ + h\nu \rightarrow \text{N}^+ + \text{N} + e^-$	<a href="#">Schunk and Nagy (2000)</a>
(R6)	$\text{N} + h\nu \rightarrow \text{N}^+ + e^-$	<a href="#">Schunk and Nagy (2000)</a>
(R7)	$\text{NO} + h\nu \rightarrow \text{NO}^+ + e^-$	<a href="#">Schunk and Nagy (2000)</a>

Nous venons de décrire la nouvelle méthode de calcul des taux de photolyse. Nous allons maintenant l'appliquer en ajoutant la chimie de l'azote.

## 4.2 Étude de l'émission ultraviolette de nuit de NO

Après avoir réalisé le travail technique d'introduction de la photochimie de l'azote dans le Venus PCM, nous l'avons appliqué au calcul de l'émission ultraviolette de nuit de l'oxyde d'azote.

Tout commence du côté jour de Vénus. Le rayonnement solaire ultraviolet énergétique photodissocie les molécules de  $\text{CO}_2$  et de  $\text{N}_2$ , ce qui produit des atomes d'azote et d'oxygène dans l'atmosphère à une altitude supérieure à 150 km d'altitude. Dans la thermosphère à ces altitudes, le régime dynamique dominant est la circulation solaire / anti-solaire qui transporte les atomes d'azote et d'oxygène du côté nuit de Vénus. Quand les masses d'air arrivent vers le point antisolaire, elles commencent à suivre un mouvement de subsidence. Lors de ce mouvement vertical, la densité de l'air augmente, ce qui permet la collision d'atomes d'oxygène et d'azote. Ces collisions donnent naissance à des molécules d'oxyde d'azote. Certaines des molécules de NO produites sont excitées et leur désexcitation produit des photons UV dans deux bandes  $\delta$  (~190-240 nm) et  $\gamma$  (~225-270 nm) ([Feldman et al., 1979](#)). Le maximum de l'émission de l'oxyde d'azote a été observé aux alentours de 115 km d'altitude ([Gérard et al., 1981, 2008](#); [Royer et al., 2010, 2016](#); [Stiepen et al., 2013](#)). Lors de la subsidence, les masses d'air passent d'une altitude dominée par la circulation solaire / anti-solaire (140+ km) à une zone dominée par la super rotation (80- km). Ainsi, le pic de l'émission de NO se

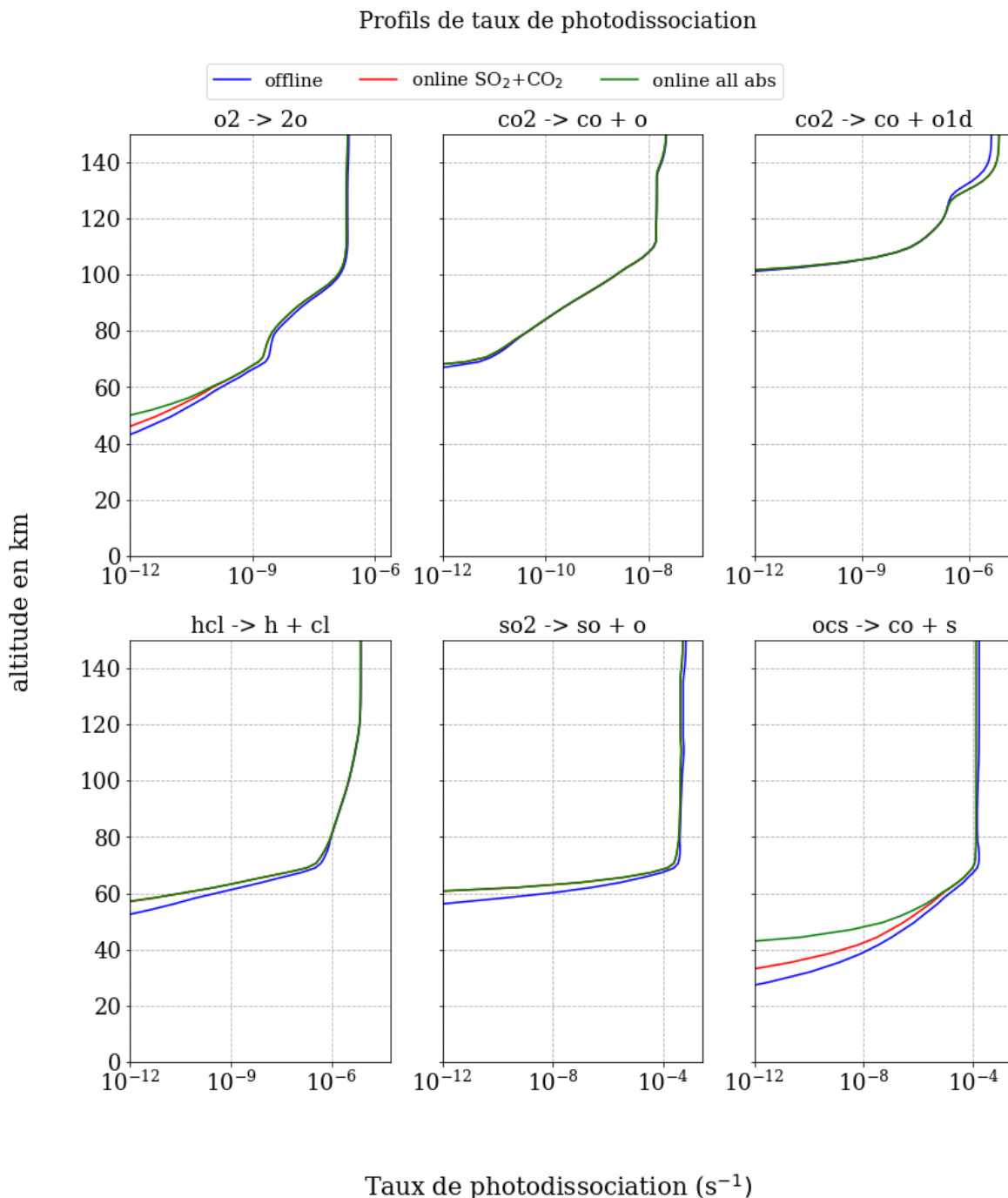


Figure 4.2 : Comparaison des taux de photodissociation (s<sup>-1</sup>) calculés par les méthodes off-line et on-line pour certaines espèces clé. Bleu : offline. Rouge : online, seules CO<sub>2</sub> et SO<sub>2</sub> sont considérés comme absorbants. Vert : online, toutes les espèces sont considérées.

situé dans la zone de transition entre les deux régimes dynamiques.

On résume l'intérêt particulier de l'étude de l'émission ultraviolette de NO en deux points :

- Il s'agit d'une des seules observables permettant de contraindre la chimie de l'azote à travers l'intensité de l'émission.

- Elle permet de contraindre la dynamique atmosphérique aux alentours de 120 km d'altitude dans la zone de transition entre les deux grands régimes dynamiques : la super-rotation et la circulation solaire / anti-solaire.

Ce travail a permis de réaliser les simulations les plus exhaustives possibles de l'émission de NO et de les comparer aux données déjà obtenues. En effet, un certain nombre d'observations de cette émission ont déjà été réalisées. Elles ont été obtenues à l'aide de télescopes en orbite (International Ultraviolet Explorer ([Feldman et al., 1979](#))), et d'orbiteurs autour de Vénus (Pioneer Venus Orbiter ([Stewart et al., 1980](#)) et Venus Express ([Gérard et al., 2008](#); [Royer et al., 2010](#); [Stiepen et al., 2012, 2013](#))).

L'émission UV de l'oxyde d'azote (NO) sur Vénus offre une visualisation unique sur la dynamique et la chimie de sa haute atmosphère. Nous présentons des simulations tridimensionnelles de l'émission ultraviolette de nuit de NO sur Vénus à l'aide d'un modèle sol-thermosphère, révélant une forte variabilité à court terme conforme aux observations. Le modèle global du climat de Vénus (Venus PCM) reproduit avec précision l'altitude du pic d'émission à 115 km, ce qui correspond aux données SPICAV, et montre une intensité maximale moyenne de  $53 \pm 33$  kR, soit seulement 5% de moins que les valeurs observées. Il est essentiel de noter que la variabilité et la morphologie observées de l'émission de NO sont étroitement liées à la dynamique atmosphérique ; ses maxima sont fortement corrélés à la convergence des vents horizontaux, entraînant une subsidence localisée. Ce transport vers le bas est essentiel pour acheminer les atomes d'azote qui alimentent l'émission de nuit, ce qui en fait un traceur essentiel pour comprendre la circulation atmosphérique complexe de Vénus. Nos résultats soulignent l'importance de l'émission ultraviolette de nuit de NO comme outil de diagnostic puissant pour la circulation solaire-antisolaire sur Vénus.

Ce travail de simulation de l'émission de NO a débouché sur une publication actuellement soumise dans le journal JGR : Planets. Cet article a pour objectif la comparaison des simulations du Venus PCM à l'ensemble des données SPICAV disponibles et l'étude de la variabilité de l'émission et de ses causes. La section suivante est le texte in extenso en anglais de l'article tel qu'il a été soumis au journal JGR : Planets.

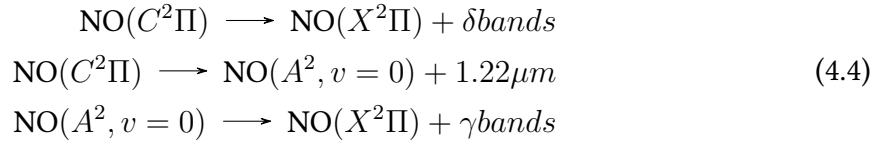
## 4.3 Article : Strong variability of the modeled Venus NO nightglow

### 4.3.1 Introduction

On Venus, the nitric oxide nightglow is an ultraviolet emission that is generated as follows : on the dayside hemisphere,  $\text{CO}_2$  and  $\text{N}_2$  are photodissociated by extreme ultraviolet (EUV) photons and photoelectrons. These processes create oxygen and nitrogen atoms in their ground states  $\text{O}(^3\text{P})$  and  $\text{N}(^4\text{S})$ , which are then transported to the nightside by the subsolar-to-antisolar circulation (SS-AS). On the nightside, oxygen and nitrogen atoms are transported downwards, where recombination takes place and produces NO molecules in the ( $C^2\Pi$ ) electronic state :



The relaxation of those excited NO molecules towards the  $X^2$  electronic state generates the emission of ultraviolet photons in two bands,  $\delta \sim (190\text{-}240 \text{ nm})$  and  $\gamma \sim (225\text{-}270 \text{ nm})$  (Feldman et al., 1979) :



The total emission rate of NO is proportional to the N and O number densities, which makes the NO nightglow a valuable tracer of the dynamics, temperature and chemistry of the upper atmosphere. The NO nightglow on Venus was first detected and identified by Feldman et al. (1979) with the ultraviolet spectrograph on board the International Ultraviolet Explorer (IUE). The same year, the NO nightglow was also detected by the ultraviolet spectrometer instrument on Pioneer Venus Orbiter (OUVS, Stewart et al. (1980)), providing the first map of the emission (Figure 4.3). More recently, the Venus Express mission (2006-2014) provided an extensive set of nightglow data from the SPICAV ultraviolet spectrometer in various observation modes (Gérard et al., 2008; Royer et al., 2010; Stiepen et al., 2012, 2013).

The peak of the NO nightglow is usually found between 105 and 120 km, with 115 km as the average peak altitude (Gérard et al., 1981, 2008; Royer et al., 2010, 2016; Stiepen et al., 2013). This altitude range is located in a layer of transition between the SS-AS circulation above 120 km, and the retrograde zonal superrotation (RZS) that is dominant below  $\sim 70$  km. As a result of this dynamical complexity, the NO emission is typically brightest in a wide region centered at about 02 :00 local time (LT) and distributed over a wide range of latitudes over the equator (Stewart et al., 1980; Gérard et al., 2008; Stiepen et al., 2013). The nightglow also presents a strong short-term variability (Royer et al., 2010) characterized by sudden changes in the distribution with timescales of a few Earth days and a patchy distribution. The integrated emission measured in kilo-Rayleigh (kR, where  $1 \text{ kR} = 10^{13}/(4\pi)$  photon

$\text{m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}$ ) shows a hemispheric mean of about 2 kR (Bougher et al., 1990; Stiepen et al., 2013).

Most of the simulations of the NO nightglow on Venus were performed with one-dimensional (e.g., Gérard et al. (2008); Krasnopolsky (2010)) or two-dimensional (Collet et al., 2010) models. These tools provide a good approximation of the mean profile of the NO emission but, by nature, cannot reproduce the three-dimensional complexity of the dynamics involved in the NO nightglow, nor its spatial and temporal variability. The situation was greatly improved by the three-dimensional simulations of the NO nightglow by the Venus Thermospheric General Circulation Model (VTGCM, Bougher et al. (1990); Brecht et al. (2011)). Using sensitivity tests on different key parameters, studies with the VTGCM enabled a precise examination of the mechanisms underlying the NO emission and its shift toward the morning side. However, only a few observations of SPICAV were available at that time (Gérard et al., 2008). The comparison with the VTGCM was therefore limited to 17 orbits and 201 limb scans between 2005 and 2008, making the investigation of the NO nightglow variability difficult.

This paper aims to advance our quantitative understanding of the NO nightglow on Venus, using the full extent (2006-2011) of the published SPICAV dataset and a state-of-the-art general circulation model with photochemistry. The SPICAV measurements constitute by far the largest observational database concerning the NO nightglow on Venus. These nadir and limb observations document the distribution of the column-integrated nightglow both in latitude and local time when viewed from nadir (Stiepen et al., 2013), and its vertical profile in limb viewing (Stiepen et al., 2012). In addition, over the long period of the Venus Express mission, the SPICAV instrument has provided unique insight into the variability of the NO nightglow (e.g. Royer et al. (2010)). We compare here the full set of the SPICAV data to the NO nightglow calculated by our model and analyze the processes at the origin of the nightglow variability.

### 4.3.2 The Venus Planetary Climate Model

### 4.3.3 Nitrogen photochemistry

The photochemical module described in Stolzenbach et al. (2023) included the chemistry of  $\text{CO}_2$ , CO, hydrogen, oxygen, chlorine and sulfur. To study the NO nightglow, we have implemented the description of N,  $\text{N}(^2\text{D})$ , NO, and  $\text{NO}_2$ , leading to a total of 40 chemical species in the model. The new photolytic, chemical, and ionic reactions related to nitrogen are listed in Table 4.3 and 4.4.

Reactive nitrogen primarily originates from the photodissociation of  $\text{N}_2$  at altitudes above 140 km. For an accurate computation of the production of N atoms, ultra-high spectral resolution is required in the highly structured regions of the  $\text{N}_2$  absorption cross-section. Computations carried out at low spectral resolution in photochemical models, such as those made in the Venus PCM, are therefore recognized to be largely uncertain. Furthermore, information regarding the branching ratios to the various possible channels throughout the entire range of photodissociation is currently unavailable (Fox et al., 2008). To alleviate

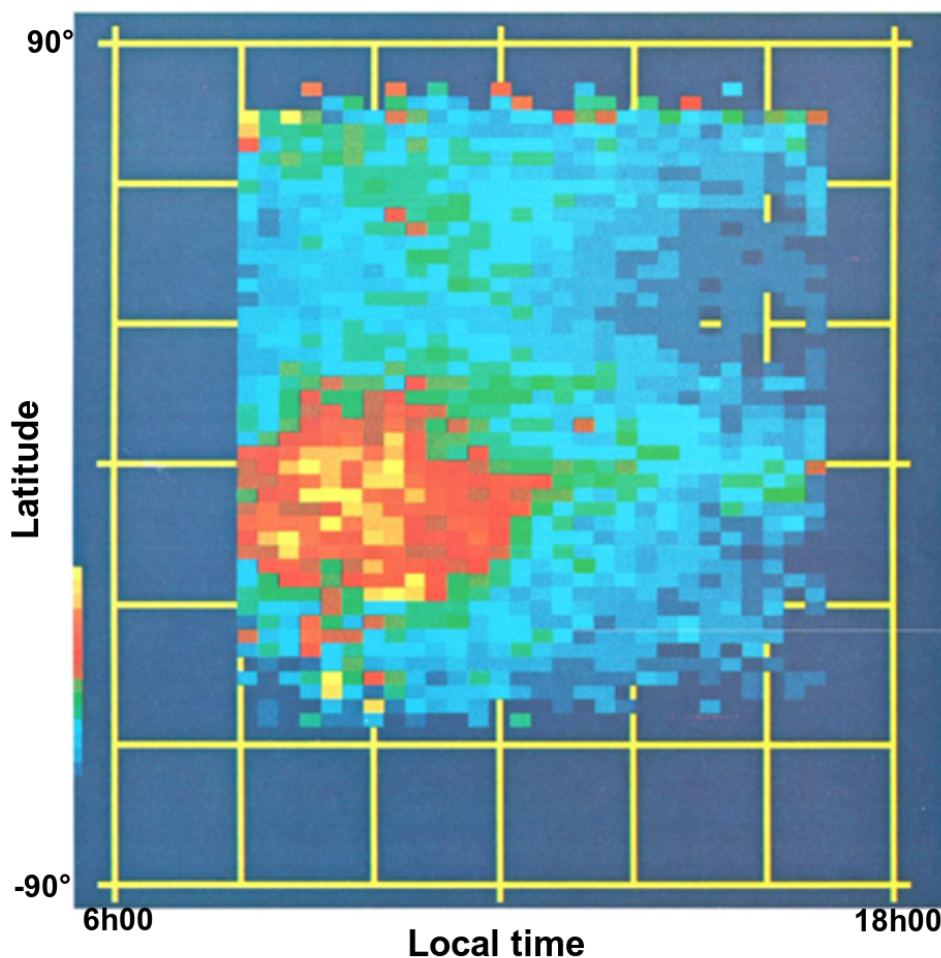


Figure 4.3 : Distribution of the NO nightglow as seen by Pioneer Venus (Stewart et al., 1980).

these problems, we have chosen to constrain the photolysis of  $N_2$  based on the N atom profile measured by the ONMS mass spectrometer on board Pioneer Venus (Kasprzak et al., 1993). Figure 4.4 compares the vertical distribution of N between 140-180 km measured by ONMS and calculated by the Venus PCM. In its standard version, the model significantly underestimates the amount of N atoms, whereas the  $N_2$  profile agrees with the observations. This indicates that the model bias is due to the lack of spectral resolution in calculating  $N_2$  photolysis (and the uncertainties on the branching ratios mentioned above) rather than to a lack of  $N_2$  number density. To ensure that the production of reactive nitrogen is in line with the observations, we adjusted the  $N_2$  photolysis rate to obtain an N profile that matches the ONMS observations. In practice, multiplying the  $N_2$  photolysis rate by a factor of two is sufficient for the amount of N produced by the model to match that measured by ONMS on

the night side, where the NO emission occurs (Figure 4.4). With this correction, applied to the simulations presented in the rest of the paper, the nightside density profile of N peaks at  $1.5 \times 10^8 \text{ molecule.cm}^{-3}$  at 115 km. This value is in good agreement with the N number density of  $1.4 \times 10^8 \text{ molecule.cm}^{-3}$  calculated at 115 km with the VTGCM by [Brecht et al. \(2011\)](#). Regarding atomic oxygen O, the other precursor of NO, Figure 4.4 shows that the model is in line with the vertical profile retrieved from ONMS down to 140 km ([Kasprzak et al., 1993](#)). As for N though, no direct measurement of O is available to validate the model results at the peak of the NO emission around 115 km.

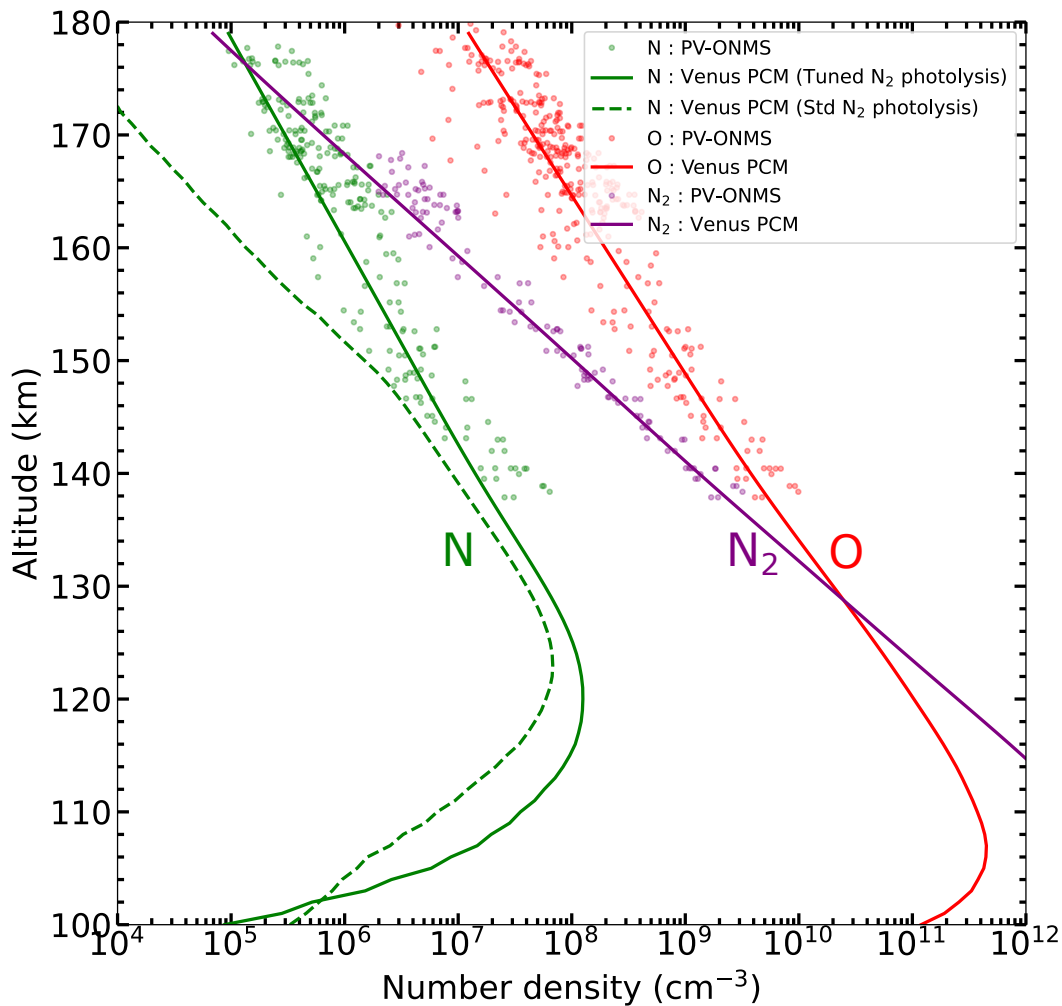


Figure 4.4 : Vertical distribution N, N<sub>2</sub>, and O on the nightside (02 :00-03 :00 LT) of Venus. Circles : observations from the Pioneer Venus ONMS mass spectrometer ([Kasprzak et al., 1993](#)). Dotted : Venus PCM with standard N<sub>2</sub> photolysis. Solid : Venus PCM with doubled N<sub>2</sub> photolysis.

#### 4.3.4 SPICAV observations

The SPICAV instrument (Bertaux et al., 2007) is a suite of three spectrometers aboard the Venus Express spacecraft that flew from 2006 to 2014. The ultraviolet spectrometer covered the 118-320 nm region and could simultaneously observe both the  $\delta$  and  $\gamma$  bands of the NO nightglow. During its mission, SPICAV detected the NO nightglow in two different observation geometries : in limb-viewing, Stiepen et al. (2012) retrieved the vertical profile of the NO nightglow with a typical error of about 10%. The NO dataset is based on 98 orbits and 865 individual limb scans conducted between 2006 and 2011. Because of the near-polar elliptical orbit of Venus Express, limb measurements were preferentially taken when SPICAV was observing the northern hemisphere, and covered the local times between 06 :00 LT and 18 :00 LT. In nadir-viewing, Stiepen et al. (2013) derived a statistical distribution of the vertically-integrated NO nightglow measured during 1600 orbits between 2006 and 2011. The NO emission map is binned onto a 5° latitude x 5° longitude grid, equivalent to a 20-minute resolution in local time. However, due to the characteristics of the orbit and the fact that nadir observations were performed only when the spacecraft was entirely within the Venus eclipse, there is a distinct inhomogeneity in the geographical distribution of the SPICAV data. The regions north of 60°S and south of 40°S were practically unobserved (Stiepen et al., 2013).

#### 4.3.5 Modelling the NO nightglow

##### 4.3.5.1 Comparison with SPICAV limb and nadir data

We first examine the vertical distribution of the NO emission as observed at the limb by SPICAV and calculated by the Venus PCM. The mean SPICAV profile, shown in blue in Figure 4.5, is obtained by summing all profiles collected between 2006 and 2011, after deconvolution of the instrument's point spread function and rejection of profiles showing no unambiguous NO emission (Stiepen et al., 2012). The observed NO nightglow exhibits a mean altitude of the emission peak at approximately 115 km, consistent with prior satellite observations (Gérard et al., 1981, 2008; Royer et al., 2010). The mean intensity at the peak is 56 kR. A striking feature of the SPICAV observations is the significant variability in the NO nightglow at all altitudes. The brightness is quite variable with a one-sigma standard deviation of 29 kR (50%) at the emission peak.

The Venus PCM results have been directly compared to the limb emissions observed by SPICAV, without the need to invert the local volume emission rate from the observations. For each limb scan, the NO nightglow calculated by the model has been integrated along the simulated line of sight, assuming spherical symmetry of the emission rate. The obtained NO nightglow profile, averaged over all SPICAV observations, is presented in Figure 4.5. The altitude of the peak emission modeled by the Venus PCM, located at 115 km, is in excellent agreement with SPICAV. The average brightness at the peak is  $53 \pm 33$  kR, only 5% less than the observed value. Similarly to SPICAV, the model also shows a strong variability of the NO nightglow, with a one-sigma standard deviation of the order of 50% and a maxi-

imum emission of 85 kR at 155 km. Above the emission peak, the nightglow profile observed by SPICAV in Figure 4.5 decreases less steeply with altitude than that calculated by the Venus PCM. This contrasts with the modeled NO emission, which converges rapidly towards zero from 130 km upwards, in agreement with other one-dimensional (Stiepen et al., 2012; Krasnopolsky, 2013) and three-dimensional (Brecht et al., 2011) models. The fact that the topside SPICAV airglow decreases with a significantly larger apparent scale height than expected from PV-OUVS (Gérard et al., 1981) of the theory is discussed in detail by (Gérard et al., 2008). This effect results essentially from the size of the SPICAV field of view on the limb (between 3 and 27 km), which tends to smooth the observed limb profile and increase the apparent topside scale height. Therefore, the difference between the Venus PCM and SPICAV above 125 km can be attributed to observational effects and does not necessarily reflect an underestimation of the NO nightglow by the model.

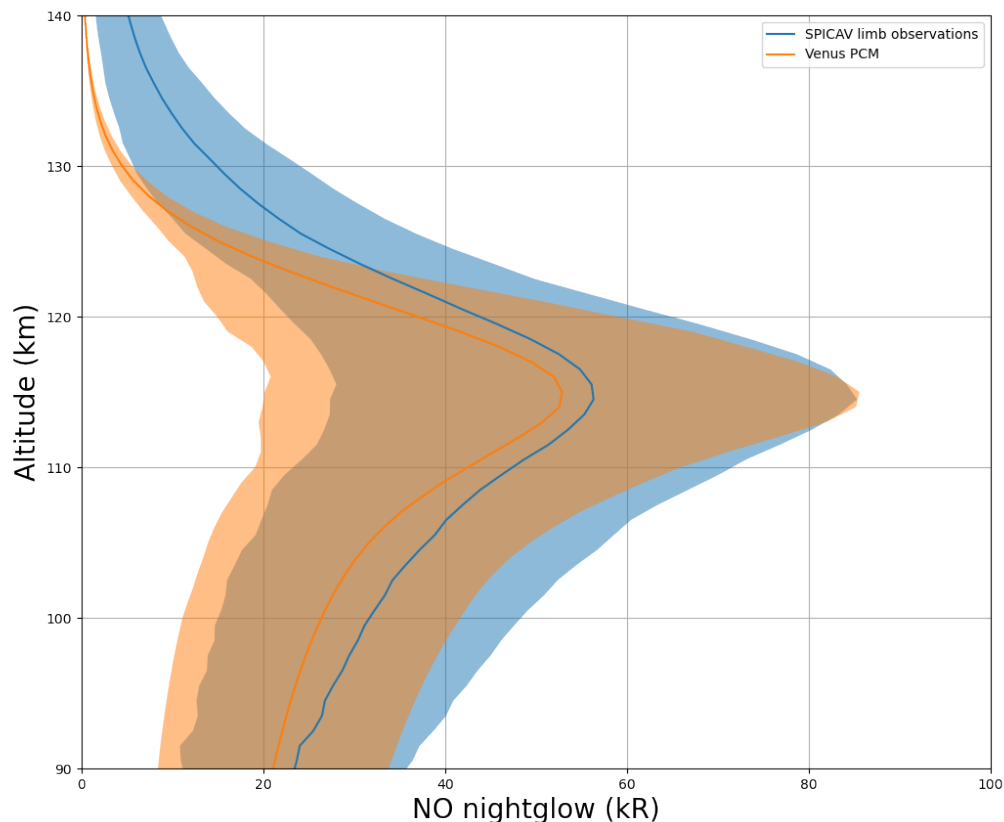


Figure 4.5 : Vertical distribution of the NO nightglow (kR) observed by SPICAV (blue) and calculated by the Venus PCM (orange). SPICAV data have been averaged over all limb observations (2006-2011) presented by Stiepen et al. (2012). Venus PCM nightglow is an average of all model profiles co-located with SPICAV observations. Shading represents one-sigma variability.

We now consider the observations of the NO nightglow performed by the SPICAV instrument in the nadir mode. Figure 4.6 presents the nightglow map constructed by Stiepen

et al. (2013) from the dataset obtained between 2006 and 2011. The region of enhanced NO emission is shifted towards the morning side of the nighttime hemisphere, extending between local times 01 :00 and 03 :30 LT and latitudes 25°S to 10°N. The typical uncertainty ranges from 0.1 to 0.8 kR. As discussed by Stiepen et al. (2013), the coverage of the SPICAV data in nadir mode is highly non-uniform and distributed very unevenly over time. In particular, the SPICAV observation time for the brightest region of emission was short compared with that for the rest of the observed areas. This results in poorer statistics and may explain the patchy character of the brightest nightglow area, which shows a high degree of variability on adjacent pixels. To compare our model with the SPICAV data in nadir mode, we integrated vertically the NO emission calculated by the Venus PCM and averaged it over one Venus day (116.75 Earth days). The result is mapped in Figure 4.6. The modeled NO nightglow shows a distinct maximum located on the morning side of the Venus disk. The brightest region extends from 22 :00 LT to 04 :00 LT, in good agreement with the OUVS and SPICAV observations. Its latitudinal extent is fairly symmetric between both hemispheres, but is smaller than observed by SPICAV. In quantitative terms, the mean intensity averaged over one Venus day by the Venus PCM is generally lower than that indicated in the SPICAV map. The mean intensity modeled in the brightest region is about 3 kR, to be compared with 3.9 kR measured by SPICAV. When averaged over the same spatial domain as the SPICAV data, the hemispheric mean of the NO brightness predicted by the Venus PCM is 1.1 kR, about 40% lower than the observed value of 1.9 kR (Stiepen et al., 2013). However, as with the limb profiles presented previously, the model shows strong day-to-day variability in NO brightness. Over one Venus day, Figure 4.6 shows values of the upper 2-sigma bound that are twice as high and largely consistent with the SPICAV measurements.

Stewart and Barth (1979) first reported day-to-day variability of NO nightglow emission by comparing images taken 24 hours apart by the Pioneer Venus OUVS spectrometer. Stewart et al. (1980) continued this study with an extended OUVS dataset and described bright patches appearing randomly at various latitudes and local times. This large variability of the NO nightglow was also found by Gérard et al. (2008) from an early set of the SPICAV limb observations, and by Royer et al. (2010) from the SPICAV data in stellar occultation mode. Localized regions of enhanced or decreased downward fluxes of atoms have been proposed to explain the patchy structure observed on the individual maps of NO nightglow (Gérard et al., 2008).

Examining the instantaneous nightglow maps calculated by the model enables visualization of the typical morphology and short-timescale variability of the NO emission. The example in Figure 4.7 illustrates a complex structure, characterized by elongated features that can extend both zonally and meridionally. These maps reveal a pronounced spatial variability, a critical observation given that they are separated by roughly one Earth day (1/100th of a Venusian day). Since the morphology of the NO emission changes rapidly from one Earth day to the next, a region of strong NO brightness may be devoid of any emission the next day, and vice versa. This result explains the strong variability evident in the nightglow NO measurements, whether taken in nadir mode (e.g., Stewart et al. (1980); Bougher et al. (1990); Stiepen et al. (2013) or while viewing the limb (Royer et al., 2010; Stie-

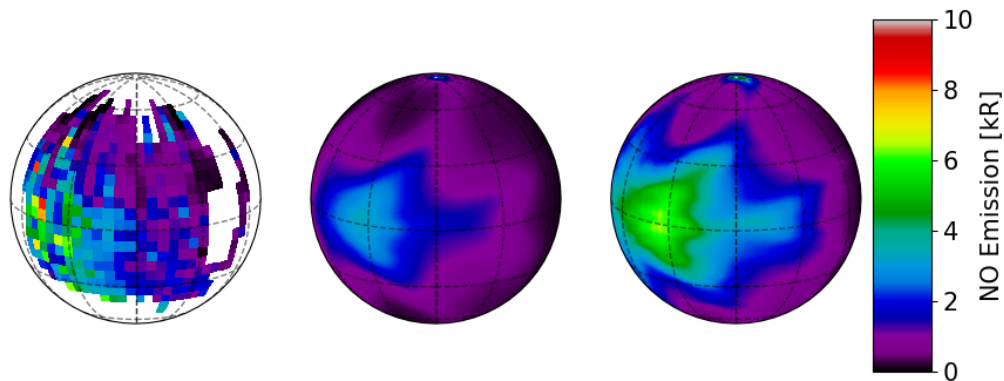


Figure 4.6 : Column-integrated NO nightglow (kR) on Venus. Left : a) SPICAV nadir observations (Stiepen et al., 2013). The data are averaged over 6 years of measurements. Areas without observations are depicted in white. Middle : b) modeled NO nightglow, average over one Venus day (116.75 Earth days). Right : c) modeled NO nightglow, upper 2-sigma limit over one Venus day. Maps are centered at midnight (anti-solar point).

pen et al., 2012). Both the morphology and the variability of the NO nightglow simulated by the Venus PCM are reminiscent of those of the  $O_2(1\Delta)$  nightglow calculated with the same model (Navarro et al., 2021), suggesting that both nightglows are subject to the same complex variable dynamics of the SS-AS circulation.

In quantitative terms, Figure 4.7 shows that the value of maximum brightness can easily vary by a factor of 2 from one Earth day to the next, and can be located in a very different region, sometimes quite far from the equator ( $-25^\circ\text{S}$ ). We note that brightnesses above 7 kR can be reached locally, which approaches the few most intense pixels detected by SPICAV (Figure 3a). Secondary maxima are also present in the modeled nightglow maps, at latitudes sometimes reaching  $30^\circ\text{N}$  and local times as early as 22 :00 LT. In the example of the 6 Earth days selected in Figure 4.7, significant NO emission can occur in long filaments stretching up to  $50^\circ\text{N}$  or S. All these features are consistent with the variability of the OUVS data reported by Bougher et al. (1990). In summary, the canonical picture of a steady, broad maximum centered on the equator at 02 :00 LT does not reflect the reality of the NO nightglow distribution on Venus. This conclusion was already reached by Soret et al. (2014) for the  $O_2(1\Delta)$  Venus nightglow. Although this view remains accurate from a time-averaged perspective, as shown in Figure 4.6, it is likely that the morphology of the region of NO emission at any given time never looks like this. Our simulations indicate, on the contrary, that the NO nightglow region exhibits a complex and highly variable shape, with its contours changing daily. As it frequently extends in long filaments to high latitudes, or even toward the evening terminator, the NO emission can occur in almost any region of the Venus nightside.

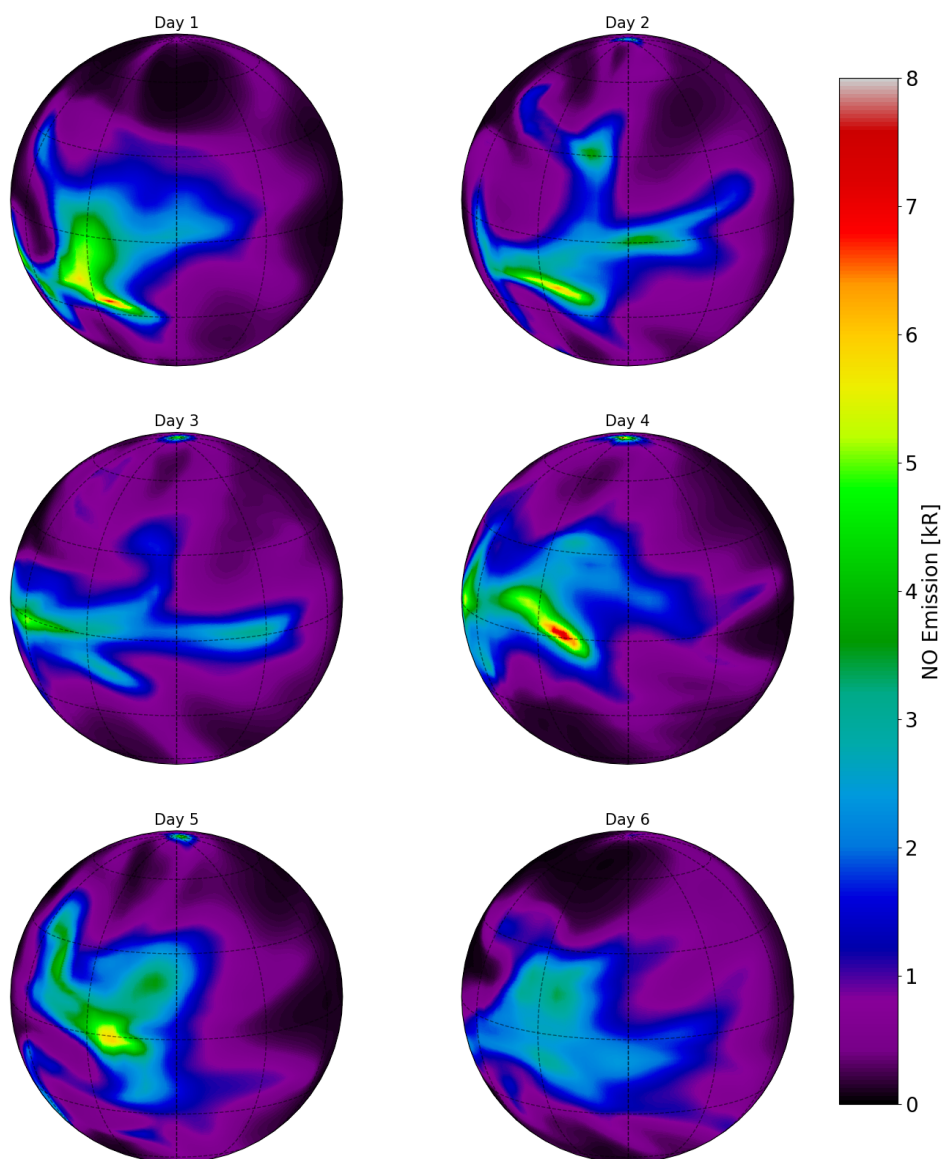


Figure 4.7 : Instantaneous column-integrated NO nightglow (kR) calculated by the Venus PCM over six consecutive Earth days. The maps are centered at midnight (anti-solar point) and are separated by one Earth day.

#### 4.3.5.2 Analyzing nightglow variability

The characteristics of the NO nightglow described above are now compared to those of the horizontal and vertical winds calculated by the Venus PCM. Figure 4.8 superimposes

the nightglow calculated at the emission peak, around 115 km, on the horizontal wind field calculated by the Venus PCM. At this discrete altitude level, the filamentary nature of the NO emission region is even more evident than in the vertically integrated brightness maps (Figure 4.7). Over the 6 Earth days considered here, the region of strongest nightglow is strongly correlated with a maximum convergence of the SS-AS circulation on the horizontal plane. On average, this region is located at the Equator and 02 :00 LT, but shows a complex structure at a given time. The wind is oriented slightly more westward on average, resulting in an asymmetry of the SS-AS zonal flow between the morning and evening branches, and a shifted convergence westward of the antisolar point. As shown by previous studies using the Venus PCM, this wind asymmetry results essentially from the westwards 5-day period Kelvin wave originating in the cloud deck (Navarro et al., 2021), combined with a westward acceleration of the zonal wind when non-orographic gravity waves brake in the lower thermosphere (Gilli et al., 2021). We also observe each day in Figure 4.8, a substantial poleward transport in both hemispheres, driven by the formation of large-scale (>1000 km) vortices that vary on a daily timescale on the morning side. This phenomenon, which explains the presence of secondary maxima of NO nightglow at mid-to-high latitudes, is quite similar to what Navarro et al. (2021) observed for the O<sub>2</sub>(1Δ) emission at 1.27 μm, occurring lower at 95 km.

Examination of the NO nightglow on vertical cross-sections (Figure 4.9) shows a day-to-day variability comparable, if not greater, to that predicted on the horizontal plane. On the sample of six Earth days chosen here, the Mars PCM calculates an equatorial airglow that differs radically from one day to the next. On this equatorial average over 5°N-5°S, several distinct maxima can be produced during the night, and can appear as early as 22 :30 LT and as late as the morning terminator at 06 :00 LT. The altitude of the emission peak also varies within approximately 5 km around 115 km from one day to the next, in fairly good agreement with the SPICAV observations carried out in limb (Gérard et al., 2008; Stiepen et al., 2012) and star occultation (Royer et al., 2010, 2016) mode. The model shows no correlation between the altitude of the emission peak and the local time, as in Royer et al. (2016). The horizontal wind convergence displayed in Figure 4.8 results in downward transport in Figure 4.9. NO emission regions are correlated with subsidence regions, and the intensity of the emission reflects that of subsidence, as in the 2D simulations of Collet et al. (2010). In Figure 4.9, the downward branch of the antisolar circulation is never purely vertical and generally has a strong westward component. In these areas, the N and O atoms produced by photodissociation on the dayside undergo downward transport until their number density is sufficient to initiate their recombination and produce the nightglow. This process continues during the descent until about 110 km and the complete exhaustion of N atoms, which are much less abundant than those of O (Figure 4.4). In subsidence zones, the vertical velocities calculated by the Venus PCM are in the range 10-20 cm s<sup>-1</sup>. These values are compatible with those of 3-21 cm s<sup>-1</sup> discussed by Gérard et al. (2009) to explain the shift between NO and O<sub>2</sub>(1Δ) emissions or the temperature enhancements in the nocturnal mesosphere Bailey et al. (2008).

Figures 4.8 and 4.9 show that both the horizontal and the vertical transport contribute

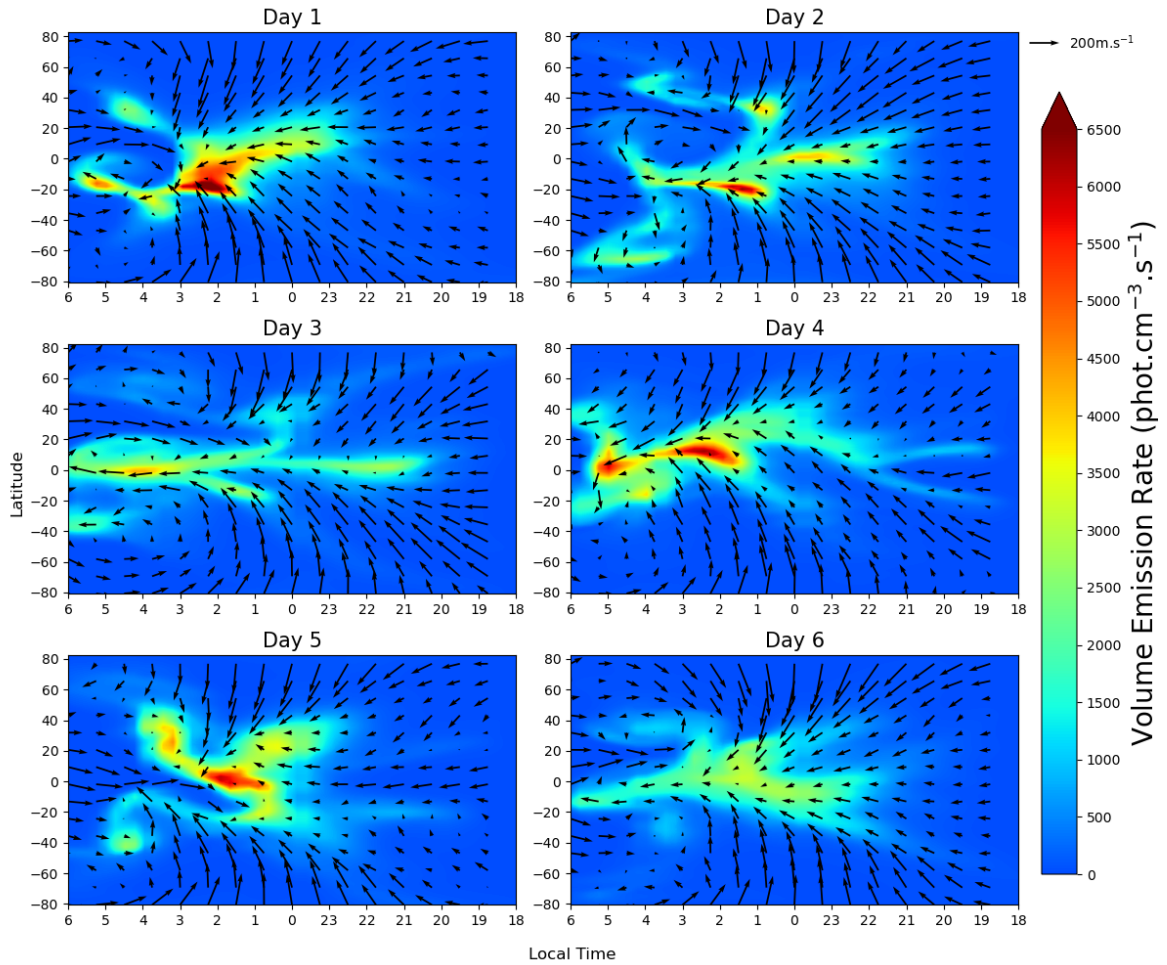


Figure 4.8 : Instantaneous NO nightglow (photon  $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ ) and horizontal wind ( $\text{m s}^{-1}$ ) calculated at 115 km by the Venus PCM over the six consecutive Earth days considered in Figure 4.

to the nightglow variability in the model. We quantified their respective contributions by decomposing the horizontal and vertical components of the advection term in the expression of the variation over time of the NO nightglow, as in Navarro et al. (2021). The result is shown in Figure 4.10. Generally, the effect of horizontal transport dominates that of vertical transport, but the two contributions have fairly comparable values. These results are similar to those obtained by Navarro et al. (2021) for the  $\text{O}_2(1\Delta)$  nightglow.

### 4.3.6 Conclusions

Our model simulations have revealed a complex, three-dimensional morphology of the NO nightglow on Venus. The contours of this emission region can extend into filaments thousands of kilometers in length across nearly all latitudes and local times. These features could not be well described by the Pioneer and Venus Express space missions due to their limited imaging capabilities. Nevertheless, the strong spatio-temporal variability that is evident in past measurements (Bougher et al., 1990; Gérard et al., 2008; Royer et al., 2010) is well reproduced by our model. It can be explained by abrupt changes, on timescales shor-

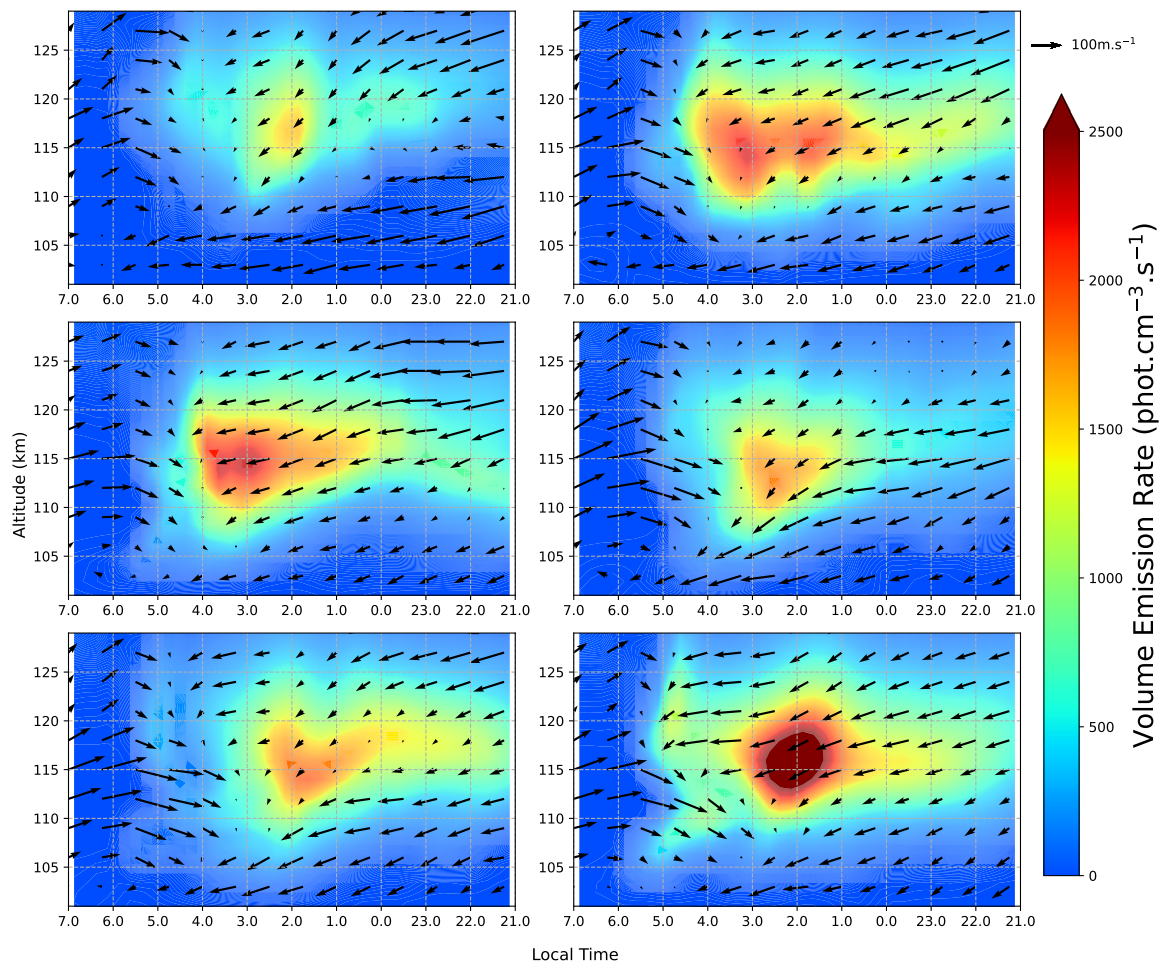


Figure 4.9 : Vertical cross-section of the instantaneous NO nightglow (photon  $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ ) and wind ( $\text{m s}^{-1}$ ) calculated in the  $5^\circ\text{N}$ - $5^\circ\text{S}$  latitude band by the Venus PCM over the six consecutive Earth days considered in Figure 4.7.

ter than an Earth day, in the three-dimensional wind field on the nightside of Venus. In our simulations, the NO nightglow therefore never looks the same from one day to the next. Distortions of the region of NO emission are caused by the strong variations in the zonal wind and the formation of large-scale transient vortices on the horizontal plane, as in the simulations of the  $\text{O}_2(1\Delta)$  nightglow occurring 20 km lower (Navarro et al., 2021). In the model, peak NO nightglow brightness aligns with maximum horizontal wind convergence, leading to a localized descent of N atom-rich air. When averaged over a long period, the modelled nightglow profile peaks at 115 km altitude. The NO bright patch is located at the equator and is shifted towards the morning terminator around 02 :00 LT. This statistical result is consistent with the OUVS measurements on board Pioneer and SPICAV on board Venus Express. In quantitative terms, the mean value of NO emission calculated at 115 km is 53 kR, in excellent agreement (5%) with the value deduced from the SPICAV dataset (Stiepen et al., 2012). This result suggests that the current nitrogen kinetics do not present a fundamental problem in reproducing the observed nightglow, provided that the N profile on the nightside is consistent with the Pioneer measurements.

