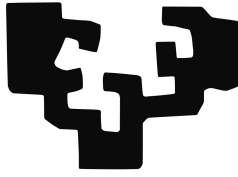


eman ta zabal zazu



Universidad  
del País Vasco

Euskal Herriko  
Unibertsitatea

---

# Estudio Radiativo Dinámico de la Gran Mancha Roja de Júpiter

---

Directores:

Prof. Agustín Sánchez Lavega

Dr. Santiago Pérez Hoyos

**Asier Anguiano Arteaga**

Bilbao, 2023



*A mi aita*



# Índice general

<b>Agradecimientos</b>	<b>I</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Datos generales de Júpiter . . . . .	2
1.2. La atmósfera de Júpiter . . . . .	4
1.3. La Gran Mancha Roja de Júpiter . . . . .	6
1.4. El Óvalo BA . . . . .	9
1.5. Objetivos y estructura de esta Tesis . . . . .	10
<b>2. Principios de transporte radiativo y el código NEMESIS</b>	<b>13</b>
2.1. Fundamentos de transporte radiativo . . . . .	13
2.1.1. Absorción y emisión en atmósfera no dispersora . . . . .	14
2.1.2. Procesos de dispersión . . . . .	15
2.1.3. La ecuación de transporte radiativo . . . . .	21
2.1.4. Fuentes de opacidad en atmósferas . . . . .	22
2.2. Cálculos de transmisión gaseosa . . . . .	24
2.2.1. El método de correlación $k$ . . . . .	24
2.3. El problema inverso: ajuste espectral . . . . .	26
2.4. Consideraciones finales . . . . .	27
<b>3. Caracterización del entorno dinámico de la GRS</b>	<b>29</b>
3.1. Imágenes de Júpiter . . . . .	31
3.2. Interacciones de la GRS con vórtices anticiclónicos en 2019 . . . . .	32
3.2.1. Descripción de las interacciones . . . . .	32
3.2.2. Medidas de vientos . . . . .	34
3.2.3. Tamaño de la GRS y las oscilaciones de 90 días . . . . .	35
3.3. Conclusiones . . . . .	38
<b>4. Observaciones del Telescopio Espacial Hubble</b>	<b>39</b>
4.1. El Telescopio Espacial Hubble y la Wide Field Camera 3 . . . . .	39
4.2. Cobertura espectral . . . . .	42
4.3. Datos observacionales . . . . .	44
4.4. Construcción de planisferios . . . . .	44

4.5.	Corrección fotométrica . . . . .	46
4.6.	Selección de regiones y construcción de espectros . . . . .	49
<b>5.</b>	<b>La GRS en 2016</b>	<b>59</b>
5.1.	Análisis espectral de color y altura . . . . .	60
5.2.	Agrupamiento espectral . . . . .	63
5.3.	Modelización de transporte radiativo . . . . .	65
5.3.1.	Modelo <i>a priori</i> de atmósfera . . . . .	66
5.3.2.	Análisis de oscurecimiento hacia el limbo . . . . .	69
5.3.3.	Resultados en las regiones seleccionadas . . . . .	73
5.4.	Interpretación de los resultados . . . . .	76
5.4.1.	Naturaleza y distribución de los agentes colorantes . . . . .	76
5.4.2.	Altitud y tamaños de partícula . . . . .	79
5.4.3.	Comparativa con modelos previos de la GRS . . . . .	81
5.5.	Conclusiones . . . . .	82
<b>6.</b>	<b>Evolución de la GRS, su entorno y el Óvalo BA entre 2015 y 2021</b>	<b>85</b>
6.1.	Regiones analizadas . . . . .	85
6.2.	Evolución de los Índices de Color y Altura/Opacidad . . . . .	88
6.3.	Evolución del agrupamiento espectral . . . . .	90
6.4.	Modelización de transporte radiativo . . . . .	91
6.4.1.	Modelos <i>a priori</i> de atmósfera . . . . .	91
6.4.2.	Resultados generales . . . . .	96
6.5.	Interpretación de los resultados . . . . .	100
6.5.1.	Óvalo BA . . . . .	100
6.5.2.	Evolución del agente colorante en la GRS . . . . .	101
6.5.3.	Evolución de la altitud y los tamaños de partícula . . . . .	106
6.5.4.	Análisis de sensibilidad . . . . .	110
6.6.	Conclusiones . . . . .	115
<b>7.</b>	<b>Microfísica en las nubes superiores de Júpiter</b>	<b>117</b>
7.1.	Introducción a la microfísica de las nubes y las nieblas . . . . .	117
7.2.	Modelización atmosférica . . . . .	119
7.2.1.	Perfiles de presión, temperatura y densidad del aire . . . . .	119
7.2.2.	Perfil vertical del coeficiente de difusión turbulenta . . . . .	121
7.2.3.	Viscosidad dinámica . . . . .	123
7.2.4.	Velocidad de sedimentación . . . . .	123
7.3.	Modelo microfísico 1-D . . . . .	125
7.3.1.	Transporte vertical: algoritmo . . . . .	125
7.3.2.	Procesos microfísicos . . . . .	128
7.4.	Conclusiones . . . . .	133
<b>8.</b>	<b>Conclusiones generales y trabajo futuro</b>	<b>135</b>