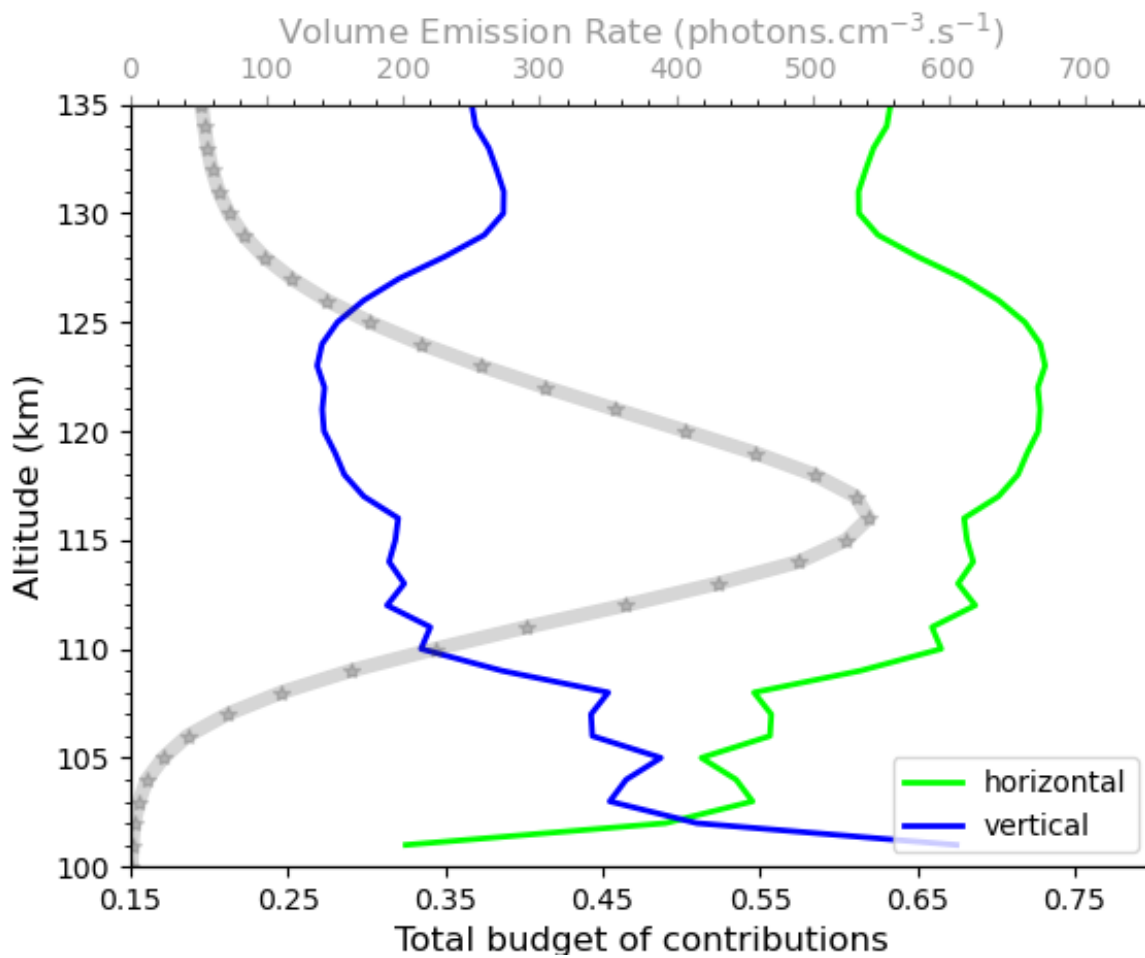


Figure 4.10 : Relative contribution of horizontal and vertical transport in the apparent variation of NO nightglow. Data are averaged over the grid points showing more than 50 photon cm<sup>-3</sup> s<sup>-1</sup>. The grey curve shows the mean volume emission rate.

TABLE 4.4 – Photochimie de l’azote implémentée dans le Venus PCM,  $T_{elec}$  est la température des électrons (Martinez et al., 2024). Le Venus PCM utilise la température des électrons à la place des ions à cause du manque d’observations fiable de cette dernière (Martinez et al., 2024).

Réf.	Réaction	Coefficient de vitesse	Référence
(R8)	$\text{NO}_2 + \text{O} \rightarrow \text{NO} + \text{O}_2$	$k_0 = 2.5 \times 10^{-31} \left(\frac{298}{T}\right)^{3.4}$ $k_\infty = 2.3 \times 10^{-11} \left(\frac{298}{T}\right)^{0.2}$ $\tau = \frac{k_0 \cdot [\text{CO}_2]}{1 + \frac{k_0 \cdot [\text{CO}_2]}{k_\infty}}$ $x = \frac{1}{1 + \left(\frac{k_0 \cdot [\text{CO}_2]}{k_\infty}\right)}$ $k_f = \tau \cdot x \cdot 0.6^x$ $k_{int} = 5.3 \times 10^{-12} \exp\left(\frac{-200}{T}\right)$ $k_{ca} = k_{int} \cdot x \cdot \left(1 - \frac{k_f}{k_\infty}\right)$ $k_f^{total} = k_{ca} + k_f$	Burkholder et al. (2020)
(R9)	$\text{NO} + \text{O}_3 \rightarrow \text{NO}_2 + \text{O}_2$	$3.0 \times 10^{-12} \exp\left(-\frac{1500}{T}\right)$	Burkholder et al. (2020)
(R10)	$\text{NO} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{NO}_2 + \text{OH}$	$3.44 \times 10^{-12} \exp\left(\frac{270}{T}\right)$	Burkholder et al. (2020)
(R11)	$\text{N} + \text{NO} \rightarrow \text{N}_2 + \text{O}$	$2.1 \times 10^{-11} \exp\left(\frac{100}{T}\right)$	Burkholder et al. (2020)
(R12)	$\text{N} + \text{O}_2 \rightarrow \text{NO} + \text{O}$	$3.3 \times 10^{-12} \exp\left(-\frac{3150}{T}\right)$	Burkholder et al. (2020)
(R13)	$\text{NO}_2 + \text{H} \rightarrow \text{NO} + \text{OH}$	$4.0 \times 10^{-10} \exp\left(-\frac{340}{T}\right)$	Burkholder et al. (2020)
(R14)	$\text{N} + \text{O} \rightarrow \text{NO} + \text{hv}$	$1.9 \times 10^{-17} \left(\frac{300}{T}\right)^{0.5} \exp\left(1 - \frac{0.57}{T^{0.5}}\right)$	Du and Dalgarno (1990)
(R15)	$\text{N} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{NO} + \text{OH}$	$2.19 \times 10^{-11}$	Brune et al. (1983)
(R16)	$\text{N} + \text{OH} \rightarrow \text{NO} + \text{H}$	$3.8 \times 10^{-11} \exp\left(\frac{85}{T}\right)$	Atkinson et al. (1989)
(R17)	$\text{N}(^2\text{D}) + \text{O} \rightarrow \text{N} + \text{O}$	$3.3 \times 10^{-12} \exp\left(-\frac{260}{T}\right)$	Herron (1999)
(R18)	$\text{N}(^2\text{D}) + \text{N}_2 \rightarrow \text{N} + \text{N}_2$	$1.7 \times 10^{-14}$	Herron (1999)
(R19)	$\text{N}(^2\text{D}) + \text{CO}_2 \rightarrow \text{NO} + \text{CO}$	$3.6 \times 10^{-13}$	Herron (1999)
(R20)	$\text{N} + \text{O} + \text{CO}_2 \rightarrow \text{NO} + \text{CO}_2$	$1.83 \times 10^{-32} \left(\frac{298}{T}\right)^{0.5}$	Campbell and Gray (1973)
(R21)	$\text{N}(^2\text{D}) + \text{CO} \rightarrow \text{N} + \text{CO}$	$1.9 \times 10^{-12}$	Herron (1999)
(R22)	$\text{N}^+ + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{H}_2\text{O}^+ + \text{N}$	$2.8 \times 10^{-9} \left(\frac{300}{T_{elec}}\right)^{0.5}$	Adams et al. (1980)
(R23)	$\text{N}^+ + \text{CO}_2 \rightarrow \text{CO}_2^+ + \text{N}$	$7.5 \times 10^{-10}$	Adams et al. (1980)
(R24)	$\text{OH}^+ + \text{NO} \rightarrow \text{NO}^+ + \text{OH}$	$3.59 \times 10^{-10}$	Jones et al. (1981)
(R25)	$\text{H}_2\text{O}^+ + \text{NO} \rightarrow \text{NO}^+ + \text{H}_2\text{O}$	$2.7 \times 10^{10}$	Rakshit and Warneck (1980)
(R26)	$\text{CO}_2^+ + \text{NO} \rightarrow \text{NO}^+ + \text{CO}_2$	$1.2 \times 10^{-10}$	Copp et al. (1982)
(R27)	$\text{O}_2^+ + \text{NO} \rightarrow \text{NO}^+ + \text{O}_2$	$4.6 \times 10^{-10}$	Anicich (1993)
(R28)	$\text{O}_2^+ + \text{N}_2 \rightarrow \text{NO}^+ + \text{NO}$	$1.0 \times 10^{-15}$	Fox and Sung (2001)
(R29)	$\text{O}_2^+ + \text{N} \rightarrow \text{NO}^+ + \text{O}$	$1.0 \times 10^{-10}$	Fox and Sung (2001)
(R30)	$\text{N}_2^+ + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{H}_2\text{O}^+ + \text{N}_2$	$2.3 \times 10^{-9} \left(\frac{300}{T_{elec}}\right)^{0.5}$	Adams et al. (1980)
(R31)	$\text{N}_2^+ + \text{O} \rightarrow \text{O}^+ + \text{N}_2$	$7.0 \times 10^{-12} \left(\frac{300}{T_{elec}}\right)^{0.23}$	Fox and Sung (2001)
(R32)	$\text{N}_2^+ + \text{e}^- \rightarrow \text{N} + \text{N}$	$7.7 \times 10^{-7} \left(\frac{300}{T_{elec}}\right)^{0.3}$	Peterson et al. (1998)
(R33)	$\text{N}_2^+ + \text{CO} \rightarrow \text{CO}^+ + \text{N}_2$	$7.4 \times 10^{-11}$	Adams et al. (1980)
(R34)	$\text{N}_2^+ + \text{O} \rightarrow \text{NO}^+ + \text{N}$	$1.33 \times 10^{-10} \left(\frac{300}{T_{elec}}\right)^{0.44}$	Fox and Sung (2001)
(R35)	$\text{N}_2^+ + \text{CO}_2 \rightarrow \text{CO}_2^+ + \text{N}_2$	$9.0 \times 10^{-10} \left(\frac{300}{T_{elec}}\right)^{0.23}$	Fox and Sung (2001)

## **Deuxième partie**

# **Microphysique des nuages vénusiens**



## PHYSIQUE ET DYNAMIQUE DES GOUTTELETES

5.1	Représentation des particules . . . . .	98
5.1.1	Définition de la distribution en taille des gouttelettes . . .	98
5.1.2	Définition des moments . . . . .	99
5.1.2.1	Définition de la loi log-normale . . . . .	99
5.1.2.2	Application de la loi log-normale aux moments	100
5.2	Création d'une gouttelette . . . . .	100
5.2.1	Saturation d'une vapeur . . . . .	101
5.2.2	Énergie de formation . . . . .	101
5.2.3	Nucléation homogène : systèmes à un et deux composés .	103
5.2.3.1	Cas monocomposant . . . . .	103
5.2.3.2	Cas binaire . . . . .	103
5.2.4	La nucléation hétérogène . . . . .	105
5.3	Flux de masse : Condensation et évaporation . . . . .	106
5.3.1	Définition du flux de masse . . . . .	106
5.4	Coagulation des gouttelettes . . . . .	107
5.5	Sédimentation des gouttelettes . . . . .	108
5.5.1	La vitesse de Stokes . . . . .	108

Cette seconde partie est consacrée aux nuages vénusiens. Nous allons en particulier nous pencher sur un modèle de microphysique : MAD-VenLA. C'est à partir de ce modèle que nous allons chercher à simuler et reproduire les nuages de Vénus. Nous allons considérer deux types de particules : les gouttelettes, qui sont composées en partie ou intégralement de liquide, et les aérosols, que l'on considère comme des particules solides (poussières météorologiques). Comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre, des gouttelettes peuvent se former en utilisant les aérosols. Quand les aérosols sont piégés dans une gouttelette, nous les appellerons des noyaux de condensation (CCN : Cloud Condensation Nuclei). Dans ce premier chapitre concernant les nuages, nous allons présenter la théorie de chacun des processus qui affectent la vie des gouttelettes.

## 5.1 Représentation des particules

Une particule est un agglomérat de molécules en suspension dans un gaz. Cet agglomérat peut être solide ou liquide, sphérique ou de forme irrégulière. Quand une particule est une gouttelette nuageuse. Les particules jouent un rôle majeur dans les atmosphères des planètes qui en possèdent, en jouant fortement sur le transfert radiatif et donc la température de l'atmosphère. Cet effet sur la température est particulièrement important dans le cas de Vénus, avec des gouttelettes et des aérosols de taille et de composition variées.

Nous allons présenter les différents mécanismes microphysiques qui prennent place dans les nuages. Ces processus ont un impact sur les gouttelettes qui composent les nuages en jouant sur leur nombre ou sur leur volume. Pour décrire correctement un ensemble de gouttelettes, il faut décrire leur distribution en taille, ce que l'on appelle communément une granulométrie.

### 5.1.1 Définition de la distribution en taille des gouttelettes

Commençons par considérer un intervalle de rayon noté  $i$ , dans lequel se trouve une concentration de particules notée  $N_i$ . On exprime  $N_i$  comme étant égal à :

$$N_i = n_i \Delta r \quad (5.1)$$

- $n_i$  la distribution du nombre de particules dans l'intervalle  $i$  considéré ( $\text{m}^{-1} \text{m}^{-3}$ );
- $\Delta r$  la largeur de l'intervalle considéré (m).

En discrétisant de cette façon la distribution, nous perdons une partie de l'information à l'intérieur de l'intervalle  $i$ . On peut réduire cette perte en réduisant au maximum  $\Delta r$  pour s'approcher du comportement continu de la distribution réelle. Faisons alors l'hypothèse que :  $\Delta r \rightarrow 0$ ,  $\Delta r$  devient donc infinitésimal et est donc noté  $dr$ . La fonction est réécrite de façon continue :

$$n(r) = \frac{dN}{dr} \quad (5.2)$$

L'équation 5.2 permet d'écrire le nombre total de particules par volume d'air  $N_t$  en fonction de  $n(r)dr$  qui représente le nombre de particules contenues dans l'intervalle de taille  $dr$  :

$$N_t = \int_0^{\infty} n(r)dr \quad (5.3)$$

### 5.1.2 Définition des moments

Dans le cadre de ce travail sur les nuages, nous considérons trois distributions log-normales (deux pour les modes 1 et 2 des gouttelettes nuageuses et une pour les aérosols). Ces distributions sont représentées par un couple de paramètres que nous allons expliciter. On définit un moment  $M$  d'ordre  $k$ , noté  $M_k$ , une quantité intégrée dont l'expression générale est de la forme :

$$M_k(f) = \int_I x^k f(x)dx \quad (5.4)$$

définie sur un intervalle  $I \subset \mathbb{R}$ . Nous considérons dans le cas de la microphysique que la fonction  $f(x) = n(r)$ . Un moment d'ordre  $k$  est donc ici défini comme :

$$M_k = \int_0^{\infty} r^k n(r)dr \quad (5.5)$$

Dans le cadre de la théorie des moments, il est nécessaire de réaliser une hypothèse sur l'expression de  $n(r)dr$ . Nous choisissons la loi log-normale pour représenter la distribution. Ce choix est motivé par les observations et par sa capacité à simplifier les calculs des différents processus microphysiques. Nous utilisons également une loi log-normale pour représenter la distribution des aérosols.

#### 5.1.2.1 Définition de la loi log-normale

Cette loi se définit pour des rayons positifs non nuls et s'écrit :

$$n(r) = N_t \frac{1}{r\sigma_g\sqrt{2\pi}} \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\ln(r/\bar{r}_g)}{\sigma_g} \right)^2 \right] \quad (5.6)$$

- $\bar{r}_g$  est le rayon médian de la distribution (50% des rayons sont  $> \bar{r}_g$ ; 50% des rayons sont  $< \bar{r}_g$ );
- $\sigma_g$  est l'écart-type géométrique (68% de la distribution est comprise entre  $[\bar{r}_g - \sigma_g; \bar{r}_g + \sigma_g]$ );
- $N_t$  la concentration totale.

On peut relier la distribution en rayon des gouttelettes à différentes grandeurs physiques qui relèvent d'un intérêt particulier dans les calculs des processus microphysiques. On exprime par exemple le volume des particules par volume d'air  $V_t$  ( $m^3$ ) :

$$V_t = \frac{4\pi}{3} \int_0^{\infty} r^3 n(r)dr \quad (5.7)$$

Ces différentes grandeurs sont la plupart du temps reliées entre elles grâce aux moments de la distribution log-normale.

### 5.1.2.2 Application de la loi log-normale aux moments

En appliquant la loi log-normale à notre définition des moments (eq 5.5), on obtient l'expression suivante du moment d'ordre  $k$  (en  $m^k$ ) :

$$M_k = N_t \bar{r}_g^k \exp\left(\frac{k^2 \ln^2(\sigma_g)}{2}\right) \quad (5.8)$$

Nous considérons dans ce travail le couple  $M_0$  qui correspond au nombre total de gouttelettes par volume d'air ( $N_t$ ) et  $M_3$  qui est lui proportionnel au volume total ( $V_t$ ). Nous allons donc remplacer dans l'équation 5.8 le terme  $N_t$  par  $M_0$ , et nous faisons ici l'hypothèse que  $\sigma_g$  est constant, ce qui permet d'écrire :

$$M_k = M_0 \bar{r}_g^k \alpha(k) \text{ avec } \alpha = \exp\left(\frac{k^2 \ln^2(\sigma_g)}{2}\right) \quad (5.9)$$

Cette équation lie n'importe quel moment d'ordre  $k$  au moment d'ordre 0. Et on peut donc calculer les rayons caractéristiques de la distribution (le rayon moyen  $\bar{r}$ , le rayon médian  $r_{med}$  et le rayon modal  $r_{mod}$ , tous les trois sont exprimés en mètre) de la gouttelette en fonction des moments d'ordre 0 et 3 et de  $\alpha(k)$  :

$$\begin{aligned} \bar{r} &= \left(\frac{M_3}{M_0}\right)^{1/3} \times \alpha(3)^{-1/3} \\ r_{med} &= \left(\frac{M_3}{M_0}\right)^{1/3} \times \alpha(3)^{-2/9} \\ r_{mod} &= \left(\frac{M_3}{M_0}\right)^{1/3} \times \alpha(3)^{-5/9} \end{aligned} \quad (5.10)$$

## 5.2 Création d'une gouttelette

Nous allons maintenant pouvoir commencer à discuter en détail des différents processus qui interviennent dans la vie d'une gouttelette. Nous pouvons déjà définir une distinction majeure. Les processus dits "0D", ce sont des processus ponctuels (dans une maille) qui dépendent que des caractéristiques de l'atmosphère locales et qui ne sont pas affectés par les conditions des mailles adjacentes. Les processus "1D" ont un impact le long d'une dimension, ce qui implique des échanges entre les différentes mailles. Ce sont ces processus "1D" qui permettent au nuage de se comporter comme une entité unique.

La première étape de la vie d'une gouttelette est sa création. Le processus lié à la formation est appelé nucléation, et implique un changement de phase (de vapeur à liquide). Ainsi, une condition sine qua non à la création des gouttelettes est que la vapeur soit sursaturée.

Quand les conditions nécessaires à la nucléation sont réunies, deux situations sont possibles : des particules (en l'occurrence des aérosols dans notre situation) sont déjà présentes dans le milieu, ou aucune particule n'est présente. Dans le premier cas, le liquide va condenser sur la surface présente pour former une gouttelette, on parle de nucléation hétérogène. Dans le second cas, les molécules de liquide s'agrègent de manière aléatoire jusqu'à former une gouttelette de liquide pur, on parle de nucléation homogène. Nous discutons de ces deux types de nucléation dans la suite de cette section.

### 5.2.1 Saturation d'une vapeur

La principale condition pour former de nouvelles gouttelettes est que la vapeur soit en sursaturation. La quantité de vapeur présente doit être supérieure à la quantité maximale que la parcelle d'air peut contenir. Cela permet le changement de phase de la vapeur vers le liquide. On représente cette quantité par un rapport que l'on exprime :

$$S_A = \frac{P_A}{P_A^S(T)} \quad (5.11)$$

où  $S_A$  est le taux de saturation d'une espèce chimique A de pression partielle  $P_A$  (Pa), de pression de vapeur saturante  $P_A^S$  (Pa) à une température  $T$  (K). Ainsi, en fonction de la valeur de  $S$ , il existe trois états différents :

- $S < 1$  : Le milieu est sous saturé ;
- $S = 1$  : Le milieu est saturé, la quantité de vapeur est à l'équilibre thermodynamique avec son milieu ;
- $S > 1$  : Le milieu est sursaturé, le changement de phase et la nucléation sont possibles.

Si le taux de saturation est inférieur ou égal à un, la vapeur ne forme pas de nouvelles gouttelettes et leur nombre reste constant. Quand ce taux dépasse un, il existe suffisamment de monomères pour que statistiquement les collisions aléatoires amènent à la création d'embryons<sup>1</sup> stables grâce à l'agitation thermique, qui peuvent continuer à grossir jusqu'à devenir des gouttelettes de taille macroscopique.

### 5.2.2 Énergie de formation

Comme discuté précédemment, le principe de la nucléation repose sur le changement de phase de la vapeur en liquide. Ceci n'est possible que si l'énergie libre de la phase liquide est inférieure à celle de la phase vapeur.

L'énergie libre ou enthalpie libre est une fonction d'état extensive généralement notée  $G$ . La variation de cette énergie ( $\Delta G$ ) est équivalente au travail maximal disponible pour une réaction thermodynamique réversible, cette réaction étant le changement d'état vapeur-liquide dans ce travail.

---

1. Un agglomérat de molécules dont la pression de vapeur partielle est inférieur au seuil requis pour nucléer

Dû à l'agitation thermique, les molécules gazeuses collisionnent et s'accrètent pour former un embryon sphérique  $i$ -mère composé de  $i$  molécules et de rayon  $r$ . Le changement d'énergie lié au changement de phase se distingue en deux termes, un terme dû à l'augmentation de la surface de la gouttelette et un second lié à l'augmentation du volume. On peut résumer le bilan d'énergie avec l'équation suivante :

$$\Delta G_i = 4\pi e_s r^2 - \frac{4}{3}\pi r^3 \frac{k_B T \ln(S)}{v_1} \quad (5.12)$$

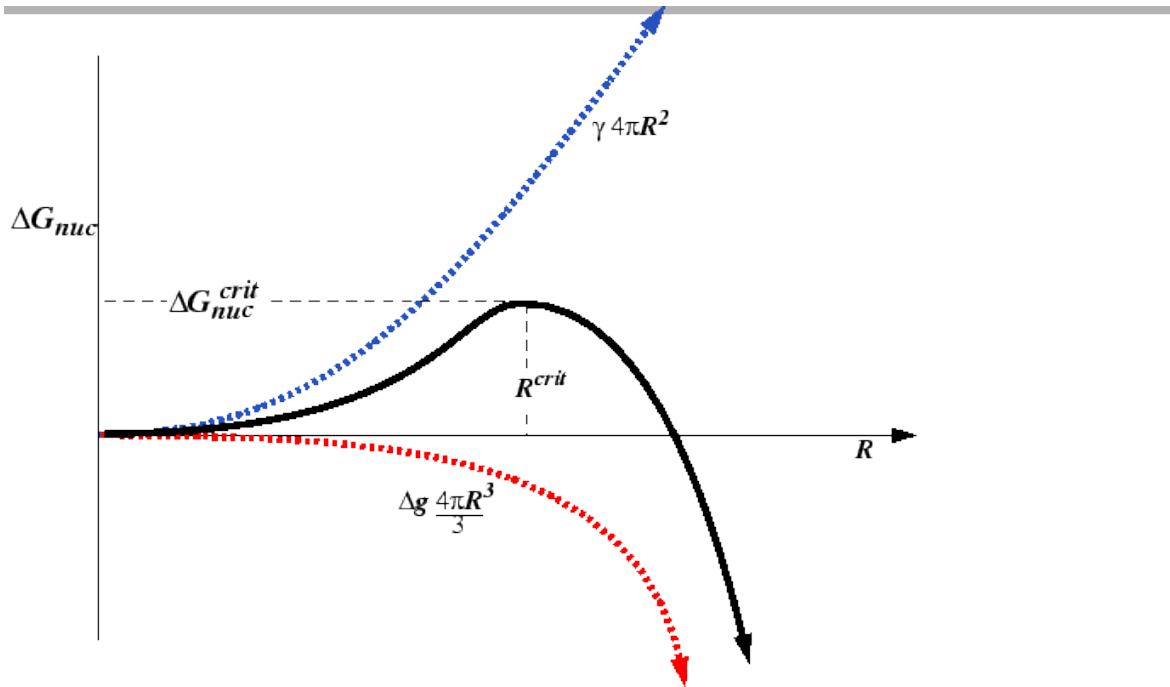


Figure 5.1 : Évolution de l'énergie libre en fonction du rayon. L'énergie du volume (en rouge) évolue avec le cube du rayon et l'énergie de la surface (en bleu) évolue avec le carré du rayon. La somme des deux (en noir) présente donc un maximum d'énergie en  $r = r^*$ . Les gouttelettes qui passent le rayon critique continuent à grandir, celles qui ne le passent pas s'évaporent.

Avec  $v_1$  le volume d'une molécule en  $\text{m}^3$ ,  $e_s$  la tension de surface en  $\text{Jm}^{-2}$ ,  $r$  le rayon en  $\text{m}$ ,  $T$  la température en  $\text{K}$  et  $k_B$  la constante de Boltzmann en  $\text{J K}^{-1}$ ,  $\Delta G_i$  est en  $\text{J}$ . Dans cette relation (eq 5.12) on retrouve à gauche l'énergie surfacique liée au changement de surface de l' $i$ -mère et à droite l'énergie volumique venant du changement de potentiel chimique entre le liquide et la vapeur. Pour des rayons faibles, l'énergie que demande l'élargissement de la surface est plus grande que la diminution amenée par le changement d'énergie volumique jusqu'à ce qu'on atteigne un rayon critique noté  $r^*$  ( $\text{m}$ ). Cette situation est ce qu'on appelle une barrière d'énergie. On définit cette barrière d'énergie  $\Delta G^*$  ( $\text{J}$ ) comme étant l'énergie libre pour laquelle  $\frac{\delta(\Delta G)}{\delta r} = 0$ .

On note cette barrière d'énergie comme :

$$\Delta G_i^* = \frac{4}{3}\pi r^* e_s = \frac{16\pi}{3} \frac{v_1^2 e_s^3}{(k_B T \ln(S))^2} \quad (5.13)$$

Il est donc nécessaire de dépasser cette barrière pour commencer la nucléation. Ce comportement est résumé dans la figure 5.1. On détermine un rayon critique des agglomérats à partir de l'équation 5.13 que l'on définit comme :

$$r^* = \frac{2e_s v_1}{(k_B T \ln(S))^2} \quad (5.14)$$

Et on définit le rapport de saturation  $S^*$  critique pour  $r = r^*$  (en prenant l'équation 5.14) en nous basant sur l'équation de Kelvin :

$$S^* = \exp\left(\frac{2e_s v_1}{k_B T r^*}\right) \quad (5.15)$$

Il existe deux régimes distincts : Si  $S < S^*$ ,  $\Delta G_i$  augmente avec le rayon, la phase gazeuse est donc stable et la nucléation ne se fait pas.

Si  $S > S^*$ ,  $\Delta G_i$  augmente avec le rayon jusqu'à atteindre un maximum en  $r = r^*$  puis diminue. Cela signifie que l'agrégat va pouvoir grandir et la nucléation s'effectuer.

### 5.2.3 Nucléation homogène : systèmes à un et deux composés

La nucléation homogène correspond à la formation spontanée d'une nouvelle phase liquide dans une phase vapeur sursaturée. Plusieurs formulations de la nucléation homogène existent, elles dépendent du nombre de composés présents dans les gouttelettes. Dans le cadre de cette thèse, nous considérons deux cas : le système à un seul composé (monocomposant) et le système à deux composés (binaire). Le système à deux composés est particulièrement important dans le cas de Vénus, car les gouttelettes sont formées d'un mélange de  $H_2SO_4$  et de  $H_2O$ .

#### 5.2.3.1 Cas monocomposant

Le taux de nucléation  $J$  ( $m^{-3} s^{-1}$ ) en régime stationnaire s'exprime sous la forme :

$$J = Z \beta_{n^*} C_{n^*}^{eq}, \quad (5.16)$$

où :

- $C_{n^*}^{eq} \propto \exp(-\Delta G_i^*/k_B T)$  ( $m^{-3}$ ) est la concentration d'équilibre des embryons critiques (facteur thermodynamique).
- $\beta_{n^*}$  ( $s^{-1}$ ) est la fréquence d'attachement des monomères aux embryons critiques (facteur cinétique).
- $Z$  est le facteur de Zeldovich, qui traduit la probabilité qu'un embryon critique franchisse réellement la barrière (facteur statistique).

#### 5.2.3.2 Cas binaire

Dans le cas où les gouttelettes sont composées de deux espèces différentes, l'embryon est défini à la fois par son rayon  $r$  et sa composition interne  $x$ . L'énergie libre devient une

fonction bidimensionnelle :

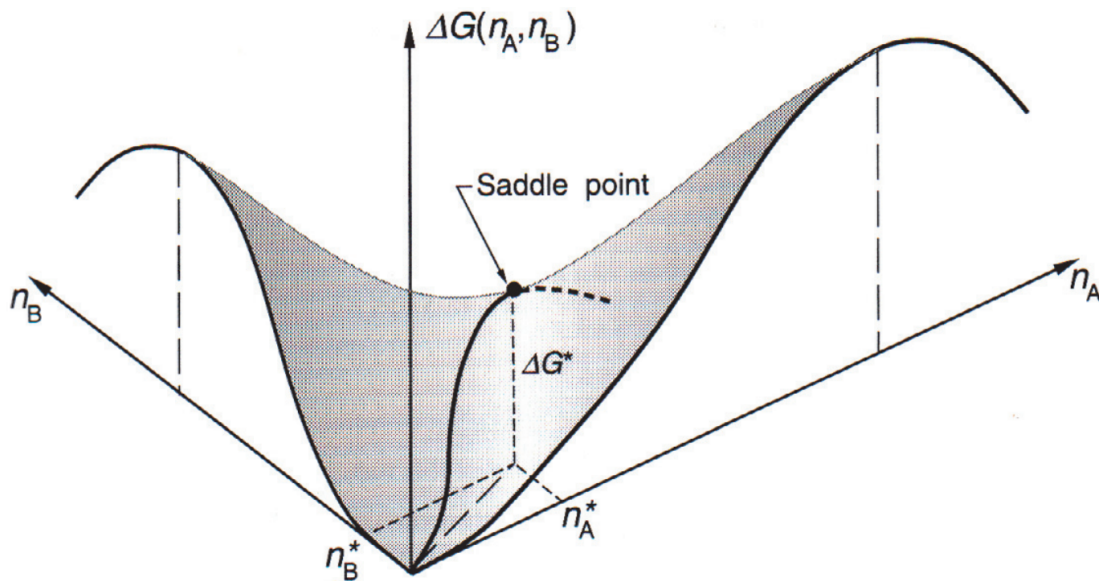


Figure 5.2 : Dans le cas de la nucléation homogène à deux composants A et B avec le nombre de molécules A et B dans l'embryon ( $n_A$  et  $n_B$ ), la courbe de  $\Delta G$  s'étend en une surface sous forme de selle. (Tirée de (Seinfeld et al., 1998)).

$$\Delta G(r, x) = 4\pi r^2 e(x) - \frac{4}{3}\pi r^3 \Delta g_v(x). \quad (5.17)$$

La nucléation critique correspond à un point selle ( $r^*, x^*$ ) (Figure 5.2) de cette surface, obtenu par :

$$\frac{\partial \Delta G}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial \Delta G}{\partial x} = 0. \quad (5.18)$$

On exprime alors le taux de nucléation homogène selon :

$$J = R_{av} F^e \exp\left(-\frac{\Delta G_i^*}{kT}\right) Z, \quad (5.19)$$

en  $\text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$ , où chacun des termes traduit un aspect physique distinct du processus de nucléation :

- **Le facteur cinétique**  $R_{av}$  : il représente la vitesse moyenne de croissance de l'embryon critique. Dans un système binaire, on peut le voir comme une moyenne pondérée des vitesses de capture de chaque condensat.
- **Le facteur de fréquence**  $F^e$  ( $\text{s}^{-1}$ ) : il traduit la fréquence effective des collisions menant à l'accroissement de l'embryon. Dans le cas binaire, seules certaines combinaisons d'adsorption des deux espèces permettent de conserver la composition critique ( $x^*$ ).
- **Le facteur thermodynamique**  $\exp(-\Delta G_i^*/kT)$  : Contrairement au cas monocomposant où la barrière  $\Delta G^*$  ne dépend que du rayon critique  $r^*$ , le cas binaire introduit

une dépendance supplémentaire à la composition critique  $x^*$ . Le point critique est donc défini comme un col en selle de la surface  $\Delta G(r, x)$ .

- **Le facteur de Zeldovich  $Z$**  : généralisé au cas binaire, il reflète la géométrie de la barrière au voisinage du point critique. Il prend en compte la courbure de la surface  $\Delta G(r, x)$  à la fois dans la direction instable (taille de l'embryon) et dans la direction stable (composition). Ce facteur corrige la probabilité qu'un embryon franchissant la barrière évolue effectivement vers une croissance irréversible.

## Résumé

Ainsi, que la nucléation soit mono- ou binaire, le taux  $J$  résulte toujours de la combinaison de trois contributions essentielles :

1. un **facteur thermodynamique** (probabilité d'existence des embryons critiques),
2. un **facteur cinétique** (vitesse d'attachement des constituants),
3. un **facteur statistique** (probabilité de franchir la barrière critique).

Dans le cas de la nucléation pour deux composés, le calcul du taux de nucléation est ardu et lourd en développement. C'est pour cette raison que des paramétrisations existent comme celle de [Määttänen et al. \(2018\)](#) qui sera discutée plus en détail dans la partie 6.4.

### 5.2.4 La nucléation hétérogène

La présence d'une surface préexistante abaisse la barrière énergétique pour pouvoir produire de nouvelles gouttelettes. Ainsi, la nucléation hétérogène peut prendre place pour des taux de sursaturation plus faibles que la nucléation homogène (pour peu que des aérosols soient disponibles dans le milieu).

La nature des aérosols qui deviendront les noyaux de condensation est un paramètre important de la nucléation hétérogène. Dans notre cas, nous faisons l'hypothèse de noyaux sphériques, ce qui signifie qu'il est nécessaire de prendre en compte la courbure de cette surface. On exprime l'énergie libre critique  $\Delta G_{het}^*$  (J) comme :

$$\Delta G_{het}^* = \Delta G_{hom}^* f(m, x) \quad (5.20)$$

où  $\Delta G_{hom}^*$  est l'énergie (J) de la nucléation homogène pour un embryon de rayon critique  $r^*$  dans les mêmes conditions de pression et de température et  $f(m, x)$  est le paramètre de contact décrit ci-après. Nous écrivons le rapport des tailles  $x$  comme :

$$x = \frac{r_{CCN}}{r^*} \quad (5.21)$$

avec  $r_{CCN}$  le rayon des aérosols (m) qui constituent les noyaux de condensation et  $r^*$  le rayon critique de la nucléation homogène. Enfin, le paramètre  $m$  qui représente la mouillabilité que l'on exprime comme :

$$m = \cos(\phi_c) = \frac{e_{SV} - e_{SL}}{e_{LV}} \quad (5.22)$$

Dans cette expression, apparaît la tension de surface  $e$  entre le solide ( $S$ ), la gouttelette liquide ( $L$ ), entre le solide et la phase gazeuse ( $V$ ) et entre le liquide et le gaz. Elle est également fonction de l'angle de contact  $\phi_c$  entre le solide et la gouttelette liquide qui sont tous deux au contact de la vapeur. Ce paramètre quantifie l'affinité entre le liquide de la gouttelette et son noyau de condensation. Plus cette valeur tend vers 1, plus le liquide et son CCN sont compatibles.

Cela permet de définir le facteur de forme  $f(\Phi, x)$ , compris entre 0 et 1, qui dépend de la géométrie du système embryon-CCN. Dans notre cas, quand il est considéré sphérique, on obtient :

$$f(m, X) = 1 + \left( \frac{1 - Xm}{\eta} \right)^3 + X^3 \left[ 2 - 3 \frac{X - m}{\eta} + \left( \frac{X - m}{\eta} \right)^3 \right] + 3X^3 m \left( \frac{X - m}{\eta} - 1 \right) \quad (5.23)$$

avec  $\eta = (1 + x^2 - 2\Phi x)^{(1/2)}$ .

On définit maintenant le taux de nucléation hétérogène dans le cas de deux composants de manière analogue au cas homogène (aussi exprimé en  $\text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$ ) :

$$J_{het} = R_{av} F^e \exp \left( \frac{-\Delta G_{het}^*}{k_B T} \right) Z \quad (5.24)$$

Les termes sont identiques au cas homogène avec :  $R_{av}$  le taux de croissance moyen,  $F^e$  qui peut être approximé comme le total de molécules adsorbées par unité de surface du CCN et  $Z$  le facteur de Zeldovich.

À l'instar de la nucléation homogène, le taux de nucléation hétérogène dépend aussi du nombre de composés formant les gouttelettes, complexifiant le calcul dans le cas de deux composés des gouttelettes vénusiennes.

Cependant, la nature exacte des CCN sur Vénus est une question encore ouverte dans la littérature. Des mesures sont encore nécessaires pour déterminer la nature et les propriétés des CCN. À l'heure actuelle, il n'existe pas de paramétrisation ou de code facilement utilisable dans le cadre d'un GCM. On utilise une description simplifiée qui sera présentée dans la partie 6.5.

## 5.3 Flux de masse : Condensation et évaporation

### 5.3.1 Définition du flux de masse

Au cours de sa vie, une gouttelette subit différentes conditions de pression, de températures, de quantités d'eau et d'acide sulfurique. Elles vont modifier le taux de sursaturation à la hausse ou à la baisse, et les gouttelettes s'ajustent à ces nouvelles conditions. Si le taux de sursaturation augmente, la vapeur condense sur les gouttelettes, augmentant leur volume et diminuant la vapeur. Au contraire, si le taux de sursaturation diminue, les gouttelettes ont tendance à s'évaporer, diminuant le volume mais augmentant la vapeur. Ces modifica-

tions du volume des gouttelettes tendent à amener vers l'équilibre thermodynamique. On lie ce changement de masse au changement de rayon  $r$  avec l'expression :

$$\frac{dm_g}{dt} = \rho_g 4\pi r^2 \frac{dr}{dt} \quad (5.25)$$

Avec  $m_g$  la masse totale (kg) de la particule de rayon  $r$  et de masse volumique  $\rho_g$  (kg m<sup>-3</sup>). On écrit le taux de croissance  $g(r)$  (m<sup>2</sup> s<sup>-1</sup>) comme :

$$g(r) = r \frac{dr}{dt} = \frac{S_\chi - S_\chi^*}{R_C + R_D} \quad (5.26)$$

Avec  $S_\chi$  le taux de saturation de l'espèce condensée  $\chi$  formant la gouttelette,  $S_\chi^*$  le taux de saturation à l'équilibre. Pour simplifier, on considère souvent  $S_x^* = 1$ , mais ce n'est pas toujours le cas, comme nous le verrons dans la suite.  $R_C$  et  $R_D$  sont respectivement la résistance à la diffusion moléculaire (s m<sup>-2</sup>) et la résistance due au dégagement de chaleur latente d'évaporation à la surface de la gouttelette (s m<sup>-2</sup>). Ces deux grandeurs freinent le processus de transfert de masse. On les définit comme :

$$R_D = \frac{\rho_g RT}{DM_\chi P_\chi^{sat}(T)} \quad (5.27)$$

et

$$R_C = \frac{L_v \rho_\chi}{\gamma T} \left( \frac{L_v M_\chi}{RT} - 1 \right) \quad (5.28)$$

avec  $M_\chi$  la masse molaire de l'espèce,  $L_v$  la chaleur latente,  $P_\chi^{sat}(T)$  la pression de vapeur saturante,  $R$  la constante des gaz parfaits,  $T$  la température et  $D$  la diffusivité moléculaire.

En nous basant sur l'équation 5.25, nous pouvons déterminer si les gouttelettes grandissent ( $\frac{dm_g}{dt} > 0$ ) ou décroissent ( $\frac{dm_g}{dt} < 0$ ).

## 5.4 Coagulation des gouttelettes

Sous l'effet de l'agitation thermique ou de la gravitation, les gouttelettes se déplacent dans l'atmosphère. Lors de ces déplacements, il se peut que des gouttelettes se percutent et s'agrègent. On parle alors de coagulation. Il en existe plusieurs types, mais nous nous focaliserons sur la coagulation brownienne.

La coagulation est un processus qui conserve le volume total et la masse des gouttelettes, mais réduit leur nombre, impliquant un changement du rayon moyen. Si l'on exprime mathématiquement le changement de la concentration du nombre de gouttelettes dans un intervalle de taille  $j$ ,  $N_j$ , on obtient :

$$\frac{dN_j}{dt} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{j-1} K_{i,j-1} N_i N_{j-i} - N_j \sum_{i=1}^{\infty} K_{j,i} N_i \quad (5.29)$$

Avec  $i$  et  $j$  les indices des intervalles de taille,  $N_j$  la concentration d'un  $j$ -mère (intervalle

j),  $K_{i,j}$  les coefficients de coagulation du j-mère et de l'i-mère (on peut aussi parler de kernel de coagulation) (en  $\text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$ ). On a donc pour un intervalle donné une perte de gouttelette par coagulation (terme de droite) et un apport par coagulation des gouttelettes plus petites (terme de gauche).

La coagulation est dite brownienne quand elle est causée par les mouvements browniens des gouttelettes à cause des conditions thermodynamiques locales qui prennent place dans le milieu. On définit donc un coefficient de coagulation spécifique à ce processus. Si une gouttelette de l'intervalle de taille  $i$  coagule avec une particule de l'intervalle  $j$ , on obtient un kernel  $K_{ij}^B$  défini empiriquement par Pruppacher and Klett (1978) et décrit avec l'interpolation de FUCHS and SUTUGIN (1971) :

$$K_{ij}^B = 4\pi(D_i + D_j)(r_i + r_j) \left( \frac{r_i + r_j}{r_i + r_j + (\delta_i^2 + \delta_j^2)^{1/2}} + \frac{4(D_i + D_j)}{(\bar{v}_{tm,i}^2 + \bar{v}_{tm,j}^2)^{1/2}(r_i + r_j)} \right)^{-1} \quad (5.30)$$

Avec  $D_i$  et  $D_j$  les coefficients de diffusion des gouttelettes  $i$  et  $j$ ,  $\lambda_i$  le libre parcours moyen ( $\text{m}$ ),  $\delta_i$  un paramètre caractéristique du système, et  $\bar{v}_{tm,i}$  la vitesse thermique des molécules  $i$  ( $\text{m s}^{-1}$ ).

Ce coefficient de coagulation exprime l'efficacité des collisions formant de nouvelles gouttelettes. Inclus dans l'équation 5.29, il donne la variation du nombre de gouttelettes causée par la coagulation brownienne.

## 5.5 Sédimentation des gouttelettes

Le processus de chute des gouttelettes sous l'effet de la gravité dans l'atmosphère est appelé la sédimentation. La sédimentation est nécessaire pour réaliser un cycle complet de la vie d'un nuage. Cependant, il s'agit d'un processus qui se produit sur une dimension verticale de l'atmosphère. Cela signifie que nous quittons les processus dits 0D pour discuter d'un processus 1D.

### 5.5.1 La vitesse de Stokes

On appelle vitesse de Stokes ( $v_{st}$ ) ( $\text{m s}^{-1}$ ) la vitesse maximum (ou terminale) atteinte par une particule sphérique. Pour des particules avec des formes différentes, il faudrait alors modifier l'expression de cette vitesse. Elle résulte d'un équilibre entre la gravitation et les processus qui ralentissent la gouttelette, tels que le frottement avec l'air ou la viscosité du milieu. On l'exprime avec la formule suivante :

$$v_{st} = \frac{2gr^2(\rho_p - \rho_f)}{9\eta} \quad (5.31)$$

Où :  $r$  est le rayon de la gouttelette ( $\text{m}$ ) de masse volumique  $\rho_p$  ( $\text{kg m}^{-3}$ ), confronté à une accélération gravitationnelle  $g$  ( $\text{m s}^{-2}$ ), dans un milieu de masse volumique  $\rho_f$  ( $\text{kg m}^{-3}$ ), de viscosité dynamique  $\eta$  ( $\text{Pa s}$ ).

L'élément important qu'il reste à définir ici est le terme  $\eta$ . Il existe un certain nombre de formulations théoriques pour exprimer la dépendance intrinsèque de cette grandeur à la température. Nous faisons le choix de nous baser à l'instar de [Stolzenbach et al. \(2023\)](#) sur une formule spécifique aux atmosphères dominées par le  $\text{CO}_2$  ([Jones, 1924](#)).

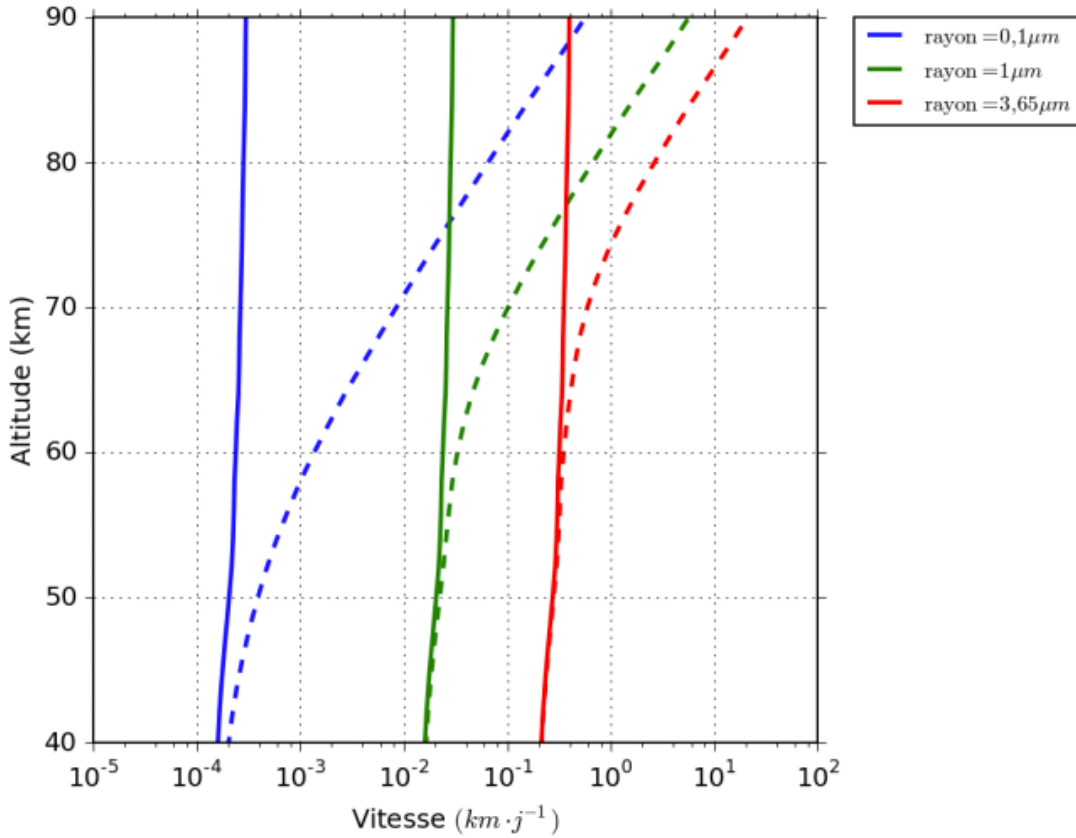


Figure 5.3 : Profil vertical de la vitesse de Stokes ( $v_{st}$  en  $\text{km j}^{-1}$ ) dans les conditions vénusiennes. Les traits pleins représentent la vitesse de Stokes sans correction de Cunningham (eq. 5.31), les traits pointillés représentent les vitesses de Stokes corrigées (eq. 5.33) (Tirée de ([Stolzenbach, 2016](#))).

Les nuages de Vénus recouvrent une large gamme d'altitudes et donc de pression, il est nécessaire d'ajuster la vitesse de Stokes en fonction des conditions de pression à toutes les altitudes. On ajoute donc un facteur de Cunningham modifié qui corrige l'expression de la vitesse de Stokes ([Cunningham, 1910](#); [Davies, 1945](#)). Ce facteur est de la forme  $(1 + \beta \text{Kn})$  avec  $\text{Kn}$  le nombre de Knudsen défini comme  $\text{Kn} = \lambda/R_P$  avec  $\lambda$  le libre parcours moyen des molécules de gaz de l'atmosphère exprimé en m. L'expression mathématique de ce libre parcours moyen est :

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d_{\text{CO}_2}^2 N_{\text{CO}_2}} = \frac{RT}{\sqrt{2}\pi (2r_{\text{CO}_2})^2 P N_A} \quad (5.32)$$

avec  $d_{\text{CO}_2}$  le diamètre d'une molécule de  $\text{CO}_2$  (m) et  $r_{\text{CO}_2}$  le rayon (m),  $N_{\text{CO}_2}$  la densité de molécules de  $\text{CO}_2$  par  $\text{m}^{-3}$ ,  $N_A$  le nombre d'Avogadro,  $T$  la température (K),  $P$  la pression (Pa) et  $R$  la constante des gaz parfaits ( $\text{J mol}^{-1} \text{K}^{-1}$ ). Ici, on fait l'approximation que l'at-

mosphère est composée uniquement de  $\text{CO}_2$ . Dans le cas où  $\text{Kn} \ll 1$ , nous nous trouvons dans une situation où la mécanique des milieux continus reste valable et donc l'équation 5.31 le reste aussi. Dans le cas opposé, il faut aborder le problème d'une façon statistique et corriger l'expression de notre vitesse de Stokes. On obtient alors :

$$v_{st} = (1 + \beta\text{Kn}) \frac{2gR_p^2(\rho_p - \rho_f)}{9\eta} \quad (5.33)$$

Où  $\beta = 1,246 + 0.42 \exp(-0.87 \times 1/\text{Kn}) \sqrt{\text{Kn}}$  (Berry and Pranger, 1974), avec  $\rho_p$  la masse volumique de la gouttelette ( $\text{kg m}^{-3}$ ). Dans la réalité de l'atmosphère de Vénus, le nombre de Knudsen est très faible en dessous des nuages et à leur base. La figure 5.3 montre que la correction n'a que peu d'impact, contrairement au nuage supérieur et particulièrement au brouillard situé au-dessus du nuage où le nombre de Knudsen est grand et l'impact de la correction aussi.

## Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté de la théorie qui gouverne chacun des processus inclus dans le modèle MAD-VenLA. La majorité de ces processus sont locaux, mais la sédimentation est un processus qui fait intervenir des échanges le long de la dimension verticale.

Le chapitre suivant présente la mise en œuvre de ces processus dans le modèle MAD-VenLa

## MAD-VENLA : DESCRIPTION NUMÉRIQUE DES PROCESSUS

6.1	Présentation générale de MAD-VenLa et hypothèses utilisées . . .	112
6.2	Production des aérosols . . . . .	113
6.3	La composition des gouttelettes . . . . .	114
6.4	Nucléation homogène . . . . .	116
6.5	Nucléation hétérogène . . . . .	117
6.6	Transfert de masse . . . . .	118
6.6.1	Description théorique . . . . .	118
6.6.2	Calcul du flux de masse . . . . .	119
6.6.2.1	Calcul de la variation de volume des gouttelettes	120
6.6.2.2	Calcul des volumes de H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> et H <sub>2</sub> O en phase liquide . . . . .	121
6.6.3	Choix du sous-pas de temps $\Delta t_{eff}$ . . . . .	123
6.7	Coagulation . . . . .	125
6.7.1	Équation générale de la coagulation . . . . .	126
6.7.2	Kernel de coagulation . . . . .	127
6.7.2.1	Coefficient de coagulation brownienne en ré- gime continu . . . . .	127
6.7.2.2	Coefficient de coagulation brownienne en ré- gime moléculaire . . . . .	128
6.7.3	Traitement de la coagulation dans les différents régimes .	129
6.8	Mode-merging . . . . .	131
6.9	Sédimentation des gouttelettes . . . . .	133
6.10	Conclusion . . . . .	139

## 6.1 Présentation générale de MAD-VenLa et hypothèses utilisées

MAD-VenLa (pour Modal Aerosol Dynamics for Venus Liquid Aerosols (Määttänen et al., 2023)) est un modèle microphysique basé sur la méthode des moments, qui a pour but à terme de réaliser des simulations 3D en étant couplé au Venus PCM. Il s'agit d'une nouvelle version avancée du modèle MAD-Muphy (pour Modal Aerosol Dynamics with Microphysics) développé et décrit dans Guilbon (2018) et de MAD-VenLa Määttänen et al. (2023).

Il s'agit d'un modèle fonctionnant principalement en 0D (la nucléation, la coagulation et le flux de condensation / évaporation) et en 1D (la sédimentation), ce qui lui permet d'être facilement couplé à d'autres modèles tels que le Venus PCM. Il s'agit d'ailleurs de l'un des objectifs de cette thèse.

Dans le cadre de cette thèse, j'ai retravaillé et réécrit le processus de condensation / évaporation, le processus de mode-merging et la sédimentation. En plus d'avoir travaillé sur ces différents processus, j'ai réorganisé la structure globale du code : j'ai mis à jour la conservation de la masse, corrigé un certain nombre de formules telles que l'acidité ou la conversion entre le moment d'ordre 3 et le rapport de mélange.

On fait le choix de prendre deux moments pour représenter la distribution en taille des gouttelettes dans le modèle. Il s'agit du moment d'ordre 0 qui représente le nombre de gouttelettes ( $N_{tot}$ ) et le moment d'ordre 3 qui représente le volume total ( $V_{tot}$ ). On va également considérer uniquement les gouttelettes de mode 1 et de mode 2, sous forme de distributions log-normales, avec un écart type fixé pour les deux modes. On définit  $\sigma_{mode\ 1} = 1,56$  et  $\sigma_{mode\ 2} = 1,29$ , ces  $\sigma$  sont basés sur les observations Pioneer Venus (Knollenberg and Hunten, 1980). Les observations Pioneer Venus ont montrés que  $\sigma$  varie avec l'altitude, il s'agit d'un paramètre ajustables dans les limites des observations (Knollenberg and Hunten, 1980). Nous allons considérer plusieurs "sous-moments" qui permettent de suivre indépendamment les différentes espèces qui composent les gouttelettes. Pour le moment d'ordre 0 nous distinguons celui de l'ensemble des gouttelettes ( $M_0\ drop$ ), de celui des gouttelettes qui possèdent des noyaux de condensation ( $M_0\ CCN$ ). Pour chacun des modes de gouttelettes, nous définissons trois moments d'ordre 3. Un moment pour  $H_2SO_4$ , un pour  $H_2O$  et un pour les noyaux de condensation. Le moment d'ordre 3 total est la somme des 3 sous-moments. En plus des gouttelettes, nous considérons un couple de moments ( $M_0\ aer, M_3\ aer$ ) pour les aérosols solides précurseurs des noyaux de condensation.

Le choix du pas de temps est un paramètre clé dans le calcul des processus microphysiques. Il doit être suffisamment court pour s'assurer de la stationnarité des paramètres thermodynamiques pendant le pas de temps et pour s'assurer de la stabilité numérique (condition de de Courant–Friedrichs–Lewy (CFL)).

Chacun des processus de MAD-VenLa produit une tendance qui est ajoutée à l'intérieur du code. Dans un premier temps, nous réalisons les processus microphysiques qui modifient le volume de gouttelettes, puis on vérifie que MAD-VenLa conserve la masse de H<sub>2</sub>O et de H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>. Dans l'objectif de vérifier la conservation de la masse, nous avons besoin d'exprimer la relation qui lie le moment d'ordre 3 des condensats à leur rapport de mélange (ou VMR pour Volume Mixing Ratio) :

$$\chi_{condensat} = \left(\frac{4\pi}{3}\right) \times \left(\frac{\rho_{condensat}}{\rho_{air}}\right) \times \left(\frac{M_{air}}{M_{condensat}}\right) \frac{M_3_{condensat}}{\text{Volume d'air}} \quad (6.1)$$

Avec :  $\rho_{condensat}$  la masse volumique de l'espèce condensée (kg m<sup>-3</sup>),  $\rho_{air}$  la masse volumique de l'air (kg m<sup>-3</sup>),  $M_{condensat}$  la masse molaire de l'espèce condensée (kg mol<sup>-1</sup>) et  $M_{air}$  la masse molaire moyenne de l'air (kg mol<sup>-1</sup>) et le volume d'air contenu dans la maille du modèle (m<sup>3</sup>).

Nous vérifions alors la condition :

Rapport de mélange du liquide avant MAD-VenLA ( $\chi_{liq\ ini}$ ) + rapport de mélange de la vapeur avant MAD-VenLA ( $\chi_{vap\ ini}$ ) = rapport de mélange du liquide après MAD-VenLA ( $\chi_{liq\ fin}$ ) + rapport de mélange de la vapeur après MAD-VenLA ( $\chi_{vap\ fin}$ ).

On réalise ensuite le reste des autres processus et on obtient une tendance globale de chacun des moments et des vapeurs modifiées par MAD-VenLa. Ces tendances sont ensuite ajoutées aux traceurs des espèces chimiques dans le Venus PCM.

Concernant le choix du pas de temps, de manière générale, il s'agit d'un paramètre que l'on peut adapter librement à la situation étudiée, particulièrement dans des modélisations 0D. Dans le cadre du couplage de MAD-VenLa avec le Venus PCM, nous faisons le choix de prendre un pas de temps pour la microphysique ( $\Delta t_{mic}$ ) de 420 secondes, soit le même que celui utilisé dans la photochimie (voir chapitre 3). Avec ce choix, nous permettons à la photochimie et la microphysique d'évoluer de façon synchrone. C'est une condition importante, car les deux ensembles de processus sont couplés à travers les espèces condensables. De plus, ce pas de temps est suffisamment court pour que les variations de température soient faibles (<1 K) ce qui permet de valider la condition de stationnarité.

Avant de continuer plus loin dans ce chapitre, revenons rapidement sur le mode merging. Les gouttelettes sont distribuées selon plusieurs modes. Or, de par sa définition, la représentation des distributions par les moments n'est pas capable de faire interagir plusieurs distributions entre elles. On ajoute donc le processus dit de mode-merging, qui est un processus qui permet en 0D de faire des échanges entre les modes (Décrit dans la partie 6.8).

## 6.2 Production des aérosols

Comme nous avons discuté dans la partie 1.2.2.2, les noyaux de condensation sont un élément important dans la formation du nuage. Cependant, la nature et la distribution en taille de ces noyaux sur Vénus ne sont pas connues avec certitude. Cela nous oblige donc à

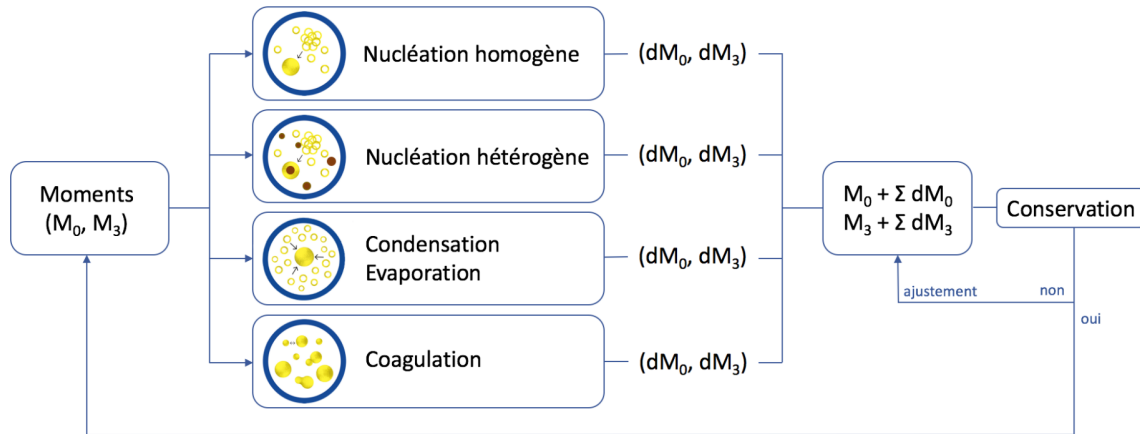


Figure 6.1 : Schéma de fonctionnement de MAD-VenLa. (tiré de Guilbon (2018) avec la participation de Flavie Roux)

faire des hypothèses.

Actuellement et suite à ce qui a été réalisé dans Guilbon (2018), nous considérons que les noyaux de condensation sont l'équivalent d'aérosols composés de poussières météoritiques avec une densité  $\rho_{aer} = 1800 \text{ kg m}^{-3}$  (Partie 1.2.2.2). Ces poussières sont créées avec un taux de production  $\gamma_{aer}$ . On considère que le profil de production d'aérosols suit une distribution gaussienne avec l'altitude, et on peut donc exprimer la variation du moment d'ordre 3 des aérosols comme :

$$M_{3,aer,t+\Delta t_{mic}} = \frac{\gamma_{aer}}{4/3\pi\rho_{aer}\sigma_{aer}} \Delta t_{mic} + M_{3,aer,t} \quad (6.2)$$

Avec  $\sigma_{aer}$  l'écart type de la distribution verticale des aérosols. Il s'agit d'un paramètre qui n'est pas contraint et que l'on peut faire varier librement. Or on sait d'après la relation 5.9, que l'on peut simplement lier les moments d'ordre 3 et 0 avec la formulation suivante :

$$M_{0,aer,t+\Delta t} = \frac{1}{r_{aer}^3 \alpha_{aer}(3)} M_{3,aer,t+\Delta t} \quad (6.3)$$

Cette relation fait intervenir le rayon médian des aérosols  $r_{aer}$

Le manque de contrainte observationnelle concernant les noyaux nous donne un paramètre libre ajustable pour obtenir un nuage observé. Il est possible de modifier la forme de la distribution, l'altitude du maximum de production ou  $\sigma_{aer}$  pour obtenir le meilleur accord possible avec les observations.

### 6.3 La composition des gouttelettes

Un paramètre important qui définit la composition des gouttelettes dans le modèle est l'acidité, c'est-à-dire la fraction d' $\text{H}_2\text{SO}_4$  contenu dans la gouttelette.

On l'exprime de manière massique :

$$W_m = \frac{m_{sa}}{m_{sa} + m_w} \quad (6.4)$$

Avec :  $m_{sa}$  la masse de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  (kg),  $m_w$  la masse d' $\text{H}_2\text{O}$  (kg).

Ou volumique, en utilisant les moments d'ordre 3 :

$$W_v = \frac{M_{3sa}}{M_{3sa} + M_{3w}} \quad (6.5)$$

Et on convertit du massique au volumique en utilisant  $\rho_{sa}$  la masse volumique de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  ( $\text{kg m}^{-3}$ ) et  $\rho_w$  la masse volumique de l' $\text{H}_2\text{O}$  ( $\text{kg m}^{-3}$ ) :

$$W_m = \frac{W_v \times \rho_{sa}}{W_v \times \rho_{sa} + (1 - W_v) \times \rho_w} \quad (6.6)$$

On exprime le paramètre d'acidité à l'équilibre dans les conditions atmosphériques locales. Nous faisons l'hypothèse réaliste que  $\text{H}_2\text{O}$  sera toujours en excès et capable de condenser ou d'évaporer beaucoup plus rapidement que l' $\text{H}_2\text{SO}_4$ , cela signifie que  $\text{H}_2\text{O}$ , par le biais de l'humidité relative, contrôle l'acidité de la gouttelette.

On considère donc l'acidité théorique à l'équilibre que devrait avoir une gouttelette dans les conditions thermodynamiques locales, et on la note :  $W_{eq}$  (massique) ou  $W_{Veq}$  (volumique). Cette acidité est calculée de la même manière que la paramétrisation de [Stolzenbach et al. \(2023\)](#), en résolvant le système d'équations :

$$\ln(p_{\text{H}_2\text{O}}) - \frac{2M_{\text{H}_2\text{O}}\theta_S(W, T)}{RT r \rho_d(W, T)} - \ln(p_{sat}(W, T)) = 0 \quad (6.7)$$

$$\chi_{\text{H}_2\text{O}} = \chi_{\text{H}_2\text{O}(g)} + \chi_{\text{H}_2\text{O}(l)}$$

L'équation 6.7 relie la pression partielle de vapeur d' $\text{H}_2\text{O}$   $p_{\text{H}_2\text{O}}$  à la pression de vapeur saturante  $p_{sat}(W, T)$ . Elle décrit l'état d'équilibre d'une gouttelette, de mélange  $W$ , de rayon  $r$  en m, et de masse volumique  $\rho_d(W, T)$  en  $\text{kg m}^{-3}$ ; avec les conditions atmosphériques environnantes représentées par la température  $T$  en K, la constante des gaz parfaits  $R$  en  $\text{J mol}^{-1} \text{K}^{-1}$ , la pression partielle de vapeur d' $\text{H}_2\text{O}$  en équilibre avec la gouttelette,  $p_{\text{H}_2\text{O}}$  en Pa, la tension de surface d'une solution d' $\text{H}_2\text{SO}_4$  aqueuse,  $\theta_S(W, T)$  en  $\text{J s}^{-1}$  et, enfin, la pression de vapeur saturante de  $\text{H}_2\text{O}$  sur un plan de solution d' $\text{H}_2\text{SO}_4$ ,  $p_{sat}(W, T)$  en Pa. L'équation de Kelvin a également besoin de la masse molaire de la molécule d' $\text{H}_2\text{O}$ ,  $M_{\text{H}_2\text{O}}$ , en  $\text{g mol}^{-1}$ . La seconde partie relie le rapport de mélange total de  $\text{H}_2\text{O}$  ( $\chi_{\text{H}_2\text{O}}$ ) à celui de  $\text{H}_2\text{O}$  en phase liquide ( $\chi_{\text{H}_2\text{O}(l)}$ ) et en phase gazeuse ( $\chi_{\text{H}_2\text{O}(g)}$ ).

Ce système est itéré avec des couples : acidité /  $[\text{H}_2\text{O}_g]$  en utilisant la double itération de [Ridders \(1979\)](#) comme présenté dans la partie 3.1.4.1. Cette acidité à l'équilibre est utilisée dans le flux de condensation / évaporation qui amènera les gouttelettes vers cette acidité à l'équilibre. Nous faisons aussi l'hypothèse que l'acidité ne dépend pas de la taille de la gouttelette ([Hashimoto and Abe, 2001](#); [Stolzenbach, 2016](#); [Guilbon, 2018](#)), avec des varia-

tions inférieures à 2% entre des gouttelettes de rayon 1 nm et 10  $\mu\text{m}$ .

## 6.4 Nucléation homogène

Nous cherchons ici à déterminer le taux de nucléation homogène ( $J_{hom}$ ). Pour calculer ce taux, nous utilisons la paramétrisation de [Määttänen et al. \(2018\)](#) (extension du travail de [Vehkamäki et al. \(2002\)](#)).

Cette paramétrisation s'appuie sur la théorie classique de la nucléation (décrite brièvement dans 5.2.3.2) corrigée par des données de calculs de chimie quantique pour reproduire au mieux le comportement de la nucléation. Le cas cinétique, où le cluster critique ne contient qu'une seule molécule d' $\text{H}_2\text{SO}_4$  est également pris en compte à l'aide d'une formule simplifiée dérivée des collisions moléculaires. Ainsi, la paramétrisation de [Määttänen et al. \(2018\)](#) s'appuie sur la température, l'humidité relative et la concentration en  $\text{H}_2\text{SO}_4$  pour calculer différentes grandeurs telles que :

- L'acidité dans l'embryon
- Le rayon de l'embryon critique
- Le nombre total de molécules dans l'embryon
- Le taux de formation des gouttelettes ( $J_{hom}$ )

Un avantage de cette paramétrisation est son extension dans les conditions vénusiennes. En effet, elle est valide sur une large gamme de température (165-400 K), d'humidité relative ( $10^{-5}$ - $10^0$ ) et de concentration d' $\text{H}_2\text{SO}_4$  ( $10^4$ - $10^{13}$  molécule  $\text{cm}^{-3}$ ).

Nous faisons deux hypothèses dans le cadre de la nucléation homogène : toutes les gouttelettes produites par la paramétrisation atteignent le rayon de 1 nanomètre ( $r_{nuc}$ ). Lors de leur croissance jusqu'au rayon de 1 nm, leur composition rejoint l'acidité à l'équilibre présentée précédemment.

Cela permet d'écrire la variation du nombre de gouttelettes  $n(r)$  comme :

$$\frac{dn(r)}{dt} = J_{hom}(r_{nuc})\delta_{r_{nuc}}(r) \quad (6.8)$$

où  $\delta_{r_{nuc}}(r)$  est le Dirac centré sur  $r_{nuc}$ . On réécrit cette expression à l'aide d'un moment d'ordre  $k$  ( $M_k$ ), on obtient alors :

$$\frac{d}{dt} \int_0^\infty n(r)r^k dr = \int_0^\infty J_{hom}(r_{nuc})r^k \delta_{r_{nuc}}(r) dr \quad (6.9)$$

Que l'on exprime :

$$\frac{dM_k}{dt} = J_{hom}(r_{nuc})r_{nuc}^k \quad (6.10)$$

On voit ici apparaître le rayon de nucléation  $r_{nuc}$  (ici de  $10^{-9}$  m) de la distribution après la formation. Dans MAD-VenLa, nous utilisons une discrétisation explicite, ce qui permet d'écrire :

$$M_{k,t+\Delta t} = J_{hom}(r_{nuc})r_{nuc}^k \Delta t + M_{k,t} \quad (6.11)$$

Et donc d'exprimer l'évolution des moments d'ordre 0 et 3 causée par la nucléation. La variation du moment d'ordre 3 est ensuite distribuée entre  $H_2SO_4$  et  $H_2O$  suivant la répartition de  $W_{Veq}$ .

## 6.5 Nucléation hétérogène

La nucléation hétérogène est basée sur la version d'origine de MAD-VenLa [Guilbon \(2018\)](#); [Määttänen et al. \(2023\)](#).

Pour calculer correctement la nucléation hétérogène, il est nécessaire de définir la distribution en nombre des aérosols  $n_{aer}$  et celle des noyaux de condensation  $n_{ccn}$ . Dans le cadre de MAD-VenLa nous faisons l'hypothèse que les CCN sont des aérosols qui ont été englobés dans une couche de liquide (on parle d'activation). Cette activation des aérosols est gouvernée par un taux de nucléation hétérogène ( $J_{het}$ ). De la même manière que pour la nucléation homogène, on peut définir la variation du nombre de gouttelettes induite par la nucléation hétérogène par :

$$\frac{dn_{CCN}(r)}{dt} = J_{het}4\pi r^2 n_{aer}(r) \quad (6.12)$$

Pour exprimer le taux de nucléation hétérogène  $J_{het}$  nous nous basons sur une paramétrisation simplifiée basée sur l'approche de [James et al. \(1997\)](#). On définit une grille composée de 100 intervalles de rayon de CCN encore non activés (les aérosols). Le nombre d'intervalles a été optimisé dans [Guilbon \(2018\)](#) pour minimiser les erreurs et le temps de calcul. La paramétrisation va ensuite calculer le taux de saturation (en prenant en compte l'effet de courbure) dans chacun des intervalles en faisant l'hypothèse que l'aérosol possède les mêmes caractéristiques qu'une gouttelette de même taille. Lorsque le taux de saturation dans un intervalle dépasse 1, alors l'ensemble des aérosols contenus dans l'intervalle est activé. Ces aérosols deviennent alors les noyaux de condensation de nouvelles gouttelettes.

En intégrant l'équation 6.12 sur le rayon, on obtient une nouvelle équation qui fait apparaître les moments des CCN, notés  $M_k^{CCN}$  :

$$\frac{dM_k^{CCN}}{dt} = J_{het}4\pi M_{k+2}^{aer} \quad (6.13)$$

On utilise la définition des moments et l'équation 5.9 pour réécrire le moment des aérosols ( $M_k^{aer}$ ) comme :

$$M_{k+2}^{aer} = M_k^{aer} \bar{r}_{aer}^2 \frac{\alpha(k+2)}{\alpha(k)} \quad (6.14)$$

On réinjecte cette expression dans l'équation 6.13, et sachant que le nombre de CCN produit est égal au nombre d'aérosols perdus, on obtient :

$$\frac{dM_k^{CCN}}{dt} = 4\pi J_{het} \bar{r}_{aer}^2 \frac{\alpha(k+2)}{\alpha(k)} M_k^{aer} = -\frac{dM_k^{aer}}{dt} \quad (6.15)$$

avec  $\bar{r}_{aer}$  le rayon médian (en mètre) de la distribution en taille des aérosols.

## 6.6 Transfert de masse

Les gouttelettes qui composent les nuages de Vénus sont un mélange de  $H_2SO_4$  et de  $H_2O$ . Cependant, la vapeur  $H_2O$  est présente en bien plus grande quantité que la vapeur de  $H_2SO_4$ . Cela fait de  $H_2SO_4$  l'espèce limitante dans le processus de condensation / évaporation, ce qui signifie que c'est le  $H_2SO_4$  qui va diriger ce processus. Ainsi, le transfert de masse lié à la condensation / évaporation se déroule en deux parties : dans une première partie, le calcul précis du flux lié à  $H_2SO_4$ , une seconde partie où l'on va ajuster la quantité de  $H_2O$  pour que l'acidité des gouttelettes soit cohérente avec l'acidité calculée à l'équilibre.

### 6.6.1 Description théorique

En partant de la théorie de [James et al. \(1997\)](#) et [Steele and Hamill \(1981\)](#), on écrit la variation temporelle de la masse d'une gouttelette d'un rayon  $r$  de solution binaire  $H_2O$ - $H_2SO_4$  comme :

$$\frac{dm_g}{dt} = \left. \frac{dm_a}{dt} \right|_{W^{eq}} + \left. \frac{dm_w}{dt} \right|_{W^{eq}} + \frac{\Delta m_w(r)}{\tau} \quad (6.16)$$

avec  $m_a$  la masse de  $H_2SO_4$  condensé (kg) et  $m_w$  celle de l' $H_2O$  (kg), avec  $m_g$  la somme totale du condensat ( $m_g = m_a + m_w$ ) et  $\tau$  un pas de temps (s). Les termes  $\left. \frac{dm_a}{dt} \right|_{W^{eq}}$  et  $\left. \frac{dm_w}{dt} \right|_{W^{eq}}$  sont calculés dans les conditions d'acidité à l'équilibre  $W^{eq}$ .

On retrouve dans le membre de droite de l'équation 6.16 trois termes. Le premier  $\left. \frac{dm_a}{dt} \right|_{W^{eq}}$  représente la variation de masse de  $H_2SO_4$  due à la condensation et à l'évaporation, le terme  $\left. \frac{dm_w}{dt} \right|_{W^{eq}}$  représente quant à lui la variation de  $H_2O$  par les processus de condensation et d'évaporation, enfin le troisième terme  $\frac{\Delta m_w(r)}{\tau}$  représente l'équilibrage de  $H_2O$  pour tendre vers l'acidité massique à l'équilibre. Nous faisons une hypothèse importante : l'acidité des gouttelettes ne dépend pas du rayon. Cette hypothèse a été vérifiée à de multiples reprises, notamment dans [Stolzenbach \(2016\)](#) et [Guilbon \(2018\)](#). Cela nous permet donc d'écrire les relations suivantes :

$$\begin{aligned} W &= \frac{m_a}{(m_a + m_w)} \\ m_a &= W \cdot m_g \\ \Delta m_w &= (m_a + m_w) \left( \frac{W}{W^{eq}} - 1 \right) \end{aligned} \quad (6.17)$$

Ces relations permettent de réécrire l'équation 6.16, et on obtient l'équation :

$$\frac{dm_g}{dt} = \frac{1}{W_m^{eq}} \frac{dm_a}{dt} \Big|_{W_m^{eq}} + \frac{m_g}{\tau} \left( \frac{W_m}{W_m^{eq}} - 1 \right) \quad (6.18)$$

On observe dans l'équation 6.18 que la variation temporelle de la masse de la gouttelette ( $m_g$ ) est gouvernée par l' $\text{H}_2\text{SO}_4$  auquel on ajoute ensuite la quantité de  $\text{H}_2\text{O}$  telle que la gouttelette soit à l'équilibre thermodynamique dans les conditions de pression et de température de l'environnement.

Le transfert de masse ne modifie que la masse et le volume des gouttelettes, ce qui signifie que le transfert de masse ne modifiera que le moment d'ordre 3. Pour calculer cette variation, nous partons de l'équation classique du transfert de masse (basée sur les équations 5.25 et 5.26) d'une espèce donnée (en l'occurrence l' $\text{H}_2\text{SO}_4$  ici) :

$$\frac{dm_a}{dt} = 4\pi\rho_{sa}r \frac{S_{sa} - S_{sa}^*}{R_C + R_D} \quad (6.19)$$

avec :  $\rho_{sa}$  la masse volumique de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  ( $\text{kg m}^{-3}$ ),  $S_a$  le taux de sursaturation,  $S_a$  le taux de sursaturation critique (équation de Kelvin),  $R_C$  la résistance à la diffusion moléculaire ( $\text{s m}^{-1}$ ) et  $R_D$  la résistance due au dégagement de chaleur latente à la surface de la gouttelette ( $\text{s m}^{-1}$ ). On exprime ici  $S_a^*$  comme étant le taux de saturation de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  sur une gouttelette de rayon  $r$  (qui est celui de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  sur une surface plane corrigée par l'équation de Kelvin). Ce qui donne :

$$S_{sa}^* = \exp\left(\frac{2e_s M_{sa}}{r\rho_{liq}RT}\right) \quad (6.20)$$

avec :  $M_{sa}$  la masse molaire de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  ( $\text{kg mol}^{-1}$ ),  $r$  le rayon de la gouttelette (m),  $\rho_{liq}$  la masse volumique de la gouttelette ( $\text{kg m}^{-3}$ ),  $e_s$  la tension de surface ( $\text{J s}^{-1}$ ),  $R$  la constante des gaz parfaits ( $\text{J mol}^{-1} \text{K}^{-1}$ ) et  $T$  la température (K).

## 6.6.2 Calcul du flux de masse

On appelle flux de masse la variation du volume / masse causée par le processus de condensation et d'évaporation. Nous allons maintenant voir comment ce flux est calculé dans MAD-VenLa.

Comme nous avons discuté dans l'introduction de ce chapitre, dans le cadre du couplage entre MAD-VenLa et le Venus PCM, le pas de temps qui a été choisi pour la microphysique est de 420 secondes. Ce pas de temps est bien plus important que celui utilisé dans les travaux précédents (Guilbon, 2018; Määttänen et al., 2023) qui était de l'ordre de la seconde. En effet, dans les travaux de Guilbon (2018) et Määttänen et al. (2023) les simulations sont réalisées en 0D et sans couplage, ce qui permettait de réaliser des simulations avec un pas de temps plus faible.

Le pas de temps de 420 secondes utilisé par MAD-VenLa soulève un problème pour le flux de masse. En effet, dans la version de Guilbon (2018) et Määttänen et al. (2023), celui-ci est

calculé en utilisant un schéma d'Euler explicite. Si le pas de temps utilisé est trop élevé, cela peut induire des instabilités numériques et une oscillation du flux de masse qui n'atteint jamais un état d'équilibre.

Pour pallier ce problème, nous avons adopté la méthode Runge-Kutta d'ordre 4 (ou RK4) explicite, qui est plus stable que le schéma Euler explicite. L'objectif de ce Runge-Kutta est de calculer le moment d'ordre 3 de  $H_2SO_4$  modifié par la condensation / évaporation.

### 6.6.2.1 Calcul de la variation de volume des gouttelettes

On définit la variation du volume total des gouttelettes par la condensation ou l'évaporation de  $H_2SO_4$  comme :

$$\frac{dM_3}{dt} = M_0 4\pi r^2 \frac{dr}{dt} \quad (6.21)$$

Avec :  $\frac{dV}{dt}$  la variation de volume ( $m^3 s^{-1}$ ),  $M_0$  le nombre de gouttelettes,  $r$  le rayon (m) et  $\frac{dr}{dt}$  la variation du rayon ( $m s^{-1}$ ).

Le terme  $g(r) = r \frac{dr}{dt}$  apparaît dans cette équation, on le remplace par l'équation 5.26. On obtient :

$$\frac{dM_3}{dt} = M_0 \cdot (4\pi \bar{r}) \cdot \frac{S - S_a^*}{R_C + R_D} \quad (6.22)$$

avec :  $M_0$  le moment d'ordre 0 des gouttelettes (gouttelettes  $m^{-3}$ ),  $\bar{r}$  le rayon moyen de la distribution (m),  $S_a$  le taux de sursaturation,  $S_a^*$  le taux de sursaturation critique (équation de Kelvin),  $R_C$  la résistance à la diffusion moléculaire et  $R_D$  la résistance due au dégagement de chaleur latente à la surface de la gouttelette.

Comme nous avons discuté précédemment dans l'introduction de ce chapitre, le modèle respecte la condition de stationnarité des conditions thermodynamiques. Cela permet de réécrire l'équation 6.22 comme :

$$\frac{dM_3}{dt} = a \bar{r} (S - S_a^*) \quad (6.23)$$

Avec  $a = \frac{M_0 4\pi}{R_C + R_D}$  un terme constant.

On considère ici l'ensemble des paramètres constants hormis les quantités de liquides et de vapeur. Nous conservons la masse, ce qui permet de dire que :

$$\begin{aligned} \chi_{sa \text{ tot}} &= \chi_{sa \text{ liq}} + \chi_{sa \text{ vap}} = C_{ste} \\ \chi_{w \text{ tot}} &= \chi_{w \text{ liq}} + \chi_{w \text{ vap}} = C_{ste} \end{aligned} \quad (6.24)$$

Avec :  $\chi_{sa \text{ tot}}$  le rapport de mélange total de  $H_2SO_4$ ,  $\chi_{w \text{ tot}}$  le rapport de mélange total de  $H_2O$ ,  $\chi_{sa \text{ liq}}$  le rapport de mélange de  $H_2SO_4$  liquide,  $\chi_{w \text{ liq}}$  le rapport de mélange de  $H_2O$  liquide,  $\chi_{sa \text{ vap}}$  le rapport de mélange de  $H_2SO_4$  en phase gazeuse,  $\chi_{w \text{ vap}}$  le rapport de mélange de  $H_2O$  en phase gazeuse.

On doit donc recalculer à chaque appel de la fonction le taux de saturation réel et le taux de sursaturation à l'équilibre de Kelvin.

On définit dans un premier temps le taux de sursaturation actuel comme :

$$S = \frac{\chi_{sa\ vap} P_{air}}{P_{sat}} = \frac{(\chi_{sa\ tot} - \chi_{SA\ liq}) P_{air}}{P_{sat}} \quad (6.25)$$

Or, d'après l'équation 6.1 :

$$S = \frac{(\chi_{tot\ sa} - (M_{air}/M_{sa} \cdot 4/3 \cdot \pi \cdot \rho_{sa}/\rho_{air} \cdot M_{3sa})) \cdot P_{air}}{P_{sat}} \quad (6.26)$$

Que l'on exprime comme :

$$S = b - (cM_{3sa}) \quad (6.27)$$

Avec  $b = \frac{\chi_{tot\ sa} \cdot P_{air}}{P_{sat}}$  et  $c = \frac{M_{air}/M_{sa} \cdot 4/3 \cdot \pi \cdot \rho_{sa}/\rho_{air} \cdot P_{air}}{P_{sat}}$  deux nouvelles constantes.

On obtient donc avec l'équation 6.27 une formulation du taux de saturation  $S$  qui ne dépend que du moment d'ordre 3. Concernant les autres termes, on observe une dépendance en  $\bar{R}$ , que l'on peut réécrire d'après l'expression du rayon moyen comme :

$$\bar{r} = \frac{M_{3tot}^{1/3}}{M_0} \times \alpha(3)^{-1/3} \quad (6.28)$$

Avec  $M_{3tot}$  le moment d'ordre 3 total de la gouttelette.

On reprend maintenant la définition de  $S_a^*$  (6.20) et remplacer le terme  $\bar{r}$  par l'équation (6.28). On obtient l'expression suivante :

$$S_a^* = \exp\left(\frac{2e_s M_{sa}}{\rho_{liq} RT} \cdot \frac{M_{3tot}^{-1/3}}{M_0}\right) \quad (6.29)$$

Et finalement dans l'expression de  $M_3$  :

$$\frac{dM_3}{dt} = a \frac{M_{3tot}^{1/3}}{M_0} \left( b - cM_{3sa} - \exp\left(\frac{2e_s M_{sa}}{\rho_{liq} RT} \cdot \frac{M_{3tot}^{-1/3}}{M_0}\right) \right) \quad (6.30)$$

Dans l'équation 6.30 on observe que l'expression de la variation de  $\frac{dM_3}{dt}$  ne dépend plus que de  $M_3$  lui-même ( $\frac{dM_3}{dt} = f(M_3)$ ). On obtient donc l'équation différentielle que nous résolvons avec le schéma RK4.

### 6.6.2.2 Calcul des volumes de $H_2SO_4$ et $H_2O$ en phase liquide

On peut maintenant calculer les variations totales des volumes de  $H_2SO_4$  et de  $H_2O$  en utilisant le schéma RK4. Le calcul des variations des espèces condensées se déroule en deux parties : la condensation / évaporation de l'acide puis l'équilibrage de l'acidité par le  $H_2O$ .

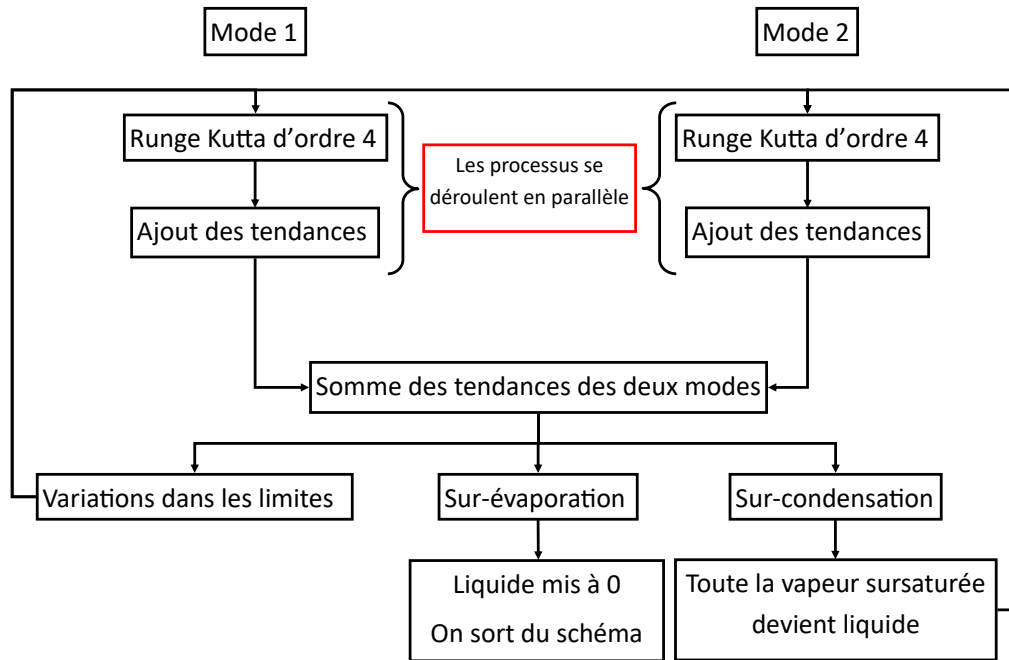


Figure 6.2 : Schéma fonctionnel du calcul du flux de masse.

Ce calcul est effectué en parallèle pour chacun des deux modes pour éviter que les modes ne se concurrencent pour la vapeur disponible (Figure 6.2). La variation du volume condensé de  $H_2SO_4$ , noté  $\Delta M_{3SA}$ , s'exprime selon le schéma Runge-Kutta d'ordre 4 comme :

$$\Delta M_{3sa} = \frac{1}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \quad (6.31)$$

Avec :

$$\begin{aligned} k_1 &= f(M_{3sa}) \\ k_2 &= f\left(M_{3sa} + \frac{\Delta t}{2}k_1\right) \\ k_3 &= f\left(M_{3sa} + \frac{\Delta t}{2}k_2\right) \\ k_4 &= f\left(M_{3sa} + \Delta t k_3\right) \end{aligned} \quad (6.32)$$

Nous allons alors calculer la variation du moment d'ordre 3 de  $H_2SO_4$  sur la durée d'un

pas de temps  $\Delta t$  (s), puis équilibrer avec l' $\text{H}_2\text{O}$ . Ce que l'on résume dans les expressions :

$$\begin{aligned} M_{3sa\ t+\Delta t} &= M_{3sa\ t} + \Delta M_{3sa} \\ M_{3w\ t+\Delta t} &= M_{3sa\ t+\Delta t} \times \frac{1 - W_{Veq}}{W_{Veq}} \end{aligned} \quad (6.33)$$

Avant de passer au processus suivant, il reste encore deux conditions à vérifier (synthétisées dans la figure 6.2) :

- Est-ce-qu'il reste du liquide dans les gouttelettes? En effet, on peut arriver dans une situation où les gouttelettes doivent totalement évaporer. Dans cette situation, on fixe le volume à 0 et on quitte le processus.
- Est-ce-qu'il reste de la vapeur dans le milieu? À l'opposé, comme nous considérons les flux de masse des deux modes en parallèle, il se peut que la somme des flux de condensation soient supérieurs à la quantité de vapeur sursaturée disponible. Dans cette situation, nous faisons condenser toute la vapeur sursaturée disponible. Le liquide condensé est réparti entre les deux modes en suivant la proportion obtenue avant la vérification.

Nous obtenons donc les moments d'ordre 3 de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  et de  $\text{H}_2\text{O}$ .

### 6.6.3 Choix du sous-pas de temps $\Delta t_{eff}$

Le pas de temps utilisé dans la microphysique ( $\Delta t_{mic}$ ) est de 420 secondes. Or, [Guilbon \(2018\)](#) et [Määttänen et al. \(2023\)](#) ont montré que les variations liées du moment d'ordre 3 ( $M_3$ ) étaient plus rapides que  $\Delta t_{mic}$  (de l'ordre de 30 s contre 420 s pour  $\Delta t_{mic}$ ).

Nous avons donc fait le choix d'introduire un sous-pas de temps  $\Delta t_{eff}$ . En réduisant la durée du pas de temps au sein de la condensation / évaporation, on réduit également la probabilité d'introduire des instabilités. On définit ce sous-pas de temps comme :  $\Delta t_{eff} = 420/nb_{pdt}$ , avec  $nb_{pdt}$  le nombre de sous-pas de temps dont nous allons expliquer le choix.

Les figures 6.3 et 6.4 représentent respectivement l'évolution temporelle du taux de sursaturation effectif ( $S - S^*$ ) et du moment d'ordre 3 de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  ( $M_{3sa}$ ). Nous effectuons ces simulations sur une durée de 420 secondes, ce qui correspond à la durée du pas de temps de la microphysique dans le Venus PCM ( $\Delta t_{mic}$ ). Nous avons réalisé plusieurs simulations avec un nombre de sous-pas de temps ( $nb_{pdt}$ ) croissant pour étudier son effet. Ces simulations sont initialisées avec un taux de sursaturation important (15 000) pour simuler des conditions extrêmes.

On remarque dans un premier temps que dans les deux figures, la durée du phénomène de condensation est de l'ordre de 120 secondes. Cette durée est bien inférieure aux pas de temps microphysique du Venus PCM, ce qui conforte notre utilisation du sous-pas de temps.

On observe (particulièrement dans la figure 6.4) que le nombre de sous-pas de temps est

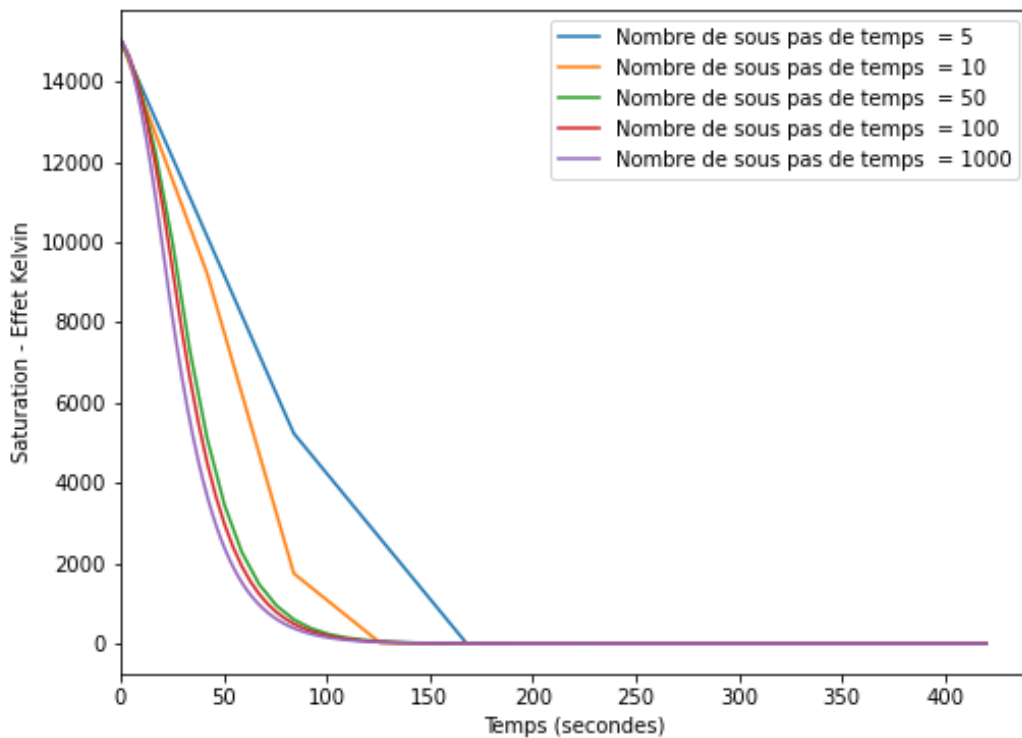


Figure 6.3 : Évolution du taux de sursaturation effectif ( $S-S^*$  avec un nombre de sous-pas de temps différents pour une durée totale égale à  $\Delta t_{mic} = 420$  s.

un paramètre important dans la bonne modélisation du phénomène. Dans ces deux figures, nous pouvons distinguer 3 situations. Lorsque le pas de temps est trop grand ( $nb_{pdt} = 5$ ), le volume d' $H_2SO_4$  atteint à la fin de la simulation est surestimé par rapport aux simulations avec un  $nb_{pdt}$  plus grand. La seconde situation est quand le pas de temps est adapté ( $nb_{pdt} = 10 / 50$ ). Dans cette situation, la variation du volume des gouttelettes par la condensation est reproduite fidèlement à la réalité. Dans le cas  $nb_{pdt} = 10$ , le comportement est reproduit, mais avec justesse. Il s'agit des situations idéales, car le phénomène est reproduit avec un nombre d'itérations restreint. La troisième situation se produit quand  $nb_{pdt}$  est trop grand ( $nb_{pdt} = 100 / 1000$ ). La variation de volume des gouttelettes est toujours reproduite fidèlement, la situation atteinte à la fin de la simulation est identique au cas :  $nb_{pdt} = 10 / 50$ . L'augmentation du temps de calcul induite par celle du nombre de sous-pas de temps n'est alors pas justifiée.

À la lumière de ces situations, nous avons fait le choix de prendre dans le modèle MAD-VenLa :  $nb_{pdt} = 50$ , soit  $\Delta t_{eff} = 8,4$  s. Il s'agit du meilleur compromis entre convergence et temps de calcul. De plus, on obtient un  $\Delta t_{eff}$  équivalent à d'autres modèles microphysiques publiés (Karyu et al., 2025; McGouldrick and Barth, 2023)

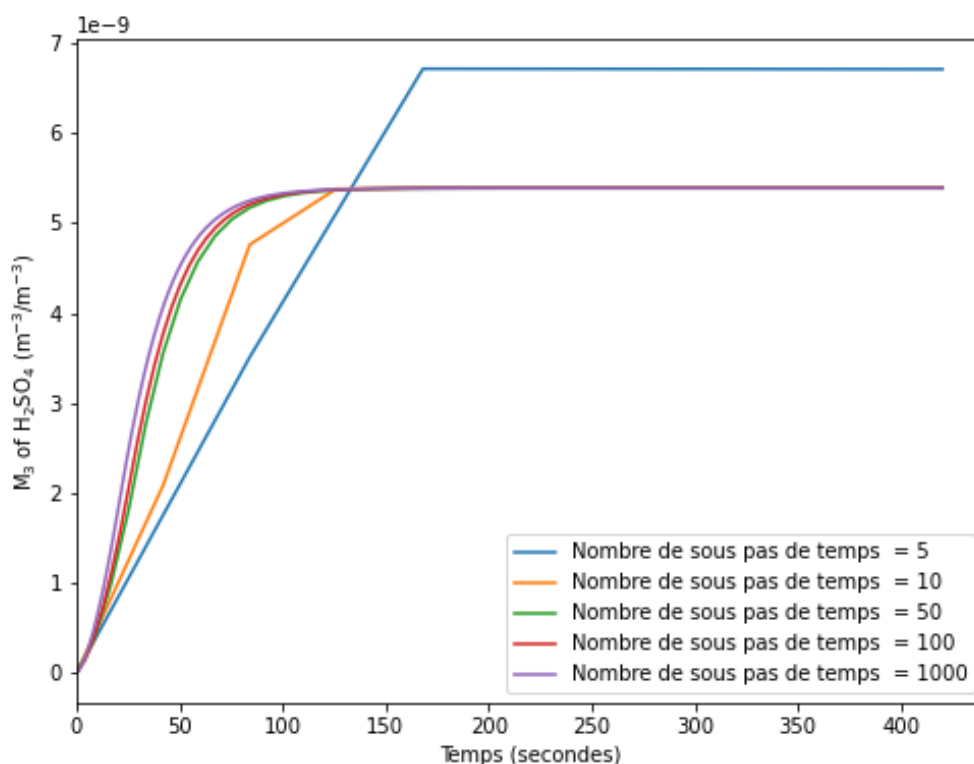


Figure 6.4 : Évolution du moment d'ordre 3 de  $H_2SO_4$  avec un nombre de sous-pas de temps différents pour une durée totale à  $\Delta t_{mic} = 420$  s.

## 6.7 Coagulation

Dans la continuité de [Guilbon \(2018\)](#), le choix a été fait de ne pas considérer la coagulation gravitationnelle. La coagulation gravitationnelle est un processus qui dépend des différences de vitesses relatives des gouttelettes entre elles. La vitesse des gouttelettes dépend du rayon des gouttelettes (vitesse de Stokes : eq 5.31), rendant le processus de coagulation gravitationnelle dépendant du rayon de la gouttelette considérée, mais aussi de toutes les gouttelettes environnantes. La coagulation gravitationnelle est donc un processus hautement sensible au rayon des gouttelettes, or, un modèle modal ne suit pas la distribution complète des tailles, mais seulement les moments, ce qui rend la tâche de comparaison des vitesses de chute particulièrement difficile. Ainsi, nous considérons ici uniquement le calcul de la coagulation brownienne. Il n'y a pas eu de changement notable sur ce processus par rapport à [Guilbon \(2018\)](#), on référera donc le lecteur à [Guilbon \(2018\)](#) pour le développement des équations.

### 6.7.1 Équation générale de la coagulation

On peut décrire la variation du moment d'ordre  $k$  causée par la coagulation comme étant (basé sur [Whitby and McMurry \(1997\)](#)) :

$$\begin{aligned} \frac{dM_k}{dt} = & \underbrace{\frac{1}{2} \int_0^\infty \int_0^\infty \beta(r_i, r_j) (r_i^3 + r_j^3)^{k/3} n(r_i) n(r_j) dr_i dr_j}_{\text{Gains}} \\ & - \underbrace{\frac{1}{2} \int_0^\infty \int_0^\infty \beta(r_i, r_j) (r_i^k + r_j^k) n(r_i) n(r_j) dr_i dr_j}_{\text{Pertes}} \end{aligned} \quad (6.34)$$

Où  $M_k$  est le moment d'ordre  $k$  et  $\beta$  le kernel de la coagulation dépendant des interactions intramodales et inter-modales,  $r_i$  et  $r_j$  sont les rayons des gouttelettes qui coagulent et  $n_i$  et  $n_j$  sont respectivement les distributions des gouttelettes qui coagulent. Dans le cas de l'atmosphère de Vénus, nous avons une distribution bimodale, c'est-à-dire que l'on peut écrire que  $n(r_i) = n_1(r_i) + n_2(r_i)$ , où  $n_1(r_i)$  et  $n_2(r_i)$  sont respectivement les distributions du mode 1 et du mode 2. De plus, on décompose les variations des moments liés à la coagulation en fonction des différentes interactions qui prennent place au sein de la coagulation. On a d'une part les interactions intramodales :

- (mode 1  $\longleftrightarrow$  mode 1)  $\Rightarrow$  mode 1
- (mode 2  $\longleftrightarrow$  mode 2)  $\Rightarrow$  mode 2

Dans ce cas, le rayon moyen de chacun des modes augmente en réduisant le nombre total de gouttelettes et en conservant le volume total. On a d'autre part les interactions intermodales qui se résument simplement en :

- (mode 1  $\longleftrightarrow$  mode 2)  $\Rightarrow$  mode 2

Dans ce cas, nous avons un transfert effectif de gouttelettes du mode 1 vers le mode 2. On peut alors décrire la variation temporelle des moments en fonction des différents processus :

$$\left. \frac{dM_k}{dt} \right|_{1 \leftrightarrow 1} = \frac{1}{2} \int_0^\infty \int_0^\infty \beta_{1 \leftrightarrow 1}(r_i, r_j) [(r_i^3 + r_j^3)^{k/3} - r_i^k - r_j^k] n_1(r_i) n_1(r_j) dr_i dr_j \quad (6.35)$$

$$\left. \frac{dM_k}{dt} \right|_{2 \leftrightarrow 2} = \frac{1}{2} \int_0^\infty \int_0^\infty \beta_{2 \leftrightarrow 2}(r_i, r_j) [(r_i^3 + r_j^3)^{k/3} - r_i^k - r_j^k] n_2(r_i) n_2(r_j) dr_i dr_j \quad (6.36)$$

$$\left. \frac{dM_k}{dt} \right|_{1 \leftrightarrow 2} = \int_0^\infty \int_0^\infty \beta_{1 \leftrightarrow 2}(r_i, r_j) [(r_i^3 + r_j^3)^{k/3} - r_i^k - r_j^k] n_1(r_i) n_2(r_j) dr_i dr_j \quad (6.37)$$

Dans le cas particulier de  $k = 3$ ,  $\frac{dM_k}{dt} = 0$  ce qui signifie bien que le volume et la masse totale est conservée. Pour  $k = 0$ ,  $\frac{dM_k}{dt} \neq 0$ , le nombre de gouttelettes évolue sous l'effet de la coagulation.

(Guilbon, 2018) définit les variations totales du mode 1 et du mode 2 :

$$\begin{aligned} \frac{dM_k^{m1}}{dt} = & \underbrace{\frac{1}{2} \int_0^\infty \int_0^\infty \beta_{1 \leftrightarrow 1}(r_i, r_j) [(r_i^3 + r_j^3)^{k/3} - r_i^k - r_j^k] n_1(r_i) n_1(r_j) dr_i dr_j}_{1 \leftrightarrow 1} \\ & + \underbrace{\int_0^\infty \int_0^\infty \beta_{1 \leftrightarrow 2}(r_i, r_j) (-r_i^k) n_1(r_i) n_2(r_j) dr_i dr_j}_{1 \leftrightarrow 2} \end{aligned} \quad (6.38)$$

$$\begin{aligned} \frac{dM_k^{m2}}{dt} = & \underbrace{\frac{1}{2} \int_0^\infty \int_0^\infty \beta_{2 \leftrightarrow 2}(r_i, r_j) [(r_i^3 + r_j^3)^{k/3} - r_i^k - r_j^k] n_2(r_i) n_2(r_j) dr_i dr_j}_{2 \leftrightarrow 2} \\ & + \underbrace{\int_0^\infty \int_0^\infty \beta_{1 \leftrightarrow 2}(r_i, r_j) [(r_i^3 + r_j^3)^{k/3} - r_j^k] n_1(r_i) n_2(r_j) dr_i dr_j}_{1 \leftrightarrow 2} \end{aligned} \quad (6.39)$$

## 6.7.2 Kernel de coagulation

Le kernel de coagulation  $\beta$  est un coefficient d'efficacité qui décrit la capacité de deux gouttelettes de rayon  $r_i, r_j$  à se rencontrer et coaguler. C'est un paramètre qui dépend évidemment du rayon des gouttelettes, mais aussi des conditions de l'atmosphère à travers le régime d'écoulement local. Ce régime d'écoulement peut être continu ( $CO$ ), moléculaire ( $FM$ ) ou transitoire. On définit donc des coefficients de coagulation pour chacun de ces régimes ( $\beta_{CO}, \beta_{FM}$ ). En effet, selon les caractéristiques de l'atmosphère et le rayon des gouttelettes, les déplacements des gouttelettes dans l'atmosphère et donc leur coagulation seront différents.

Dans le cas du régime continu, les particules interagissent fortement avec le fluide environnant et leurs mouvements sont limités par les collisions fréquentes avec les molécules de gaz. Dans le cas du régime moléculaire, les gouttelettes se déplacent quasiment sans interactions avec les molécules du gaz. Elles suivent des trajectoires balistiques.

Pour quantifier ce comportement, nous utilisons le nombre de Knudsen :  $Kn = \lambda/R_P$  avec  $\lambda$  le libre parcours moyen des molécules de gaz de l'atmosphère exprimé en m.

### 6.7.2.1 Coefficient de coagulation brownienne en régime continu

Dans ces conditions ( $Kn < 1$ ), le coefficient  $\beta_{CO}$  s'exprime en fonction des rayons des gouttelettes ( $r_i, r_j$ ) mais aussi des coefficients de diffusion ( $D_i, D_j$ ) tels que définis dans l'équation 5.30. Nous utilisons ici la correction de Cunningham-Millikan qui permet de

représenter correctement la transition entre le régime continu et moléculaire. La correction permet d'exprimer les coefficients de diffusion en puissance de  $r$ .

On utilise l'expression empirique du noyau de coagulation :

$$\beta_{CO}(r_i, r_j) = 4\pi(r_i + r_j)(D_i + D_j) \quad (6.40)$$

$$\text{On pose } D = \frac{k_B T}{4\pi\mu_{air}r}(1 + A\text{Kn})$$

avec :  $A = 1,591$  (Park et al., 1999),  $\mu_{air}$  la viscosité cinématique de l'air ( $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ ),  $k_B$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température de l'air (K).

Et on obtient finalement l'expression d'après le développement de Guilbon (2018) :

$$\beta_{CO}(r_i, r_j) = K_{CO} \left[ 2 + \frac{r_i}{r_j} + \frac{r_j}{r_i} + C \left( \frac{1}{r_i} + \frac{1}{r_j} \frac{r_i}{r_j^2} \frac{r_j}{r_i^2} \right) \right] \quad (6.41)$$

$$\text{Où } K_{CO} = \frac{2k_B T}{3\eta} \text{ et } C = A\lambda_g.$$

Avec :  $k_B$  la constante de Boltzmann ( $\text{kg m}^2 \text{s}^{-2} \text{K}^{-1}$ ),  $T$  la température de l'air (K),  $\eta$  la viscosité dynamique ( $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$ ) et  $\lambda_g$  le libre parcours moyen du gaz (m).

Cette expression ne dépend plus que des rayons des gouttelettes, ce qui la rend intégrable pour la suite.

### 6.7.2.2 Coefficient de coagulation brownienne en régime moléculaire

Dans ces conditions ( $\text{Kn} \gg 1$ ), le coefficient  $\beta_{FM}$  s'exprime en fonction des rayons des gouttelettes ( $r_i, r_j$ ) mais aussi de la masse volumique de la gouttelette ( $\rho_g$ ) (Friedlander, 2000). On obtient alors l'expression suivante :

$$\beta_{FM}(r_i, r_j) = \sqrt{\frac{6k_B T}{\rho_g}} (r_i + r_j)^2 \sqrt{r_i^{-3} + r_j^{-3}} \quad (6.42)$$

Dans cette expression, on voit apparaître le terme :  $\sqrt{r_i^{-3} + r_j^{-3}}$  qui ne peut pas être développé en puissance de  $r$ . On utilise donc l'approximation  $\sqrt{r_i^{-3} + r_j^{-3}} = b_k(r_i^{-3/2} + r_j^{-3/2})$  (Lee and Chen, 1984).

Le terme  $b_k$  fait l'objet d'un développement complet dans Guilbon (2018), nous en donnons simplement les valeurs utilisées dans ce travail. Le terme  $b_k$  prend plusieurs valeurs selon le type de coagulation (intramodal / intermodal) et selon le moment. On en considère quatre :

- $b_0^{T1}$ , la variation du moment d'ordre 0 du mode 1 pour l'interaction intramodale (mode 1  $\leftrightarrow$  mode 1)

- $b_0^{T2}$ , la variation du moment d'ordre 0 du mode 1 pour l'interaction intermodale (mode 1  $\leftrightarrow$  mode 2)
- $b_0^{T3}$ , la variation du moment d'ordre 0 du mode 2 pour l'interaction intermodale (mode 1  $\leftrightarrow$  mode 2)
- $b_3^{T2-4}$ , la variation du moment d'ordre 3 du mode 1 et du 2 pour l'interaction intermodale (mode 1  $\leftrightarrow$  mode 2)

Le coefficient  $b_k$  dépend des rayons des gouttelettes qui coagulent. Nous faisons l'hypothèse que dans le cas d'une interaction intramodale, le rayon des gouttelettes qui coagulent est identique, le coefficient  $b_k$  est donc constant.

Intéractions	Valeurs de $b_k$
$b_0^{T1}$	0,73
$b_0^{T2}$	0,88
$b_0^{T3}$	0,77
$b_3^{T2-4}$	0,80

TABLE 6.1 – Tableau des valeurs de  $b_k$  (Guilbon, 2018)

Dans le cas de la coagulation intermodale, la dépendance au rayon des gouttelettes ne peut pas être simplifiée. Le calcul de  $b_0^{T3}$  et  $b_3^{T2-4}$  est coûteux en temps de calcul, ce qui est à proscrire dans le cadre du couplage avec le Venus PCM. C'est pour cette raison que l'on considère des valeurs constantes dans le modèle. On prend en compte le rayon médian des deux modes observés par Pioneer Venus (Knollenberg and Hunten, 1980), soit 300 nm pour le mode 1 et 1  $\mu$ m pour le mode 2. Ce choix peut engendrer des différences comprises entre 15 et 20 % de la valeur de  $b_k$  comparé aux calculs précis qui prennent en compte le rayon effectif des gouttelettes, notamment pour des gouttes de mode 1 plus petites dans le régime moléculaire pur. Dans les tests réalisés par Guilbon (2018), cette situation peut être atteinte dans le nuage haut (où  $\text{Kn} \gg 1$ ). L'effet sur  $b_k$  est grandement atténué dès que le rayon des gouttelettes commence à augmenter.

En posant le paramètre  $K_{FM} = \sqrt{\frac{6k_B T}{\rho_g}}$ , on réécrit donc l'équation 6.42 comme :

$$\beta_{FM}(r_i, r_j) = K_{FM} b_k (r_i^{1/2} + r_j^{1/2} + r_i^2 r_j^{-3/2} + r_i^{-3/2} r_j^2 + 2r_i^{-1/2} r_j + 2r_i r_j^{-1/2}) \quad (6.43)$$

### 6.7.3 Traitement de la coagulation dans les différents régimes

Nous venons de montrer que le calcul de la coagulation brownienne revient à considérer une multitude de situations différentes. Dans chacune des situations, les formules sont adaptées pour prendre en compte le régime atmosphérique, l'ordre du moment et le type d'interaction. On peut résumer les variations des moments d'ordre 0 et d'ordre 3 dans les différents cas à l'aide du tableau 6.2.

Dans ce tableau, les coefficients constants  $\gamma$  dépendent du régime et du type d'interaction entre les gouttelettes. Le coefficient  $\gamma$  se présente sous la forme :

$$\gamma_{\text{Type d'interaction}}^{\text{Ordre,Régime}} \text{ ex. } \gamma_{0,CO}^{1-2}$$

La formulation exacte de ces coefficients est décrite dans [Guilbon \(2018\)](#).

Que se passe-t-il dans la situation intermédiaire où l'on se trouve dans une zone de transition entre le régime moléculaire et continu ? Il s'agit d'une situation possible dans le Venus PCM et est définie pour la situation dans laquelle  $Kn \simeq 1$ . Il n'existe pas de formule théorique pour exprimer cette situation et on utilise dans ce cas des approches empiriques et semi-empiriques ([Otto et al., 1999](#)). [Guilbon \(2018\)](#) a adopté la méthode de [Park et al. \(1999\)](#). Cette approche se base sur les moyennes harmoniques que l'on définit de manière générale comme :

$$\frac{dM_k}{dt} = \frac{\frac{dM_k}{dt}|_{CO} \times \frac{dM_k}{dt}|_{FM}}{\frac{dM_k}{dt}|_{CO} + \frac{dM_k}{dt}|_{FM}} \quad (6.44)$$

On peut également exprimer le coefficient d'efficacité de la coagulation (ou kernel K) de la même manière, ce qui permet d'obtenir :

$$K = \frac{K|_{CO} \times K|_{FM}}{K|_{CO} + K|_{FM}} \quad (6.45)$$

Régime	Moment	Mode	Relation
Continu	$M_0$	m1	$\frac{dM_0^{m1}}{dt} = \gamma_{0,CO}^{1-1}(M_0^{m1})^2 + \gamma_{0,CO}^{1-2}M_0^{m1}M_0^{m2}$
		m2	$\frac{dM_0^{m2}}{dt} = \gamma_{0,CO}^{2-2}(M_0^{m2})^2$
	$M_3$	m1	$\frac{dM_3^{m1}}{dt} = -\gamma_{3,CO}^{1-2}M_3^{m1}M_3^{m2}$
		m2	$\frac{dM_3^{m2}}{dt} = -\frac{dM_3^{m1}}{dt} = \gamma_{3,CO}^{1-2}M_3^{m1}M_3^{m2}$
Moléculaire	$M_0$	m1	$\frac{dM_0^{m1}}{dt} = \gamma_{0,FM}^{1-1}(M_0^{m1})^2 + \gamma_{0,FM}^{1-2}M_0^{m1}M_0^{m2}$
		m2	$\frac{dM_0^{m2}}{dt} = \gamma_{0,FM}^{2-2}(M_0^{m2})^2$
	$M_3$	m1	$\frac{dM_3^{m1}}{dt} = -\gamma_{3,FM}^{1-2}M_3^{m1}M_3^{m2}$
		m2	$\frac{dM_3^{m2}}{dt} = -\frac{dM_3^{m1}}{dt} = \gamma_{3,FM}^{1-2}M_3^{m1}M_3^{m2}$

TABLE 6.2 – Tableau récapitulatif des différentes solutions de la coagulation brownienne qui permettent d’exprimer la variations des moments en fonction des modes et des régimes d’écoulement. Les  $\gamma_{ordre,régime}^{mode}$  représentent des coefficients constants. Tiré de [Guilbon \(2018\)](#)

## 6.8 Mode-merging

Le mode-merging est une paramétrisation nécessaire pour garder une distribution bimodale réaliste dans un modèle utilisant la méthode des moments. En effet, si les gouttelettes du mode 1 grandissent de manière trop importante, une partie d’entre elles devrait faire partie du mode 2. Inversement, si les gouttelettes du mode 2 voient leur rayon réduire trop fortement, elles doivent rejoindre des gouttelettes du mode 1.

Nous utilisons ici les travaux de [Whitby et al. \(2002\)](#), qui permettent de calculer le nombre de gouttelettes et le rayon médian de chacune des distributions affectées par le mode-merging.

Les expressions qui vont suivre dans cette partie ont été modifiées par rapport à [Guilbon \(2018\)](#) pour prendre correctement en compte les deux comportements différents du mode-merging ((mode 1  $\Rightarrow$  mode 2) et (mode 2  $\Rightarrow$  mode 1)). Dans le cas de [Guilbon \(2018\)](#), les deux situations sont calculées de la même manière, ce qui aboutissait à un calcul erroné de la situation : (mode 1  $\Rightarrow$  mode 2). Pour définir si les gouttelettes sont dans la situation où elles doivent changer de mode 1, nous définissons un rayon seuil. Ce rayon seuil est décrit comme  $r_{edge} = \sqrt{r_{base1}r_{base2}}$  avec  $r_{base1} = 300$  nm et  $r_{base2} = 1$   $\mu$ m, basé sur les observations Pioneer Venus ([Knollenberg and Hunten, 1980](#)). On obtient un  $r_{edge}$  fixe égal à 0,675  $\mu$ m.

Dans la situation (mode 1  $\Rightarrow$  mode 2), les gouttelettes qui vont passer dans le mode 2 sont celles dont le rayon est **supérieur** au rayon seuil. Mathématiquement, cela revient à considérer l'intégrale de la distribution des rayons des gouttelettes **supérieure** au rayon seuil.

Dans la situation (mode 2  $\Rightarrow$  mode 1), les gouttelettes qui vont passer dans le mode 2 sont celles dont le rayon est **inférieur** au rayon seuil. Mathématiquement, cela revient à considérer l'intégrale de la distribution des rayons des gouttelettes **inférieure** au rayon seuil.

À partir de [Whitby et al. \(2002\)](#) et de [Guilbon \(2018\)](#) on obtient pour le mode donneur  $M_k^D$  de gouttelettes :

$$\begin{aligned} M_{k,t+\Delta t}^D &= M_{0,t}^D \bar{r}_1^k \exp\left(\frac{k^2}{2} \ln^2 \sigma_1\right) \frac{1}{2} (a_k^{1 \Rightarrow 2} \text{ ou } b_k^{2 \Rightarrow 1}) \\ M_{q,t+\Delta t}^D &= M_{0,t}^D \bar{r}_1^q \exp\left(\frac{q^2}{2} \ln^2 \sigma_1\right) \frac{1}{2} (a_q^{1 \Rightarrow 2} \text{ ou } b_q^{2 \Rightarrow 1}) \end{aligned} \quad (6.46)$$

Avec les coefficients ( $a_k$  et  $b_k$  qui sont définis comme :

$a_k = [1 + erf(u_X(k))]$  et  $b_k = [1 - erf(u_X(k))]$ , avec la fonction d'erreur  $erf(x) = 2/\sqrt{\pi} \int_0^x e^{-t^2} dt$  et la fonction  $u_X(k)$  et elle est définie comme :

$$u_X(k) = \frac{\ln(r_{edge}) - \ln(r_i) - k \ln^2(\sigma_i)}{\sqrt{2(\ln \sigma_i)}} \quad (6.47)$$

avec  $k$  l'ordre d'un moment quelconque,  $i$  le mode étudié et  $r_{edge}$  le rayon seuil entre les modes.

Dans ces équations  $k$  et  $q$  sont les ordres des moments ( $k \neq q$ ).

Ces équations permettent de décrire l'évolution du rayon et du nombre total de gouttelette du mode donneur :

$$\bar{r}_{d,t+\Delta t} = \bar{r}_{d,t} \left( \frac{(a_q^{1 \Rightarrow 2} \text{ ou } b_q^{2 \Rightarrow 1})}{(a_k^{1 \Rightarrow 2} \text{ ou } b_k^{2 \Rightarrow 1})} \right)^{-1/(k-q)} \quad (6.48)$$

et

$$N_{d,t+\Delta t} = \frac{N_{d,t} ((a_q^{1\Rightarrow 2} \text{ ou } b_q^{2\Rightarrow 1})^{k/(k-q)})}{2 (a_k^{1\Rightarrow 2} \text{ ou } b_k^{2\Rightarrow 1})^{q/(k-q)}} \quad (6.49)$$

On exprime les équations du mode receveur ( $M_k^R$ ) :

$$\begin{aligned} M_{k,t+\Delta t}^R &= M_{0,t}^D \bar{r}_1^k \exp\left(\frac{k^2}{2} \ln^2 \sigma_d\right) \frac{1}{2} (b_k^{1\Rightarrow 2} \text{ ou } a_k^{2\Rightarrow 1}) \\ M_{q,t+\Delta t}^R &= M_{0,t}^D \bar{r}_1^q \exp\left(\frac{q^2}{2} \ln^2 \sigma_d\right) \frac{1}{2} (b_q^{1\Rightarrow 2} \text{ ou } a_q^{2\Rightarrow 1}) \end{aligned} \quad (6.50)$$

Ce qui nous permet d'avoir :

$$\bar{r}_{r,t+\Delta t} = \bar{r}_{d,t} \exp\left(\frac{k+q}{2} (\ln^2 \sigma_d - \ln^2 \sigma_r)\right) \left(\frac{(b_q^{1\Rightarrow 2} \text{ ou } a_q^{2\Rightarrow 1})}{(b_k^{1\Rightarrow 2} \text{ ou } a_k^{2\Rightarrow 1})}\right)^{-1/(k-q)} \quad (6.51)$$

et

$$N_{r,t+\Delta t} = \frac{N_{d,t}}{2} \exp\left(\frac{-kq}{2} (\ln^2 \sigma_d - \ln^2 \sigma_r)\right) \frac{(b_q^{1\Rightarrow 2} \text{ ou } a_q^{2\Rightarrow 1})^{k/(k-q)}}{(b_k^{1\Rightarrow 2} \text{ ou } a_k^{2\Rightarrow 1})^{q/(k-q)}} \quad (6.52)$$

Dans l'optique de lisser temporellement le transfert des gouttelettes d'un mode vers un autre, nous avons défini les seuils suivants :

- Pour le mode-merging mode 1  $\rightarrow$  mode 2 : le rayon correspondant au 9ème décile de la distribution du mode 1 est supérieur à  $r_{edge}$
- Pour le mode-merging mode 2  $\rightarrow$  mode 1 : le rayon correspondant au 1er décile de la distribution du mode 2 est inférieur à  $r_{edge}$

La figure 6.5 montre un exemple du fonctionnement de ce mode-merging. Une distribution initiale est définie comme un mode 1 avec un rayon médian ( $r_1 = 0,575 \mu\text{m}$ ) égal au rayon seuil ( $r_{edge} = r_1 = 0,575 \mu\text{m}$ ). Le mode merging produit deux nouvelles distributions de gouttelettes de mode 1 et de mode 2 à partir de la distribution initiale. Le mode 1 est créé avec un rayon médian inférieur au rayon seuil ( $\bar{r}_{1,final} = 0,35 \mu\text{m}$ ). Le mode 2 apparaît avec un rayon supérieur au mode initial ( $\bar{r}_{2,final} = 1,15 \mu\text{m}$ ). Le processus de mode merging décrivant seulement le passage de gouttelettes d'un mode vers l'autre, cela signifie que le processus conserve les moments d'ordre 0 et 3.

## 6.9 Sédimentation des gouttelettes

Nous avons développé un calcul de sédimentation qui traite de façon différente le moment d'ordre 0 et le moment d'ordre 3. Il s'agit d'une nouveauté par rapport à [Guilbon \(2018\)](#) et [Määttänen et al. \(2023\)](#). Cette nouvelle méthode est basée sur [Stolzenbach et al. \(2023\)](#) et est adaptée pour MAD-VenLa. Cette nouvelle méthode va permettre de calculer séparément

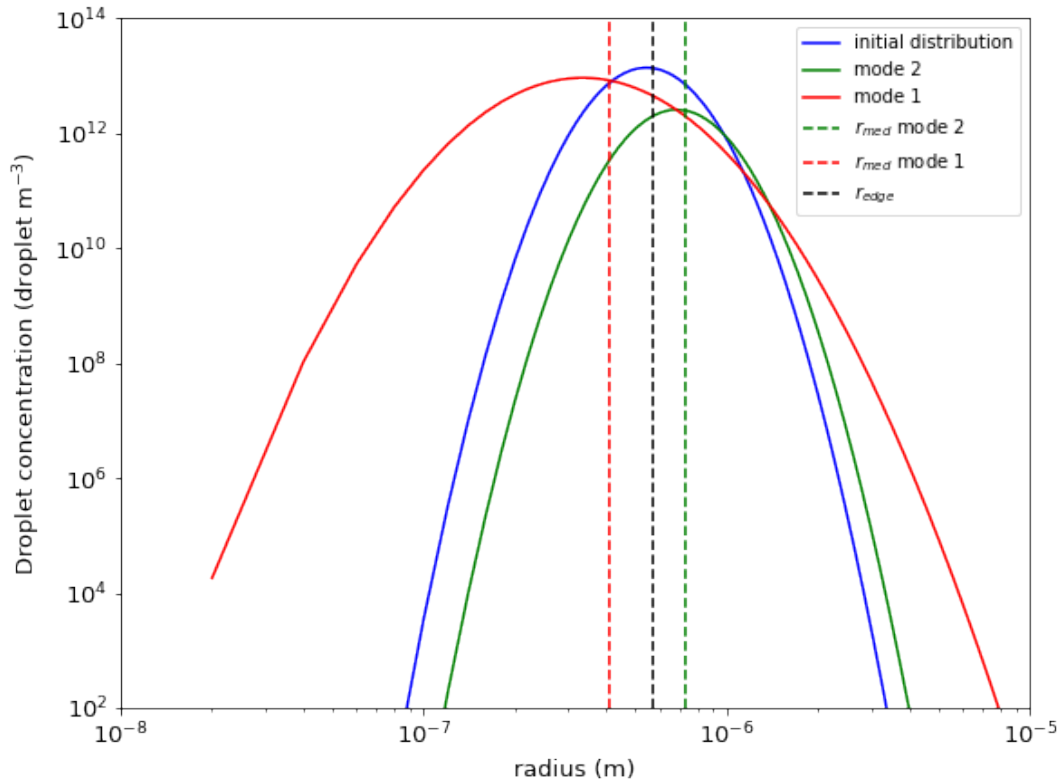


Figure 6.5 : Exemple de fonctionnement du mode-merging. On débute avec une distribution (en bleu) dont le rayon médian est égal au rayon seuil ( $r_{edge}$ ). Deux nouvelles distributions sont créées, un mode 1 (en rouge) avec un rayon médian ( $r_{med}$  mode 1, en pointillé rouge) égal à  $0,4 \mu\text{m}$ , et un mode 2 (en vert) avec un rayon médian ( $r_{med}$  mode 2, en pointillé vert) égal à  $0,73 \mu\text{m}$ .

les flux du moment d'ordre 0 ( $M_{0,k}$ ) et du moment d'ordre 3 ( $M_{3,k}$ ) en tenant compte de l'ensemble de la distribution en taille des rayons des deux modes de gouttelettes.

On exprime le flux de sédimentation  $F_{s,k}$  (en  $\text{m}^{-k}\text{s}^{-1}$ ) d'un moment d'ordre  $k$  comme :

$$F_{s,k} = \int_0^{\infty} v(r)r^k n(r) dr \quad (6.53)$$

En combinant l'équation 6.53 et la vitesse de Stokes (eq. 5.31), on obtient alors :

$$F_{s,k} = \frac{2g}{9\eta} \int_0^{\infty} \left( r^{k+2} + 1, 246r^{k+1}\lambda + 0, 42r^{k+1}\lambda \exp\left(-0, 87\frac{r}{\lambda}\right) \right) n(r) dr \quad (6.54)$$

On décompose l'intégrale de l'équation 6.54 en une somme composée de :

$$\begin{aligned}
\int_0^\infty r^{k+2} n(R) dr &= m_{k+2} \\
\int_0^\infty 1,246 \lambda r^{k+1} n(R) dr &= 1,246 \lambda m_{k+1} \\
\int_0^\infty 0,42 \lambda r^{k+1} \exp\left(-0.87 \frac{r}{\lambda}\right) n(r) dr &= \text{Non résolvable}
\end{aligned} \tag{6.55}$$

Le terme exponentiel du troisième terme nous empêche de résoudre l'équation du flux de sédimentation. Nous passons donc par un développement de Taylor à l'ordre 3 de ce terme exponentiel. L'expression est la suivante :

$$\begin{aligned}
\exp(-cr) &\approx \exp(-cr^*) - c \exp(-cr^*)(r - r^*) \\
&\quad + \frac{c^2}{2} \exp(-cr^*)(r - r^*)^2 \\
&\quad - \frac{c^3}{6} \exp(-cr^*)(r - r^*)^3 \\
&\quad + o((r - r^*)^4)
\end{aligned} \tag{6.56}$$

Avec  $c = 0.87/\lambda_g$  ( $\lambda_g$  étant le libre parcours moyen en mètre) et  $r^*$  le rayon autour duquel le développement limité est effectué. En suivant la méthode de [Stolzenbach et al. \(2023\)](#), nous définissons un nombre de Knudsen caractéristique de notre distribution ( $\text{Kn}_0$ ) :

$$\text{Kn}_0 = \frac{\lambda}{r_{\text{modal}0}} = \frac{\lambda}{\bar{r} \exp(-\ln^2 \sigma_g)} \tag{6.57}$$

Avec  $r_{\text{modal}0}$  le rayon modal d'ordre 0, ou le rayon le plus fréquent de la distribution. On peut définir le rayon modal d'ordre  $k$   $r_{\text{modal}k}$  comme

$$r_{\text{modal}k} = \bar{r} \exp(-k \ln^2 \sigma_g) \tag{6.58}$$

C'est en fonction de  $\text{Kn}_0$  que l'on réalise le choix de  $r^*$ ,

- Pour le moment d'ordre 3 :
  - Si  $\text{Kn}_0 < 10 \rightarrow r^* = r_{\text{modal}5}$
  - Si  $\text{Kn}_0 > 10 \rightarrow r^* = r_{\text{modal}4}$
- Pour le moment d'ordre 0 :
  - Si  $\text{Kn}_0 < 2 \rightarrow r^* = r_{\text{modal}2}$
  - Si  $\text{Kn}_0 > 2 \rightarrow r^* = r_{\text{modal}1}$

Les choix concernant  $r^*$  sont décrits dans l'annexe A.

On exprime donc le produit à partir de l'équation 6.53 :  $v(r)r^k$  avec  $a = 1,246 \cdot \lambda$ ,  $b = 0,42 \cdot \lambda$  et  $c = 0.87\lambda$  :

$$v_{st}(R)R^k = C_{st} \cdot (R^{k+2} + aR^{k+1} + R^{k+1}b \exp(-cR)) \quad (6.59)$$

En ajoutant le développement limité du terme  $\exp(-cR)$  (6.56), on obtient :

$$\begin{aligned} v_{st}(R)R^k \approx C_{st} \cdot [ & R^{k+2} + aR^{k+1} + R^{k+1}b \exp(-cR^*) \\ & - bR^{k+1}c \exp(-cR^*)(R - R^*) \\ & + bR^{k+1} \frac{c^2}{2} \exp(-cR^*)(R - R^*)^2 \\ & - bR^{k+1} \frac{c^3}{6} \exp(-cR^*)(R - R^*)^3] \end{aligned} \quad (6.60)$$

On peut alors développer l'équation 6.60, ce qui nous permet d'obtenir :

$$\begin{aligned} v_{st}(R)R^k \approx C_{st} \cdot [ & R^{2+k} + aR^{1+k} + R^{1+k}b \exp(-cR^*) \\ & - bR^{1+k}c \exp(-cR^*)R \\ & + bR^{1+k}c \exp(-cR^*)R^* \\ & + bR^{1+k} \frac{c^2}{2} \exp(-cR^*)R^2 \\ & - bR^{1+k} \frac{c^2}{2} \exp(-cR^*) \cdot 2RR^* \\ & + bR^{1+k} \frac{c^2}{2} \exp(-cR^*)R^{*2} \\ & - bR^{1+k} \frac{c^3}{6} \exp(-cR^*)R^3 \\ & + bR^{1+k} \frac{c^3}{6} \exp(-cR^*) \cdot 3R^2R^* \\ & - bR^{1+k} \frac{c^3}{6} \exp(-cR^*) \cdot 3RR^{*2} \\ & + bR^{1+k} \frac{c^3}{6} \exp(-cR^*)R^{*3}] \end{aligned} \quad (6.61)$$

En développant les différents termes, on obtient alors :

$$\begin{aligned}
 v_{st}(R) R^k \approx C_{st} \cdot & \left[ R^{1+k} \cdot \underbrace{\left( a + b \exp(-cR^*) \left( 1 + cR^* + \frac{c^2}{2} R^{*2} + \frac{c^3}{6} R^{*3} \right) \right)}_{\text{Coefficient } A_1} \right. \\
 & + R^{2+k} \cdot \underbrace{\left( 1 - b \exp(-cR^*) \left( c + c^2 R^* + \frac{c^3}{2} R^{*2} \right) \right)}_{\text{Coefficient } A_2} \\
 & + R^{3+k} \cdot \underbrace{\left( b \exp(-cR^*) \left( \frac{c^2}{2} + \frac{c^3}{2} R^* \right) \right)}_{\text{Coefficient } A_3} \\
 & \left. + R^{4+k} \cdot \underbrace{\left( -b \exp(-cR^*) \left( \frac{c^3}{6} \right) \right)}_{\text{Coefficient } A_4} \right]
 \end{aligned} \tag{6.62}$$

Ce qui permet finalement d'écrire :

$$v_{st}(R) R^k \approx \frac{2g}{9\eta} \cdot \sum_{i=1}^4 A_i R^{i+k} \tag{6.63}$$

On injecte alors l'équation 6.63 dans l'équation du flux de moment 6.53, ce qui donne :

$$\begin{aligned}
 F_{s,k} & \approx \frac{2g}{9\eta} \sum_{i=1}^4 A_i \int_0^\infty R^{i+k} n(r) dR \\
 & \approx \frac{2g}{9\eta} \sum_{i=1}^4 A_i m_{i+k} \\
 & \approx \frac{2g}{9\eta} N \sum_{i=1}^4 A_i \bar{R}^{i+k} \exp\left(\frac{1}{2}(i+k)^2 \ln^2 \sigma\right)
 \end{aligned} \tag{6.64}$$

On peut maintenant calculer les flux de sédimentations des moments d'ordre 0 et 3 en remplaçant k dans l'équation 6.64. Ce qui nous permet d'obtenir les deux équations suivantes :

$$\begin{aligned}
 F_{M0} & \approx \frac{2g}{9\eta} N \sum_{i=1}^4 A_i \bar{R}^i \exp\left(\frac{1}{2}(i)^2 \ln^2 \sigma\right) \\
 F_{M3} & \approx \frac{2g}{9\eta} N \sum_{i=1}^4 A_i \bar{R}^{i+3} \exp\left(\frac{1}{2}(i+3)^2 \ln^2 \sigma\right)
 \end{aligned} \tag{6.65}$$

La dernière étape est de calculer le bilan dans chacune des cases du modèle et pour chacun des moments. On l'exprime de manière générale comme :

$$dM_k|_{\text{à l'altitude } i} = \underbrace{F_{Mk}|_{\text{à l'altitude } i+1}}_{\text{Ce qui vient d'au-dessus}} - \underbrace{F_{Mk}|_{\text{à l'altitude } i}}_{\text{Ce qui pars en dessous}} \quad (6.66)$$

Ce schéma de sédimentation conserve exactement le volume et donc la masse des gouttelettes totale dans la colonne. La sédimentation est calculée séparément par le modèle pour les modes 1 et 2 et pour les aérosols.

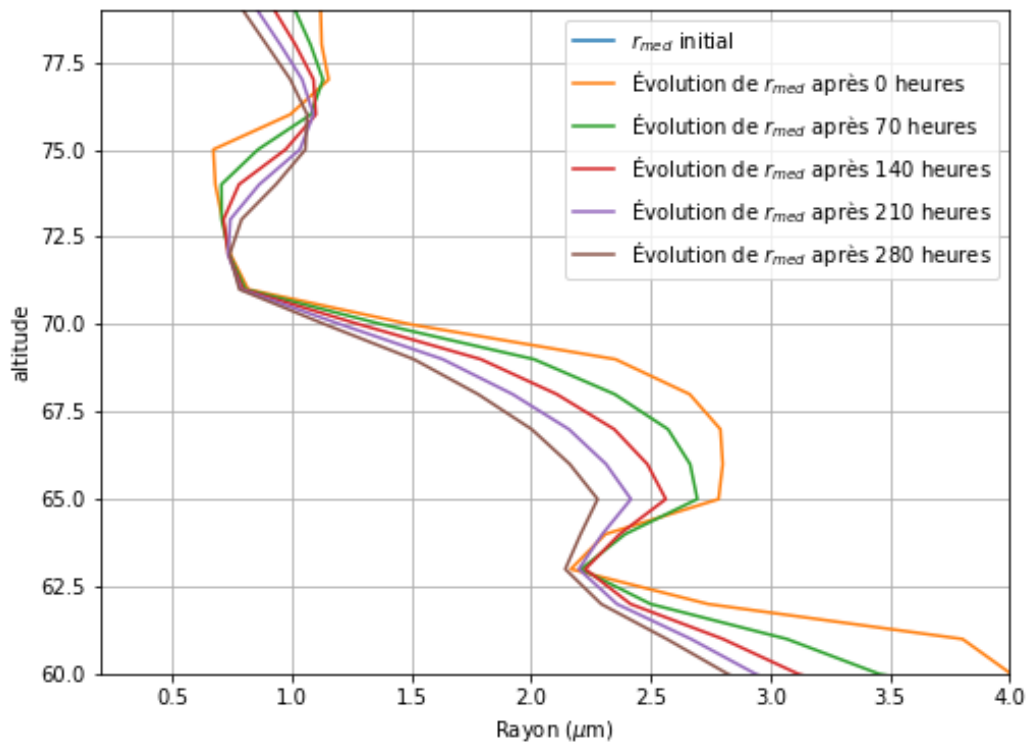


Figure 6.6 : Évolution du rayon médian  $r_{med}$  sous l'effet de la sédimentation. On part d'un profil initial de gouttelettes qu'on laisse progressivement sédimenter.

Dans la figure 6.6, on vérifie le bon fonctionnement de la sédimentation en faisant sédimenter une distribution d'un mode unique. Globalement le rayon des gouttelettes décroît sur toute la colonne au cours de la simulation. La seule exception se situe dans la zone 73-76 km d'altitude, où initialement le rayon était le plus faible. Cette zone est alimentée par des gouttelettes plus grandes venues de plus haut dans l'atmosphère. On observe qu'après 280 heures de simulation, les maximum et minimum dans le profil ont été lissés par la sédimentation. On observe que dans les couches les plus hautes de l'atmosphère, le rayon de la distribution diminue, la sédimentation fonctionne efficacement. C'est un comportement attendu de la sédimentation, car nous nous trouvons dans une zone où la densité d'air est trop faible pour maintenir des gouttelettes en suspension dans l'atmosphère. Elles finissent toutes par sédimenter. Lorsque l'altitude diminue, la densité d'air et la viscosité augmentent,

rendant plus difficile la sédimentation des petites gouttelettes. Cela forme un tri granulométrique des gouttelettes selon l'altitude, les grosses gouttelettes sédimentant plus rapidement que les petites. La sédimentation pourrait théoriquement amener les gouttelettes jusqu'à la surface, mais les vitesses diminuent avec l'altitude et la température augmente. La phase liquide ne peut pas être maintenue, et les gouttelettes finissent invariablement par s'évaporer.

## **6.10 Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons décrit l'ensemble des processus qui composent MAD-VenLa. Nous avons vu les mises à jour de la condensation / évaporation, du mode-merging et de la sédimentation. Il est maintenant nécessaire de confronter MAD-VenLa à d'autres modèles de la microphysique vénusienne ainsi qu'aux observations.



---

## SIMULATIONS 1D : VÉRIFICATIONS DES PROCESSUS ET COMPARAISONS AVEC DES MODÈLES DE RÉFÉRENCE

---

7.1	Conditions initiales . . . . .	142
7.1.1	Profil de température . . . . .	142
7.1.2	Profil de diffusion turbulente . . . . .	143
7.1.3	Profils initiaux des espèces en phase vapeur . . . . .	143
7.1.4	Taux de production et de destruction chimique . . . . .	143
7.2	Vérification des processus de MAD-VenLa . . . . .	144
7.2.1	Le processus de nucléations homogène et hétérogène . . .	144
7.2.2	Le processus de condensation et d'évaporation . . . . .	147
7.2.3	Le processus de coagulation . . . . .	150
7.2.4	Le processus de sédimentation . . . . .	155
7.3	Comparaisons avec les modèles publiés de microphysique et aux observations . . . . .	160
7.3.1	Les différences entre les modèles de <a href="#">McGouldrick and Barth (2023)</a> , <a href="#">Karyu et al. (2025)</a> , et MAD-VenLa . . . . .	160
7.3.2	Profils de masse du nuage vénusien . . . . .	161
7.3.3	Comparaisons des profils de rayons moyens . . . . .	162
7.3.4	Profils d'acidité . . . . .	166
7.3.5	H <sub>2</sub> O et H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> en phase gazeuse . . . . .	166
7.3.6	Conclusion . . . . .	169

---

Après avoir décrit en détail le fonctionnement de MAD-VenLA, ce chapitre présente ses résultats dans sa version couplée avec la version 1D du Venus PCM. Nous allons dans un premier temps tester et discuter du comportement des différents processus microphysiques 0D et 1D. Dans un second temps, nous allons réaliser une comparaison en une dimension de MAD-VenLA avec d'autres modèles microphysiques publiés en plus des observations de Pioneer Venus et de Venus Express.

## 7.1 Conditions initiales

Que ce soit pour la première partie du test de chacun des processus microphysiques ou pour la comparaison avec les modèles et les observations de Pioneer Venus, l'ensemble des simulations repose sur un certain nombre d'hypothèses concernant la température, le mélange turbulent ou la chimie.

### 7.1.1 Profil de température

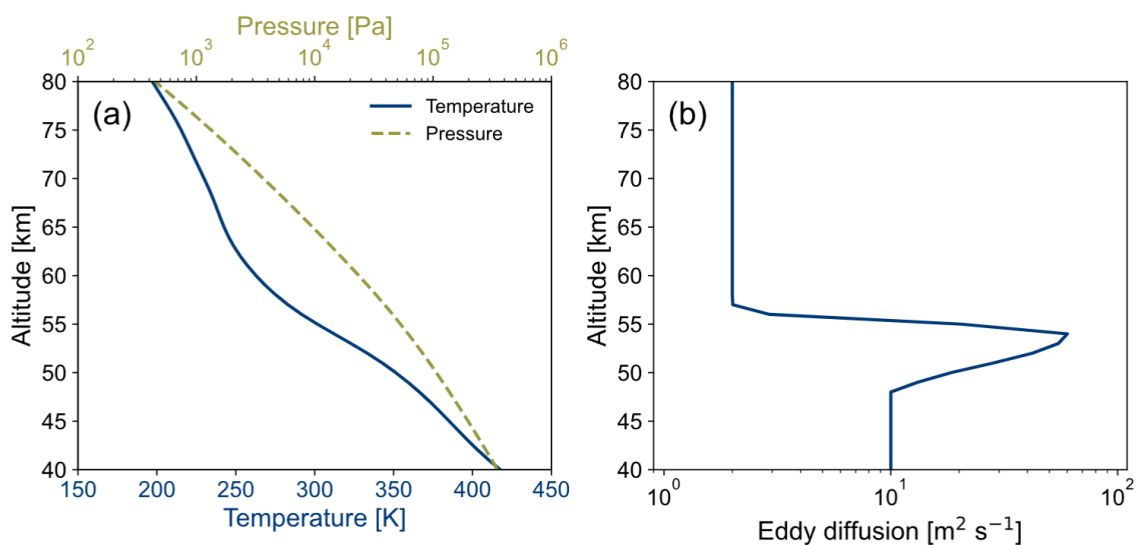


Figure 7.1 : (a) Profil de température (ligne bleue) et pression (ligne jaune pointillée) provenant des profils VIRA (Seiff et al., 1985). (b) Profil du coefficient de diffusion turbulente de McGouldrick and Barth (2023). (Figure tirée de Karyu et al. (2025))

Concernant la température, nous utilisons le profil utilisé par Karyu et al. (2025), qui correspond à l'un des cas de McGouldrick and Barth (2023). Il s'agit d'un profil VIRA (Venus International Reference Atmosphere) pour l'atmosphère aux moyennes latitudes (Seiff et al., 1985) (figure 7.1). Les profils de pression et de température restent constants au cours de la simulation.

### 7.1.2 Profil de diffusion turbulente

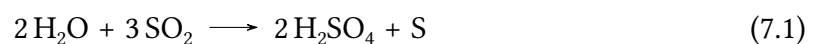
Historiquement, le profil de diffusion turbulente est l'un des paramètres les moins bien contraints concernant la modélisation de la microphysique, alors même qu'il s'agit d'un paramètre important dans la bonne représentation du nuage haut, comme l'a montré [Karyu et al. \(2024\)](#). Dans le cadre de ces simulations, nous utilisons le même profil que [Karyu et al. \(2025\)](#) et [McGouldrick and Barth \(2023\)](#), basé sur les travaux de [James et al. \(1997\)](#) (figure 7.1).

### 7.1.3 Profils initiaux des espèces en phase vapeur

Concernant les distributions initiales de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  et de  $\text{H}_2\text{O}$ , on considère que l'ensemble de ces espèces est contenu dans la phase gazeuse, autrement dit, on entame nos simulations sans aucune phase liquide. On considère l'intervalle d'altitude : 40-85 km. On définit les conditions aux limites comme suit : à la limite inférieure, on fixe les phases gazeuses avec : 10 ppmv de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  et 30 ppmv de  $\text{H}_2\text{O}$  ([McGouldrick and Barth, 2023](#)). La limite inférieure agit comme une source de vapeur et un puits à gouttelettes. Les concentrations de liquides sont fixées à 0. À la limite supérieure, toutes les concentrations des phases liquides comme gazeuses sont fixées à 0 ([McGouldrick and Barth, 2023](#)). La limite supérieure agit comme un puits à vapeur et à liquide.

### 7.1.4 Taux de production et de destruction chimique

Pour l'ensemble des simulations réalisées dans cette partie, la chimie des espèces condensables est simplifiée. En suivant l'approche adoptée par [Karyu et al. \(2025\)](#) et [McGouldrick and Barth \(2023\)](#), nous considérons uniquement un profil de production de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  et de  $\text{H}_2\text{O}$ . La production de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  suit le profil de la figure 7.2. Il s'agit d'une distribution gaussienne avec une production totale de  $6 \times 10^{15} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , dont le maximum est atteint à 61 km d'altitude et avec une largeur à mi-hauteur de 2 km (basé sur ([McGouldrick and Barth, 2023](#); [Gao et al., 2014](#))). Quant à  $\text{H}_2\text{SO}_4$ , son taux de destruction est égal au taux de production de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  ( $\frac{d\text{H}_2\text{O}}{dt} = -\frac{d\text{H}_2\text{SO}_4}{dt}$ ). Ces taux de production et de destruction sont basés sur la réaction nette suivante ([Hashimoto and Abe, 2001](#)) :



Un autre paramètre important concerne la production des aérosols (précurseurs des noyaux de condensation des gouttelettes). Nous suivons encore une fois le profil de production de [McGouldrick and Barth \(2023\)](#). Il s'agit d'un profil gaussien avec la même altitude maximum que la production de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  et un taux de production total de  $10^{10} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

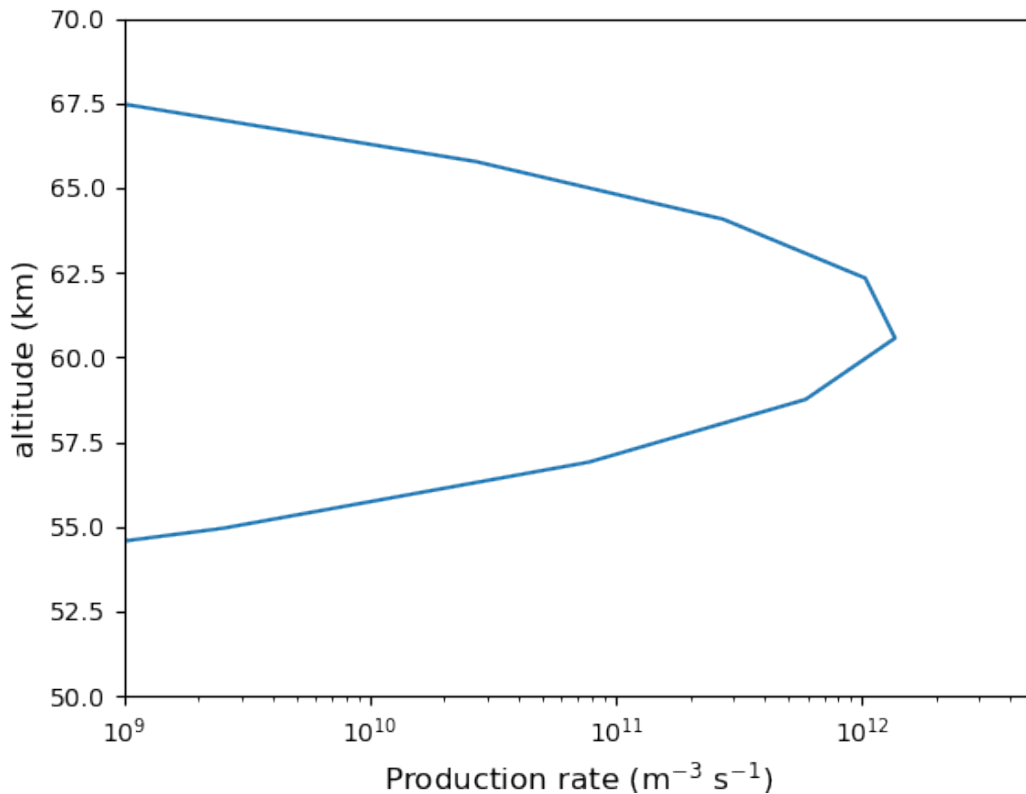


Figure 7.2 : Profil de production de H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> basé sur [McGouldrick and Barth \(2023\)](#) et interpolé sur la grille verticale du Venus PCM

## 7.2 Vérification des processus de MAD-VenLa

Dans cette première partie, nous réalisons des courtes simulations pour observer le comportement de chacun des processus qui composent MAD-VenLa. Nous étudions la première journée vénusienne (les premiers 116 jours terrestres ou 2800 heures terrestres), où les comportements des différents processus sont les plus visibles. Cela signifie également que le modèle n'atteindra pas d'état stationnaire, on ne pourra donc pas réaliser de comparaison avec les observations. Des simulations plus longues seront comparées en seconde partie de ce chapitre.

Pour effectuer cette comparaison, nous partons d'une situation où l'ensemble de nos espèces condensables (H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> et H<sub>2</sub>O) est contenu dans la phase gazeuse. Cela nous permet donc d'évaluer l'effet de chacun des processus physiques de la microphysique.

### 7.2.1 Le processus de nucléations homogène et hétérogène

Les premiers processus à l'œuvre pour faire apparaître de nouveaux nuages sont les nucléations homogène et hétérogène. Comme nous l'avons discuté dans la partie 7.1.4, nous avons défini un taux de production d'aérosols. Ces aérosols permettent le développement

de gouttelettes via la nucléation hétérogène. Ce premier cas d'étude servira de cas de référence pour observer l'effet du processus de condensation et d'évaporation et du processus de coagulation par la suite. Dans cette simulation, nous activons les processus de nucléation et nous désactivons l'ensemble des autres processus microphysiques, qu'ils soient 0D ou 1D.

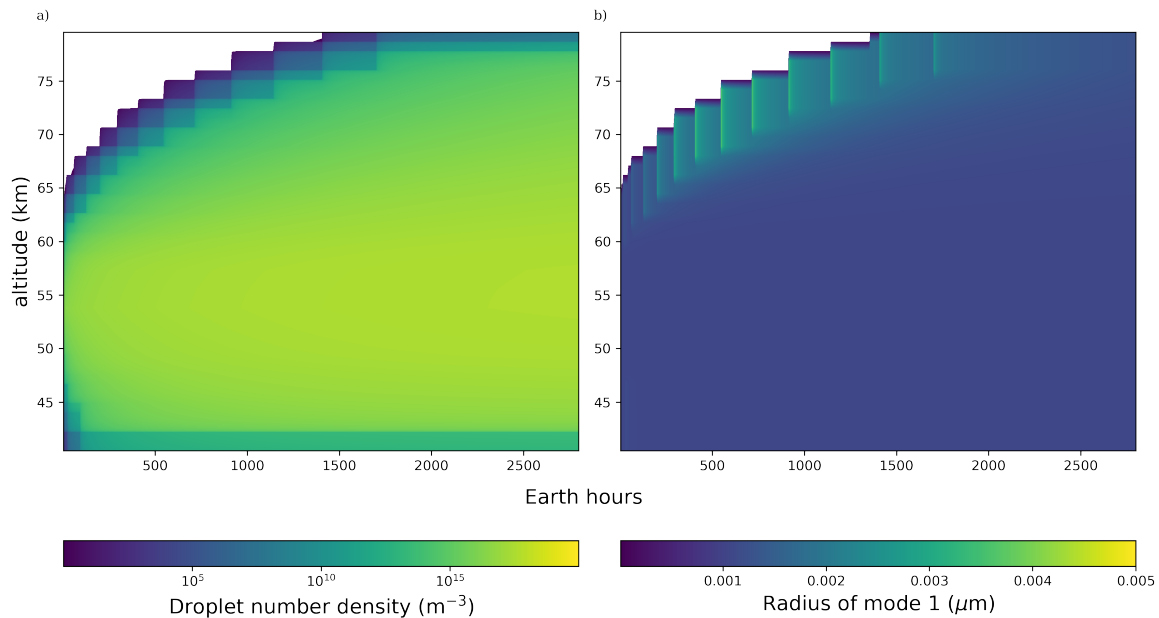


Figure 7.3 : (a) Évolution temporelle de la concentration de gouttelettes (gouttelettes  $m^{-3}$  en fonction de l'altitude) lorsque seule la nucléation est considérée par le modèle. (b) Évolution temporelle du rayon moyen du mode 1 ( $\mu m$ ) avec la nucléation activée.

Du point de vue de la densité des gouttelettes, on observe dans la figure 7.3, que les premières gouttelettes se forment dès les premières minutes, puis leur nombre augmente tout le long de la simulation pour atteindre près de  $2 \times 10^{17}$  gouttelettes  $m^{-3}$  après 2800 h. On observe que le nombre total de gouttelettes augmente plus rapidement que le nombre de noyaux de condensation. Cela s'exprime dans la figure 7.3b, le rayon moyen des gouttelettes qui apparaissent est proche de 1 nm qui correspond au rayon de nucléation homogène des gouttelettes. La figure 7.4 représente la fraction de gouttelettes qui possèdent des noyaux de condensation. On remarque dans cette figure un comportement sous forme de frange dans la partie plus haute de l'atmosphère, il s'agit d'épisodes de nucléation ponctuels lorsque les molécules de  $H_2SO_4$  s'accumulent et sont transportées plus haut dans l'atmosphère par le mélange turbulent. Ce comportement s'observe également à travers le rayon du mode 1 (Figure 7.3b), avec une augmentation du rayon moyen dans ces gouttelettes. En effet, dans MAD-VenLa, numériquement, les gouttelettes existent seulement si leur volume (ou le moment d'ordre 3  $M_3$ ) dépasse  $10^{-15} m^3 m^{-3}$  d'air. Dans le cas contraire, on met le volume à zéro. Au début de la simulation, le sommet du modèle est composé uniquement de vapeur. La nucléation homogène produit des gouttelettes, mais leur volume est insuffisant

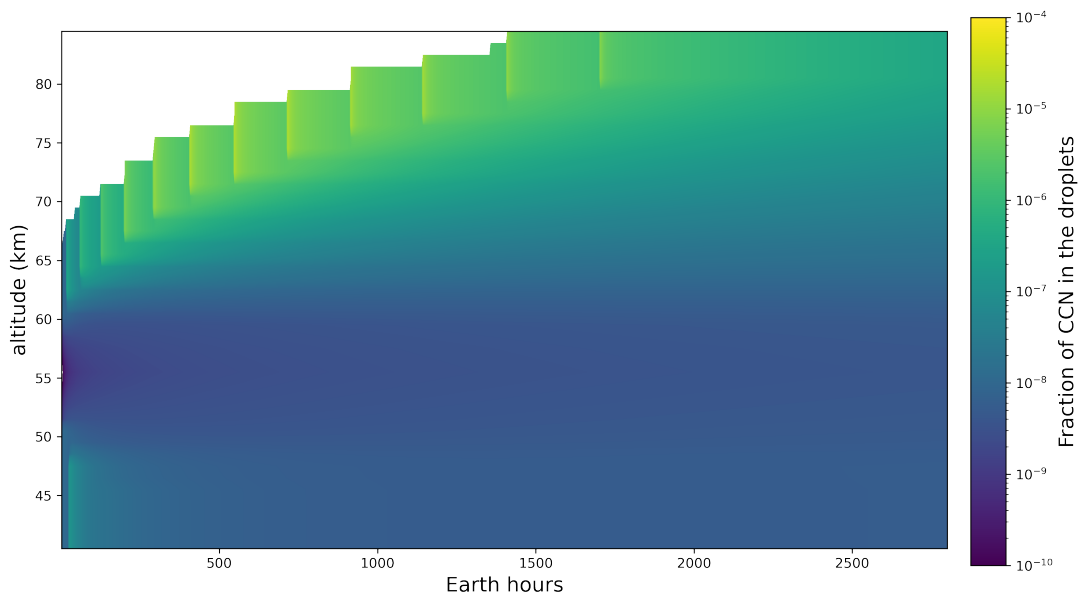


Figure 7.4 : Évolution temporelle de la fraction des gouttelettes possédant des noyaux de condensation en fonction de l'altitude lorsque seule la nucléation est considérée par le modèle.

pour dépasser la condition sur le volume, elles sont donc évaporées. Au fur et à mesure que la simulation progresse, le mélange turbulent transporte des aérosols vers le sommet du modèle. La nucléation hétérogène produit alors de nouvelles gouttelettes plus volumineuses qui dépassent le seuil de volume. Cela forme des épisodes ponctuels de nucléation dans la gamme 70-80 km d'altitude, les franges que nous observons.

L'augmentation plus rapide des gouttelettes sans CCN s'explique par la forte sursaturation initiale due aux conditions de vapeur. Ainsi, la nucléation hétérogène est limitée par le taux de production des aérosols alors que la nucléation homogène est limitée par l'abondance de  $\text{H}_2\text{SO}_4$ . On peut d'ailleurs observer que dans les premières heures de la simulation, le rapport de gouttelettes possédant des noyaux de condensation diminue jusqu'à atteindre  $1 \times 10^{-9}$  aux alentours de 60 km d'altitude, là où le taux de nucléation homogène est le plus fort.

En figure 7.5, le rapport de mélange de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  liquide contenu dans les gouttelettes présente la même évolution que le nombre de gouttelettes (Figure 7.3) et atteint l'ordre du ppmv après 2800 h aux alentours de 60 km d'altitude. En effet, aucun processus microphysique ne modifie le volume de liquide contenu dans les gouttelettes après leur formation. Les gouttelettes produites suivent toutes la même distribution en taille, on a alors une relation simple de proportionnalité entre le nombre de gouttelettes et le volume de liquide total dans le milieu.

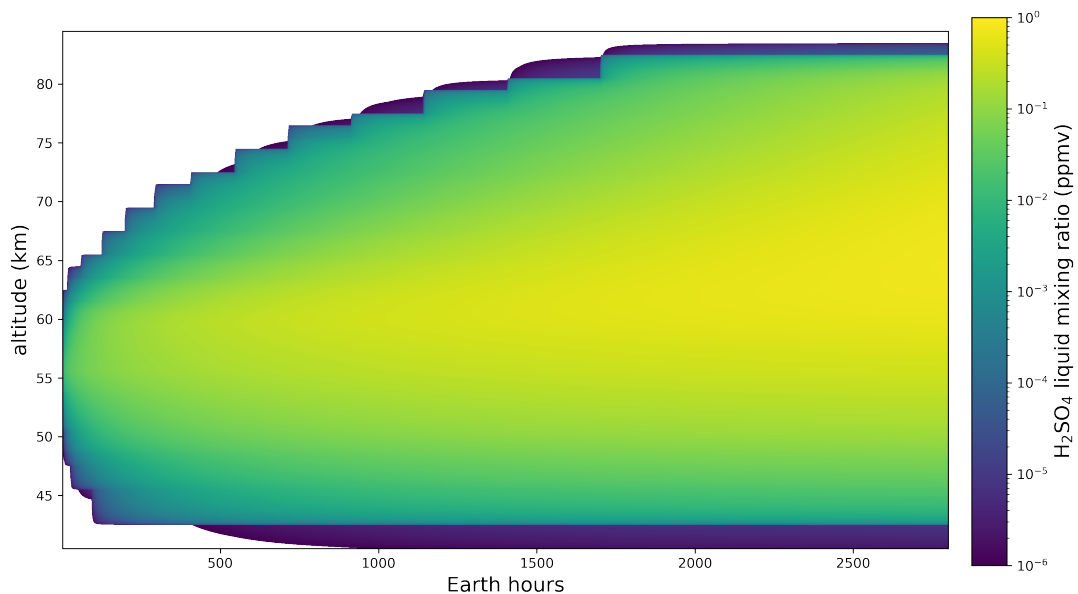


Figure 7.5 : Évolution temporelle du rapport de mélange de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  en phase liquide (ppmv) en fonction de l'altitude lorsque seule la nucléation est considérée.

## 7.2.2 Le processus de condensation et d'évaporation

L'un des principaux processus qui influe sur la vie des gouttelettes est le processus de condensation et d'évaporation. Il est rapide et entre en compétition avec la nucléation dans le prélèvement de vapeur dans le milieu. Pour étudier ce processus, nous réalisons une nouvelle simulation où l'on ajoute les processus de condensation et d'évaporation à la nucléation. Nous ferons des comparaisons avec le cas de la nucléation seule.

Dans la figure 7.6a, les gouttelettes de mode 1 apparaissent dans l'ensemble de la couche nuageuse dès le début de la simulation. Ce qui n'est pas le cas avec la nucléation seule (Figure 7.3) aux plus hautes altitudes. On observe également en figure 7.6a que la concentration de gouttelettes atteinte à la fin de la simulation tend vers  $10^{15}$  gouttelettes par  $\text{m}^3$ , soit 100 fois moins que dans le cas de la nucléation seule (Figure 7.7a). En effet, la condensation permet le changement de phase d'une partie de la vapeur pour faire grandir les gouttelettes, ce qui diminue le taux de sursaturation de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  et inhibe la nucléation.

Une augmentation de la concentration des gouttelettes est visible aux alentours de 50-55 km d'altitude après 500 heures de simulation. Cette augmentation du nombre de gouttelettes coïncide avec une diminution du rayon moyen du mode 1 qui diminue entre 60 et 65 km d'altitude (Figure 7.6b), il s'agit d'un épisode de nucléation. La figure 7.7b montre que le rapport de la concentration des noyaux de condensation entre la simulation considérant uniquement la condensation / évaporation et la simulation considérant uniquement la nucléation n'est que de 0,1 en moyenne. Cela veut dire que la concentration des noyaux de condensation n'a diminué que d'un facteur 10 là où l'ensemble des gouttelettes a diminué d'un facteur 100. En effet, la nucléation hétérogène nécessite des taux de sursaturation

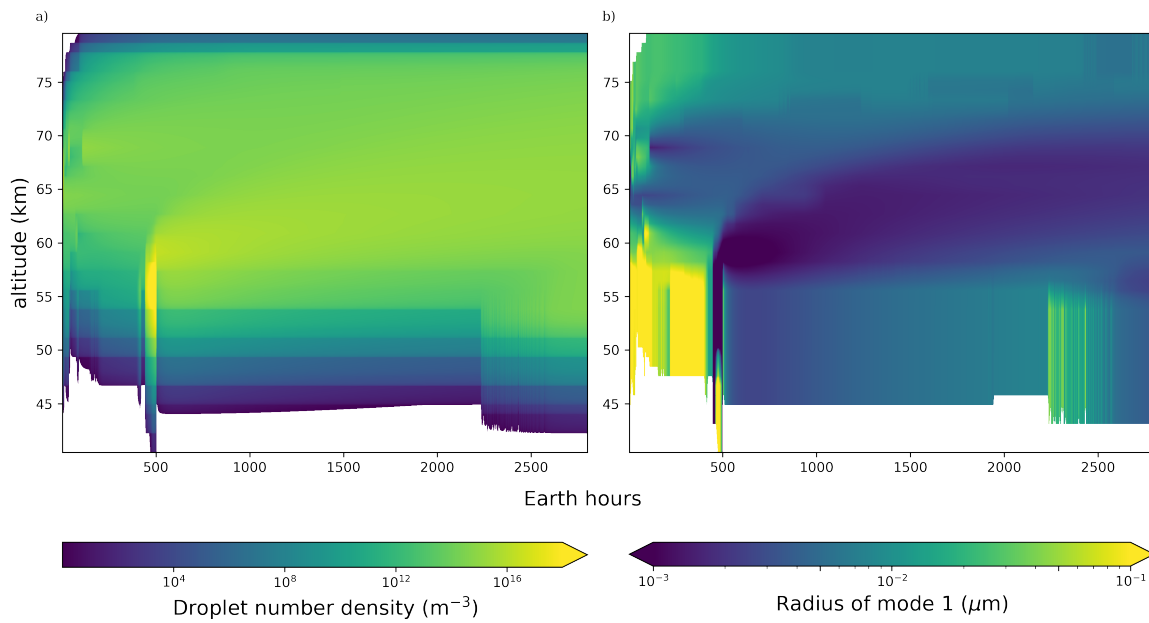


Figure 7.6 : (a) Évolution temporelle de la concentration de gouttelettes (gouttelettes  $\text{m}^{-3}$ ) de mode 1 en fonction de l'altitude lorsque seules la nucléation et la condensation / évaporation sont considérées. (b) Évolution temporelle du rayon moyen du mode 1 ( $\mu\text{m}$ ) lorsque la condensation / évaporation est activée.

plus faibles que la nucléation homogène (cf. section 5.2.4). La nucléation hétérogène est donc moins impactée que la nucléation homogène par la baisse du rapport de mélange des espèces condensables.

Cette augmentation de rayon se traduit par l'apparition, au cours de la simulation, de gouttelettes de mode 2 comme on peut le voir dans la figure 7.8a. Les gouttelettes de mode 2 se forment progressivement à mesure que  $\text{H}_2\text{SO}_4$  condense sur les gouttelettes de mode 1 et augmente leur rayon. Dans la figure 7.8b, on obtient des gouttelettes avec des rayons particulièrement importants au début de la simulation. En effet, dans les premières heures de la simulation, les profils initiaux de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  et de  $\text{H}_2\text{O}$  produisent une très forte sursaturation, les gouttelettes grandissent donc très vite et atteignent un rayon important (dépassant parfois les  $10 \mu\text{m}$ ). Au fur et à mesure que la simulation progresse, la condensation et la nucléation font diminuer le taux de sursaturation, ce qui inhibe la croissance des gouttelettes. Le rayon du mode 2 diminue avec l'apport de gouttelettes plus petites provenant du mode 1. On observe enfin dans la figure 7.8b qu'aux alentours de 50 km d'altitude, le rayon des gouttelettes de mode 2 augmente progressivement avec le temps, car le mélange turbulent enrichit le nuage bas en  $\text{H}_2\text{SO}_4$  provenant de la limite inférieure du modèle. Cela a pour conséquence d'augmenter le taux de saturation de l'atmosphère et de relancer le processus de condensation et donc de faire grandir les gouttelettes.

Dans la figure 7.9a présente le rapport de mélange de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  liquide contenu dans les nuages, et présente le rapport entre la simulation qui considère la nucléation seule et celle qui considère la nucléation et la condensation / évaporation. Plusieurs points ressortent

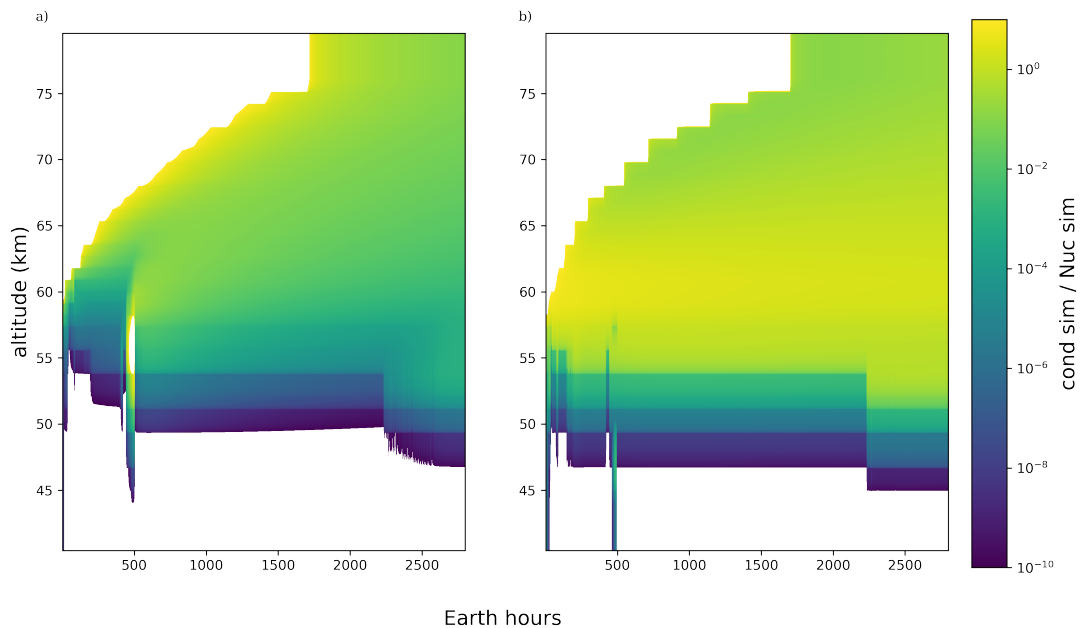


Figure 7.7 : (a) Rapport entre les concentrations de gouttelettes de mode 1 calculées par les simulations avec et sans condensation / évaporation. (b) Rapport entre les concentrations des noyaux de condensation contenus dans le mode 1 calculées par les simulations avec et sans condensation / évaporation.

de ces figures. Le premier concerne le rapport de mélange de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  liquide à la fin de la simulation ; celui-ci atteint l'ordre de 10 ppmv lorsque le processus de condensation / évaporation est activé (fig. 7.9a), alors qu'il n'atteint que l'ordre du ppmv quand le processus n'est pas activé. Le volume de liquide étant plus important que le cas de la nucléation seule de plusieurs ordres de grandeur, on peut en déduire que le processus de condensation / évaporation est plus efficace à consommer la vapeur. Le second point concerne la structure du nuage : En figure 7.9b, un volume non négligeable de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  (de l'ordre de 0,1 ppmv) apparaît dans la partie supérieure du nuage. En effet, là où la production de gouttelette par la nucléation était inhibée par le seuil de  $10^{-15} \text{ m}^3 \text{ m}^{-3}$  du volume des gouttelettes, le processus de condensation / évaporation fait instantanément grandir les gouttelettes. Elles peuvent donc atteindre le seuil de volume de  $10^{-15} \text{ m}^3 \text{ m}^{-3}$  et ne sont plus évaporées par le modèle.

Ainsi, en figure 7.10, la masse intégrée de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  liquide quand la condensation est activée est bien plus importante que dans le cas de la nucléation seule (atteignant  $1 \text{ kg m}^{-2}$  contre  $0.05 \text{ kg m}^{-2}$  pour la nucléation seule). Cela montre que la condensation est un processus efficace pour capter de la vapeur du milieu. On remarque aussi que l'évolution n'est pas linéaire, car elle est régie par des phases de réaction de la condensation / évaporation à des changements des propriétés du nuage (épisode de nucléation, condensation, ...).

En conclusion, ce test du processus de condensation / évaporation a montré que MAD-VenLa était capable de reproduire un comportement cohérent avec ce qui était attendu : une augmentation de la taille des gouttelettes via la consommation de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  et  $\text{H}_2\text{O}$ .

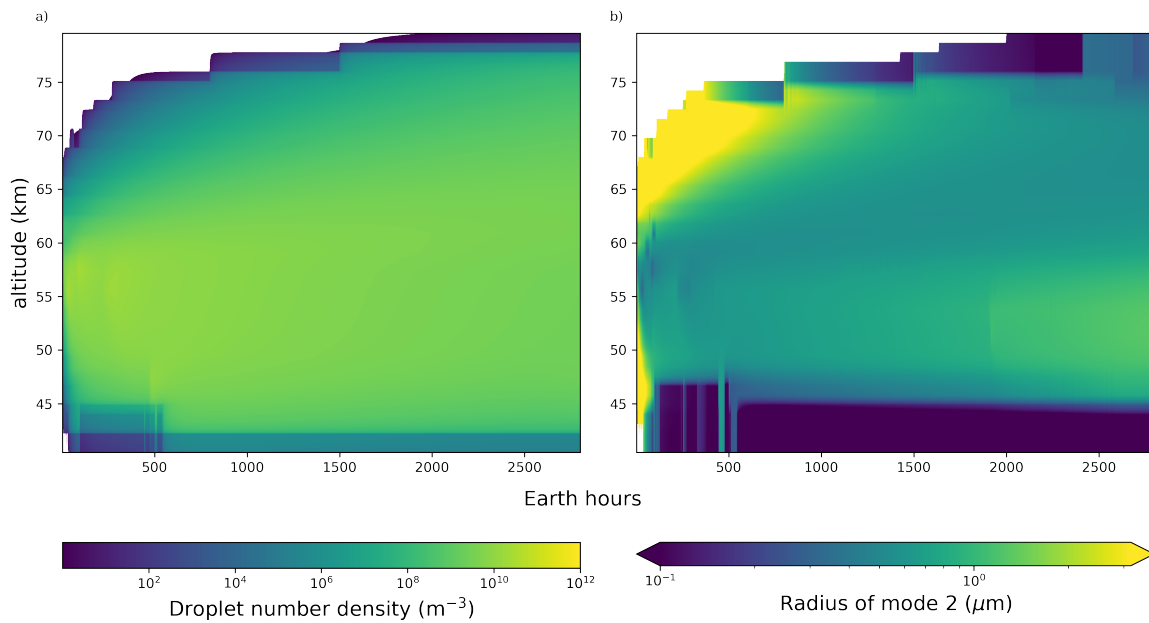


Figure 7.8 : (a) Évolution temporelle de la concentration de gouttelettes (gouttelettes  $m^{-3}$ ) de mode 2 en fonction de l'altitude lorsque seules la nucléation et la condensation / évaporation sont considérées par le modèle. (b) Évolution temporelle du rayon moyen du mode 2 ( $\mu m$ ) lorsque la condensation / évaporation est activée.

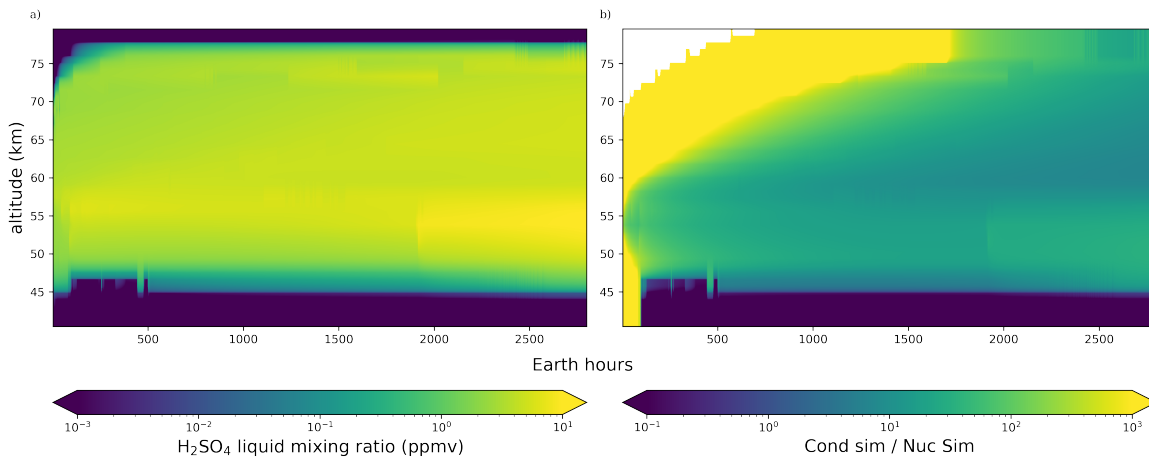


Figure 7.9 : (a) Évolution temporelle du rapport de mélange de  $H_2SO_4$  sous forme liquide (ppmv) en fonction de l'altitude lorsque seule la nucléation et la condensation / évaporation sont considérées par le modèle. (b) Évolution du rapport des rapports de mélange de  $H_2SO_4$  dans la simulation où seules sont considérées la nucléation et la condensation / évaporation par rapport à la simulation où la nucléation est considérée seule.

### 7.2.3 Le processus de coagulation

Nous allons maintenant étudier le processus de coagulation. Nous allons réaliser une simulation qui intègre uniquement la nucléation et la coagulation que nous allons comparer

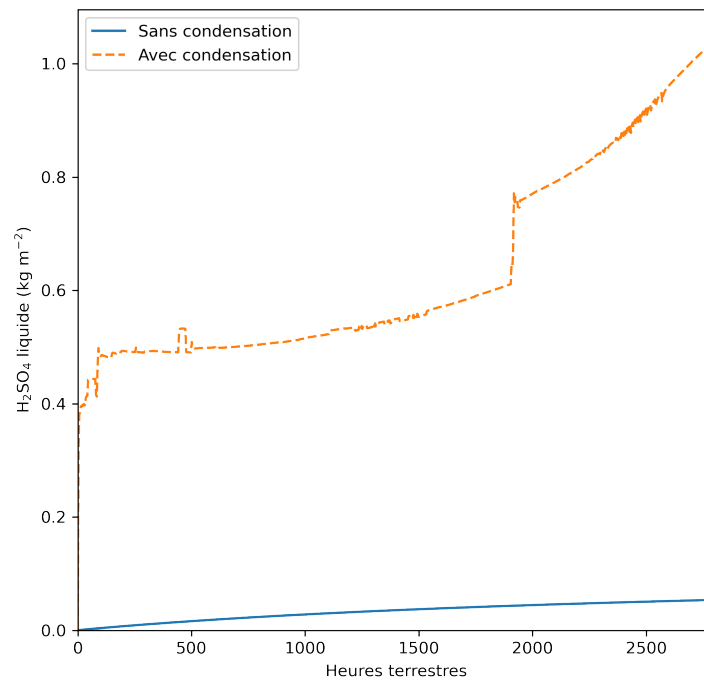


Figure 7.10 : Évolution temporelle de la masse de H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> liquide intégrée sur la colonne d'altitude (kg m<sup>-2</sup>). On compare une simulation où seule la nucléation (en bleu) est considérée à une simulation qui intègre la nucléation et la condensation (en orange).

à la simulation où l'on considère la nucléation seule.

La figure 7.11a montre la concentration des gouttelettes avec la coagulation d'activée. À la fin de la simulation, nous obtenons des valeurs maximales atteintes vers 55 km d'altitude de  $10^{13}$  gouttelettes m<sup>-3</sup>. Quand nous comparons avec la simulation avec la nucléation seule (Figure 7.12a), nous nous apercevons que le nombre de gouttelettes a diminué de plusieurs ordres de grandeur (jusqu'à un facteur  $10^6$ ) dans le nuage (sous les 70-75 km d'altitude). Au-dessus du nuage, cette baisse atteint un facteur  $10^{14}$ . La fraction de gouttelettes contenant des noyaux de condensation est également beaucoup plus grande que dans le cas de la nucléation seule. En effet, la nucléation homogène produit un très grand nombre de très petites gouttelettes ( $10^{-3}$  μm de rayon). Ce grand nombre de gouttelettes va rapidement diminuer par la coagulation. Lors d'une coagulation entre une gouttelette possédant un noyau de condensation et une gouttelette n'en contenant pas, le résultat sera une gouttelette plus grosse contenant un CCN. Ainsi, la population de gouttelettes devient progressivement contrôlée par les CCN.

Si on s'intéresse au rayon des gouttelettes obtenues, on constate en figure 7.11b que dans la quasi-totalité du nuage (hormis la zone à 55 km d'altitude), le rayon des gouttelettes tend vers 0,125 μm, ce qui correspond au rayon des gouttelettes possédant des CCN. Il s'agit du

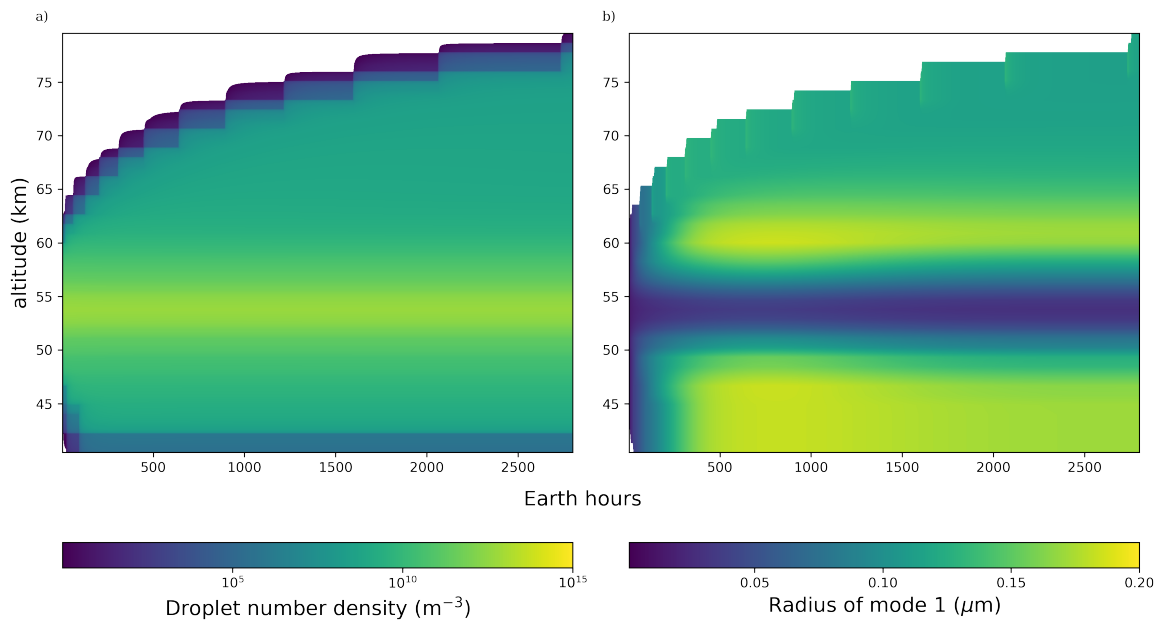


Figure 7.11 : (a) Évolution temporelle de la concentration de gouttelettes (gouttelettes  $m^{-3}$ ) de mode 1 en fonction de l'altitude lorsque seules la nucléation et la coagulation sont considérées par le modèle. (b) Évolution temporelle du rayon moyen du mode 1 ( $\mu m$ ) lorsque la coagulation est activée.

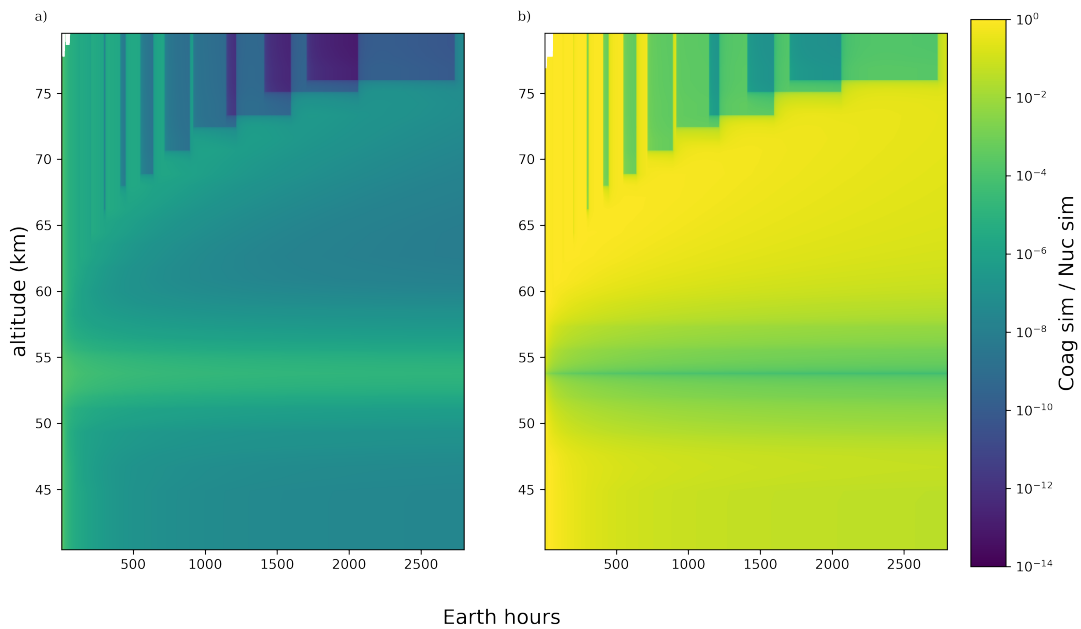


Figure 7.12 : (a) Rapport entre les concentrations de gouttelettes du mode 1 calculées par les simulations avec et sans coagulation. (b) Rapport entre les concentrations de noyaux de condensation dans le mode 1 calculées par les simulations avec et sans coagulation.

résultat du processus que nous avons décrit précédemment : l'apport de volume des goutte-

lettes produites par nucléation homogène est faible et modifie peu le rayon des gouttelettes formées par la nucléation hétérogène. Comme nous en discuterons ci-après, les gouttelettes qui continuent à grandir deviennent des gouttelettes de mode 2, ce qui empêche le rayon moyen du mode 1 de trop augmenter. Dans la zone aux alentours de 55 km d'altitude, ce sont les petites gouttelettes sans noyaux de nucléation qui dominent le mode 1 et possèdent un rayon plus faible aux alentours du nanomètre. Ce comportement particulier à 55 km d'altitude s'explique par le pic d'intensité du mélange turbulent à cette altitude (Figure 7.1). En effet, dans cette zone, le mélange turbulent piège les plus petites gouttelettes formées par nucléation homogène tandis que les gouttelettes plus grosses formées par nucléation hétérogène sont éjectées de la couche. Cela permet d'expliquer le surplus de gouttelettes sans noyaux de condensation et la perte de gouttelettes qui en contiennent dans cet intervalle d'altitude.

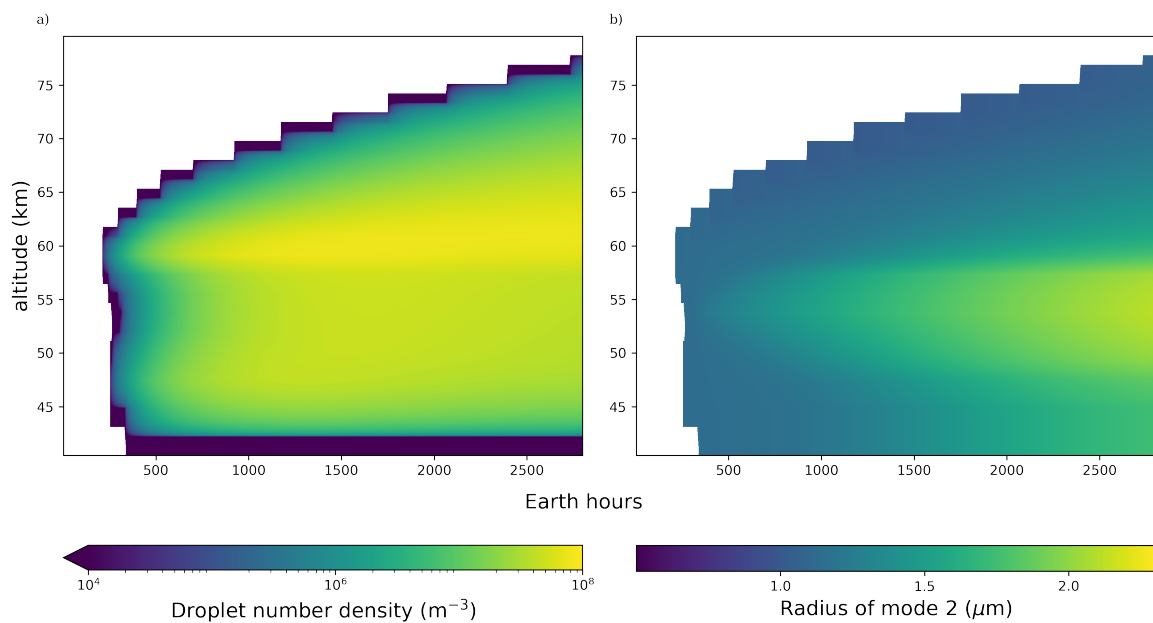


Figure 7.13 : (a) Évolution temporelle de la concentration de gouttelettes (gouttelettes  $\text{m}^{-3}$ ) de mode 2 en fonction de l'altitude lorsque seules la nucléation et la coagulation sont considérées par le modèle. (b) Évolution temporelle du rayon moyen du mode 2 ( $\mu\text{m}$ ) lorsque la coagulation est activée.

Si les gouttelettes de mode 1 formées par la nucléation grossissent suffisamment par coagulation, elles deviennent des gouttelettes de mode 2. La figure 7.13a présente leur distribution. Leur nombre est beaucoup plus faible (de l'ordre de  $10^8$  gouttelettes par  $\text{m}^3$ ) que celui du mode 1. En effet, le volume d'une gouttelette de mode 2 de  $1 \mu\text{m}$  de rayon correspond au volume de  $10^9$  gouttelettes formées par nucléation homogène, ce qui explique pourquoi le nombre de gouttelettes de mode 2 formées est bien plus faible que le nombre de gouttelettes de mode 1. Les gouttelettes de mode 2 grandissent également par coagulation. Dans la figure 7.13b qui représente l'évolution du rayon dans la simulation où la coagulation est

active, on observe qu'à 50-60 km le rayon des gouttelettes de mode 2 augmente progressivement pour atteindre 2  $\mu\text{m}$ . Il s'agit de la gamme d'altitude où le mélange turbulent est intense, ce qui favorise la coagulation.

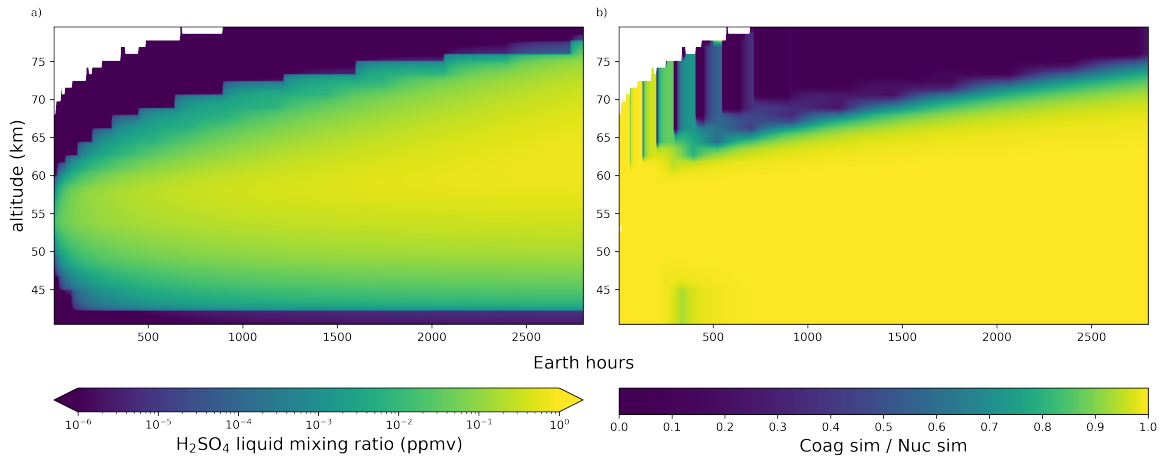


Figure 7.14 : (a) Évolution temporelle du rapport de mélange de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  sous forme liquide (ppmv) lorsque seules la nucléation et la coagulation sont considérées par le modèle. (b) Évolution du rapport des rapports de mélange de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  dans la simulation où seules sont considérées la nucléation et la coagulation par rapport à la simulation où la nucléation est considérée seule.

Dans un dernier temps, discutons du volume des gouttelettes. La figure 7.14a représente le rapport de mélange de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  liquide dans la simulation qui considère uniquement la nucléation et la coagulation. La figure 7.14b représente le rapport entre la simulation qui considère la coagulation et la nucléation et la simulation qui considère uniquement la nucléation. On observe qu'au-dessus de 65-70 km d'altitude, le rapport de mélange de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  liquide avec la coagulation activée diminue de plusieurs ordres de grandeur par rapport à la simulation qui ne considère que la nucléation (Figure 7.14b). En effet, les gouttelettes grossissent et sont moins nombreuses, ce qui rend le transport par le mélange turbulent moins efficace. Sous les 65-70 km d'altitude, nous atteignons environ 1 ppmv de  $\text{H}_2\text{SO}_4$ . On remarque que ce rapport de mélange est équivalent à la simulation qui ne comprend que la nucléation 7.14. La figure 7.15 montre l'évolution de la masse totale de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  au cours du temps. La masse est exactement la même dans la simulation où la coagulation est activée que dans la simulation où elle ne l'est pas. Nous avons montré dans la partie 6.7 que la coagulation doit conserver le volume et la masse des gouttelettes, ce qui est confirmé ici.

En conclusion, la coagulation apparaît comme un processus efficace, réduisant le nombre total de gouttelettes tout en conservant le volume total. Ce mécanisme permet la croissance des gouttelettes et leur passage éventuel du mode 1 au mode 2.

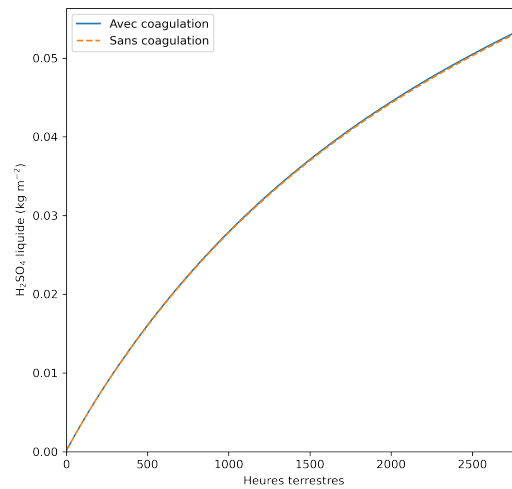


Figure 7.15 : Évolution temporelle de la masse de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  liquide intégrée sur la colonne d'altitude. On compare une simulation où seule est considérée la nucléation (en orange) à une simulation où sont considérées la nucléation et coagulation (en bleu).

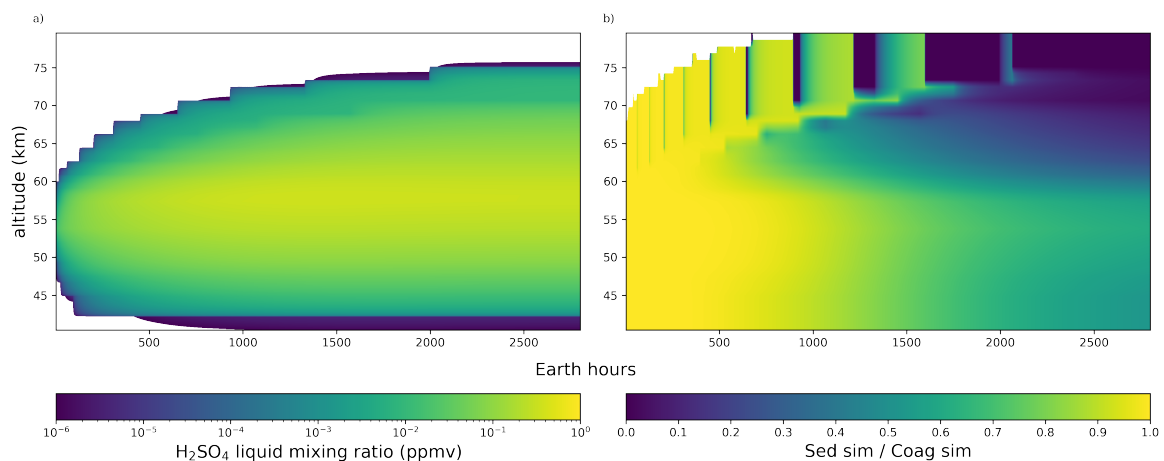


Figure 7.16 : (a) Évolution temporelle du rapport de mélange de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  sous forme liquide (ppmv) en fonction de l'altitude quand la nucléation, la coagulation et la sédimentation sont considérées dans le modèle. (b) Rapport des rapports de mélange de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  entre la simulation considérant la nucléation et coagulation et celle considérant la nucléation, la coagulation et la sédimentation.

## 7.2.4 Le processus de sédimentation

Le dernier processus qu'il nous reste à regarder est la sédimentation. Pour un besoin de clarté, nous réalisons une simulation où l'on considère les processus de nucléation, de coagulation et de sédimentation que nous comparerons avec la simulation où l'on ne considère que la nucléation et la coagulation. Cependant, nous avons aussi réalisé une simulation qui prend en compte la nucléation, le processus de condensation et d'évaporation et la sédimentation, qui aboutit aux mêmes conclusions.

Lorsque la sédimentation est activée (figure 7.16a), les valeurs maximales du rapport de mélange de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  atteintes à la fin de la simulation sont de l'ordre de 0,5 ppmv ce qui est environ un facteur deux plus faible que dans la simulation sans (Figure 7.14b : 1 ppmv). La seconde différence majeure concerne la partie supérieure du profil : le transport vertical vers le sommet de l'atmosphère par le mélange turbulent est compensé par la sédimentation. Ainsi, les gouttelettes ne peuvent plus facilement atteindre des altitudes supérieures à 75 km d'altitude. Dans la figure 7.16b, le rapport de mélange du liquide au-dessus de 70 km après 15 heures terrestres est inférieur à 20 % à ce qui était contenu dans la simulation sans sédimentation.

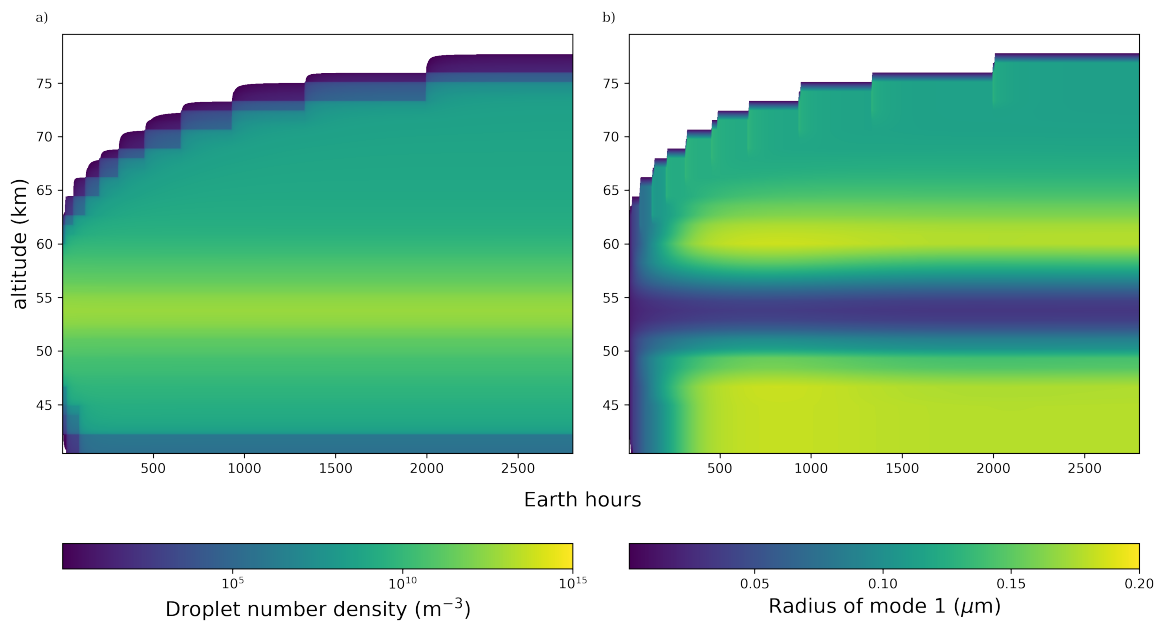


Figure 7.17 : (a) Évolution temporelle de la concentration de gouttelettes (gouttelettes  $\text{m}^{-3}$ ) de mode 1 en lorsque seules la nucléation, la coagulation, et la sédimentation sont considérées par le modèle. (b) Évolution temporelle du rayon moyen du mode 1 ( $\mu\text{m}$ ) lorsque la sédimentation est activée.

Cette différence de comportement s'observe également dans la distribution du nombre de gouttelettes des modes 1 et 2 (respectivement figure 7.17 et 7.19), où le nombre de gouttelettes est plus faible dans la zone 75-85 km et la diffusion est plus lente.

Dans la figure 7.18, qui montre le rapport de concentration des gouttelettes avec et sans sédimentation, le nombre de gouttelettes de mode 1 dans la partie où le nuage est développé (sous les 70-75 km d'altitude) est en grande partie le même que la sédimentation soit activée ou non (le rapport est  $\simeq 1$ ). On remarque également une zone entre 57 et 70 km d'altitude dans la figure 7.18 où la concentration de gouttelettes est plus grande avec la sédimentation activée, avec un surplus de 5 à 10%. Il s'agit de gouttelettes qui n'ont pas pu être transportées par le mélange turbulent qui enrichit le nuage à cette altitude.

Ce comportement est encore plus visible pour le mode 2, qui possède un rayon plus grand et se retrouve donc plus sensible à la sédimentation.

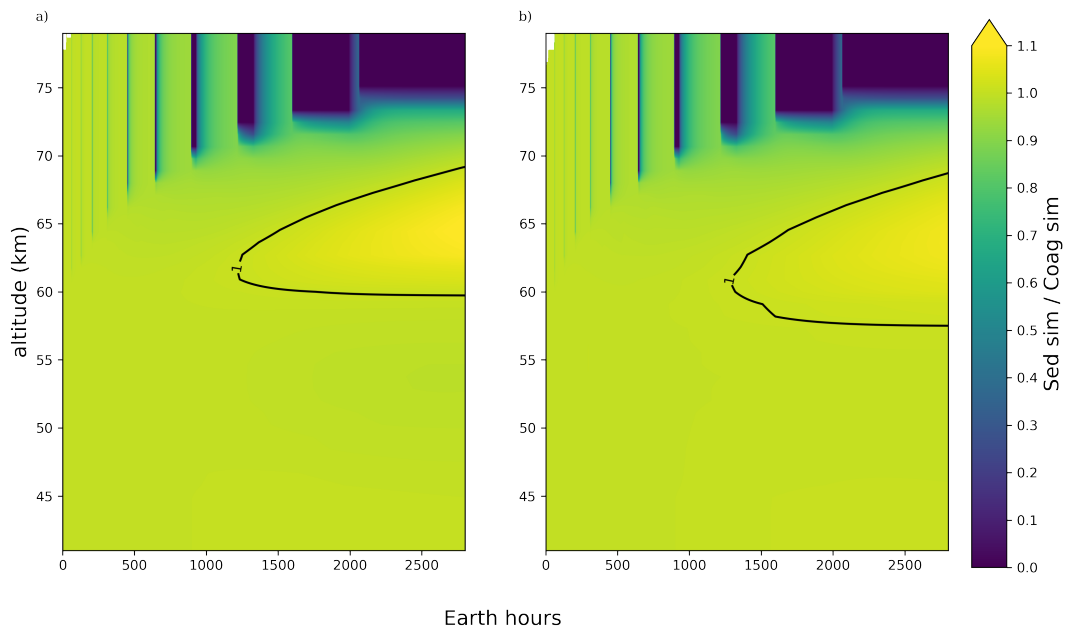


Figure 7.18 : (a) Rapport entre les concentrations de gouttelettes du mode 1 calculées par les simulations avec et sans sédimentation. (b) Rapport entre les concentrations de noyaux de condensation dans le mode 1 calculées par les simulations avec et sans sédimentation.

En figure 7.19a, le nombre de gouttelettes de mode 2 à la fin de la simulation est légèrement plus faible dans le cas avec sédimentation, de l'ordre de  $8 \times 10^7$  gouttelettes  $\text{m}^{-3}$  contre  $2 \times 10^8$  gouttelettes  $\text{m}^{-3}$  dans le cas sans sédimentation. Cela se confirme dans la figure 7.20a, où l'on observe des différences de 30 à 70 % dans la concentration de gouttelettes de mode 2 dans le nuage (en dessous de 65-70 km d'altitude). Deux zones sortent du lot, la première est sous 50 km d'altitude, où les gouttelettes sédimentent en dehors du domaine du modèle. La seconde est la bande aux alentours de 60 km d'altitude où la production constante de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  produit de nouvelles gouttelettes en continu et dont une partie est transportée en dehors de cette zone par la sédimentation.

La figure 7.19b montre l'évolution du rayon des gouttelettes de mode 2 avec le temps. Le rayon augmente avec le temps, notamment dans la partie basse du nuage (en dessous de 60 km d'altitude) pour atteindre  $1,5 \mu\text{m}$ . Ces gouttelettes sont plus petites que dans le cas sans sédimentation (Figure 7.13b) où elles atteignent près de  $2 \mu\text{m}$ . La sédimentation transporte les plus grosses gouttelettes jusqu'à la limite inférieure où elles disparaissent en sortant du domaine. Dans la version nominale du Venus PCM, les gouttelettes continuent à sédimenter et finissent par s'évaporer avec l'augmentation de la température. La sédimentation est un processus qui régule la population des gouttelettes en amenant les plus grandes d'entre elles à des altitudes où elles vont s'évaporer, participant au cycle de  $\text{H}_2\text{SO}_4$ .

La figure 7.21 représente la masse de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  liquide intégrée sur la colonne en fonction du temps avec et sans la sédimentation. Sur les 500 premières heures, l'augmentation de la masse de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  liquide est la même entre ces deux simulations, reflétant la nucléation

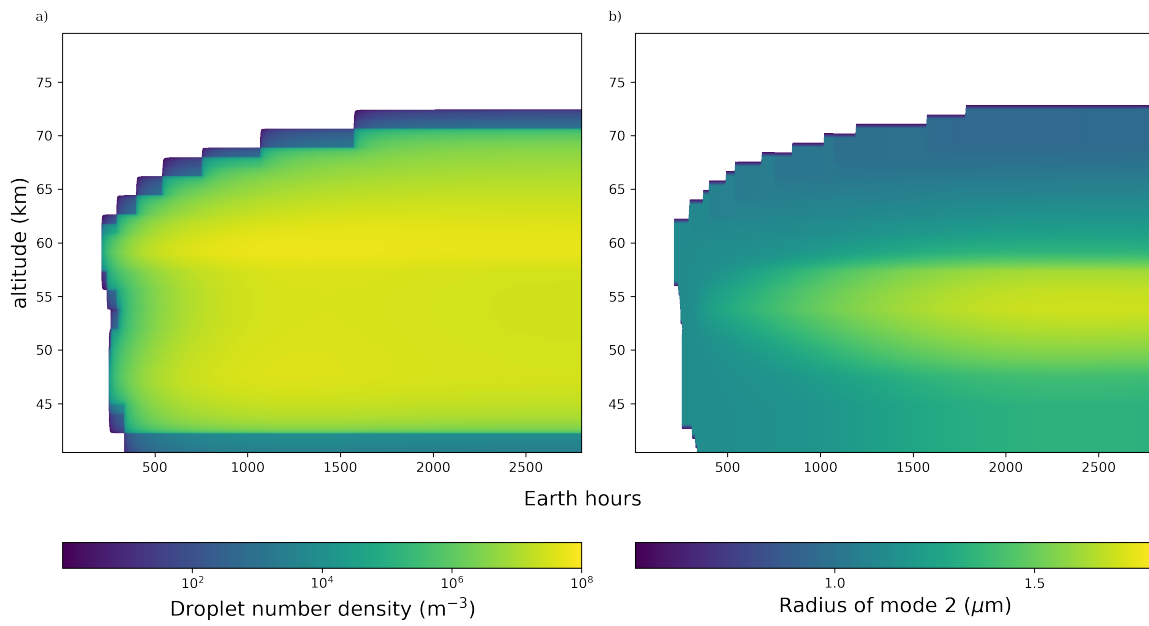


Figure 7.19 : (a) Évolution temporelle de la concentration de gouttelettes (gouttelettes  $m^{-3}$ ) de mode 2 en fonction de l'altitude lorsque seules la nucléation, la coagulation et la sédimentation sont considérées par le modèle. (b) Évolution temporelle du rayon moyen du mode 2 ( $\mu m$ ) lorsque la sédimentation est activée.

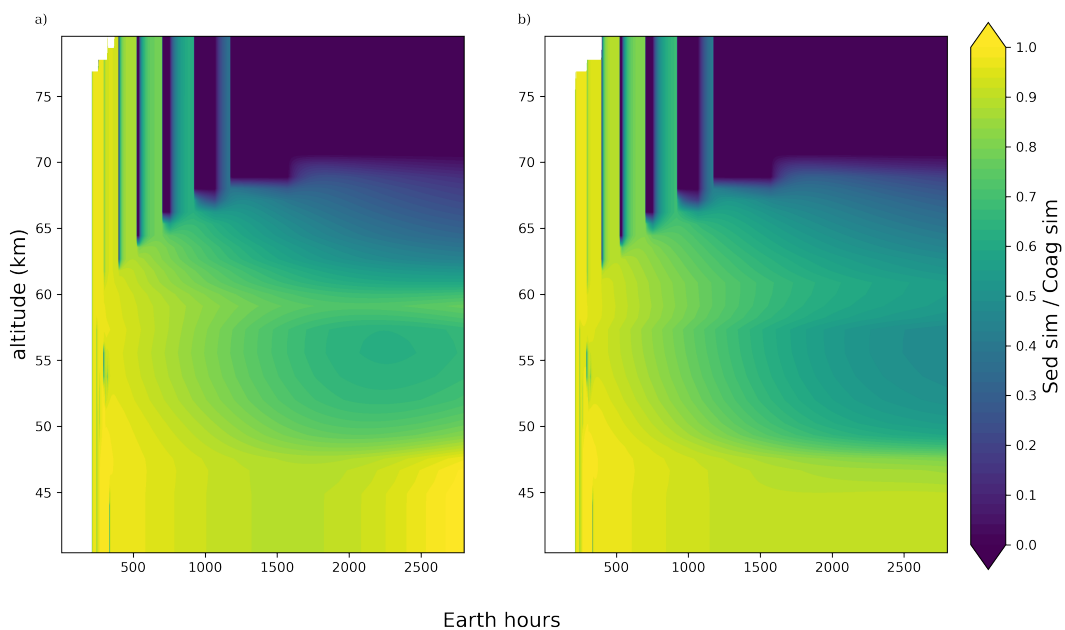


Figure 7.20 : (a) Rapport entre les concentrations de gouttelettes du mode 2 calculées par les simulations avec et sans sédimentation. (b) Rapport entre les concentrations de noyaux de condensation dans le mode 2 calculées par les simulations avec et sans sédimentation.

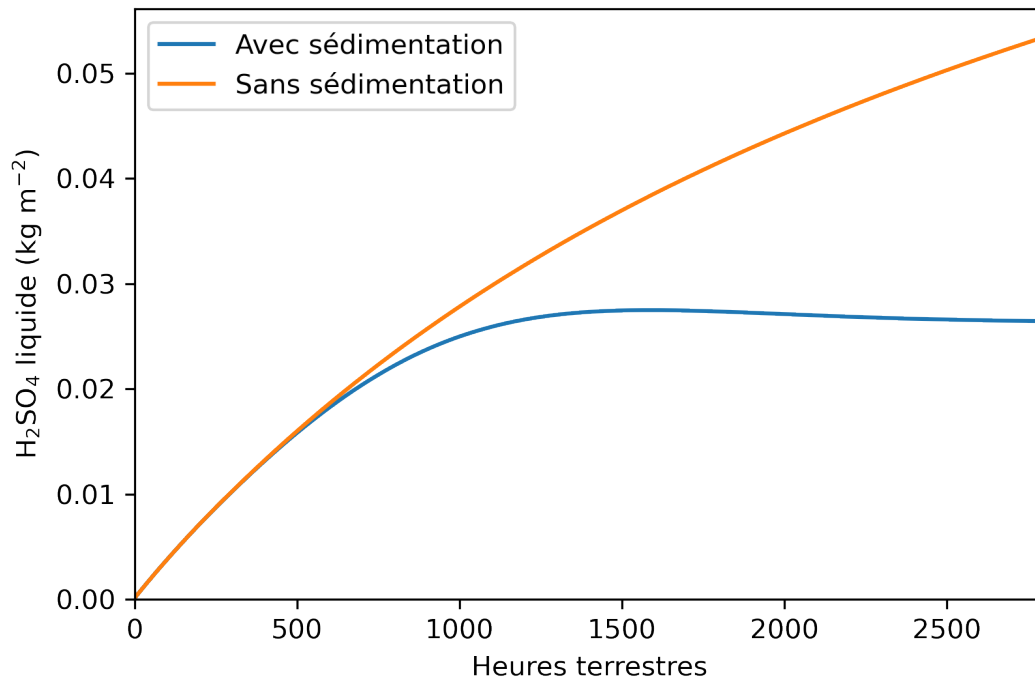


Figure 7.21 : Évolution temporelle de la masse de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  liquide intégrée sur la colonne d'altitude. On compare une simulation où seules sont considérées la nucléation et la coagulation (en orange) à une simulation intégrant la sédimentation (en bleu).

qui produit le liquide. Après ces 500 premières heures, le comportement des deux simulations diffère : dans la simulation sans sédimentation, la masse totale de liquide augmente de façon continue au long de la simulation pour atteindre  $0,05 \text{ kg m}^{-2}$ , dans la simulation où la sédimentation est active, la masse de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  se stabilise après 1250 h aux alentours de  $0,03 \text{ kg m}^{-2}$ . Cela montre que la sédimentation va amener des gouttelettes en dehors des limites d'altitude du modèle, ce qui élimine le condensat. La sédimentation est un processus important dans le cycle de vie de la phase liquide, en inhibant ou en surpassant l'effet du mélange turbulent, et est donc nécessaire pour reproduire la structure du nuage.

En conclusion, nous venons de montrer que la sédimentation remplit correctement son rôle dans MAD-VenLa, empêchant les gouttelettes d'être transportées trop haut dans l'atmosphère, mais aussi en empêchant l'accumulation de gouttelettes trop grandes. De plus, en amenant des gouttelettes en dehors des limites du modèle, la sédimentation est un élément essentiel pour permettre au modèle d'atteindre l'équilibre en établissant un cycle de distribution vertical des espèces condensables en tandem avec le mélange turbulent.

## 7.3 Comparaisons avec les modèles publiés de micro-physique et aux observations

Les résultats du modèle MAD-VenLa sont à présent confrontés aux modèles de [McGouldrick and Barth \(2023\)](#) et [Karyu et al. \(2025\)](#). Ces deux modèles sont basés sur la méthode des classes de rayons, là où MAD-VenLa est basé sur la méthode des moments.

Dans l’optique de mener cette comparaison, nous avons réalisé une simulation de 50 jours vénusiens (environ 16 années terrestres). Les résultats sont ensuite moyennés sur les dix derniers jours vénusiens (environ 3 années terrestres) lorsque le modèle a atteint un état stationnaire.

Nous allons dans un premier temps discuter des différences conceptuelles entre les modèles, puis nous comparerons les résultats de MAD-VenLa aux modèles de [McGouldrick and Barth \(2023\)](#) et [Karyu et al. \(2025\)](#) et aux observations de Pioneer Venus ([Knollenberg and Hunten, 1980](#)).

### 7.3.1 Les différences entre les modèles de [McGouldrick and Barth \(2023\)](#), [Karyu et al. \(2025\)](#), et MAD-VenLa

En plus de la différence dans la représentation des tailles des gouttelettes, il y a plusieurs différences notables entre les modèles utilisés dans [McGouldrick and Barth \(2023\)](#) et [Karyu et al. \(2025\)](#) et MAD-VenLa.

La première concerne le processus de coagulation gravitationnelle. Ce processus est inclus dans [McGouldrick and Barth \(2023\)](#); [Karyu et al. \(2025\)](#) mais ne l’est pas dans MAD-VenLa (cf. partie 6.7). Cela va avoir un impact sur la distribution du nuage, car la coagulation gravitationnelle permet de modifier la taille des gouttelettes, leur nombre et la distribution verticale de la masse du nuage.

La seconde différence concerne le traitement des aérosols (qui servent de noyaux de condensation dans les gouttelettes). Dans les modèles de [McGouldrick and Barth \(2023\)](#); [Karyu et al. \(2025\)](#) les CCN non activés (les aérosols) peuvent sédimenter et coaguler. Dans le cadre de MAD-VenLa, ils ne peuvent que sédimenter. La coagulation des aérosols va augmenter leur rayon, ce qui va diminuer le taux de sursaturation nécessaire pour lancer la nucléation hétérogène. [McGouldrick and Barth \(2023\)](#) montrent que ce processus peut avoir des effets mesurables dans des variations à court et long terme dans la structure du nuage.

Le pas de temps utilisé est différent. [McGouldrick and Barth \(2023\)](#); [Karyu et al. \(2025\)](#) utilisent tous deux des pas de temps de 10 secondes, ce qui permet une reproduction fidèle des différents processus. Dans le cadre du couplage de MAD-VenLa et du Venus PCM, nous avons choisi de garder le pas de temps qui sera utilisé pour la version 3D du modèle, qui est de 420 secondes. MAD-VenLa va donc avoir plus de difficultés à reproduire des phénomènes et des variations avec de courtes échelles de temps ( $< 420s$ ).

Enfin, la grille d'altitude est constante chez [McGouldrick and Barth \(2023\)](#); [Karyu et al. \(2025\)](#) avec un pas d'un kilomètre d'altitude. Dans nos simulations, nous utilisons la grille du Venus PCM avec une grille allant d'une résolution de 3 km à 40 km d'altitude et 1 km à 80 km d'altitude.

### 7.3.2 Profils de masse du nuage vénusien

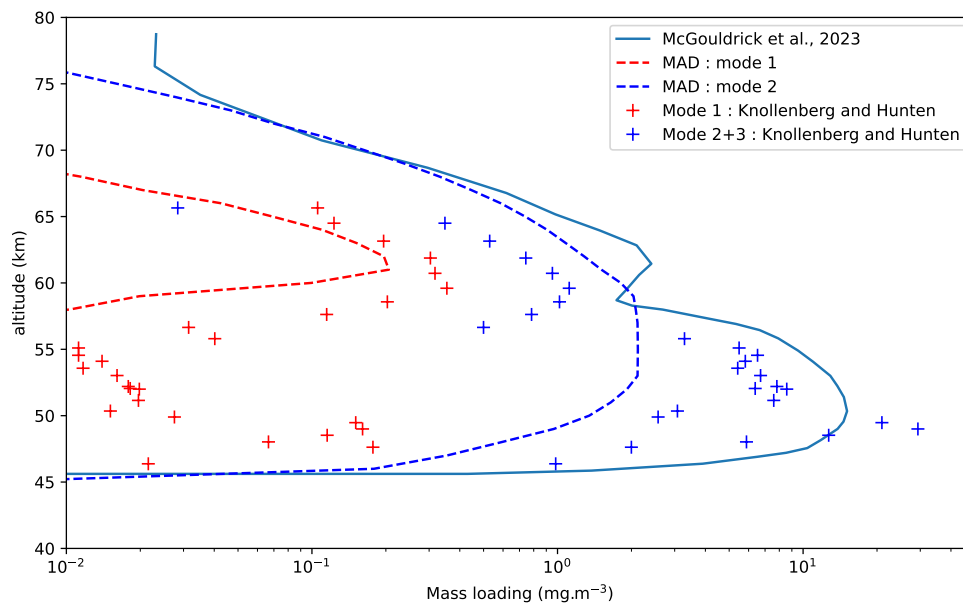


Figure 7.22 : Profils de masse ( $\text{mg m}^{-3}$ ) du nuage vénusien. En trait plein la masse totale des simulations de [McGouldrick and Barth \(2023\)](#), en trait pointillé le mode 1 et le mode 2 calculés par MAD-VenLa. On ajoute les données Pioneer Venus ([Knollenberg and Hunten, 1980](#)) pour comparaison (sous forme de croix).

Dans la figure 7.22 nous représentons le profil de masse simulé par [McGouldrick and Barth \(2023\)](#), par MAD-VenLa et les observations Pioneer Venus ([Knollenberg and Hunten, 1980](#)). Ce profil de masse correspond à la masse totale condensée dans le nuage par unité de volume, on l'exprime généralement en  $\text{mg m}^{-3}$ .

Les données Pioneer Venus ([Knollenberg and Hunten, 1980](#)) sont divisées en deux contributions : celle du mode 1 (croix rouges) et celle du mode 2 et mode 3 cumulés (croix bleues). Le mode 1 présente deux maximums, un premier aux alentours de 48 km d'altitude atteignant  $0,2 \text{ mg m}^{-3}$ , et un second à 62 km d'altitude atteignant  $0,4 \text{ mg m}^{-3}$ . Entre les deux, la masse du mode 1 est d'environ  $0,02 \text{ mg m}^{-3}$ . Le mode 2 suit un comportement similaire avec un premier maximum à 50 km d'altitude d'environ  $10 \text{ mg m}^{-3}$  et un second maximum à 60 km d'altitude de  $1 \text{ mg m}^{-3}$ .

De la même manière, on représente individuellement la masse des modes 1 (ligne pointillée

rouge) et 2 (ligne pointillée bleue) obtenus dans la simulation de MAD-VenLa. Le modèle produit une couche unique de masse du mode 1 à 60 km d'altitude qui atteint une valeur de  $0,2 \text{ mg m}^{-3}$ . Concernant le mode 2, MAD-VenLa produit un maximum unique de masse du nuage qui s'étend de 52 km à 60 km d'altitude et atteint  $2 \text{ mg m}^{-3}$ . La distribution des gouttelettes de mode 2 s'étend verticalement de 45 km à 75 km d'altitude.

Le profil de [McGouldrick and Barth \(2023\)](#) inclut l'ensemble des gouttelettes (la somme du mode 1 et du mode 2). Le mode 2 domine d'au moins un ordre de grandeur la masse du nuage à toutes les altitudes. Le profil de [McGouldrick and Barth \(2023\)](#) est donc équivalent au profil du mode 2. Il inclut deux maximums, un global à 52 km d'altitude avec  $15 \text{ mg m}^{-3}$  et un secondaire, local, à 62-63 km de l'ordre de  $3 \text{ mg m}^{-3}$ .

Le profil de masse condensée de [McGouldrick and Barth \(2023\)](#) surestime légèrement les données Pioneer Venus ([Knollenberg and Hunten, 1980](#)) ( $15 \text{ mg m}^{-3}$  contre  $10 \text{ mg m}^{-3}$ ). Néanmoins, il arrive à reproduire la structure à deux maximums. Le maximum à 62 km d'altitude est lié à la paramétrisation de la production de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  (figure 7.2) où de nouvelles sont produites et où elles grandissent. Le maximum à 50 km d'altitude est le résultat du modèle de microphysique et des processus de transport vertical (sédimentation, coagulation gravitationnelle et mélange turbulent).

Les différences observées entre MAD-VenLa et [McGouldrick and Barth \(2023\)](#) peuvent s'expliquer par le choix de la représentation de la distribution de la taille des gouttelettes et également par l'absence de coagulation gravitationnelle dans MAD-VenLa. Cela tend à sous-estimer la croissance des gouttelettes dans le nuage bas et donc la masse du nuage. En revanche, la discrétisation de [McGouldrick and Barth \(2023\)](#) permet une modélisation plus fine de la sédimentation des plus grosses gouttelettes ainsi que de leur croissance par la forme libre que peut prendre leurs distributions de gouttelettes.

En conclusion, nous venons de montrer que MAD-VenLa était capable de produire un nuage dont la masse est réaliste et reproduit certains comportements précis observés par Pioneer Venus ([Knollenberg and Hunten, 1980](#)) tels que le pic de masse du mode 1 à 62 km d'altitude. Les caractéristiques générales sont également reproduites telles que l'extension verticale du nuage et le maximum de masse du nuage par les gouttelettes de mode 2, situé à une altitude comparable aux observations Pioneer Venus. Des améliorations sont possibles, notamment concernant la masse du à 50 km d'altitude qui est sous-estimé par MAD-VenLa comparé à Pioneer Venus. Des ajouts tels que la coagulation gravitationnelle seront susceptibles d'améliorer les comparaisons.

### 7.3.3 Comparaisons des profils de rayons moyens

La figure 7.23a montre la distribution des gouttelettes en fonction du rayon et de l'altitude obtenue par [Karyu et al. \(2025\)](#). Dans le cas de MAD-VenLa, la forme de la distribution et l'écart-type sont fixés, ce qui rend difficile la comparaison directe avec [Karyu et al. \(2025\)](#). On a donc fait le choix de comparer le rayon moyen des gouttelettes de mode 1 et de mode

2. Pour réaliser cette comparaison, il est nécessaire de diviser en deux populations: les gouttelettes obtenues par [Karyu et al. \(2025\)](#) en figure 7.23a. À partir des distributions en tailles mesurées par Pioneer Venus ([Knollenberg and Hunten, 1980](#)) (Figure 7.24), nous remarquons que la transition entre les distributions du mode 1 et du mode 2 se fait aux alentours de  $1,4 \mu\text{m}$  de diamètre (soit  $0,7 \mu\text{m}$  de rayon). Ce seuil est choisi pour définir le mode 1 et le mode 2 dans la figure 7.23b.

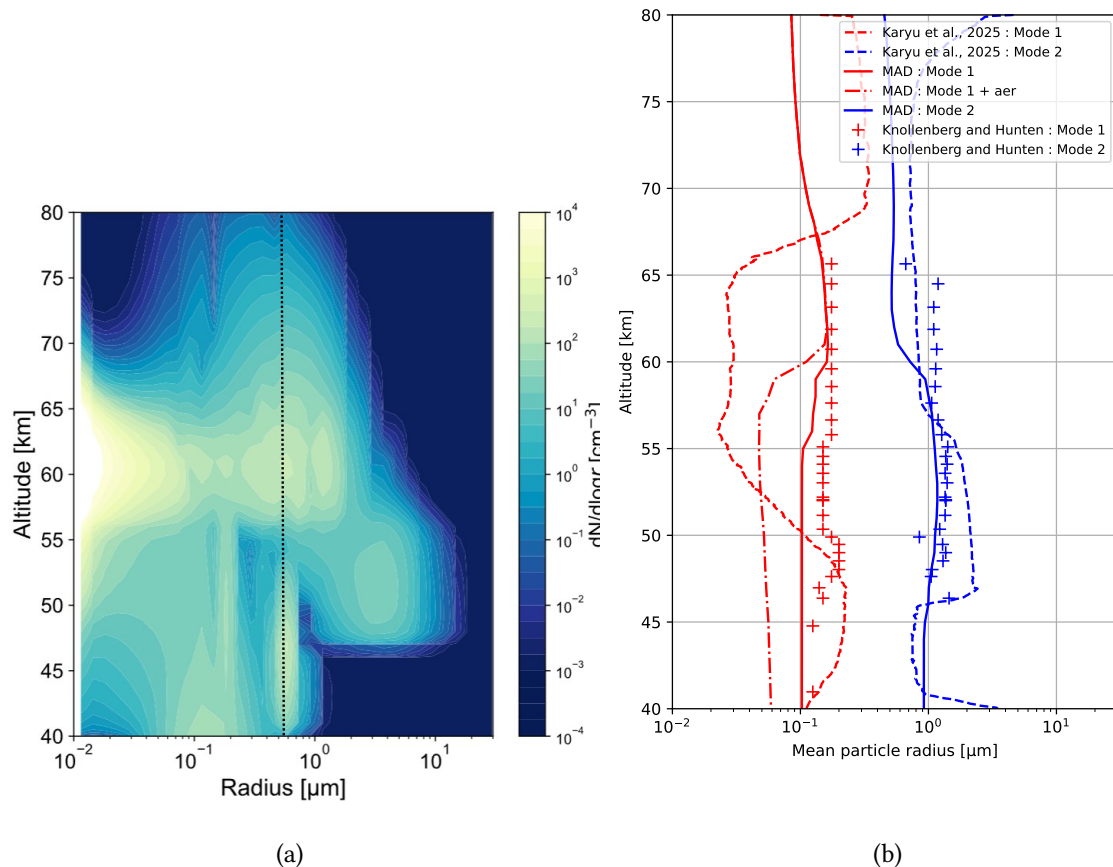


Figure 7.23 : Comparaison du rayon moyen des gouttelettes produites par les modèles de [Karyu et al. \(2025\)](#) et MAD-VenLa. (a). Distribution dans chacune des classes de rayon du modèle de [Karyu et al. \(2025\)](#). La distinction entre le mode 1 du mode 2 est en trait noir pointillé. (b) Rayon moyen pour chacun des modes calculés par MAD-VenLa, par [Karyu et al. \(2025\)](#) et observés par Pioneer Venus ([Knollenberg and Hunten, 1980](#)).

On obtient alors la figure 7.23b où l'on compare les résultats de MAD-VenLa à [Karyu et al. \(2025\)](#) et aux données Pioneer Venus [Knollenberg and Hunten \(1980\)](#). Les données du mode 1 observé par Pioneer Venus (croix rouges) présentent un rayon moyen d'environ  $0,15 \mu\text{m}$  avec peu de variabilité verticale, le rayon moyen maximal est de  $0,2 \mu\text{m}$  à  $48 \text{ km}$  d'altitude. Il croît de  $0,15 \mu\text{m}$  à  $0,2 \mu\text{m}$  au-dessus de  $55 \text{ km}$  d'altitude.

Dans la simulation de [Karyu et al. \(2025\)](#) le rayon moyen incluant les aérosols (trait pointillé rouge) est de l'ordre de  $0,2 \mu\text{m}$  dans les gammes  $40\text{-}47 \text{ km}$  d'altitude et  $70\text{-}80 \text{ km}$  d'altitude.

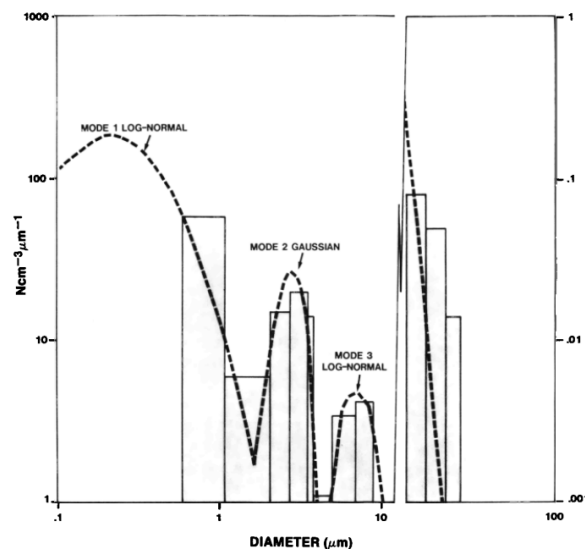


Figure 7.24 : Distribution en taille des modes 1, 2 et 3 à 54,2 km observé par Pioneer Venus. (Knollenberg and Hunten, 1980)

Le rayon moyen diminue aux alentours de  $0,02 \mu\text{m}$  entre 47 et 70 km d'altitude. Concernant MAD-VenLa, nous distinguons deux courbes en figure 7.23b. La première prend en compte uniquement les gouttelettes de mode 1 (notée MAD : mode 1, en rouge). La seconde (trait mixte rouge) prend en compte les gouttelettes de mode 1 et les aérosols précurseurs des noyaux de condensation pour nous comparer à Karyu et al. (2025) (notée MAD : mode 1 + aer). Dans le cadre des travaux de McGouldrick and Barth (2023) sur la coagulation des CCN, les auteurs montrent que le rayon critique à partir duquel la nucléation hétérogène débute est de l'ordre de  $0,05 \mu\text{m}$ . Cette valeur est adoptée pour les aérosols dans notre modèle. Le rayon moyen du mode 1 est de  $0,1 \mu\text{m}$  entre 40 et 55 km d'altitude, et au-dessus de 70 km. Dans l'intervalle 55 - 70 km d'altitude, le rayon moyen augmente et tend vers  $0,2 \mu\text{m}$ , les gouttelettes grandissent grâce à la production de  $\text{H}_2\text{SO}_4$ . Quand nous prenons en compte à la fois les gouttelettes de mode 1 et les aérosols avec MAD-VenLa, le rayon moyen diminue sous 60 km et atteint un minimum de 50 nm aux alentours de 57 km. En dessous de ce minimum, le rayon augmente lentement avec la diminution de l'altitude et atteint 60 nm à 40 km d'altitude. Au-dessus de 60 km d'altitude, le rayon moyen est identique à la situation sans la prise en compte des aérosols.

Les résultats Karyu et al. (2025) présentés dans la figure 7.23a prennent en compte les gouttelettes, mais aussi les CCN non activés (les aérosols). La diminution du rayon entre 55 et 65 km d'altitude chez Karyu et al. (2025) est donc majoritairement liée au rayon des CCN non activés. Karyu et al. (2025) considère la coagulation des CCN non activés (les aérosols), ce qui leur permet de les produire avec un rayon très faible de l'ordre de  $10^{-3} \mu\text{m}$ .

Cela explique pourquoi nos résultats diffèrent de ceux de (Karyu et al., 2025) en dessous de 65 km d'altitude. Au-dessus de 60 km d'altitude, la quasi-totalité des aérosols produits est consommée pour former des gouttelettes, car les taux de sursaturation sont suffisants pour

que la nucléation hétérogène utilise tous les aérosols disponibles, formant des gouttelettes. Ainsi, il n’y a pas de différence de rayon entre le mode 1 et le mode 1 + aérosols. Si on regarde le mode 1 seul de MAD-VenLa, on observe une augmentation du rayon aux alentours de 60/65 km d’altitude où la production de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  permet aux gouttelettes de grossir.

Le rayon moyen du mode 1 calculé par MAD-VenLa est un bon accord avec les observations Pioneer Venus (Knollenberg and Hunten, 1980) à toutes les altitudes, avec la seule exception du maximum local à 49 km d’altitude. À cette altitude, la quasi-totalité de la population de gouttelettes est concentrée dans le mode 2 et les gouttelettes de mode 1 sont présentes en trop faible quantité.

Nous pouvons maintenant nous intéresser au rayon des gouttelettes de mode 2. Les observations Pioneer Venus (Knollenberg and Hunten, 1980) montrent un mode 2 dont le rayon moyen est d’environ  $1,2 \mu\text{m}$ . Celui-ci augmente légèrement vers  $1,5 \mu\text{m}$  à 55 km d’altitude pour diminuer et atteindre  $1 \mu\text{m}$  à 47 km.

Dans la simulation de Karyu et al. (2025) le rayon du mode 2 est globalement constant avec l’altitude aux alentours de  $0,9 \mu\text{m}$  à l’exception de la zone 45-55 km où le rayon augmente à environ  $3 \mu\text{m}$ .

Dans le cas de MAD-VenLa, le rayon du mode 2 est presque constant entre 40 et 60 km d’altitude aux alentours de  $1 \mu\text{m}$ . À partir de 58 km, le rayon diminue rapidement pour atteindre  $0,6 \mu\text{m}$  à 61 km d’altitude et reste constant jusqu’à 80 km.

Sous les 60 km d’altitude, le profil de rayon moyen du mode 2 calculé par MAD-VenLa est quasiment identique aux observations Pioneer Venus (Knollenberg and Hunten, 1980). Au-dessus de 60 km, MAD-VenLa sous-estime le rayon des observations Pioneer Venus ( $0,7 \mu\text{m}$  contre  $1 \mu\text{m}$ ), cette différence peut être due au mode-merging. Les gouttelettes de mode 1 grandissent en même temps que les gouttelettes de mode 2 et un transfert constant de gouttelettes du mode 1 vers le 2 inhibe la croissance de ce dernier.

Dans les simulations des deux modèles, le rayon du mode 2 est maximal dans un intervalle compris entre 45 et 60 km d’altitude. Il s’agit de la gamme d’altitude où les gouttelettes peuvent grandir par condensation. La décroissance du rayon des gouttelettes débute à 58 km d’altitude pour MAD-VenLa alors qu’elle commence à 56 km pour Karyu et al. (2025). Comme nous l’avons discuté plus tôt, le rayon des gouttelettes de mode 2 au-dessus de 60 km est lié à la croissance du mode 1. La situation est la suivante : en dessous de 60 km d’altitude, les gouttelettes de mode 2 croissent librement et leur rayon augmente, au-dessus de 60 km, la croissance du mode 2 est inhibée par l’afflux de gouttelettes de mode 1. Le rayon du mode 2 est plus faible dans MAD-VenLa que dans Karyu et al. (2025). On explique cette différence par l’absence de coalescence qui freine l’augmentation du rayon du mode 2 lors de la sédimentation des gouttelettes dans l’atmosphère.

Nous venons ici de montrer que, malgré les différences dans les processus entre MAD-

VenLa et [Karyu et al. \(2025\)](#), MAD-VenLa produit des gouttelettes dont les rayons moyens des modes 1 et 2 sont cohérents et proches des observations existantes de Pioneer Venus ([Knollenberg and Hunten, 1980](#)).

### 7.3.4 Profils d'acidité

La figure 7.25 présente la fraction massique de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  contenu dans les gouttelettes. Que ce soit dans la simulation de [McGouldrick and Barth \(2023\)](#) ou dans la simulation de MAD-VenLa, la variation de l'acidité suit un profil similaire. Dans le nuage bas (45-50 km d'altitude), l'acidité est maximum avec une valeur de 0.97. Elle diminue ensuite fortement jusqu'à environ 60 km d'altitude (pour atteindre une valeur de 0.77 dans le cas de [McGouldrick and Barth \(2023\)](#) et 0.82 dans le cas de MAD-VenLa), puis reste globalement constante jusqu'aux limites du modèle.

L'acidité obtenue dans MAD-VenLa obtient un bon accord avec les observations Venus Express ([Barstow et al., 2012](#); [Cottini et al., 2012](#)). Entre 50 et 55 km d'altitude, l'acidité de MAD-VenLa comprise entre 0,95 et 0,90 est dans l'intervalle observé par Venus Express ([Barstow et al., 2012](#)) aux moyennes latitudes. Au sommet du nuage, à 70 km d'altitude l'acidité massique de MAD-VenLa est de 0,80 en très bon accord avec les observations Venus Express de [Cottini et al. \(2012\)](#).

Si maintenant, on s'intéresse aux modèles photochimique de [Krasnopolsky \(2015\)](#) et microphysique de [McGouldrick and Barth \(2023\)](#). En dessous de 50 km, l'ensemble des modèles calcule des acidités massiques similaires diminuant de 0,97 à 0,94. Entre 50 et 55 km, des différences se font observer, les modèles de [Krasnopolsky \(2015\)](#) et [McGouldrick and Barth \(2023\)](#) obtiennent une acidité plus faible que MAD-VenLa (0,80 contre 0,82). Cette différence peut s'expliquer par un contenu d'eau en phase gazeuse plus faible dans notre modèle. De 60 à 70 km l'acidité modélisée par [Krasnopolsky \(2015\)](#) reste presque constante avec l'altitude et atteint 0,78 à 70 km d'altitude. Dans [McGouldrick and Barth \(2023\)](#) cette tendance s'observe également, même si l'acidité s'établit à 0,75 et s'écarte des observations Venus Express ([Cottini et al., 2012](#)). La différence entre MAD-VenLa et [McGouldrick and Barth \(2023\)](#) s'inscrit encore une fois dans le contenu en  $\text{H}_2\text{O}$  sous forme gazeuse de l'atmosphère, comme nous allons en discuter dans la prochaine section.

MAD-VenLa réussit à reproduire un profil d'acidité cohérent avec ([McGouldrick and Barth, 2023](#)) et en bon accord avec les observations Venus Express, ([Cottini et al., 2012](#); [Barstow et al., 2012](#)) prouvant que les gouttelettes formées sont cohérentes avec ce qui est attendu des observations.

### 7.3.5 $\text{H}_2\text{O}$ et $\text{H}_2\text{SO}_4$ en phase gazeuse

La figure 7.26 représente la distribution de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  en phase gazeuse,  $\text{H}_2\text{O}$  en phase gazeuse et la somme de la phase gazeuse et liquide de  $\text{H}_2\text{O}$ . On observe que dans les deux simulations, le rapport de mélange de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  diminue rapidement avec l'altitude pour tendre vers 0 aux

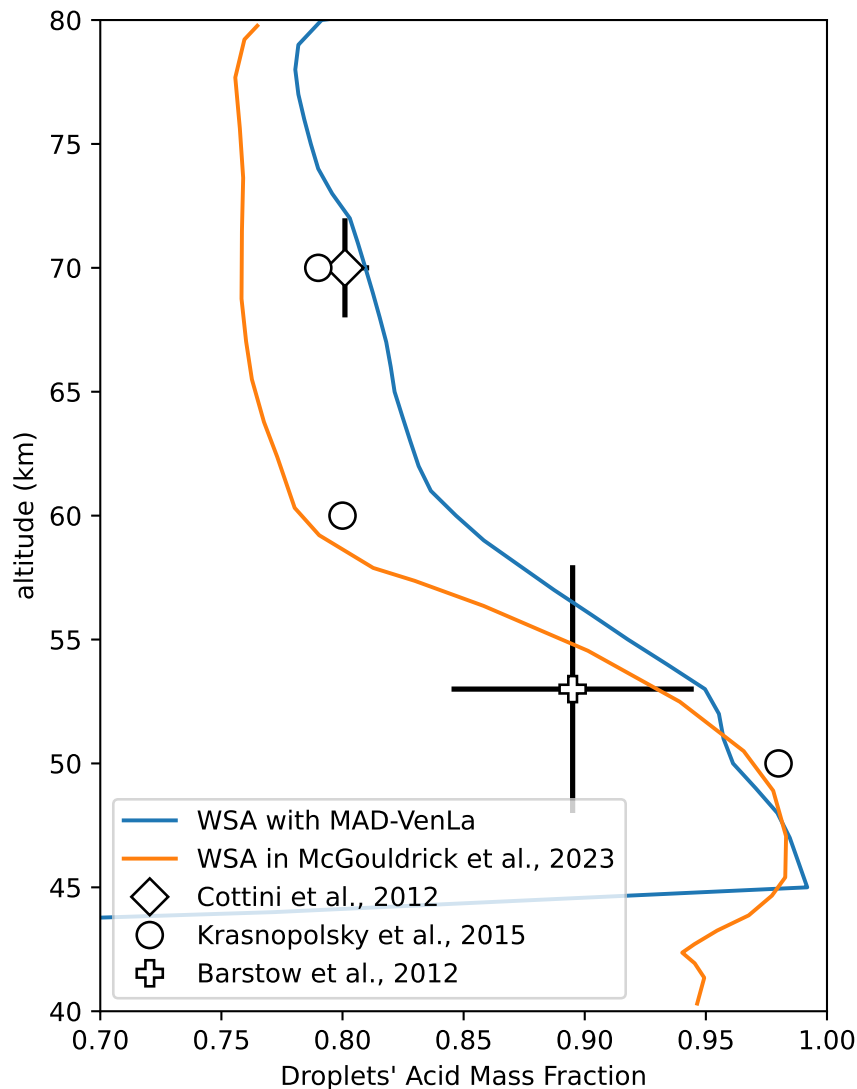


Figure 7.25 : Fraction massique de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  dans les gouttelettes. En bleu : profil obtenu par MAD-VenLa. En orange, le profil obtenu par [McGouldrick and Barth \(2023\)](#). En figuré rond : l'acidité massique calculée par le modèle photochimique de [Krasnopolsky \(2015\)](#) à 50, 60 et 70 km d'altitude. Nous avons en plus les observations Venus Express à travers les points de [Cottini et al. \(2012\)](#) et [Barstow et al. \(2012\)](#).

alentours de 55 km. Dans la simulation de [McGouldrick and Barth \(2023\)](#) la décroissance commence plus haut dans l'atmosphère, aux alentours de 45 km d'altitude (contre 42 km d'altitude pour MAD-VenLa) et est plus forte que MAD-VenLa. Cependant, aux alentours de 55 km d'altitude, les deux simulations convergent vers un rapport de mélange quasi-nul. On observe que les deux modèles calculent des rapports de mélange qui sont en accord avec les

observations Venus Express (Oschlisniok et al., 2021). De la même façon, Oschlisniok et al. (2021) observe une distribution de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  en phase gazeuse qui est maximum à 40 km et qui décroît avec l'altitude pour être nulle aux alentours de 53 km dans le cadre des moyennes latitudes, ce qui est concordant avec les résultats des modèles.

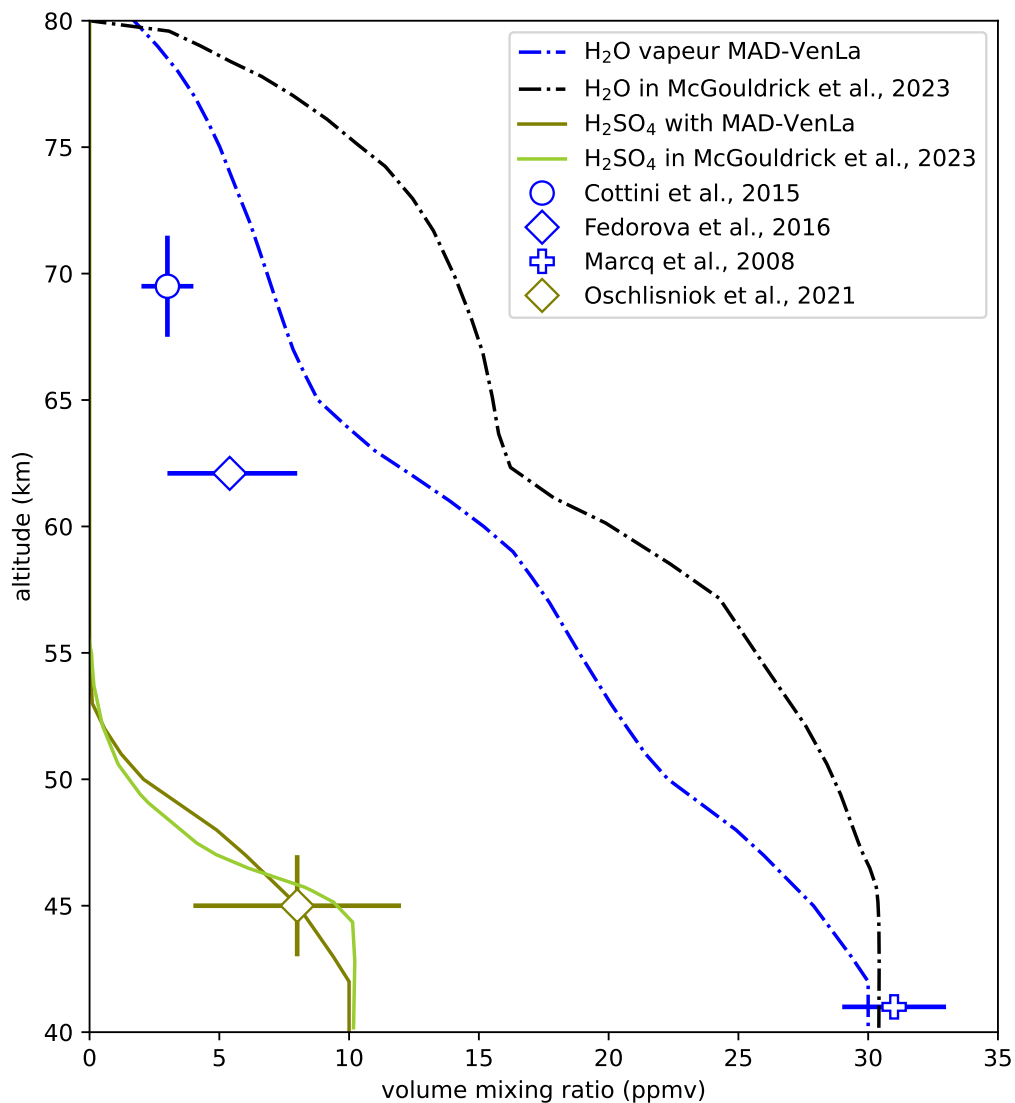


Figure 7.26 : Profils de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  et  $\text{H}_2\text{O}$  en phase gazeuse. On compare les profils obtenus avec MAD-VenLa (trait pointillé bleu) au profil de McGouldrick and Barth (2023) (trait pointillé noir). Sont également représentées les observations de  $\text{H}_2\text{O}$  (Marcq et al., 2008; Cottini et al., 2015; Fedorova et al., 2016) et  $\text{H}_2\text{SO}_4$  Oschlisniok et al. (2021) réalisées à partir de Venus Express

Maintenant, discutons des profils de vapeur de  $H_2O$ . Dans la simulation de [McGouldrick and Barth \(2023\)](#)  $H_2O$  décroît avec l'altitude et passe progressivement de 30 ppmv à 40 km d'altitude à 20 ppmv à 62 km d'altitude et tend vers 0 ppmv à 80 km d'altitude. Le profil présente un point d'inflexion aux alentours de 62 km.

Dans le cadre de MAD-VenLa, la décroissance du profil de vapeur d' $H_2O$  est plus marquée avec 15 ppmv à 62 km d'altitude que ([McGouldrick and Barth, 2023](#)). Le rapport de mélange de  $H_2O$  obtenu rapproche MAD-VenLa des observations Venus Express ([Cottini et al., 2015](#); [Fedorova et al., 2016](#)). On observe également deux points d'inflexion sur la décroissance du profil de  $H_2O$ . Un à 50 km d'altitude et un second aux alentours de 65 km d'altitude.

Que ce soit dans le cas de [McGouldrick and Barth \(2023\)](#) ou MAD-VenLa, l'inflexion du profil de la vapeur d' $H_2O$  aux alentours de 60 km d'altitude est causée par la condensation de  $H_2O$  sur les gouttelettes et à la production de  $H_2SO_4$  / destruction de  $H_2O$  paramétrée et effective dans cette gamme d'altitude. [McGouldrick and Barth \(2023\)](#) ajoute une dépendance à l'angle solaire zénithal au taux de production et de destruction des vapeurs, ce qui peut en partie expliquer la différence avec notre modèle. De plus [McGouldrick and Barth \(2023\)](#) explique que le taux de production / destruction photochimique est ajusté pour obtenir un profil de vapeur de  $H_2O$  de 10 ppmv, ce qui est en l'occurrence le résultat que nous obtenons.

On propose le mécanisme suivant pour le comportement du profil de vapeur de  $H_2O$  sous 60 km d'altitude : lors de l'initialisation du modèle, la vapeur de  $H_2O$  se condense rapidement sur les gouttelettes. Ces gouttelettes sédimentent et transportent le  $H_2O$  liquide en dehors des limites du modèle. L'apport de  $H_2O$  en phase gazeuse par le mélange turbulent provenant de la limite inférieure du modèle n'arrive pas à compenser la perte initiale. On obtient finalement un équilibre où le profil de  $H_2O$  en phase gazeuse est différent entre MAD-VenLa et [McGouldrick and Barth \(2023\)](#). La condition de 30 ppmv de  $H_2O$  en phase gazeuse à la limite inférieure du modèle assure que MAD-VenLa reste proche des observations Venus Express ([Marcq et al., 2008](#)).

Avec cette simulation, MAD-VenLa prouve qu'il est capable de produire des profils de rapport de mélange des espèces en phase gazeuse en bon accord avec les observations Venus Express. Des différences existent entre MAD-VenLa et [McGouldrick and Barth \(2023\)](#) mais s'expliquent par une différence de traitement de la production de  $H_2SO_4$  / destruction de  $H_2O$  et par une différence du comportement des gouttelettes dans le nuage bas au début de la simulation.

### 7.3.6 Conclusion

Nous avons dans cette seconde partie comparé MAD-VenLa aux observations disponibles et aux modèles disponibles dans la littérature. Dans un premier temps, nous avons discuté du profil de masse condensé du nuage. Nous avons montré que MAD-VenLa était capable de reproduire les principales caractéristiques de la masse du nuage. Le mode 1 dans le nuage photochimique est en bon accord avec les observations. Le maximum de la masse du mode

2 à 50 km d'altitude est sous-estimé par rapport aux observations, ce qu'on explique par le manque de la coagulation gravitationnelle.

Nous avons ensuite discuté du rayon moyen des gouttelettes. MAD-VenLa produit encore un nuage cohérent avec les observations Pioneer Venus ([Knollenberg and Hunten, 1980](#)). Les gouttelettes de mode 1 et de mode 2 présentent des rayons ( $\sim 0,175 \mu\text{m}$  pour le mode 1 et  $1 \mu\text{m}$  pour le mode 2) proches des observations. Des différences apparaissent avec [Karyu et al. \(2025\)](#) notamment concernant le rayon du mode 1, mais dans leur simulation, celui-ci est biaisé par les noyaux de condensation non activés. Il s'agit d'une amélioration à apporter pour réaliser de meilleures comparaisons à l'avenir.

Nous avons ensuite abordé la fraction massique de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  dans les gouttelettes. Nous avons montré que MAD-VenLa reproduisait les observations Venus Express ([Cottini et al., 2012](#); [Barstow et al., 2012](#)) dans le nuage bas et dans le nuage haut. Des différences d'acidité apparaissent avec les modèles de [Krasnopolsky \(2015\)](#) et ([McGouldrick and Barth, 2023](#)). Nous expliquons ces différences par des conditions d'humidité de l'air différentes entre les simulations.

Cela se confirme dans la dernière partie de notre comparaison qui se focalise sur les profils de rapport de mélange de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  et  $\text{H}_2\text{O}$  sous forme gazeuse. MAD-VenLa reproduit une distribution de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  en bon accord avec les observations Venus Express ([Oschlisniok et al., 2021](#)) et similaire avec [McGouldrick and Barth \(2023\)](#). Le profil de vapeur de  $\text{H}_2\text{O}$  est aussi en bon accord avec les observations Venus Express ([Marcq et al., 2008](#); [Cottini et al., 2015](#); [Fedorova et al., 2016](#)), en étant plus proche des observations dans le nuage haut que [McGouldrick and Barth \(2023\)](#). En bas du nuage, des différences sont observées entre [McGouldrick and Barth \(2023\)](#) et MAD-VenLa qui sont expliquées par une différence de comportement au début de la simulation.

## CONCLUSION

Cette thèse s'est consacrée à l'étude de la composition de l'atmosphère de Vénus sous deux angles complémentaires : la photochimie de la haute atmosphère, à travers l'étude de l'émission ultraviolette de nuit de NO, et la microphysique des nuages par le développement d'un nouveau modèle destiné à la simulation tridimensionnelle de la couche nuageuse qui recouvre Vénus.

### **Chimie de l'azote et variabilité de l'émission de nuit de NO**

La première partie de ce travail a caractérisé l'émission ultraviolette de nuit du NO, phénomène observé par Pioneer Venus et Venus Express, mais qui n'a que rarement été simulé en trois dimensions.

Nos simulations ont mis en évidence la morphologie complexe de l'émission de NO, organisée en filaments s'étirant sur plusieurs milliers de kilomètres, présents à toutes latitudes entre 0h00 et 4h00 locales. Les capacités d'imagerie limitées des missions Pioneer Venus et Venus Express n'ont pas réussi à saisir l'ensemble des caractéristiques de l'émission. Néanmoins, la forte variabilité spatio-temporelle qui est évidente dans leurs mesures est bien reproduite par notre modèle. Ces structures sont le résultat de variations rapides du champ de vent du côté nuit de la planète, et peuvent se réorganiser très rapidement, en moins d'une journée terrestre. Nous avons montré que la variabilité à courte échelle de temps de l'émission du NO s'explique par les fluctuations du vent zonal et les circulations cycloniques de grande échelle prédites du côté nuit de la planète. Le maximum d'intensité du NO se situe dans les régions de convergence horizontale du vent, coïncidant avec une subsidence locale d'air provenant de la haute atmosphère, enrichi en atomes de N. En moyenne, le profil vertical de l'émission de NO présente un maximum à 115 km d'altitude, d'une intensité de 53 kR, valeur en très bon accord (5 %) avec les mesures SPICAV de Venus Express. La localisation statistique du maximum d'intensité, centré sur l'équateur et décalé vers le terminateur du matin, correspond également aux observations. Ces résultats montrent également que la cinétique actuelle de la photochimie des espèces azotées ne présente pas de problème

quantitatif majeur pour reproduire l'émission observée de NO, dès lors que le profil simulé d'azote atomique N est cohérent avec les mesures Pioneer Venus.

## Développement et validation du modèle microphysique MAD-VenLa

La seconde partie de ce travail a porté sur le développement du modèle microphysique MAD-VenLa, conçu pour être couplé au modèle de climat Venus PCM. En partant des travaux de [Guilbon \(2018\)](#), les processus de condensation / évaporation, de mode-merging et de sédimentation ont été retravaillés. Le couplage avec la version 1D du Venus PCM a également été mis en place. Nous avons confronté ce modèle aux travaux de modélisation récents de [McGouldrick and Barth \(2023\)](#) et [Karyu et al. \(2025\)](#), ainsi qu'aux données d'observation de Pioneer Venus ([Knollenberg and Huntten, 1980](#)) et de Venus Express ([Marcq et al., 2008](#); [Barstow et al., 2012](#); [Fedorova et al., 2016](#); [Oschlisniok et al., 2021](#)).

Nos comparaisons montrent que, malgré certaines différences méthodologiques (absence de coagulation gravitationnelle et de coagulation des CCN, grille verticale moins bien résolue, pas de temps plus long adapté pour la version 3D), MAD-VenLa reproduit correctement les caractéristiques des nuages vénusiens. Les rayons moyens des modes 1 et 2 présentent des profils globalement cohérents avec les simulations et les observations, même si le modèle tend à sous-estimer la taille des gouttelettes dans le nuage bas, en raison notamment de l'absence de la coagulation gravitationnelle. La structure verticale du nuage présente un bon accord avec les observations de Pioneer Venus, en particulier concernant le maximum de masse des gouttelettes de mode 1, dont l'altitude et l'intensité s'accordent avec les mesures. L'acidité des gouttelettes se compare particulièrement bien aux observations Venus Express avec des écarts aux observations faibles ( $< \sim 5\%$ ) et est globalement conforme aux modèles précédents. Concernant les profils des espèces en phase gazeuse, MAD-VenLa reproduit bien la décroissance de  $\text{H}_2\text{O}$  et de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  avec l'altitude. Le profil de  $\text{H}_2\text{O}$  passe de 30 ppmv à 40 km d'altitude à moins de 10 ppmv à 70 km, en assez bon accord avec les observations Pioneer Venus. De même, la décroissance de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  de 10 ppmv à 40 km d'altitude à 10 ppmv à 52 km est cohérente avec les observations de Venus Express.

MAD-VenLa reproduit donc correctement les observations des nuages vénusiens et se compare favorablement aux modèles 1D utilisant une description plus explicite, mais aussi beaucoup plus coûteuse en temps de calcul. La méthode des moments permet d'obtenir ces résultats avec un pas de temps de 420 s, à comparer avec le pas de temps de 10 s utilisé par les modèles en classe de rayon. Ce pas de temps de 420 s est le même que celui utilisé par la photochimie du Venus PCM. Il permet donc d'envisager les premières simulations microphysiques 3D des nuages vénusiens.

## Perspectives

Ces résultats ouvrent plusieurs perspectives pour l'avenir :  
Nous pourrions affiner les mécanismes de la chimie de l'azote et étudier son effet sur les autres cycles chimiques présents dans le modèle.

Il sera possible de quantifier pour la première fois en 3D le rôle de l'azote dans la stabilité de  $\text{CO}_2$ . [Yung and Demore \(1982\)](#) propose un cycle de recyclage de  $\text{CO}_2$  en se basant sur les réactions entre les radicaux hydrogénés et azotés. À partir de la photochimie de l'azote que nous avons ajoutée au Venus PCM, nous pouvons réaliser des simulations 3D quantifiant l'effet de ce cycle sur le  $\text{CO}_2$ . Nous pourrions étudier le rôle d'autres espèces azotées telles que  $\text{NO}_3$ ,  $\text{HNO}_3$ ,  $\text{ClNO}$ ,  $\text{SNO}$ , non incluses dans le modèle. Il s'agit d'espèces qui ont des rôles particuliers dans la chimie de l'azote. Sur Terre,  $\text{HNO}_3$  condense dans les gouttelettes liquides de  $\text{H}_2\text{O}/\text{H}_2\text{SO}_4$  en modifiant leur masse et leur acidité. Il est produit par un cycle d'oxydation qui inclut la molécule  $\text{NO}_3$ . Cet effet est d'autant plus important à basse température, dans des conditions similaires à celles du nuage haut sur Venus ([Carslaw et al., 1994](#)).  $\text{ClNO}$  et  $\text{SNO}$  sont des espèces qui peuvent jouer des rôles importants dans les cycles du soufre et du chlore d'après [Krasnopolsky \(2012\)](#). Un prolongement de cette thèse serait de les inclure dans le modèle et de quantifier leur impact sur la photochimie. Une autre possibilité concerne la simulation et la quantification de la production d'oxydes d'azote ( $\text{NO}_x$ ) par les éclairs. Les missions Venera 11 et 12 ([Ksanfomaliti, 1980](#)) et Pioneer Venus ([Scarf and Russell, 1983](#)) ont observé des éruptions de radiations électromagnétiques à basse fréquence, interprétées comme des éclairs. Ces éclairs sont des sources spontanées d'énergies permettant des réactions chimiques dans l'atmosphère et notamment la production d'oxydes d'azote. [Krasnopolsky \(1983\)](#) propose une production moyenne de  $\text{NO}$  de  $4 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Cependant, aucune simulation en 3D de ce processus n'a été réalisée jusqu'à présent. L'ajout de la photochimie de l'azote dans le Venus PCM rend ces simulations maintenant possibles.

Le couplage entre le Venus PCM et MAD-VenLa nous permettra de réaliser des simulations tridimensionnelles des nuages vénusiens, afin d'étudier l'impact global des nuages sur la circulation, la composition de l'atmosphère, et la stabilité du climat de Venus.

Nous pourrions quantifier et comparer les coupes latitudinales de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  en phase gazeuse avec les observations Venus Express. [Oschlisniok et al. \(2021\)](#) ont mesuré une coupe latitudinale de la distribution de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  en phase gazeuse. Nous pourrions comparer ces observations aux futures simulations 3D du Venus PCM incluant MAD-VenLa. Il sera possible de s'intéresser à l'énigme du gradient vertical de  $\text{SO}_2$ . Le  $\text{SO}_2$  présente un fort gradient vertical au niveau des nuages, perdant 3 ordres de grandeur entre 45 et 70 km d'altitude ([Vandaele et al., 2017](#)). Actuellement, aucun GCM vénusien n'arrive à reproduire le gradient observé de  $\text{SO}_2$  ([Vandaele et al., 2017](#)). L'ajout de MAD-VenLa ouvre la voie à des tests d'hypothèse pour expliquer ce gradient, par exemple, en testant différents types de noyaux

de condensation comme les polysulfures pour capturer du soufre. Nous pourrions réaliser des simulations fines échelles en 3D du nuage. Le modèle méso-échelle pour Venus (Venus mesoscale model VMM) (Lefèvre, 2018; Lefèvre et al., 2020), est un modèle haute résolution basé sur les processus physiques et chimiques du Venus PCM. Le couplage de MAD-VenLa au Venus PCM bénéficie donc aussi au modèle VMM. Des simulations fines échelles (horizontalement : 400 m, verticalement : 300 niveaux allant de la surface à 90 km) permettront d'étudier des interactions entre les ondes et les nuages ainsi que les effets de la convection dans le nuage. Il s'agit de l'un des objectifs de l'instrument VenSpec-U sur la mission EnVision.

Nous pourrions également enrichir MAD-VenLa en intégrant ou en modifiant des processus microphysiques.

Une modification future consiste à mettre à jour la paramétrisation simplifiée de la nucléation hétérogène vers une paramétrisation plus complexe. Sur l'exemple de la paramétrisation de Määttänen et al. (2018) pour la nucléation homogène, des travaux de modélisation des taux de nucléation hétérogène permettront la mise à jour du processus dans MAD-VenLa. Un point important concerne l'ajout de la coagulation gravitationnelle, en modifiant et en adaptant le processus de sédimentation actuel. La coagulation gravitationnelle est difficile à décrire de façon explicite dans un modèle modal, mais pourrait être paramétrisée. Nous pourrions également inclure la coagulation des aérosols pour créer un vivier de noyaux de condensation avec des rayons variés. On pourra pour cela se baser sur la coagulation brownienne des gouttelettes déjà présente dans MAD-VenLa.

Enfin, ce travail de thèse pourra se poursuivre dans la préparation des missions futures : EnVision, VERITAS, DAVINCI +. Il s'agit d'anticiper les observations futures en proposant des simulations des variables d'intérêt pour ces missions.

Nous pourrions obtenir des cartes de l'altitude du sommet des nuages dans le cadre de VenSpec et étudier sa décroissance avec la latitude. Dans le cadre de Venus Express, des études de l'altitude du sommet des nuages ont été effectuées (Fedorova et al., 2016; Ignatiev et al., 2009). La suite d'instruments VenSpec sera également capable de réaliser de telles mesures (Marcq et al., 2024). L'altitude du sommet du nuage peut être définie grâce à la bande d'absorption de  $\text{CO}_2$  à 1,36  $\mu\text{m}$ . MAD-VenLa pourra donc se comparer aux observations passées et futures. En plus des cartes de l'altitude du sommet des nuages, nous pourrions produire des cartes de la distribution de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  en phase liquide et gazeuse pour l'expérience de radio-occultation de EnVision. Cette expérience a pour objectif d'étudier la distribution de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  en phase gazeuse et liquide, chose que le Venus PCM couplé à MAD-VenLa sera capable de simuler et de comparer aux futures observations. Enfin, un aspect important dans la mission EnVision concerne la distribution horizontale de  $\text{SO}_2$ . Nos travaux sur MAD-VenLa améliorent la modélisation de la distribution de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  en phase liquide, principal réservoir de soufre dans le nuage. Cette amélioration sera répercutée à

la distribution de  $\text{SO}_2$  modélisée via sa réaction à l'évolution des nuages et du réservoir de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  liquide. Les cartes de  $\text{SO}_2$  seront utiles pour VenSpec-U ([Marcq et al., 2024](#)) mais aussi pour modéliser les variations courtes et long terme de l'espèce ([Vandaele et al., 2017](#)).



## DÉFINITION DU RAYON $r^*$ SELON LE NOMBRE DE KNUDSEN

La méthode utilisée dans cette thèse est basée sur les travaux de (Stolzenbach, 2016). Pour calculer les flux de sédimentations des moments d'ordre 0 et 3, il est nécessaire de déterminer en quel point sera réalisé le développement limité :  $r^*$ .

Nous cherchons à exprimer le rayon  $r^*$  qui permet de minimiser la différence entre le développement limité et la valeur exacte de l'intégrande de l'équation 3.9. La vitesse de sédimentation ne dépend pas uniquement du rayon de la gouttelette, mais dépend également des conditions atmosphériques.

L'effet de ces conditions est exprimé dans la définition d'un nombre de Knudsen caractéristique  $Kn_0$  défini comme :

$$Kn_0 = \frac{\lambda}{r_{modal0}} = \frac{\lambda}{\bar{r} \exp(-\ln^2 \sigma_g)} \quad (A.1)$$

avec  $\lambda$  le libre parcours moyen (en m) et  $r_{modal0}$  le rayon modal de la distribution (en m). Dans le cadre de Stolzenbach (2016), le  $r^*$  a été déterminé pour le moment d'ordre 3 et les résultats sont résumés dans la figure A.1.

Pour le moment d'ordre 3, on obtient :

- Si  $Kn_0 < 10 \rightarrow r^* = r_{modal5}$
- Si  $Kn_0 > 10 \rightarrow r^* = r_{modal4}$

En suivant la même méthodologie, on définit  $r^*$  pour le moment d'ordre 0. Les résultats des différents tests sont résumés dans la figure A.2.

On obtient alors pour le moment d'ordre 0 :

- Si  $Kn_0 < 2 \rightarrow r^* = r_{modal2}$
- Si  $Kn_0 > 2 \rightarrow r^* = r_{modal1}$

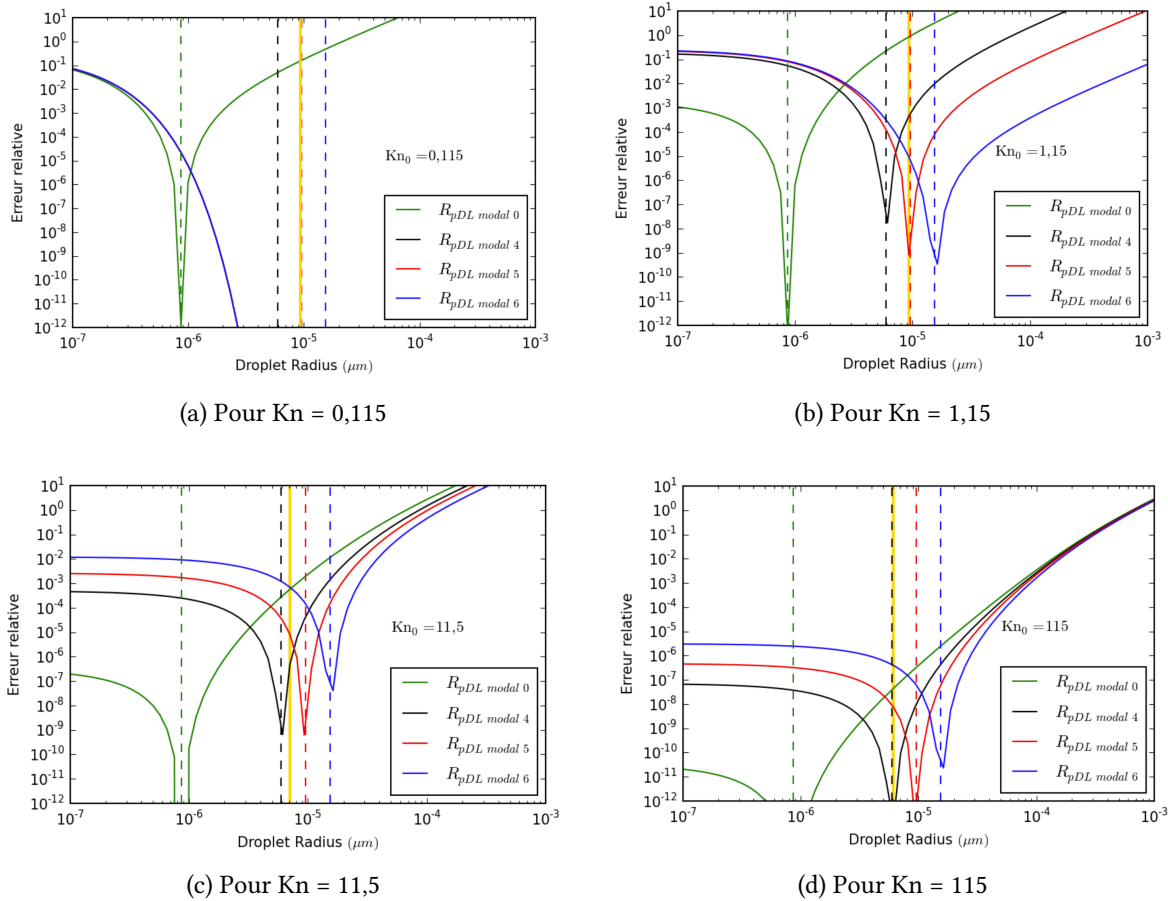
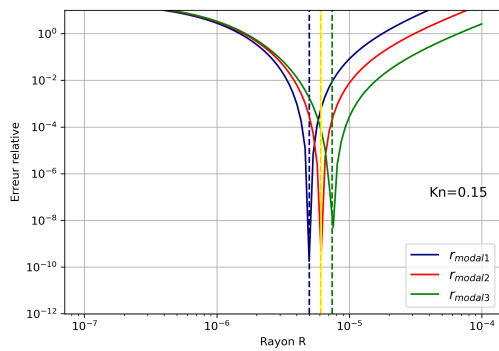
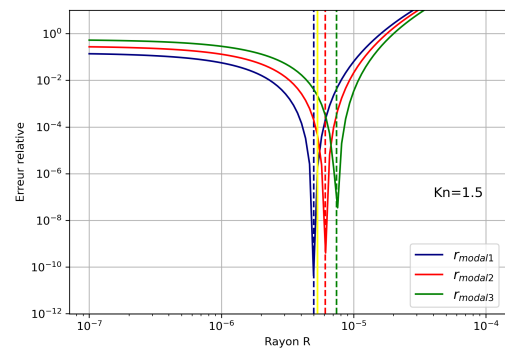


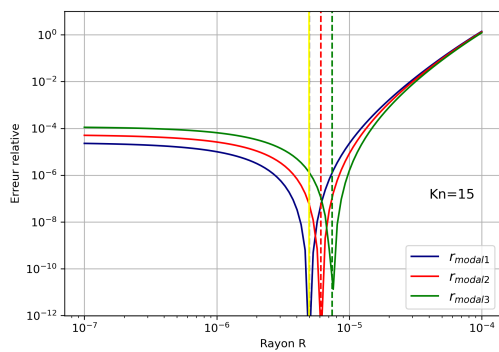
Figure A.1 : Erreur relative entre le calcul de l'intégrande théorique et celui du développement limité en  $r^*$  pour le moment d'ordre 3. Les traits pleins sont l'erreur relative et les pointillés verticaux marquent la valeur du  $r_{modalX}$  choisie. La ligne verticale jaune représente le rayon pour lequel l'intégrande est maximale (figures tirées de [Stolzenbach \(2016\)](#)).



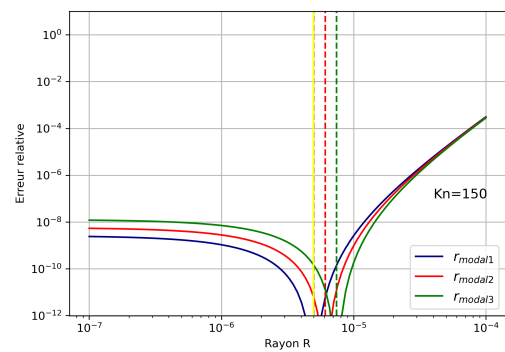
(a) Pour  $Kn = 0,15$



(b) Pour  $Kn = 1,5$



(c) Pour  $Kn = 15$



(d) Pour  $Kn = 150$

Figure A.2 : Erreur relative entre le calcul de l'intégrande théorique et celui du développement limité en  $r^*$  pour le moment d'ordre 0. Les traits pleins sont l'erreur relative et les pointillés verticaux marquent la valeur du  $r_{modalX}$  choisie. La ligne verticale jaune représente le rayon pour lequel l'intégrande est maximale



# BIBLIOGRAPHIE

- Envision factsheet. URL [https://www.esa.int/Science\\_Exploration/Space\\_Science/Envision/Envision\\_factsheet](https://www.esa.int/Science_Exploration/Space_Science/Envision/Envision_factsheet).
- Adams, N. G., Smith, D., and Paulson, J. F. An experimental survey of the reactions of  $\text{NH}_n^+$  ions ( $n=0$  to 4) with several diatomic and polyatomic molecules at 300 K. *J. Chem. Phys.*, 72(1) :288–297, Jan. 1980. ISSN 0021-9606. doi:10.1063/1.438893. URL <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.438893>. Publisher : American Institute of Physics.
- Adams, W. S. and Dunham, Jr., T. Absorption Bands in the Infra-Red Spectrum of Venus. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 44 :243–245, Aug. 1932. ISSN 0004-6280. doi:10.1086/124235. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1932PASP...44..243A>. Publisher : IOP ADS Bibcode : 1932PASP...44..243A.
- Allen, D. A. and Crawford, J. W. Cloud structure on the dark side of Venus. *Nature*, 307(5948) :222–224, Jan. 1984. ISSN 0028-0836, 1476-4687. doi:10.1038/307222a0. URL <https://www.nature.com/articles/307222a0>.
- Allen, M. and Frederick, J. E. Effective Photodissociation Cross Sections for Molecular Oxygen and Nitric Oxide in the Schumann-Runge Bands. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 39(9) :2066–2075, Sept. 1982. ISSN 0022-4928, 1520-0469. doi:10.1175/1520-0469(1982)039<2066 :EPCFSM>2.0.CO;2. URL [https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/39/9/1520-0469\\_1982\\_039\\_2066\\_epcsfm\\_2\\_0\\_co\\_2.xml](https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/39/9/1520-0469_1982_039_2066_epcsfm_2_0_co_2.xml). Publisher : American Meteorological Society Section : Journal of the Atmospheric Sciences.
- Anderson, J. L., Belton, M. J. S., Danielson, G. E., Evans, N., and Soha, J. M. Venus in motion. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 36 :275–284, Feb. 1978. ISSN 0067-0049. doi:10.1086/190500. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1978ApJS...36..275A>. Publisher : IOP ADS Bibcode : 1978ApJS...36..275A.
- Ando, H., Takagi, M., Sugimoto, N., Sagawa, H., and Matsuda, Y. Venusian Cloud Distribution Simulated by a General Circulation Model. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 125(7) :e2019JE006208, 2020. ISSN 2169-9100. doi:10.1029/2019JE006208. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2019JE006208>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2019JE006208>.
- Ando, H., Takagi, M., Sagawa, H., Sugimoto, N., Sekiguchi, M., and Matsuda, Y. Quasi-Periodic Variation of the Lower Equatorial Cloud Induced by Atmospheric Waves on Venus. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 126(6) :e2020JE006781, 2021. ISSN 2169-9100. doi:10.1029/2020JE006781. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2020JE006781>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2020JE006781>.
- Ando, H., Noguchi, K., Imamura, T., Onuma, H., and Sagawa, H.  $\text{H}_2\text{SO}_4$  and  $\text{SO}_2$  abundances in the Venus equatorial region measured by Akatsuki radio occultation. *44th COSPAR Scientific Assembly. Held 16-24 July*, 44 :353, 2022.
- Ando, H., Noguchi, K., Imamura, T., Sagawa, H., Oschlisniok, J., Tellmann, S., and Pätzold, M. Long-term variations of temperature and  $\text{H}_2\text{SO}_4$  gas mixing ratio in the Venusian atmosphere studied with Venus Express and Akatsuki radio occultation measurements, July 2024. URL <https://meetingorganizer.copernicus.org/EPSC2024/EPSC2024-5.html>.
- Anicich, V. G. Evaluated Bimolecular Ion-Molecule Gas Phase Kinetics of Positive Ions for Use in Modeling Planetary Atmospheres, Cometary Comae, and Interstellar Clouds. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 22(6) :1469–1569, Nov. 1993. ISSN 0047-2689. doi:10.1063/1.555940. URL <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.555940>. Publisher : American Institute of Physics.
- Arrhenius, S. *The Destinies of the Stars*. By Svante Arrhenius. G. P. Putnam's Sons. 1918. Pp. xvii + 256, illustrated. *Science*, 48(1251) :621–622, Dec. 1918. ISSN 0036-8075, 1095-9203. doi:10.1126/science.48.1251.621. URL <https://www.science.org/doi/10.1126/science.48.1251.621>.
- Atkinson, R., Baulch, D. L., Cox, R. A., Hampson, R. F., Kerr (Chairman), J. A., and Troe, J. Evaluated Kinetic and Photochemical Data for Atmospheric Chemistry : Supplement III. IUPAC Subcommittee on Gas Kinetic Data Evaluation for Atmospheric Chemistry. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 18(2) :881–1097, Apr. 1989. ISSN 0047-2689. doi:10.1063/1.555832. URL <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.555832>. Publisher : American Institute of Physics.

- Atkinson, R., Baulch, D. L., Cox, R. A., Crowley, J. N., Hampson, R. F., Hynes, R. G., Jenkin, M. E., Rossi, M. J., and Troe, J. Evaluated kinetic and photochemical data for atmospheric chemistry : Volume I - gas phase reactions of O<sub>x</sub>, HO<sub>x</sub>, NO<sub>x</sub> and SO<sub>x</sub> species. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 4(6) :1461–1738, Sept. 2004. ISSN 1680-7316. doi:10.5194/acp-4-1461-2004. URL <https://acp.copernicus.org/articles/4/1461/2004/>. Publisher : Copernicus GmbH.
- Ayers, G. P., Gillett, R. W., and Gras, J. L. On the vapor pressure of sulfuric acid. *Geophysical Research Letters*, 7(6) :433–436, 1980. ISSN 1944-8007. doi:10.1029/GL007i006p00433. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/GL007i006p00433>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/GL007i006p00433>.
- Bailey, J., Meadows, V., Chamberlain, S., and Crisp, D. The temperature of the Venus mesosphere from O<sub>2</sub> (aΔg1) airglow observations. *Icarus*, 197(1) :247–259, Sept. 2008. ISSN 0019-1035. doi:10.1016/j.icarus.2008.04.007. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0019103508001723>. Publisher : Elsevier BV.
- Baines, K. H., Bellucci, G., Bibring, J.-P., Brown, R. H., Buratti, B. J., Bussoletti, E., Capaccioni, F., Cerroni, P., Clark, R. N., Coradini, A., Cruikshank, D. P., Drossart, P., Formisano, V., Jaumann, R., Langevin, Y., Matson, D. L., McCord, T. B., Mennella, V., Nelson, R. M., Nicholson, P. D., Sicardy, B., Sotin, C., Hansen, G. B., Aiello, J. J., and Amici, S. Detection of Sub-Micron Radiation from the Surface of Venus by Cassini/VIMS. *Icarus*, 148(1) :307–311, Nov. 2000. ISSN 00191035. doi:10.1006/icar.2000.6519. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0019103500965199>.
- Barstow, J. K., Tsang, C. C. C., Wilson, C. F., Irwin, P. G. J., Taylor, F. W., McGouldrick, K., Drossart, P., Piccioni, G., and Tellmann, S. Models of the global cloud structure on Venus derived from Venus Express observations. *Icarus*, 217(2) :542–560, Feb. 2012. ISSN 0019-1035. doi:10.1016/j.icarus.2011.05.018. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103511001916>.
- Barth, E. PlanetCARMA : A New Framework for Studying the Microphysics of Planetary Atmospheres. *Atmosphere*, 11(10) :1064, Oct. 2020. ISSN 2073-4433. doi:10.3390/atmos11101064. URL <https://www.mdpi.com/2073-4433/11/10/1064>.
- Baulch, D. L., Cox, R. A., Crutzen, P. J., Hampson, Jr., R. F., Kerr, J. A., Troe, J., and Watson, R. T. Evaluated Kinetic and Photochemical Data for Atmospheric Chemistry : Supplement I CODATA Task Group on Chemical Kinetics. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 11(2) :327–496, Apr. 1982. ISSN 0047-2689. doi:10.1063/1.555664. URL <https://doi.org/10.1063/1.555664>.
- Baulch, D. L., Bowman, C. T., Cobos, C. J., Cox, R. A., Just, T., Kerr, J. A., Pilling, M. J., Stocker, D., Troe, J., Tsang, W., Walker, R. W., and Warnatz, J. Evaluated Kinetic Data for Combustion Modeling : Supplement II. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 34(3) :757–1397, July 2005. ISSN 0047-2689. doi:10.1063/1.1748524. URL <https://doi.org/10.1063/1.1748524>.
- Belyaev, D. A., Montmessin, F., Bertaux, J.-L., Mahieux, A., Fedorova, A. A., Korablev, O. I., Marcq, E., Yung, Y. L., and Zhang, X. Vertical profiling of SO<sub>2</sub> and SO above Venus' clouds by SPICAV/SOIR solar occultations. *Icarus*, 217(2) :740–751, Feb. 2012. ISSN 00191035. doi:10.1016/j.icarus.2011.09.025. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0019103511003770>.
- Berry, E. X. and Pranger, M. R. Equations for calculating the terminal velocities of water drops. 13(1) :108–113, 1974. ISSN 0021-8952. doi:10.1175/1520-0450(1974)013<0108 :efcttv>2.0.co;2.
- Bertaux, J.-L., Leblanc, F., Perrier, S., Quemerais, E., Korablev, O., Dimarellis, E., Reberac, A., Forget, F., Simon, P. C., Stern, S. A., Sandel, B., and THE SPICAM TEAM. Nightglow in the Upper Atmosphere of Mars and Implications for Atmospheric Transport. *Science*, 307(5709) :566–569, Jan. 2005. doi:10.1126/science.1106957. URL <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1106957>. Publisher : American Association for the Advancement of Science.
- Bertaux, J.-L., Nevejans, D., Korablev, O., Villard, E., Quémerais, E., Neefs, E., Montmessin, F., Leblanc, F., Dubois, J. P., Dimarellis, E., Hauchecorne, A., Lefèvre, F., Rannou, P., Chaufray, J. Y., Cabane, M., Cernogora, G., Souchon, G., Semelin, F., Reberac, A., Van Ransbeek, E., Berkenbosch, S., Clairquin, R., Muller,

- C., Forget, F., Hourdin, F., Talagrand, O., Rodin, A., Fedorova, A., Stepanov, A., Vinogradov, I., Kiselev, A., Kalinnikov, Y., Durry, G., Sandel, B., Stern, A., and Gérard, J. C. SPICAV on Venus Express : Three spectrometers to study the global structure and composition of the Venus atmosphere. *Planetary and Space Science*, 55(12) :1673–1700, Oct. 2007. ISSN 0032-0633. doi:10.1016/j.pss.2007.01.016. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032063307000074>.
- Bougher, S. W., Gérard, J. C., Stewart, A. I. F., and Fesen, C. G. The Venus nitric oxide night airglow : Model calculations based on the Venus thermospheric general circulation model. *J. Geophys. Res.*, 95 (A5) :6271, 1990. ISSN 0148-0227. doi:10.1029/JA095iA05p06271. URL <http://doi.wiley.com/10.1029/JA095iA05p06271>.
- Brecht, A. S., Bougher, S. W., Gérard, J. C., Parkinson, C. D., Rafkin, S., and Foster, B. Understanding the variability of nightside temperatures, NO UV and O<sub>2</sub> IR nightglow emissions in the Venus upper atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 116(E8) :E08004, Aug. 2011. ISSN 0148-0227. doi:10.1029/2010JE003770. URL <http://doi.wiley.com/10.1029/2010JE003770>.
- Brune, W. H., Schwab, J. J., and Anderson, J. G. Laser magnetic resonance, resonance fluorescence, and resonance absorption studies of the reaction kinetics of O + OH → H + O<sub>2</sub>, O + HO<sub>2</sub> → OH + O<sub>2</sub>, N + OH → H + NO, and N + HO<sub>2</sub> → products at 300 K between 1 and 5 torr. *J. Phys. Chem.*, 87(22) :4503–4514, Oct. 1983. ISSN 0022-3654, 1541-5740. doi:10.1021/j100245a034. URL <https://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/j100245a034>. Publisher : American Chemical Society (ACS).
- Burkholder, J., Sander, S. P., Abbatt, J. P. D., Barker, J. R., Huie, R. E., Kolb, C. E., Kurylo, M. J., Orkin, V. L., Wilmouth, D. M., and Wine, P. H. Chemical Kinetics and Photochemical Data for Use in Atmospheric Studies, Evaluation Number 18. 2015. doi:10.13140/RG.2.1.2504.2806. URL <http://rgdoi.net/10.13140/RG.2.1.2504.2806>. Publisher : Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, CA.
- Burkholder, J., Sander, S. P., Abbatt, J. P. D., Barker, J. R., Cappa, C., Crounse, J. D., Dibble, T. S., Huie, R. E., Kolb, C. E., Kurylo, M. J., Orkin, V. L., Percival, C. J., Wilmouth, D. M., and Wine, P. H. Chemical Kinetics and Photochemical Data for Use in Atmospheric Studies, Evaluation Number 19. page 1610, 2020. Publisher : Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, CA.
- Burkholder, J. B. and McKeen, S. UV absorption cross sections for SO<sub>3</sub>. *Geophysical Research Letters*, 24(24) : 3201–3204, 1997. ISSN 1944-8007. doi:10.1029/97GL03255. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/97GL03255>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/97GL03255>.
- Bézar, B., de Bergh, C., Fegley, B., Maillard, J.-P., Crisp, D., Owen, T., Pollack, J. B., and Grinspoon, D. The abundance of sulfur dioxide below the clouds of Venus. *Geophysical Research Letters*, 20(15) :1587–1590, 1993. ISSN 1944-8007. doi:10.1029/93GL01338. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/93GL01338>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/93GL01338>.
- Bézar, B., Tsang, C. C. C., Carlson, R. W., Piccioni, G., Marcq, E., and Drossart, P. Water vapor abundance near the surface of Venus from Venus Express/VIRTIS observations. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 114(E5), 2009. ISSN 2156-2202. doi:10.1029/2008JE003251. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2008JE003251>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2008JE003251>.
- Campbell, I. and Gray, C. Rate constants for O(3P) recombination and association with N(4S). *Chemical Physics Letters*, 18(4) :607–609, Feb. 1973. ISSN 00092614. doi:10.1016/0009-2614(73)80479-8. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0009261473804798>.
- Carlson, R. W., Baines, K. H., Encrenaz, T., Taylor, F. W., Drossart, P., Kamp, L. W., Pollack, J. B., Lellouch, E., Collard, A. D., Calcutt, S. B., Grinspoon, D., Weissman, P. R., Smythe, W. D., Ocampo, A. C., Danielson, G. E., Fanale, F. P., Johnson, T. V., Kieffer, H. H., Matson, D. L., McCord, T. B., and Soderblom, L. A. Galileo Infrared Imaging Spectroscopy Measurements at Venus. *Science*, 253(5027) :1541–1548, Sept. 1991. ISSN 0036-8075, 1095-9203. doi:10.1126/science.253.5027.1541. URL <https://www.science.org/doi/10.1126/science.253.5027.1541>.
- Carlsaw, K. S., Luo, B. P., Clegg, S. L., Peter, T., Brimblecombe, P., and Crutzen, P. J. Stratospheric aerosol growth and hno<sub>3</sub> gas phase depletion from coupled hno<sub>3</sub> and water uptake by liquid particles. 21(23) : 2479–2482, 1994. ISSN 1944-8007. doi:10.1029/94gl02799.

- Chan, W. F., Cooper, G., Sodhi, R. N. S., and Brion, C. E. Absolute optical oscillator strengths for discrete and continuum photoabsorption of molecular nitrogen (11–200 eV). *Chemical Physics*, 170(1) :81–97, Feb. 1993. ISSN 0301-0104. doi:10.1016/0301-0104(93)80095-Q. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/030101049380095Q>.
- Chase, S. C., Kaplan, L. D., and Neugebauer, G. The Mariner 2 Infrared Radiometer Experiment. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 68(22) :6157–6169, 1963. ISSN 2156-2202. doi:10.1029/JZ068i022p06157. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JZ068i022p06157>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/JZ068i022p06157>.
- Chaufray, J.-Y., Bertaux, J.-L., and Leblanc, F. First observation of the Venus UV dayglow at limb from SPI-CAV/VEX. *Geophysical Research Letters*, 39(20), 2012. ISSN 1944-8007. doi:10.1029/2012GL053626. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2012GL053626>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2012GL053626>.
- Cheng, B.-M., Chew, E. P., Liu, C.-P., Bahou, M., Lee, Y.-P., Yung, Y. L., and Gerstell, M. F. Photo-induced fractionation of water isotopomers in the Martian atmosphere. *Geophysical Research Letters*, 26(24) : 3657–3660, 1999. ISSN 1944-8007. doi:10.1029/1999GL008367. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/1999GL008367>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/1999GL008367>.
- Christensen, L. E., Okumura, M., Sander, S. P., Salawitch, R. J., Toon, G. C., Sen, B., Blavier, J.-F., and Jucks, K. W. Kinetics of HO<sub>2</sub> + HO<sub>2</sub> → H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> + O<sub>2</sub> : Implications for Stratospheric H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>. *Geophysical Research Letters*, 29(9) :13–1–13–4, 2002. ISSN 1944-8007. doi:10.1029/2001GL014525. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2001GL014525>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2001GL014525>.
- Chung, K., Calvert, J. G., and Bottenheim, J. W. The photochemistry of sulfur dioxide excited within its first allowed band (3130 Å) and the “forbidden” band (3700–;4000 Å). *International Journal of Chemical Kinetics*, 7(2) :161–182, 1975. ISSN 1097-4601. doi:10.1002/kin.550070202. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/kin.550070202>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/kin.550070202>.
- Cimino, J. The composition and vertical structure of the lower cloud deck on Venus. *Icarus*, 51(2) :334–357, Aug. 1982. ISSN 0019-1035. doi:10.1016/0019-1035(82)90088-4. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0019103582900884>.
- Colin, L. The Pioneer Venus Program. *J. Geophys. Res.*, 85(A13) :7575–7598, Dec. 1980. ISSN 0148-0227. doi:10.1029/JA085iA13p07575. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/JA085iA13p07575>.
- Collet, A., Cox, C., and Gérard, J.-C. Two-dimensional time-dependent model of the transport of minor species in the Venus night side upper atmosphere. *Planetary and Space Science*, 58(14) :1857–1867, Dec. 2010. ISSN 0032-0633. doi:10.1016/j.pss.2010.08.016. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032063310002540>.
- Copp, N. W., Hamdan, M., Jones, J. D. C., Birkinshaw, K., and Twiddy, N. D. A selected ion flow tube study of the reactions of the gaseous ion CO<sub>2</sub><sup>+</sup> at 298 K. *Chemical Physics Letters*, 88(5) :508–511, May 1982. ISSN 0009-2614. doi:10.1016/0009-2614(82)83164-3. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0009261482831643>.
- Cottini, V., Ignatiev, N. I., Piccioni, G., Drossart, P., Grassi, D., and Markiewicz, W. J. Water vapor near the cloud tops of Venus from Venus Express/VIRTIS dayside data. *Icarus*, 217(2) :561–569, Feb. 2012. ISSN 0019-1035. doi:10.1016/j.icarus.2011.06.018. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103511002351>.
- Cottini, V., Ignatiev, N., Piccioni, G., and Drossart, P. Water vapor near Venus cloud tops from VIRTIS-H/Venus express observations 2006–2011. *Planetary and Space Science*, 113-114 :219–225, Aug. 2015. ISSN 00320633. doi:10.1016/j.pss.2015.03.012. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0032063315000720>.

- Crisp, D. Radiative forcing of the Venus mesosphere : I. Solar fluxes and heating rates. *Icarus*, 67(3) :484–514, Sept. 1986. ISSN 0019-1035. doi:10.1016/0019-1035(86)90126-0. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0019103586901260>.
- Crisp, D., McMuldroch, S., Stephens, S. K., Sinton, W. M., Ragent, B., Hodapp, K. W., Probst, R. G., Doyle, L. R., Allen, D. A., and Elias, J. Ground-Based Near-Infrared Imaging Observations of Venus During the Galileo Encounter. *Science*, 253(5027) :1538–1541, Sept. 1991. doi:10.1126/science.253.5027.1538. URL <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.253.5027.1538>. Publisher : American Association for the Advancement of Science.
- Cunningham, E. On the velocity of steady fall of spherical particles through fluid medium. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 83(563) : 357–365, 1910. Publisher : The Royal Society London.
- Dai, L., Zhang, X., Shao, W. D., Bierson, C. J., and Cui, J. A Simple Condensation Model for the H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>-H<sub>2</sub>O Gas-Cloud System on Venus. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 127(3) :e2021JE007060, 2022. ISSN 2169-9100. doi:10.1029/2021JE007060. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2021JE007060>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2021JE007060>.
- Davies, C. N. Definitive equations for the fluid resistance of spheres. *Proceedings of the Physical Society*, 57 (4) :259, 1945. Publisher : IOP Publishing.
- Drossart, P. and Montmessin, F. The legacy of Venus Express : highlights from the first European planetary mission to Venus. *Astronomy and Astrophysics Review*, 23 :5, Nov. 2015. ISSN 0935-4956. doi:10.1007/s00159-015-0088-0. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2015A&ARv..23....5D>. Publisher : Springer ADS Bibcode : 2015A&ARv..23....5D.
- Drossart, P., Piccioni, G., Gérard, J. C., Lopez-Valverde, M. A., Sanchez-Lavega, A., Zasova, L., Hueso, R., Taylor, F. W., Bézard, B., Adriani, A., Angrilli, F., Arnold, G., Baines, K. H., Bellucci, G., Benkhoff, J., Bibring, J. P., Blanco, A., Blecka, M. I., Carlson, R. W., Coradini, A., Di Lellis, A., Encrenaz, T., Erard, S., Fonti, S., Formisano, V., Fouchet, T., Garcia, R., Haus, R., Helbert, J., Ignatiev, N. I., Irwin, P., Langevin, Y., Lebonnois, S., Luz, D., Marinangeli, L., Orofino, V., Rodin, A. V., Roos-Serote, M. C., Saggin, B., Stam, D. M., Titov, D., Visconti, G., Zambelli, M., and Tsang, C. A dynamic upper atmosphere of Venus as revealed by VIRTIS on Venus Express. *Nature*, 450(7170) :641–645, Nov. 2007. ISSN 1476-4687. doi:10.1038/nature06140. URL <https://www.nature.com/articles/nature06140>. Publisher : Nature Publishing Group.
- Du, M. L. and Dalgarno, A. The radiative association of N and O atoms. *J. Geophys. Res.*, 95(A8) :12265, 1990. ISSN 0148-0227. doi:10.1029/JA095iA08p12265. URL <http://doi.wiley.com/10.1029/JA095iA08p12265>.
- Egan, J. V., Feng, W., James, A. D., Manners, J., Marsh, D. R., Lebonnois, S., Lefèvre, F., Stolzenbach, A., and Plane, J. M. C. Is OSSO a Significant Contributor to the Unknown UV Absorber in Venus' Atmosphere? *Geophysical Research Letters*, 52(4) :e2024GL113090, 2025. ISSN 1944-8007. doi:10.1029/2024GL113090. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2024GL113090>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2024GL113090>.
- Encrenaz, T., Greathouse, T. K., Roe, H., Richter, M., Lacy, J., Bézard, B., Fouchet, T., and Widemann, T. HDO and SO<sub>2</sub> thermal mapping on Venus : evidence for strong SO<sub>2</sub> variability. *A&A*, 543 :A153, July 2012. ISSN 0004-6361, 1432-0746. doi:10.1051/0004-6361/201219419. URL <http://www.aanda.org/10.1051/0004-6361/201219419>.
- Esposito, L. W., Bertaux, J.-L., Krasnopolsky, V., Moroz, V., and Zasova, L. Chemistry of lower atmosphere and clouds. *Venus II*, pages 415–458, 1997. Publisher : The University of Arizona Press.
- E. Nicholas, J., A. Amodio, C., and J. Baker, M. Kinetics and mechanism of the decomposition of H<sub>2</sub>S, CH<sub>3</sub>SH and (CH<sub>3</sub>)<sub>2</sub>S in a radio-frequency pulse discharge. *Journal of the Chemical Society, Faraday Transactions 1 : Physical Chemistry in Condensed Phases*, 75(0) :1868–1875, 1979. doi:10.1039/F19797501868. URL <https://pubs.rsc.org/en/content/articlelanding/1979/f1/f19797501868>. Publisher : Royal Society of Chemistry.

- Fedorova, A., Korablev, O., Vandaele, A.-C., Bertaux, J.-L., Belyaev, D., Mahieux, A., Neefs, E., Wilquet, W. V., Drummond, R., Montmessin, F., and Villard, E. HDO and H<sub>2</sub>O vertical distributions and isotopic ratio in the Venus mesosphere by Solar Occultation at Infrared spectrometer on board Venus Express. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 113(E5), 2008. ISSN 2156-2202. doi:10.1029/2008JE003146. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2008JE003146>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2008JE003146>.
- Fedorova, A., Marcq, E., Luginin, M., Korablev, O., Bertaux, J.-L., and Montmessin, F. Variations of water vapor and cloud top altitude in the venus' mesosphere from spicav/vex observations. 275 :143–162, 2016. ISSN 0019-1035. doi:10.1016/j.icarus.2016.04.010.
- Feldman, P. D., Moos, H. W., Clarke, J. T., and Lane, A. L. Identification of the UV nightglow from Venus. *Nature*, 279(5710) :221–222, May 1979. ISSN 1476-4687. doi:10.1038/279221a0. URL <https://www.nature.com/articles/279221a0>. Number : 5710 Publisher : Nature Publishing Group.
- Ford, P. G. and Pettengill, G. H. Venus topography and kilometer-scale slopes. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 97(E8) :13103–13114, 1992. ISSN 2156-2202. doi:10.1029/92JE01085. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/92JE01085>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/92JE01085>.
- Forget, F. and Lebonnois, S. Global climate models of the terrestrial planets. *Comparative climatology of terrestrial planets*, pages 213–229, 2013. Publisher : University of Arizona Press Tucson.
- Formisano, V., Angrilli, F., Arnold, G., Atreya, S., Baines, K., Bellucci, G., Bezard, B., Billebaud, F., Biondi, D., Blecka, M., Colangeli, L., Comolli, L., Crisp, D., D'Amore, M., Encrenaz, T., Ekonomov, A., Esposito, F., Fiorenza, C., Fonti, S., Giuranna, M., Grassi, D., Grieger, B., Grigoriev, A., Helbert, J., Hirsch, H., Ignatiev, N., Jurewicz, A., Khatuntsev, I., Lebonnois, S., Lellouch, E., Mattana, A., Maturilli, A., Mencarelli, E., Michalska, M., Lopez Moreno, J., Moshkin, B., Nespoli, F., Nikolsky, Y., Nuccilli, F., Orleanski, P., Palomba, E., Piccioni, G., Rataj, M., Rinaldi, G., Rossi, M., Saggin, B., Stam, D., Titov, D., Visconti, G., and Zasova, L. The planetary fourier spectrometer (PFS) onboard the European Venus Express mission. *Planetary and Space Science*, 54(13-14) :1298–1314, Nov. 2006. ISSN 00320633. doi:10.1016/j.pss.2006.04.033. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0032063306001589>.
- Fox, J. L. and Sung, K. Y. Solar activity variations of the Venus thermosphere/ionosphere. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 106(A10) :21305–21335, 2001. ISSN 2156-2202. doi:10.1029/2001JA000069. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2001JA000069>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2001JA000069>.
- Fox, J. L., Galand, M. I., and Johnson, R. E. Energy Deposition in Planetary Atmospheres by Charged Particles and Solar Photons. *Space Sci Rev*, 139(1-4) :3–62, Aug. 2008. ISSN 0038-6308, 1572-9672. doi:10.1007/s11214-008-9403-7. URL <http://link.springer.com/10.1007/s11214-008-9403-7>.
- Frandsen, B. N., Wennberg, P. O., and Kjaergaard, H. G. Identification of OSSO as a near-UV absorber in the Venusian atmosphere. *Geophysical Research Letters*, 43(21), Nov. 2016. ISSN 0094-8276, 1944-8007. doi:10.1002/2016GL070916. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/2016GL070916>.
- Frankland, V. L., James, A. D., Carrillo-Sánchez, J. D., Nesvorný, D., Pokorný, P., and Plane, J. M. CO oxidation and O<sub>2</sub> removal on meteoric material in Venus' atmosphere. *Icarus*, 296 :150–162, Nov. 2017. ISSN 00191035. doi:10.1016/j.icarus.2017.06.005. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0019103516306881>.
- Friedlander, S. volume 198. Oxford university press, 2000.
- FUCHS, N. and SUTUGIN, A. HIGH-DISPERSED AEROSOLS. In *Topics in Current Aerosol Research*, page 1. Elsevier, 1971. ISBN 978-0-08-016674-2. doi:10.1016/b978-0-08-016674-2.50006-6. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/B9780080166742500066>.
- Gao, P., Zhang, X., Crisp, D., Bardeen, C. G., and Yung, Y. L. Bimodal distribution of sulfuric acid aerosols in the upper haze of Venus. *Icarus*, 231 :83–98, Mar. 2014. ISSN 0019-1035. doi:10.1016/j.icarus.2013.10.013. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103513004326>.

- Garate-Lopez, I. and Lebonnois, S. Latitudinal variation of clouds' structure responsible for Venus' cold collar. *Icarus*, 314 :1–11, Nov. 2018. ISSN 0019-1035. doi:10.1016/j.icarus.2018.05.011. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103517305717>.
- Gelman, B. G., Zolotukhin, V. G., Lamonov, N. I., Levchuk, B. V., Mukhin, L. M., Nenarokov, D. F., Khotnikov, B. P., Rotin, V. A., and Lipatov, A. N. An analysis of the chemical composition of the atmosphere of Venus on an AMS of the Venera-12 using a gas chromatograph. *NASA STI/Recon Technical Report N*, 79 :25964, June 1979. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1979STIN...7925964G>. ADS Bibcode : 1979STIN...7925964G.
- Giberson, W. and Cunningham, N. Mariner 10 mission to Venus and Mercury. *Acta Astronautica*, 2(7-8) : 715–743, July 1975. ISSN 00945765. doi:10.1016/0094-5765(75)90012-0. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0094576575900120>.
- Gibson, S. T., Gies, H. P. F., Blake, A. J., McCoy, D. G., and Rogers, P. J. Temperature dependence in the Schumann-Runge photoabsorption continuum of oxygen. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 30(5) :385–393, Nov. 1983. ISSN 0022-4073. doi:10.1016/0022-4073(83)90101-2. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0022407383901012>.
- Gierasch, P. J. Meridional Circulation and the Maintenance of the Venus Atmospheric Rotation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 32(6) :1038–1044, June 1975. ISSN 0022-4928, 1520-0469. doi:10.1175/1520-0469(1975)032<1038 :MCATMO>2.0.CO;2. URL [https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/32/6/1520-0469\\_1975\\_032\\_1038\\_mcatmo\\_2\\_0\\_co\\_2.xml](https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/32/6/1520-0469_1975_032_1038_mcatmo_2_0_co_2.xml). Publisher : American Meteorological Society Section : Journal of the Atmospheric Sciences.
- Gierasch, P. J., Goody, R. M., Young, R. E., Crisp, D., Edwards, C., Kahn, R., Rider, D., del Genio, A., Greeley, R., Hou, A., Leovy, C. B., McCleese, D., and Newman, M. *The General Circulation of the Venus Atmosphere : an Assessment*. Jan. 1997. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1997veii.conf..459G>. Conference Name : Venus II : Geology, Geophysics, Atmosphere, and Solar Wind Environment Pages : 459 ADS Bibcode : 1997veii.conf..459G.
- Gilli, G., Lebonnois, S., González-Galindo, F., López-Valverde, M., Stolzenbach, A., Lefèvre, F., Chaufray, J., and Lott, F. Thermal structure of the upper atmosphere of Venus simulated by a ground-to-thermosphere GCM. *Icarus*, 281 :55–72, Jan. 2017. ISSN 00191035. doi:10.1016/j.icarus.2016.09.016. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0019103516300264>.
- Gilli, G., Navarro, T., Lebonnois, S., Quirino, D., Silva, V., Stolzenbach, A., Lefèvre, F., and Schubert, G. Venus upper atmosphere revealed by a GCM : II. Model validation with temperature and density measurements. *Icarus*, 366 :114432, Sept. 2021. ISSN 00191035. doi:10.1016/j.icarus.2021.114432. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0019103521001160>.
- Goldstein, R. M. Symposium on Radar and Radiometric Observations of Venus during the 1962 Conjunction : Venus characteristics by earth-based radar. *The Astronomical Journal*, 69 :12, Feb. 1964. ISSN 0004-6256. doi:10.1086/109221. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1964AJ.....69...12G>. Publisher : IOP ADS Bibcode : 1964AJ.....69...12G.
- Gonçalves, R., Machado, P., Widemann, T., Peralta, J., Watanabe, S., Yamazaki, A., Satoh, T., Takagi, M., Ogohara, K., Lee, Y.-J., Harutyunyan, A., and Silva, J. Venus' cloud top wind study : Coordinated Akatsuki/UVI with cloud tracking and TNG/HARPS-N with Doppler velocimetry observations. *Icarus*, 335 : 113418, Jan. 2020. ISSN 0019-1035. doi:10.1016/j.icarus.2019.113418. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103519302775>.
- Grassi, D., Drossart, P., Piccioni, G., Ignatiev, N. I., Zasova, L. V., Adriani, A., Moriconi, M. L., Irwin, P. G. J., Negrão, A., and Migliorini, A. Retrieval of air temperature profiles in the Venusian mesosphere from VIRTIS-M data : Description and validation of algorithms. *J. Geophys. Res.*, 113(E9) :2008JE003075, Sept. 2008. ISSN 0148-0227. doi:10.1029/2008JE003075. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2008JE003075>.
- Grinspoon, D. H., Pollack, J. B., Sitton, B. R., Carlson, R. W., Kamp, L. W., Baines, K. H., Encrenaz, T., and Taylor, F. W. Probing Venus's cloud structure with Galileo NIMS. *Planetary and Space Science*, 41(7) :

- 515–542, July 1993. ISSN 0032-0633. doi:10.1016/0032-0633(93)90034-Y. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/003206339390034Y>.
- Guilbon, S. *Développement d'un modèle microphysique de nuages pour un modèle de climat global vénusien*. Theses, Université Paris Saclay (COMUE), Apr. 2018. URL <https://theses.hal.science/tel-01845959>. Issue : 2018SACLV006.
- Gérard, J.-C., Stewart, A. I. F., and Bougher, S. W. The altitude distribution of the Venus ultraviolet nightglow and implications on vertical transport. *Geophys. Res. Lett.*, 8(6) :633–636, June 1981. ISSN 00948276. doi:10.1029/GL008i006p00633. URL <http://doi.wiley.com/10.1029/GL008i006p00633>.
- Gérard, J.-C., Cox, C., Saglam, A., Bertaux, J.-L., Villard, E., and Nehmé, C. Limb observations of the ultraviolet nitric oxide nightglow with SPICAV on board Venus Express. *J. Geophys. Res.*, 113 :E00B03, Aug. 2008. ISSN 0148-0227. doi:10.1029/2008JE003078. URL <http://doi.wiley.com/10.1029/2008JE003078>.
- Gérard, J.-C., Cox, C., Soret, L., Saglam, A., Piccioni, G., Bertaux, J.-L., and Drossart, P. Concurrent observations of the ultraviolet nitric oxide and infrared O<sub>2</sub> nightglow emissions with Venus Express. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 114(E9), 2009. ISSN 2156-2202. doi:10.1029/2009JE003371. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2009JE003371>. \_eprint : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2009JE003371>.
- Hansen, J. E. and Hovenier, J. Interpretation of the polarization of Venus. *J. atmos. Sci.*, 31(4) :1137–1160, 1974.
- Hapke, B. and Nelson, R. Evidence for an Elemental Sulfur Component of the Clouds from Venus Spectrophotometry. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 32(6) :1212–1218, June 1975. ISSN 0022-4928, 1520-0469. doi:10.1175/1520-0469(1975)032<1212 :EFAESC>2.0.CO ;2. URL [https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/32/6/1520-0469\\_1975\\_032\\_1212\\_efaesc\\_2\\_0\\_co\\_2.xml](https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/32/6/1520-0469_1975_032_1212_efaesc_2_0_co_2.xml). Publisher : American Meteorological Society Section : Journal of the Atmospheric Sciences.
- Hashimoto, G. L. and Abe, Y. Predictions of a simple cloud model for water vapor cloud albedo feedback on Venus. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 106(E7) :14675–14690, 2001. ISSN 2156-2202. doi:10.1029/2000JE001266. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2000JE001266>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2000JE001266>.
- Haus, R. and Arnold, G. Radiative transfer in the atmosphere of Venus and application to surface emissivity retrieval from VIRTIS/VEX measurements. *Planetary and Space Science*, 58(12) :1578–1598, Oct. 2010. ISSN 00320633. doi:10.1016/j.pss.2010.08.001. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0032063310002394>.
- Haus, R., Kappel, D., and Arnold, G. Atmospheric thermal structure and cloud features in the southern hemisphere of Venus as retrieved from VIRTIS/VEX radiation measurements. *Icarus*, 232 :232–248, Apr. 2014. ISSN 0019-1035. doi:10.1016/j.icarus.2014.01.020. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103514000517>.
- Haus, R., Kappel, D., and Arnold, G. Radiative heating and cooling in the middle and lower atmosphere of Venus and responses to atmospheric and spectroscopic parameter variations. *Planetary and Space Science*, 117 :262–294, Nov. 2015. ISSN 0032-0633. doi:10.1016/j.pss.2015.06.024. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032063315002020>.
- Hermans, C., Vandaele, A. C., and Fally, S. Fourier transform measurements of SO<sub>2</sub> absorption cross sections :. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 110(9) :756–765, June 2009. ISSN 0022-4073. doi:10.1016/j.jqsrt.2009.01.031. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022407309000375>.
- Herron, J. T. Evaluated Chemical Kinetics Data for Reactions of N(2D), N(2P), and N<sub>2</sub>(A<sub>3</sub>Σ<sub>u</sub><sup>+</sup>) in the Gas Phase. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 28(5) :1453–1483, Sept. 1999. ISSN 0047-2689. doi:10.1063/1.556043. URL <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.556043>. Publisher : American Institute of Physics.
- Herron, J. T. and Huie, R. E. Rate constants at 298 k for the reactions SO+SO+M→(SO)<sub>2</sub>+M AND SO+(SO)<sub>2</sub>→SO<sub>2</sub>+S<sub>2</sub>O. *Chemical Physics Letters*, 76(2) :322–324, Dec. 1980. ISSN 0009-

2614. doi:10.1016/0009-2614(80)87032-1. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0009261480870321>.
- Hintze, P. E., Kjaergaard, H. G., Vaida, V., and Burkholder, J. B. Vibrational and Electronic Spectroscopy of Sulfuric Acid Vapor. *J. Phys. Chem. A*, 107(8) :1112–1118, Feb. 2003. ISSN 1089-5639. doi:10.1021/jp0263626. URL <https://doi.org/10.1021/jp0263626>. Publisher : American Chemical Society.
- Hoffman, J. H., Hodges, R. R., McElroy, M. B., Donahue, T. M., and Kolpin, M. Composition and Structure of the Venus Atmosphere : Results from Pioneer Venus. *Science*, 205(4401) :49–52, July 1979. doi:10.1126/science.205.4401.49. URL <https://www.science.org/doi/10.1126/science.205.4401.49>. Publisher : American Association for the Advancement of Science.
- Hoffman, J. H., Hodges, R. R., Donahue, T. M., and McElroy, M. B. Composition of the Venus lower atmosphere from the Pioneer Venus Mass Spectrometer. *J. Geophys. Res.*, 85(A13) :7882–7890, Dec. 1980. ISSN 0148-0227. doi:10.1029/JA085iA13p07882. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/JA085iA13p07882>.
- Hourdin, F., Le van, P., Forget, F., and Talagrand, O. Meteorological Variability and the Annual Surface Pressure Cycle on Mars. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 50 :3625–3640, Nov. 1993. ISSN 0022-4928. doi:10.1175/1520-0469(1993)050<3625 :MVATAS>2.0.CO;2. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1993JAtS...50.3625H>. Publisher : AMS ADS Bibcode : 1993JAtS...50.3625H.
- Hourdin, F., Musat, I., Bony, S., Braconnot, P., Codron, F., Dufresne, J.-L., Fairhead, L., Filiberti, M.-A., Friedlingstein, P., Grandpeix, J.-Y., Krinner, G., LeVan, P., Li, Z.-X., and Lott, F. The LMDZ4 general circulation model : climate performance and sensitivity to parametrized physics with emphasis on tropical convection. *Clim Dyn*, 27(7) :787–813, Dec. 2006. ISSN 1432-0894. doi:10.1007/s00382-006-0158-0. URL <https://doi.org/10.1007/s00382-006-0158-0>.
- Huestis, D. L. and Berkowitz, J. CRITICAL EVALUATION OF THE PHOTOABSORPTION CROSS SECTION OF CO<sub>2</sub> FROM 0.125 TO 201.6 NM AT ROOM TEMPERATURE. pages 229–242. doi:10.1142/9789814355377\_0018. URL [http://ebooks.worldscinet.com/ISBN/9789814355377/9789814355377\\_0018.html](http://ebooks.worldscinet.com/ISBN/9789814355377/9789814355377_0018.html).
- Huggins, W. and Miller, W. A. On the Spectra of Some of the Fixed Stars. *Proceedings of the Royal Society of London*, pages 242–244, 1863. Publisher : JSTOR.
- Ignatiev, N. i., Moroz, V. i., Zasova, L. V., and Khatuntsev, I. v. Water vapour in the middle atmosphere of Venus : An improved treatment of the Venera 15 ir spectra. *Planetary and Space Science*, 47(8) :1061–1075, Aug. 1999. ISSN 0032-0633. doi:10.1016/S0032-0633(99)00030-6. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032063399000306>.
- Ignatiev, N. I., Titov, D. V., Piccioni, G., Drossart, P., Markiewicz, W. J., Cottini, V., Roatsch, T., Almeida, M., and Manoel, N. Altimetry of the Venus cloud tops from the Venus Express observations. *J. Geophys. Res.*, 114(E9), Sept. 2009. ISSN 0148-0227. doi:10.1029/2008je003320. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2008JE003320>. Publisher : American Geophysical Union (AGU).
- Imamura, T. and Hashimoto, G. L. Microphysics of Venusian Clouds in Rising Tropical Air. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 58(23) :3597–3612, Dec. 2001. ISSN 0022-4928, 1520-0469. doi:10.1175/1520-0469(2001)058<3597 :MOVCI>2.0.CO;2. URL [https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/58/23/1520-0469\\_2001\\_058\\_3597\\_movcir\\_2.0.co\\_2.xml](https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/58/23/1520-0469_2001_058_3597_movcir_2.0.co_2.xml). Publisher : American Meteorological Society Section : Journal of the Atmospheric Sciences.
- Intriligator, D. S., Collard, H. R., Mihalov, J. D., Whitten, R. C., and Wolfe, J. H. Electron Observations and Ion Flows from the Pioneer Venus Orbiter Plasma Analyzer Experiment. *Science*, 205(4401) :116–119, July 1979. ISSN 0036-8075, 1095-9203. doi:10.1126/science.205.4401.116. URL <https://www.science.org/doi/10.1126/science.205.4401.116>.
- Jacob, A. and A. Winkler, C. Kinetics of the reactions of oxygen atoms and nitrogen atoms with sulphur trioxide. *Journal of the Chemical Society, Faraday Transactions 1 : Physical Chemistry in Condensed Phases*, 68(0) :2077–2082, 1972. doi:10.1039/F19726802077. URL <https://pubs.rsc.org/en/content/articlelanding/1972/f1/f19726802077>. Publisher : Royal Society of Chemistry.

- James, E., Toon, O., and Schubert, G. A Numerical Microphysical Model of the Condensational Venus Cloud. *Icarus*, 129(1) :147–171, Sept. 1997. ISSN 00191035. doi:10.1006/icar.1997.5763. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0019103597957638>.
- Jenkins, J. M. and Steffes, P. G. Results for 13-cm absorptivity and H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> abundance profiles from the season 10 (1986) Pioneer Venus Orbiter radio occultation experiment. *Icarus*, 90(1) :129–138, Mar. 1991. ISSN 0019-1035. doi:10.1016/0019-1035(91)90075-5. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103591900755>.
- Jenkins, J. M., Steffes, P. G., Hinson, D. P., Twicken, J. D., and Tyler, G. L. Radio Occultation Studies of the Venus Atmosphere with the Magellan Spacecraft : 2. Results from the October 1991 Experiments. *Icarus*, 110(1) :79–94, July 1994. ISSN 0019-1035. doi:10.1006/icar.1994.1108. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103584711080>.
- Jenouvrier, A., Coquart, B., and Merienne, M. F. The NO<sub>2</sub> absorption spectrum. III : The 200–300 nm region at ambient temperature. *J Atmos Chem*, 25(1) :21–32, Sept. 1996. ISSN 1573-0662. doi:10.1007/BF00053284. URL <https://doi.org/10.1007/BF00053284>.
- Jones, J. On the determination of molecular fields.—I. From the variation of the viscosity of a gas with temperature. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 106(738) :441–462, Oct. 1924. ISSN 0950-1207, 2053-9150. doi:10.1098/rspa.1924.0081. URL <https://royalsocietypublishing.org/doi/10.1098/rspa.1924.0081>. Publisher : The Royal Society.
- Jones, J. D. C., Birkinshaw, K., and Twiddy, N. D. Rate coefficients and product ion distributions for the reactions of OH<sup>+</sup> and H<sub>2</sub>O<sup>+</sup> with N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, NO, N<sub>2</sub>O, Xe, CO, CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>S and H<sub>2</sub> at 300 K. *Chemical Physics Letters*, 77(3) :484–488, Feb. 1981. ISSN 0009-2614. doi:10.1016/0009-2614(81)85191-3. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0009261481851913>.
- Joshi, A. V. and Wang, H. Master equation modeling of wide range temperature and pressure dependence of CO + OH → products. *International Journal of Chemical Kinetics*, 38(1) :57–73, 2006. ISSN 1097-4601. doi:10.1002/kin.20137. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/kin.20137>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/kin.20137>.
- Karyu, H., Kuroda, T., Itoh, K., Nitta, A., Ikeda, K., Yamamoto, M., Sugimoto, N., Terada, N., Kasaba, Y., Takahashi, M., and Hartogh, P. Vertical-Wind-Induced Cloud Opacity Variation in Low Latitudes Simulated by a Venus GCM. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 128(2) :e2022JE007595, 2023. ISSN 2169-9100. doi:10.1029/2022JE007595. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2022JE007595>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2022JE007595>.
- Karyu, H., Kuroda, T., Imamura, T., Terada, N., Vandaele, A. C., Mahieux, A., and Viscardy, S. One-dimensional Microphysics Model of Venusian Clouds from 40 to 100 km : Impact of the Middle-atmosphere Eddy Transport and SOIR Temperature Profile on the Cloud Structure. *Planet. Sci. J.*, 5(3) :57, Mar. 2024. ISSN 2632-3338. doi:10.3847/PSJ/ad25f3. URL <https://iopscience.iop.org/article/10.3847/PSJ/ad25f3/meta>. Publisher : IOP Publishing.
- Karyu, H., Kuroda, T., Mahieux, A., Viscardy, S., Määttänen, A., Terada, N., Robert, S., Vandaele, A. C., and Crutifix, M. A Microphysics Model of Multicomponent Venus' Clouds With a High-Accuracy Condensation Scheme. *Earth and Space Science*, 12(6), June 2025. ISSN 2333-5084, 2333-5084. doi:10.1029/2025EA004203. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2025EA004203>. Publisher : American Geophysical Union (AGU).
- Kasprzak, W. T., Niemann, H. B., Hedin, A. E., Bougher, S. W., and Hunten, D. M. Neutral composition measurements by the Pioneer Venus Neutral Mass Spectrometer during Orbiter re-entry. *Geophysical Research Letters*, 20(23) :2747–2750, 1993. ISSN 1944-8007. doi:10.1029/93GL02241. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/93GL02241>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/93GL02241>.
- Kawabata, K., Coffeen, D. L., Hansen, J. E., Lane, W. A., Sato, M., and Travis, L. D. Cloud and haze properties from Pioneer Venus polarimetry. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 85(A13) :8129–8140,

1980. ISSN 2156-2202. doi:10.1029/JA085iA13p08129. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JA085iA13p08129>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/JA085iA13p08129>.
- Khatuntsev, I., Patsaeva, M., Titov, D., Ignatiev, N., Turin, A., Limaye, S., Markiewicz, W., Almeida, M., Roatsch, T., and Moissl, R. Cloud level winds from the Venus Express Monitoring Camera imaging. *Icarus*, 226(1) : 140–158, Sept. 2013. ISSN 00191035. doi:10.1016/j.icarus.2013.05.018. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0019103513002182>.
- Kitahara, T., Imamura, T., Sato, T. M., Yamazaki, A., Lee, Y. J., Yamada, M., Watanabe, S., Taguchi, M., Fukuhara, T., Kouyama, T., Murakami, S., Hashimoto, G. L., Ogohara, K., Kashimura, H., Horinouchi, T., and Takagi, M. Stationary Features at the Cloud Top of Venus Observed by Ultraviolet Imager Onboard Akatsuki. *JGR Planets*, 124(5) :1266–1281, May 2019. ISSN 2169-9097, 2169-9100. doi:10.1029/2018JE005842. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2018JE005842>.
- Knollenberg, R. G. A reexamination of the evidence for large, solid particles in the clouds of Venus. *Icarus*, 57(2) :161–183, Feb. 1984. ISSN 0019-1035. doi:10.1016/0019-1035(84)90064-2. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0019103584900642>.
- Knollenberg, R. G. and Hunten, D. M. The microphysics of the clouds of Venus : Results of the Pioneer Venus Particle Size Spectrometer Experiment. *J. Geophys. Res.*, 85(A13) :8039–8058, Dec. 1980. ISSN 0148-0227. doi:10.1029/JA085iA13p08039. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/JA085iA13p08039>.
- Kolodner, M. A. and Steffes, P. G. The Microwave Absorption and Abundance of Sulfuric Acid Vapor in the Venus Atmosphere Based on New Laboratory Measurements. *Icarus*, 132(1) :151–169, Mar. 1998. ISSN 0019-1035. doi:10.1006/icar.1997.5887. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103597958875>.
- Koukouli, M. E., Irwin, P. G. J., and Taylor, F. W. Water vapor abundance in Venus' middle atmosphere from Pioneer Venus OIR and Venera 15 FTS measurements. *Icarus*, 173(1) :84–99, Jan. 2005. ISSN 0019-1035. doi:10.1016/j.icarus.2004.08.023. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103504002787>.
- Kouyama, T., Yamazaki, A., Yamada, M., and Imamura, T. A method to estimate optical distortion using planetary images. *Planetary and Space Science*, 86 :86–90, Sept. 2013. ISSN 00320633. doi:10.1016/j.pss.2013.06.027. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0032063313001797>.
- Krasnopolsky, V. Lightnings and nitric oxide on venus. 31(11) :1363–1369, 1983. ISSN 0032-0633. doi:10.1016/0032-0633(83)90072-7.
- Krasnopolsky, V. A. A sensitive search for nitric oxide in the lower atmospheres of Venus and Mars : Detection on Venus and upper limit for Mars. *Icarus*, 182(1) :80–91, May 2006. ISSN 00191035. doi:10.1016/j.icarus.2005.12.003. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0019103505004975>.
- Krasnopolsky, V. A. Chemical kinetic model for the lower atmosphere of Venus. *Icarus*, 191(1) :25–37, Nov. 2007. ISSN 0019-1035. doi:10.1016/j.icarus.2007.04.028. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103507002059>.
- Krasnopolsky, V. A. Venus night airglow : Ground-based detection of OH, observations of O<sub>2</sub> emissions, and photochemical model. *Icarus*, 207(1) :17–27, May 2010. ISSN 0019-1035. doi:10.1016/j.icarus.2009.10.019. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103509004357>.
- Krasnopolsky, V. A. A photochemical model for the Venus atmosphere at 47–112km. *Icarus*, 218(1) :230–246, Mar. 2012. ISSN 00191035. doi:10.1016/j.icarus.2011.11.012. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0019103511004398>.
- Krasnopolsky, V. A. Nighttime photochemical model and night airglow on Venus. *Planetary and Space Science*, 85 :78–88, Sept. 2013. ISSN 0032-0633. doi:10.1016/j.pss.2013.05.022. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032063313001396>.
- Krasnopolsky, V. A. Vertical profiles of H<sub>2</sub>O, H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>, and sulfuric acid concentration at 45–75km on Venus. *Icarus*, 252 :327–333, May 2015. ISSN 00191035. doi:10.1016/j.icarus.2015.01.024. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0019103515000408>.

- Krasnopolsky, V. A. and Pollack, J. B. H<sub>2</sub>O-H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> System in Venus' Clouds and OCS, CO, and H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> Profiles in Venus' Troposphere. *Icarus*, 109(1) :58–78, May 1994. ISSN 0019-1035. doi:10.1006/icar.1994.1077. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103584710773>.
- Ksanfomaliti, L. V. Discovery of frequent lightning discharges in clouds on venus. 284(5753) :244–246, 1980. ISSN 1476-4687. doi:10.1038/284244a0.
- Kulmala, M. and Laaksonen, A. Binary nucleation of water–sulfuric acid system : Comparison of classical theories with different H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> saturation vapor pressures. *The Journal of Chemical Physics*, 93(1) :696–701, July 1990. ISSN 0021-9606, 1089-7690. doi:10.1063/1.459519. URL <https://pubs.aip.org/jcp/article/93/1/696/93468/Binary-nucleation-of-water-sulfuric-acid-system>.
- Lafferty, W. J., Solodov, A. M., Lugez, C. L., and Fraser, G. T. Rotational line strengths and self-pressure-broadening coefficients for the 1.27- $\mu$ m,  $a^1\Delta_g-X^3\Sigma_g^-$ ,  $v = 0-0$  band of O<sub>2</sub>. *Appl. Opt., AO*, 37(12) :2264–2270, Apr. 1998. ISSN 2155-3165. doi:10.1364/AO.37.002264. URL <https://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?uri=ao-37-12-2264>. Publisher : Optica Publishing Group.
- Lai, D., Lebonnois, S., and Li, T. Planetary-Scale Wave Activity in Venus Cloud Layer Simulated by the Venus PCM. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 129(7) :e2023JE008253, 2024. ISSN 2169-9100. doi:10.1029/2023JE008253. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2023JE008253>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2023JE008253>.
- Lebonnois, S., Hourdin, F., Eymet, V., Crespin, A., Fournier, R., and Forget, F. Superrotation of Venus' atmosphere analyzed with a full general circulation model. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 115(E6), 2010. ISSN 2156-2202. doi:10.1029/2009JE003458. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2009JE003458>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2009JE003458>.
- Lebonnois, S., Sugimoto, N., and Gilli, G. Wave analysis in the atmosphere of Venus below 100-km altitude, simulated by the LMD Venus GCM. *Icarus*, 278 :38–51, Nov. 2016. ISSN 00191035. doi:10.1016/j.icarus.2016.06.004. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0019103516302688>.
- Lee, C., Lewis, S. R., and Read, P. L. Superrotation in a venus general circulation model. 112(E4), 2007. ISSN 0148-0227. doi:10.1029/2006je002874.
- Lee, C., Lewis, S. R., and Read, P. L. A bulk cloud parameterization in a Venus General Circulation Model. *Icarus*, 206(2) :662–668, Apr. 2010. ISSN 00191035. doi:10.1016/j.icarus.2009.09.017. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0019103509004114>.
- Lee, K. W. and Chen, H. Coagulation rate of polydisperse particles. 3(3) :327–334, 1984. ISSN 1521-7388. doi:10.1080/02786828408959020.
- Lefevre, M., Lefevre, F., Määttänen, A., Frandsen, B., Skog, R., Stolzenbach, A., and Braude, A. Sulfur allotropes and sulfur hydrides on the venus cloud chemistry. 2025. doi:10.5194/epsc-dps2025-306.
- Lefèvre, F., Lebonnois, S., Montmessin, F., and Forget, F. Three-dimensional modeling of ozone on Mars. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 109(E7), 2004. ISSN 2156-2202. doi:10.1029/2004JE002268. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2004JE002268>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2004JE002268>.
- Lefèvre, F., Trokhimovskiy, A., Fedorova, A., Baggio, L., Lacombe, G., Määttänen, A., Bertaux, J.-L., Forget, F., Millour, E., Venot, O., Bénilan, Y., Korablev, O., and Montmessin, F. Relationship Between the Ozone and Water Vapor Columns on Mars as Observed by SPICAM and Calculated by a Global Climate Model. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 126(4) :e2021JE006838, 2021. ISSN 2169-9100. doi:10.1029/2021JE006838. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2021JE006838>. \_eprint : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2021JE006838>.
- Lefèvre, M. *Modélisation petite échelle de l'atmosphère de Vénus : Convection et onde de gravité. Planétologie et astrophysique de la terre*. PhD thesis, 2018.
- Lefèvre, M., Spiga, A., and Lebonnois, S. Mesoscale modeling of venus' bow-shape waves. 335 :113376, 2020. ISSN 0019-1035. doi:10.1016/j.icarus.2019.07.010.

- Lewis, B. R., Vardavas, I. M., and Carver, J. H. The aeronomic dissociation of water vapor by solar H Lyman  $\alpha$  radiation. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 88(A6) :4935–4940, 1983. ISSN 2156-2202. doi:10.1029/JA088iA06p04935. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JA088iA06p04935>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/JA088iA06p04935>.
- Limaye, S. S. Venus atmospheric circulation : Known and unknown. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 112(E4), 2007. ISSN 2156-2202. doi:10.1029/2006JE002814. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2006JE002814>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2006JE002814>.
- Lovejoy, E. R., Hanson, D. R., and Huey, L. G. Kinetics and Products of the Gas-Phase Reaction of SO<sub>3</sub> with Water. *J. Phys. Chem.*, 100(51) :19911–19916, Jan. 1996. ISSN 0022-3654. doi:10.1021/jp962414d. URL <https://doi.org/10.1021/jp962414d>. Publisher : American Chemical Society.
- Lu, C.-W., Wu, Y.-J., Lee, Y.-P., Zhu, R. S., and Lin, M. C. Experimental and theoretical investigation of rate coefficients of the reaction S(P<sub>3</sub>)+OCS in the temperature range of 298–985K. *The Journal of Chemical Physics*, 125(16) :164329, Oct. 2006. ISSN 0021-9606. doi:10.1063/1.2357739. URL <https://doi.org/10.1063/1.2357739>.
- Machado, P., Widemann, T., Peralta, J., Gilli, G., Espadinha, D., Silva, J. E., Brasil, F., Ribeiro, J., and Gonçalves, R. Venus Atmospheric Dynamics at Two Altitudes : Akatsuki and Venus Express Cloud Tracking, Ground-Based Doppler Observations and Comparison with Modelling. *Atmosphere*, 12(4) :506, Apr. 2021. ISSN 2073-4433. doi:10.3390/atmos12040506. URL <https://www.mdpi.com/2073-4433/12/4/506>. Number : 4 Publisher : Multidisciplinary Digital Publishing Institute.
- Madronich, S. and Flocke, S. The Role of Solar Radiation in Atmospheric Chemistry. In Hutzinger, O. and Boule, P., editors, *Environmental Photochemistry*, volume 2 / 2L, pages 1–26. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1999. ISBN 978-3-662-14735-1 978-3-540-69044-3. doi:10.1007/978-3-540-69044-3\_1. URL [http://link.springer.com/10.1007/978-3-540-69044-3\\_1](http://link.springer.com/10.1007/978-3-540-69044-3_1). Series Title : The Handbook of Environmental Chemistry.
- Mahieux, A., Vandaele, A. C., Robert, S., Wilquet, V., Drummond, R., López Valverde, M. A., López Puer-tas, M., Funke, B., and Bertaux, J. L. Rotational temperatures of Venus upper atmosphere as measured by SOIR on board Venus Express. *Planetary and Space Science*, 113-114 :347–358, Aug. 2015. ISSN 0032-0633. doi:10.1016/j.pss.2014.12.020. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032063314004218>.
- Mahieux, A., Robert, S., Piccialli, A., Trompet, L., and Vandaele, A. C. The SOIR/Venus Express species concentration and temperature database : CO<sub>2</sub>, CO, H<sub>2</sub>O, HDO, H<sub>35</sub>Cl, H<sub>37</sub>Cl, HF individual and mean profiles. *Icarus*, 405 :115713, Nov. 2023. ISSN 0019-1035. doi:10.1016/j.icarus.2023.115713. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103523002907>.
- Marcq, E., Bézard, B., Drossart, P., Piccioni, G., Reess, J. M., and Henry, F. A latitudinal survey of CO, OCS, H<sub>2</sub>O, and SO<sub>2</sub> in the lower atmosphere of Venus : Spectroscopic studies using VIRTIS-H. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 113(E5), 2008. ISSN 2156-2202. doi:10.1029/2008JE003074. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2008JE003074>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2008JE003074>.
- Marcq, E., Bertaux, J.-L., Montmessin, F., and Belyaev, D. Variations of sulphur dioxide at the cloud top of Venus's dynamic atmosphere. *Nature Geosci*, 6(1) :25–28, Jan. 2013. ISSN 1752-0908. doi:10.1038/ngeo1650. URL <https://www.nature.com/articles/ngeo1650>. Publisher : Nature Publishing Group.
- Marcq, E., Lea Jessup, K., Baggio, L., Encrenaz, T., Lee, Y. J., Montmessin, F., Belyaev, D., Korabiev, O., and Bertaux, J.-L. Climatology of SO<sub>2</sub> and UV absorber at Venus' cloud top from SPICAV-UV nadir dataset. *Icarus*, 335 :113368, Jan. 2020. ISSN 0019-1035. doi:10.1016/j.icarus.2019.07.002. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103519302283>.
- Marcq, E., Lustrent, B., Bertran, S., Lasue, J., Vinatier, S., Lara, L., Conan, L., Lefèvre, M., Alemanno, G., Vandaele, A. C., Robert, S., and Helbert, J. The venspec-u ultraviolet spectral imager on board envision. 2024. doi:10.5194/epsc2024-335.

- Markiewicz, W., Titov, D., Ignatiev, N., Keller, H., Crisp, D., Limaye, S., Jaumann, R., Moissl, R., Thomas, N., Esposito, L., Watanabe, S., Fiethe, B., Behnke, T., Szemerey, I., Michalik, H., Perplies, H., Wedemeier, M., Sebastian, I., Boogaerts, W., Hviid, S., Dierker, C., Osterloh, B., Böker, W., Koch, M., Michaelis, H., Belyaev, D., Dannenberg, A., Tschimmel, M., Russo, P., Roatsch, T., and Matz, K. Venus Monitoring Camera for Venus Express. *Planetary and Space Science*, 55(12) :1701–1711, Oct. 2007. ISSN 00320633. doi:10.1016/j.pss.2007.01.004. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0032063307000086>.
- Martin, F. Venus and the Dresden Codex Eclipse Table. *Journal for the History of Astronomy*, 26(20) :S57–S73, Feb. 1995. ISSN 0021-8286, 1753-8556. doi:10.1177/002182869502602006. URL <https://journals.sagepub.com/doi/10.1177/002182869502602006>.
- Martinez, A., Lebonnois, S., Millour, E., Pierron, T., Moisan, E., Gilli, G., and Lefèvre, F. Exploring the variability of the venusian thermosphere with the IPSL Venus GCM. *Icarus*, 389 :115272, Jan. 2023. ISSN 00191035. doi:10.1016/j.icarus.2022.115272. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0019103522003645>.
- Martinez, A., Chaufray, J.-Y., Lebonnois, S., González-Galindo, F., Lefèvre, F., and Gilli, G. Three-dimensional Venusian ionosphere model. *Icarus*, 415 :116035, June 2024. ISSN 0019-1035. doi:10.1016/j.icarus.2024.116035. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103524000940>.
- Mayer, C. H., McCullough, T. P., Sloanaker, R. M., Avduesky, V. S., Marov, M. Y., Rozhdestvensky, M. K., Borodin, N. F., and Kerzhanovich, V. V. 27. The Hot Surface Temperature of Venus. In *A Source Book in Astronomy and Astrophysics, 1900–1975*, pages 152–159. Harvard University Press, 1958. ISBN 978-0-674-36668-8. URL <https://www.degruyterbrill.com/document/doi/10.4159/harvard.9780674366688.c30/pdf?licenseType=restricted>. Section : A Source Book in Astronomy and Astrophysics, 1900–1975.
- McGouldrick, K. Effects of variation in coagulation and photochemistry parameters on the particle size distributions in the Venus clouds. *Earth Planets Space*, 69(1) :161, Dec. 2017. ISSN 1880-5981. doi:10.1186/s40623-017-0744-x. URL <https://earth-planets-space.springeropen.com/articles/10.1186/s40623-017-0744-x>.
- McGouldrick, K. and Barth, E. L. The Influence of Cloud Condensation Nucleus Coagulation on the Venus Cloud Structure. *Planet. Sci. J.*, 4(3) :50, Mar. 2023. ISSN 2632-3338. doi:10.3847/PSJ/acbdf8. URL <https://iopscience.iop.org/article/10.3847/PSJ/acbdf8/meta>. Publisher : IOP Publishing.
- McGouldrick, K. and Toon, O. An investigation of possible causes of the holes in the condensational Venus cloud using a microphysical cloud model with a radiative-dynamical feedback. *Icarus*, 191(1) :1–24, Nov. 2007. ISSN 00191035. doi:10.1016/j.icarus.2007.04.007. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0019103507001649>.
- McGouldrick, K. and Toon, O. B. Holes in the Condensational Venus Cloud. volume 34, page 19.03, Sept. 2002. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2002DPS....34.1903M>. ADS Bibcode : 2002DPS....34.1903M.
- McGouldrick, K. and Toon, O. B. Exploring the Effects of Waves on the Middle and Lower Cloud Decks of Venus with a Microphysical Model Including a Radiative-Dynamical Feedback. volume 38, page 26.12, Sept. 2006. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2006DPS....38.2612M>. ADS Bibcode : 2006DPS....38.2612M.
- McGouldrick, K. and Toon, O. B. Observable effects of convection and gravity waves on the Venus condensational cloud. *Planetary and Space Science*, 56(8) :1112–1131, June 2008. ISSN 0032-0633. doi:10.1016/j.pss.2008.02.010. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032063308000512>.
- Mills, F. P. I. Observations and Photochemical Modeling of the Venus Middle Atmosphere II. Thermal Infrared Spectroscopy of Europa and Callisto. page 351, 1998.
- Mills, M. J., Toon, O. B., Vaida, V., Hintze, P. E., Kjaergaard, H. G., Schofield, D. P., and Robinson, T. W. Photolysis of sulfuric acid vapor by visible light as a source of the polar stratospheric CN layer. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 110(D8), 2005. ISSN 2156-2202. doi:10.1029/2004JD005519. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2004JD005519>.  
\_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2004JD005519>.

- Minschwaner, K., Anderson, G. P., Hall, L. A., and Yoshino, K. Polynomial coefficients for calculating O<sub>2</sub> Schumann-Runge cross sections at 0.5 cm<sup>1</sup> resolution. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 97(D9) :10103–10108, 1992. ISSN 2156-2202. doi:10.1029/92JD00661. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/92JD00661>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/92JD00661>.
- Moroz, V. I., Ekonomov, A. P., Moshkin, B. E., Revercomb, H. E., Sromovsky, L. A., Schofield, J. T., Spänkuch, D., Taylor, F. W., and Tomasko, M. G. Solar and thermal radiation in the Venus atmosphere. *Advances in Space Research*, 5 :197–232, Jan. 1985. ISSN 0273-1177. doi:10.1016/0273-1177(85)90202-9. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1985AdSpR...5k.197M>. ADS Bibcode : 1985AdSpR...5k.197M.
- Moroz, V. I., Spänkuch, D., Titov, D. V., Schäfer, K., Dyachkov, A. V., Dohler, W., Zasova, L. V., Oertel, D., Linkin, V. M., and Nopirakowski, J. Water vapor and sulfur dioxide abundances at the Venus cloud tops from the Venera-15 infrared spectrometry data. *Advances in Space Research*, 10(5) :77–81, Jan. 1990. ISSN 0273-1177. doi:10.1016/0273-1177(90)90168-Y. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/027311779090168Y>.
- Moses, J. I., Zolotov, M. Y., and Fegley, B. Photochemistry of a Volcanically Driven Atmosphere on Io : Sulfur and Oxygen Species from a Pele-Type Eruption. *Icarus*, 156(1) :76–106, Mar. 2002. ISSN 0019-1035. doi:10.1006/icar.2001.6758. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103501967582>.
- Määttänen, A., Merikanto, J., Henschel, H., Duplissy, J., Makkonen, R., Ortega, I. K., and Vehkamäki, H. New Parameterizations for Neutral and Ion-Induced Sulfuric Acid-Water Particle Formation in Nucleation and Kinetic Regimes. *JGR Atmospheres*, 123(2) :1269–1296, Jan. 2018. ISSN 2169-897X, 2169-8996. doi:10.1002/2017JD027429. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/2017JD027429>.
- Määttänen, A., Guilbon, S., Burgalat, J., and Montmessin, F. Development of a new cloud model for Venus (MAD-VenLA) using the Modal Aerosol Dynamics approach. *Advances in Space Research*, 71(1) :1116–1136, Jan. 2023. ISSN 02731177. doi:10.1016/j.asr.2022.09.063. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S027311772200919X>.
- Naidoo, J., Goumri, A., and Marshall, P. A kinetic study of the reaction of atomic oxygen with SO<sub>2</sub>. *Proceedings of the Combustion Institute*, 30(1) :1219–1225, Jan. 2005. ISSN 1540-7489. doi:10.1016/j.proci.2004.08.214. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0082078404002656>.
- Nara, Y., Imamura, T., Murakami, S., Kouyama, T., Ogohara, K., Yamada, M., Takagi, M., Kashimura, H., and Sato, N. Formation of the Y Feature at the Venusian Cloud Top by Planetary-Scale Waves and the Mean Circulation : Analysis of Venus Express VMC Images. *JGR Planets*, 124(5) :1143–1156, May 2019. ISSN 2169-9097, 2169-9100. doi:10.1029/2018JE005779. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2018JE005779>.
- Navarro, T., Gilli, G., Schubert, G., Lebonnois, S., Lefèvre, F., and Quirino, D. Venus' upper atmosphere revealed by a GCM : I. Structure and variability of the circulation. *Icarus*, 366 :114400, Sept. 2021. ISSN 00191035. doi:10.1016/j.icarus.2021.114400. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0019103521000877>.
- Nicovich, J. M., Kreutter, K. D., and Wine, P. H. Kinetics and thermochemistry of ClCO formation from the Cl+CO association reaction. *The Journal of Chemical Physics*, 92(6) :3539–3544, Mar. 1990. ISSN 0021-9606. doi:10.1063/1.457862. URL <https://doi.org/10.1063/1.457862>.
- Niemann, H. B., Booth, J. R., Cooley, J. E., Hartle, R. E., Kasprzak, W. T., Spencer, N. W., Way, S. H., Huntten, D. M., and Carignan, G. R. Pioneer Venus Orbiter Neutral Gas Mass Spectrometer Experiment. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, GE-18(1) :60–65, Jan. 1980. ISSN 1558-0644. doi:10.1109/TGRS.1980.350282. Conference Name : IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing.
- Ogawa, S. and Ogawa, M. Absorption Cross Sections of O<sub>2</sub>(a<sup>1</sup>Δ<sub>g</sub>) and O<sub>2</sub>(X<sup>3</sup>Σ<sub>g</sub>) in the Region from 1087 to 1700Å. *Can. J. Phys.*, 53(19) :1845–1852, Oct. 1975. ISSN 0008-4204. doi:10.1139/p75-236. URL <https://cdsciencepub.com/doi/abs/10.1139/p75-236>. Publisher : NRC Research Press.
- Ohta, T. Mechanism of chlorine catalytic oxidation of CO in the gas phase. *Bulletin of the Chemical Society of Japan*, 56(3) :869–872, 1983. Publisher : The Chemical Society of Japan.

- Oschlisniok, J., Häusler, B., Pätzold, M., Tellmann, S., Bird, M. K., Peter, K., and Andert, T. P. Sulfuric acid vapor and sulfur dioxide in the atmosphere of Venus as observed by the Venus Express radio science experiment VeRa. *Icarus*, 362 :114405, July 2021. ISSN 0019-1035. doi:10.1016/j.icarus.2021.114405. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103521000920>.
- Otto, E., Fissan, H., Park, S., and Lee, K. The log-normal size distribution theory of brownian aerosol coagulation for the entire particle size range. *Journal of Aerosol Science*, 30(1) :17–34, Jan. 1999. ISSN 0021-8502. doi:10.1016/s0021-8502(98)00038-x. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S002185029800038X>. Publisher : Elsevier BV.
- Oyama, V. I., Carle, G. C., Woeller, F., Pollack, J. B., Reynolds, R. T., and Craig, R. A. Pioneer Venus gas chromatography of the lower atmosphere of Venus. *Journal of Geophysical Research*, 85 :7891–7902, Dec. 1980. ISSN 0148-0227. doi:10.1029/JA085iA13p07891. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1980JGR...85.7891O>. ADS Bibcode : 1980JGR....85.7891O.
- O’Rourke, J. G., Wilson, C. F., Borrelli, M. E., Byrne, P. K., Dumoulin, C., Ghail, R., Gülcher, A. J. P., Jacobson, S. A., Korablev, O., Spohn, T., Way, M. J., Weller, M., and Westall, F. Venus, the Planet : Introduction to the Evolution of Earth’s Sister Planet. *Space Sci Rev*, 219(1) :10, Feb. 2023. ISSN 0038-6308, 1572-9672. doi:10.1007/s11214-023-00956-0. URL <https://link.springer.com/10.1007/s11214-023-00956-0>.
- Palmer, K. F. and Williams, D. Optical constants of sulfuric acid; application to the clouds of Venus? *Applied Optics*, 14(1) :208–219, 1975. Publisher : Optical Society of America.
- Park, S., Lee, K., Otto, E., and Fissan, H. The log-normal size distribution theory of brownian aerosol coagulation for the entire particle size range. *Journal of Aerosol Science*, 30(1) :3–16, Jan. 1999. ISSN 0021-8502. doi:10.1016/s0021-8502(98)00037-8. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0021850298000378>. Publisher : Elsevier BV.
- Parkinson, W. H., Rufus, J., and Yoshino, K. Absolute absorption cross section measurements of CO<sub>2</sub> in the wavelength region 163–200 nm and the temperature dependence. *Chemical Physics*, 290(2) :251–256, May 2003. ISSN 0301-0104. doi:10.1016/S0301-0104(03)00146-0. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0301010403001460>.
- Patsaeva, M., Khatuntsev, I., Patsaev, D., Titov, D., Ignatiev, N., Markiewicz, W., and Rodin, A. The relationship between mesoscale circulation and cloud morphology at the upper cloud level of Venus from VMC/Venus Express. *Planetary and Space Science*, 113-114 :100–108, Aug. 2015. ISSN 00320633. doi:10.1016/j.pss.2015.01.013. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0032063315000148>.
- Peralta, J., Hueso, R., and Sánchez-Lavega, A. A reanalysis of Venus winds at two cloud levels from Galileo SSI images. *Icarus*, 190(2) :469–477, Oct. 2007. ISSN 0019-1035. doi:10.1016/j.icarus.2007.03.028. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S001910350700156X>.
- Peterson, J. R., Le Padellec, A., Danared, H., Dunn, G. H., Larsson, M., Larson, A., Peverall, R., Strömholm, C., Rosén, S., af Ugglas, M., and van der Zande, W. J. Dissociative recombination and excitation of N<sub>2</sub><sup>+</sup> : Cross sections and product branching ratios. *J. Chem. Phys.*, 108(5) :1978–1988, Feb. 1998. ISSN 0021-9606. doi:10.1063/1.475577. URL <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.475577>. Publisher : American Institute of Physics.
- Petrova, E. V., Shalygina, O. S., and Markiewicz, W. J. UV contrasts and microphysical properties of the upper clouds of Venus from the UV and NIR VMC/VEx images. *Icarus*, 260 :190–204, Nov. 2015a. ISSN 0019-1035. doi:10.1016/j.icarus.2015.07.015. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103515003061>.
- Petrova, E. V., Shalygina, O. S., and Markiewicz, W. J. The VMC/VEx photometry at small phase angles : Glory and the physical properties of particles in the upper cloud layer of Venus. *Planetary and Space Science*, 113-114 :120–134, Aug. 2015b. ISSN 0032-0633. doi:10.1016/j.pss.2014.11.013. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032063314003493>.
- Pettengill, G. H., Campbell, D. B., and Masursky, H. The surface of Venus. *Scientific American*, 243(2) :54–65, 1980. Publisher : JSTOR.

- Phillips, L. F. Absolute absorption cross sections for SO between 190 and 235 nm. *J. Phys. Chem.*, 85(26) :3994–4000, Dec. 1981. ISSN 0022-3654. doi:10.1021/j150626a009. URL <https://doi.org/10.1021/j150626a009>. Publisher : American Chemical Society.
- Prinn, R. G. Venus Chemical and Dynamical Processes in the Stratosphere and Mesosphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 32(6) :1237–1247, June 1975. ISSN 0022-4928, 1520-0469. doi:10.1175/1520-0469(1975)032<1237 :VCADPI>2.0.CO;2. URL [https://journals.ametsoc.org/view/journals/atasc/32/6/1520-0469\\_1975\\_032\\_1237\\_vcadpi\\_2\\_0\\_co\\_2.xml](https://journals.ametsoc.org/view/journals/atasc/32/6/1520-0469_1975_032_1237_vcadpi_2_0_co_2.xml). Publisher : American Meteorological Society Section : Journal of the Atmospheric Sciences.
- Pruppacher, H. R. and Klett, J. D. Cloud Particle Interactions-Collision, Coalescence, and Breakup. In *Microphysics of Clouds and Precipitation*, pages 464–503. Springer Netherlands, Dordrecht, 1978. ISBN 978-90-277-1106-9 978-94-009-9905-3. doi:10.1007/978-94-009-9905-3\_14. URL [http://link.springer.com/10.1007/978-94-009-9905-3\\_14](http://link.springer.com/10.1007/978-94-009-9905-3_14).
- Ragent, B. and Blamont, J. The structure of the clouds of Venus : Results of the Pioneer Venus Nephelometer Experiment. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 85(A13) :8089–8105, 1980. ISSN 2156-2202. doi:10.1029/JA085iA13p08089. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JA085iA13p08089>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/JA085iA13p08089>.
- Rakshit, A. B. and Warneck, P. Reactions of CO<sub>2</sub><sup>+</sup>, CO<sub>2</sub>CO<sub>2</sub><sup>+</sup> and H<sub>2</sub>O<sup>+</sup> ions with various neutral molecules. *J. Chem. Soc., Faraday Trans. 2*, 76(0) :1084–1092, Jan. 1980. ISSN 0300-9238. doi:10.1039/F29807601084. URL <https://pubs.rsc.org/en/content/articlelanding/1980/f2/f29807601084>. Publisher : The Royal Society of Chemistry.
- Ridders, C. A new algorithm for computing a single root of a real continuous function. *IEEE Trans. Circuits Syst.*, 26(11) :979–980, Nov. 1979. ISSN 0098-4094. doi:10.1109/tcs.1979.1084580. URL <http://ieeexplore.ieee.org/document/1084580/>. Publisher : Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE).
- Robert, S., Erwin, J., Mueller, N., Marcq, E., Ducreux, E., Thomas, I., De Cock, R., Neefs, E., Alemanno, G., Helbert, J., and Vandaele, A. C. Assessing near-surface radiance levels based on VIRTIS spectra to prepare VenSpec-H science, July 2024. URL <https://meetingorganizer.copernicus.org/EPSC2024/EPSC2024-1025.html>.
- Ross, F. E. Photographs of Venus. *The Astrophysical Journal*, 68 :57, July 1928. ISSN 0004-637X. doi:10.1086/143130. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1928ApJ....68...57R>. Publisher : IOP ADS Bibcode : 1928ApJ....68...57R.
- Rossow, W. B. and Williams, G. P. Large-scale motion in the Venus stratosphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 36 :377–389, 1979.
- Royer, E., Montmessin, F., and Bertaux, J.-L. NO emissions as observed by SPICAV during stellar occultations. *Planetary and Space Science*, 58(10) :1314–1326, Aug. 2010. ISSN 00320633. doi:10.1016/j.pss.2010.05.015. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0032063310001534>.
- Royer, E., Montmessin, F., and Marcq, E. Variability of the nitric oxide nightglow at Venus during solar minimum. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 121(5) :846–853, 2016. ISSN 2169-9100. doi:10.1002/2016JE005013. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2016JE005013>. \_eprint : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/2016JE005013>.
- Russell, C. T., Elphic, R. C., and Slavin, J. A. Initial Pioneer Venus Magnetic Field Results : Dayside Observations. *Science*, 203(4382) :745–748, Feb. 1979. ISSN 0036-8075, 1095-9203. doi:10.1126/science.203.4382.745. URL <https://www.science.org/doi/10.1126/science.203.4382.745>.
- Sander, S., Finlayson-Pitts, B., Friedl, R., Golden, D., Huie, R., Keller-Rudek, H., Kolb, C., Kurylo, M., Molina, M., Moortgat, G., Orkin, V., Ravishankara, A., and Wine, P. *Chemical Kinetics and Photochemical Data for Use in Atmospheric Studies, Evaluation No. 15*. July 2006.
- Sander, S., Abbatt, J., Barker, J., Burkholder, J., Friedl, R., Golden, D., Huie, R., Kolb, C., Kurylo, M., Moortgat, G., Orkin, V., and Wine, P. *Chemical Kinetics and Photochemical Data for Use in Atmospheric Studies, Evaluation No. 16*. Jan. 2010.

- Saunders, R. S., Pettengill, G. H., Arvidson, R. E., Sjogren, W. L., Johnson, W. T. K., and Pieri, L. The Magellan Venus Radar Mapping Mission. *J. Geophys. Res.*, 95(B6) :8339–8355, June 1990. ISSN 0148-0227. doi:10.1029/JB095iB06p08339. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/JB095iB06p08339>.
- Scarf, F. L. and Russell, C. T. Lightning measurements from the pioneer venus orbiter. 10(12) :1192–1195, 1983. ISSN 1944-8007. doi:10.1029/gl010i012p01192.
- Schubert, G. General circulation and the dynamical state of the Venus atmosphere. In *Venus*, pages 681–765. Jan. 1983. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1983vens.book..681S>. ADS Bibcode : 1983vens.book..681S.
- Schulze-Makuch, D., Grinspoon, D. H., Abbas, O., Irwin, L. N., and Bullock, M. A. A Sulfur-Based Survival Strategy for Putative Phototrophic Life in the Venusian Atmosphere. *Astrobiology*, 4(1) :11–18, Mar. 2004. ISSN 1531-1074, 1557-8070. doi:10.1089/153110704773600203. URL <http://www.liebertpub.com/doi/10.1089/153110704773600203>.
- Schunk, R. W. and Nagy, A. F. *Ionospheres : Physics, plasma physics, and chemistry*. Cambridge university press, 2000.
- Schürgers, M. and Welge, K. H. Absorptionskoeffizient von H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> und N<sub>2</sub>H<sub>4</sub> zwischen 1200 und 2000 Å. *Zeitschrift für Naturforschung A*, 23(10) :1508–1510, Oct. 1968. ISSN 1865-7109. doi:10.1515/zna-1968-1011. URL <https://www.degruyterbrill.com/document/doi/10.1515/zna-1968-1011/html>. Publisher : De Gruyter.
- Seiff, A., Kirk, D. B., Young, R. E., Blanchard, R. C., Findlay, J. T., Kelly, G. M., and Sommer, S. C. Measurements of thermal structure and thermal contrasts in the atmosphere of Venus and related dynamical observations : Results From the four Pioneer Venus Probes. *J. Geophys. Res.*, 85(A13) :7903–7933, Dec. 1980. ISSN 0148-0227. doi:10.1029/JA085iA13p07903. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/JA085iA13p07903>.
- Seiff, A., Schofield, J. T., Kliore, A. J., Taylor, F. W., Limaye, S. S., Revercomb, H. E., Sromovsky, L. A., Kerzhanovich, V. V., Moroz, V. I., and Marov, M. Y. Models of the structure of the atmosphere of Venus from the surface to 100 kilometers altitude. *Advances in Space Research*, 5(11) :3–58, Jan. 1985. ISSN 0273-1177. doi:10.1016/0273-1177(85)90197-8. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0273117785901978>.
- Seinfeld, J., Pandis, S., and Noone, K. *atmospheric chemistry and physics : From air pollution to climate change*. 51(10) :88–90, 1998. doi:10.1063/1.882420.
- Singleton, D. L. and Cvetanović, R. J. Evaluated Chemical Kinetic Data for the Reactions of Atomic Oxygen O(3P) with Sulfur Containing Compounds. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 17(4) : 1377–1437, Oct. 1988. ISSN 0047-2689. doi:10.1063/1.555811. URL <https://doi.org/10.1063/1.555811>.
- Soret, L., Gérard, J.-C., Piccioni, G., and Drossart, P. Time variations of O<sub>2</sub>(a<sub>1</sub>Δ) nightglow spots on the Venus nightside and dynamics of the upper mesosphere. *Icarus*, 237 :306–314, July 2014. ISSN 0019-1035. doi:10.1016/j.icarus.2014.03.034. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103514001602>.
- St. John, C. E. and Nicholson, S. B. The Absence of Oxygen and Water-Vapor Lines in the Spectrum of Venus. *The Astrophysical Journal*, 56 :380, Dec. 1922. ISSN 0004-637X. doi:10.1086/142712. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1922ApJ....56..380S>. Publisher : IOP ADS Bibcode : 1922ApJ....56..380S.
- Stark, G., Yoshino, K., Smith, P. L., and Ito, K. Photoabsorption cross section measurements of CO<sub>2</sub> between 106.1 and 118.7 nm at 295 and 195 K. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 103 (1) :67–73, Jan. 2007. ISSN 0022-4073. doi:10.1016/j.jqsrt.2006.07.001. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022407306001737>.
- Steele, H. M. and Hamill, P. Effects of temperature and humidity on the growth and optical properties of sulphuric acid–water droplets in the stratosphere. *Journal of aerosol science*, 12(6) :517–528, 1981. Publisher : Elsevier.

- Steffes, P. G. Laboratory measurements of the microwave opacity and vapor pressure of sulfuric acid vapor under simulated conditions for the middle atmosphere of Venus. *Icarus*, 64(3) :576–585, Dec. 1985. ISSN 0019-1035. doi:10.1016/0019-1035(85)90077-6. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0019103585900776>.
- Stewart, A. I. and Barth, C. A. Ultraviolet Night Airglow of Venus. *Science*, 205(4401) :59–62, July 1979. doi:10.1126/science.205.4401.59. URL <https://www.science.org/doi/10.1126/science.205.4401.59>. Publisher : American Association for the Advancement of Science.
- Stewart, A. I., Gérard, J.-C., Rusch, D. W., and Bougher, S. W. Morphology of the Venus ultraviolet night airglow. *J. Geophys. Res.*, 85(A13) :7861, 1980. ISSN 0148-0227. doi:10.1029/JA085iA13p07861. URL <http://doi.wiley.com/10.1029/JA085iA13p07861>.
- Stiepen, A., Soret, L., Gérard, J.-C., Cox, C., and Bertaux, J.-L. The vertical distribution of the Venus NO nightglow : Limb profiles inversion and one-dimensional modeling. *Icarus*, 220(2) :981–989, Aug. 2012. ISSN 00191035. doi:10.1016/j.icarus.2012.06.029. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0019103512002588>.
- Stiepen, A., Gérard, J.-C., Dumont, M., Cox, C., and Bertaux, J.-L. Venus nitric oxide nightglow mapping from SPICAV nadir observations. *Icarus*, 226(1) :428–436, Sept. 2013. ISSN 00191035. doi:10.1016/j.icarus.2013.05.031. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0019103513002315>.
- Stolzenbach, A. *Etude de la photochimie de Vénus à l'aide d'un modèle de circulation générale*. PhD Thesis, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2016.
- Stolzenbach, A., Lefèvre, F., Lebonnois, S., and Määttänen, A. Three-dimensional modeling of Venus photochemistry and clouds. *Icarus*, 395 :115447, May 2023. ISSN 00191035. doi:10.1016/j.icarus.2023.115447. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0019103523000246>.
- Sugimoto, N., Takagi, M., and Matsuda, Y. Baroclinic instability in the venus atmosphere simulated by gcm : Baroclinic instability in venus. 119(8) :1950–1968, 2014a. ISSN 2169-9097. doi:10.1002/2014je004624.
- Sugimoto, N., Takagi, M., and Matsuda, Y. Waves in a venus general circulation model. 41(21) :7461–7467, 2014b. ISSN 1944-8007. doi:10.1002/2014gl061807.
- Sánchez-Lavega, A., Hueso, R., Piccioni, G., Drossart, P., Peralta, J., Pérez-Hoyos, S., Wilson, C. F., Taylor, F. W., Baines, K. H., Luz, D., Erard, S., and Lebonnois, S. Variable winds on Venus mapped in three dimensions. *Geophysical Research Letters*, 35(13), 2008. ISSN 1944-8007. doi:10.1029/2008GL033817. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2008GL033817>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2008GL033817>.
- Taylor, F. and Grinspoon, D. Climate evolution of Venus. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 114(E9), 2009. ISSN 2156-2202. doi:10.1029/2008JE003316. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2008JE003316>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2008JE003316>.
- Tellmann, S., Pätzold, M., Häusler, B., Bird, M. K., and Tyler, G. L. Structure of the Venus neutral atmosphere as observed by the Radio Science experiment VeRa on Venus Express. *J. Geophys. Res.*, 114 (E9) :2008JE003204, Sept. 2009. ISSN 0148-0227. doi:10.1029/2008JE003204. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2008JE003204>.
- Tellmann, S., Oschlisniok, J., Pätzold, M., Dumoulin, C., and Rosenblatt, P. Radio Sounding of the Venusian Atmosphere with the RSE Experiment on EnVision. pages EPSC2024–796, Sept. 2024. doi:10.5194/epsc2024-796. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2024EPSC...17..796T>. ADS Bibcode : 2024EPSC...17..796T.
- Thompson, B. A., Harteck, P., and Reeves Jr., R. R. Ultraviolet absorption coefficients of CO<sub>2</sub>, CO, O<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, N<sub>2</sub>O, NH<sub>3</sub>, NO, SO<sub>2</sub>, and CH<sub>4</sub> between 1850 and 4000 Å. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 68(24) :6431–6436, 1963. ISSN 2156-2202. doi:10.1029/JZ068i024p06431. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JZ068i024p06431>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/JZ068i024p06431>.

- Thuillier, G., Hers, M., Simon, P. C., Labs, D., Mandel, H., and Gillotay, D. Observation of the solar spectral irradiance from 200 nm to 870 nm during the ATLAS 1 and ATLAS 2 missions by the SOLSPEC spectrometer. *Metrologia*, 35(4) :689–695, Aug. 1998. ISSN 0026-1394. doi:10.1088/0026-1394/35/4/79. URL <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0026-1394/35/4/79>.
- Titov, D. V., Bullock, M. A., Crisp, D., Renno, N. O., Taylor, F. W., and Zasova, L. V. Radiation in the Atmosphere of Venus. In *Exploring Venus as a Terrestrial Planet*, pages 121–138. American Geophysical Union (AGU), 2007. ISBN 978-1-118-66622-7. doi:10.1029/176GM08. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/176GM08>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/176GM08>.
- Titov, D. V., Taylor, F. W., Svedhem, H., Ignatiev, N. I., Markiewicz, W. J., Piccioni, G., and Drossart, P. Atmospheric structure and dynamics as the cause of ultraviolet markings in the clouds of Venus. *Nature*, 456(7222) :620–623, Dec. 2008. ISSN 0028-0836, 1476-4687. doi:10.1038/nature07466. URL <https://www.nature.com/articles/nature07466>.
- Titov, D. V., Ignatiev, N. I., McGouldrick, K., Wilquet, V., and Wilson, C. F. Clouds and Hazes of Venus. *Space Sci Rev*, 214(8) :126, Nov. 2018. ISSN 1572-9672. doi:10.1007/s11214-018-0552-z. URL <https://doi.org/10.1007/s11214-018-0552-z>.
- Tomasko, M. G., Smith, P. H., Suomi, V. E., Sromovsky, L. A., Revercomb, H. E., Taylor, F. W., Martonchik, D. J., Seiff, A., Boese, R., Pollack, J. B., Ingersoll, A. P., Schubert, G., and Covey, C. C. The thermal balance of venus in light of the Pioneer Venus Mission. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 85(A13) :8187–8199, 1980. ISSN 2156-2202. doi:10.1029/JA085iA13p08187. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JA085iA13p08187>. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/JA085iA13p08187>.
- Toon, O. B., Turco, R. P., Hamill, P., Kiang, C. S., and Whitten, R. C. A One-Dimensional Model Describing Aerosol Formation and Evolution in the Stratosphere : II. Sensitivity Studies and Comparison with Observations. Apr. 1979. ISSN 1520-0469. URL [https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/36/4/1520-0469\\_1979\\_036\\_0718\\_aodmda\\_2\\_0\\_co\\_2.xml](https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/36/4/1520-0469_1979_036_0718_aodmda_2_0_co_2.xml). Section : Journal of the Atmospheric Sciences.
- Toon, O. B., Turco, R. P., and Pollack, J. B. The ultraviolet absorber on Venus : Amorphous sulfur. *Icarus*, 51(2) : 358–373, Aug. 1982. ISSN 0019-1035. doi:10.1016/0019-1035(82)90089-6. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0019103582900896>.
- Toon, O. B., Ragent, B., Colburn, D., Blamont, J., and Cot, C. Large, solid particles in the clouds of Venus : Do they exist? *Icarus*, 57(2) :143–160, Feb. 1984. ISSN 0019-1035. doi:10.1016/0019-1035(84)90063-0. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0019103584900630>.
- Toon, O. B., Turco, R., Westphal, D., Malone, R., and Liu, M. A multidimensional model for aerosols : Description of computational analogs. *Journal of Atmospheric Sciences*, 45(15) :2123–2144, 1988.
- Travis, L. D. Imaging And Polarimetry With The Pioneer Venus Orbiter Cloud Photopolarimeter. pages 299–304, Huntsville, Sept. 1979. doi:10.1117/12.957426. URL <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?articleid=1228548>.
- Trolier, M., Mauldin, R. L., and Ravishankara, A. R. Rate coefficient for the termolecular channel of the self-reaction of chlorine monoxide. *J. Phys. Chem.*, 94(12) :4896–4907, June 1990. ISSN 0022-3654. doi:10.1021/j100375a027. URL <https://doi.org/10.1021/j100375a027>. Publisher : American Chemical Society.
- Tsang, W. and Hampson, R. F. Chemical Kinetic Data Base for Combustion Chemistry. Part I. Methane and Related Compounds. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 15(3) :1087–1279, July 1986. ISSN 0047-2689. doi:10.1063/1.555759. URL <https://doi.org/10.1063/1.555759>.
- Turco, R. P., Toon, O. B., Whitten, R. C., and Keesee, R. G. Venus : Mesospheric hazes of ice, dust, and acid aerosols. *Icarus*, 53(1) :18–25, Jan. 1983. ISSN 0019-1035. doi:10.1016/0019-1035(83)90017-9. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0019103583900179>.
- Vandaele, A., Korabiev, O., Belyaev, D., Chamberlain, S., Evdokimova, D., Encrenaz, T., Esposito, L., Jessup, K., Lefèvre, F., Limaye, S., Mahieux, A., Marcq, E., Mills, F., Montmessin, F., Parkinson, C., Robert, S., Roman, T., Sandor, B., Stolzenbach, A., Wilson, C., and Wilquet, V. Sulfur dioxide in the Venus

- atmosphere : I. Vertical distribution and variability. *Icarus*, 295 :16–33, Oct. 2017. ISSN 00191035. doi:10.1016/j.icarus.2017.05.003. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0019103516303281>.
- Vandaele, A. C., Hermans, C., Simon, P. C., Carleer, M., Colin, R., Fally, S., Mérienne, M. F., Jenouvrier, A., and Coquart, B. Measurements of the NO<sub>2</sub> absorption cross-section from 42 000 cm<sup>-1</sup> to 10 000 cm<sup>-1</sup> (238–1000 nm) at 220 K and 294 K. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 59(3) :171–184, Mar. 1998. ISSN 0022-4073. doi:10.1016/S0022-4073(97)00168-4. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022407397001684>.
- Vandaele, A. C., Hermans, C., and Fally, S. Fourier transform measurements of SO<sub>2</sub> absorption cross sections : II. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 110(18) :2115–2126, Dec. 2009. ISSN 0022-4073. doi:10.1016/j.jqsrt.2009.05.006. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022407309001800>.
- Vehkamäki, H., Kulmala, M., Napari, I., Lehtinen, K. E. J., Timmreck, C., Noppel, M., and Laaksonen, A. An improved parameterization for sulfuric acid–water nucleation rates for tropospheric and stratospheric conditions. *J.-Geophys.-Res.*, 107(D22), Nov. 2002. ISSN 0148-0227. doi:10.1029/2002jd002184. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2002JD002184>. Publisher : American Geophysical Union (AGU).
- Verwer, J. G. and Simpson, D. Explicit methods for stiff ODEs from atmospheric chemistry. *Applied Numerical Mathematics*, 18(1) :413–430, Sept. 1995. ISSN 0168-9274. doi:10.1016/0168-9274(95)00068-6. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168927495000686>.
- Whitby, E., Stratmann, F., and Wilck, M. Merging and remapping modes in modal aerosol dynamics models : a “Dynamic Mode Manager”. *Journal of Aerosol Science*, 33(4) :623–645, Apr. 2002. ISSN 00218502. doi:10.1016/S0021-8502(01)00197-5. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0021850201001975>.
- Whitby, E. R. and McMurry, P. H. Modal aerosol dynamics modeling. 27(6) :673–688, 1997. ISSN 1521-7388. doi:10.1080/02786829708965504.
- Wildt, R. On the Possible Existence of Formaldehyde in the Atmosphere of Venus. *The Astrophysical Journal*, 92 :247, Sept. 1940. ISSN 0004-637X. doi:10.1086/144214. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1940ApJ....92..247W>. Publisher : IOP ADS Bibcode : 1940ApJ....92..247W.
- Wilquet, V., Fedorova, A., Montmessin, F., Drummond, R., Mahieux, A., Vandaele, A. C., Villard, E., Korabely, O., and Bertaux, J. Preliminary characterization of the upper haze by SPICAV/SOIR solar occultation in UV to mid-IR onboard Venus Express. *J. Geophys. Res.*, 114(E9) :2008JE003186, Sept. 2009. ISSN 0148-0227. doi:10.1029/2008JE003186. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2008JE003186>.
- Wilquet, V., Drummond, R., Mahieux, A., Robert, S., Vandaele, A. C., and Bertaux, J.-L. Optical extinction due to aerosols in the upper haze of Venus : Four years of SOIR/VEX observations from 2006 to 2010. *Icarus*, 217(2) :875–881, Feb. 2012. ISSN 00191035. doi:10.1016/j.icarus.2011.11.002. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0019103511004210>.
- Wright, W. H. Photographs of Venus made by Infra-red and by Violet Light. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 39 :220, Aug. 1927. ISSN 0004-6280. doi:10.1086/123718. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1927PASP...39..220W>. Publisher : IOP ADS Bibcode : 1927PASP...39..220W.
- Wu, C. Y., Yang, B. W., Chen, F. Z., Judge, D. L., Caldwell, J., and Trafton, L. M. Measurements of High-, Room-, and Low-Temperature Photoabsorption Cross Sections of SO<sub>2</sub> in the 2080- to 2950-Å Region, with Application to Io. *Icarus*, 145(1) :289–296, May 2000. ISSN 0019-1035. doi:10.1006/icar.1999.6322. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103599963224>.
- Yamamoto, M. and Takahashi, M. An aerosol transport model based on a two-moment microphysical parameterization in the Venus middle atmosphere : Model description and preliminary experiments. *J. Geophys. Res.*, 111(E8) :2006JE002688, Aug. 2006. ISSN 0148-0227. doi:10.1029/2006JE002688. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2006JE002688>.

- Yamamoto, M. and Tanaka, H. The Venusian Y-Shaped Cloud Pattern Based on an Aerosol-Transport Model. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 55(8) :1400–1416, Apr. 1998. ISSN 0022-4928, 1520-0469. doi:10.1175/1520-0469(1998)055<1400 :TVYSCP>2.0.CO;2. URL [https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/55/8/1520-0469\\_1998\\_055\\_1400\\_tvyscp\\_2.0.co\\_2.xml](https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/55/8/1520-0469_1998_055_1400_tvyscp_2.0.co_2.xml). Publisher : American Meteorological Society Section : Journal of the Atmospheric Sciences.
- Yamazaki, A., Yamada, M., Lee, Y. J., Watanabe, S., Horinouchi, T., Murakami, S.-y., Kouyama, T., Ogohara, K., Imamura, T., Sato, T. M., and others. Ultraviolet imager on Venus orbiter Akatsuki and its initial results. *Earth, Planets and Space*, 70(1) :23, 2018. Publisher : Springer.
- Yoshino, K., Cheung, A. S. C., Esmond, J. R., Parkinson, W. H., Freeman, D. E., Guberman, S. L., Jenouvrier, A., Coquart, B., and Merienne, M. F. Improved absorption cross-sections of oxygen in the wavelength region 205–240 nm of the Herzberg continuum. *Planetary and Space Science*, 36(12) :1469–1475, Dec. 1988. ISSN 0032-0633. doi:10.1016/0032-0633(88)90012-8. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0032063388900128>.
- Yoshino, K., Esmond, J. R., Parkinson, W. H., Ito, K., and Matsui, T. Absorption cross section measurements of water vapor in the wavelength region 120 to 188 nm. *Chemical Physics*, 211(1) :387–391, Nov. 1996a. ISSN 0301-0104. doi:10.1016/0301-0104(96)00210-8. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0301010496002108>.
- Yoshino, K., Esmond, J. R., Sun, Y., Parkinson, W. H., Ito, K., and Matsui, T. Absorption cross section measurements of carbon dioxide in the wavelength region 118.7–175.5 nm and the temperature dependence. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 55(1) :53–60, Jan. 1996b. ISSN 0022-4073. doi:10.1016/0022-4073(95)00135-2. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0022407395001352>.
- Young, A. Are the clouds of venus sulfuric acid? *Icarus*, 18(4) :564–582, Apr. 1973. ISSN 00191035. doi:10.1016/0019-1035(73)90059-6. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0019103573900596>.
- Yung, Y. L. and Demore, W. B. Photochemistry of the stratosphere of Venus : Implications for atmospheric evolution. *Icarus*, 51 :199–247, Aug. 1982. ISSN 0019-1035. doi:10.1016/0019-1035(82)90080-X. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1982Icar...51..199Y>. ADS Bibcode : 1982Icar...51..199Y.
- Zasova, L., Ignatiev, N., Khatuntsev, I., and Linkin, V. Structure of the Venus atmosphere. *Planetary and Space Science*, 55(12) :1712–1728, Oct. 2007. ISSN 00320633. doi:10.1016/j.pss.2007.01.011. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0032063307000098>.
- Zelevnik, F. J. Thermodynamic properties of the aqueous sulfuric acid system to 350 K. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 20(6) :1157–1200, 1991.
- Zhang, X., Liang, M. C., Mills, F. P., Belyaev, D. A., and Yung, Y. L. Sulfur chemistry in the middle atmosphere of Venus. *Icarus*, 217(2) :714–739, Feb. 2012. ISSN 0019-1035. doi:10.1016/j.icarus.2011.06.016. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103511002338>.