A. Lista de observadores	139
B. Factores de corrección fotométrica	141
C. Mapas de los Índices de Color y Altura/Opacidad	143
D. Resultados de la modelización en las regiones seleccionadas	147
E. Figuras complementarias del análisis de sensibilidad	151
Bibliografía	169





# Agradecimientos

Tras cuatro intensos años repletos de momentos de todo tipo, la conclusión de esta Tesis Doctoral supone el fin de una etapa muy importante en mi vida. Me vienen a la mente las primeras ocasiones en las que vislumbré un futuro como científico, cuando en los últimos cursos de educación primaria disfrutaba especialmente de las lecciones en la asignatura de Ciencias Naturales (llamada realmente “Inguruaren Ezaguera”). Creo que por aquel entonces incluso hice un dibujo de mí mismo con una bata de laboratorio en la asignatura de plástica, y también recuerdo que cuando en esa misma asignatura se nos pidió que dibujáramos un hipotético edificio en el recientemente destruido *World Trade Center*, yo plasmé sobre el papel un rasca-cielos coronado por una escultura gigante de un átomo. Supongo que mi familia se vio aliviada al ver que prefería ser científico a narcotraficante, que era mi primera apuesta profesional. En realidad pienso que lo único que cambió es que me dí cuenta de que me gustaba mucho más la física que la química. Ahora, unos veinte años más tarde, quiero agradecer a toda la gente que me ha acompañado en este camino.

Me siento muy afortunado de los compañeros que he tenido en el departamento de Física Aplicada de la Escuela de Ingeniería de Bilbao. Me sentí acogido desde el primer momento en que llegué. En las comidas había un ambiente espectacular, y los que llevaban más tiempo (Aritz, Hao, Iñaki, Itziar, Jorge, Mateu, Naiara y Peio) me trataron como a uno más desde el comienzo. Con el tiempo pasé a formar parte del legendario *despacho guay*, junto a mis intrépidos compañeros Aritz, Esti y Joan. Siempre en el bando opuesto de la historia se ha encontrado el *despacho misterioso* o *despacho Ethan*, que pese a haber sufrido muchos cambios en su plantilla siempre han sido unos rivales feroces. Por eso también estoy muy agradecido a Asier, Ethan, Jaime, Jorge, Mendi, Mikel y Peio. Y gracias también a mis compañeros de la Torre Sur (situada en realidad más al norte) David y Jagoba. Recordaré con cariño las cruentas batallas intelectuales entre jovianos y marcianos, en las que Júpiter (casi) siempre se erigía vencedor. Y junto con ello, las carreras de ascensores y todas las conversaciones de tan variada índole que tuvimos a lo largo de este tiempo. Incluso la de las mareas.

Quisiera seguir agradeciendo a todo el Grupo de Ciencias Planetarias. En mi corta experiencia en el mundo de la investigación, he podido ver que este grupo destaca tanto en lo profesional como en lo personal. No tengo pruebas, pero tampoco

dudas, de que lo primero viene marcado en gran medida por lo segundo. Me siento orgulloso y honrado de pertenecer a este grupo.

Un agradecimiento especial va dirigido a mis directores, Agustín y Santi. Su calidad científica solo es capaz de palidecer ante su calidad humana, y eso es decir mucho. Su guía ha sido ejemplar en cada momento, habiéndome dedicado mucho más tiempo del exigible. Siento que soy un buen profesional gracias a ellos. Y sobre todo, les agradezco haberme apoyado en los difíciles momentos personales que me ha tocado vivir. Gracias de corazón.

A los amigos de siempre les estoy también enormemente agradecido. Parece que *Potro Handi* va a tener su primer doctor, si bien no será el último. Siempre me he sentido muy querido y valorado por vosotros, y ello me ha ayudado a combatir mejor los retos que se me planteaban. Debo hacer una mención especial a mis compañeros de “andaderas”: Ayo, Manzi, Toka y Urbi. Como también debo hacerla a hasta quienes hace poco eran mis *pisukides*, Lores y Serón. Me habéis aguantado como pocos, y así debe constar. Y no quisiera olvidarme del grupo de amigos que hice de *Erasmus* en Roma: Enrique, Pablo y Pol. Quién nos hubiera dicho en aquellos momentos tan, digamos entretenidos, que acabaríamos siendo trabajadores dedicados. Zuei guztioi, lagunok, eskerrik asko.

Para acabar, quiero dar las gracias a mi ama, Inma, mi hermana, Idoia, y mi cuñado, Jon, por haber estado siempre a mi lado. Todos mis logros serán siempre en parte vuestros. El mayor agradecimiento que quiero hacer es también el que más me cuesta. La persona que más me ha apoyado siempre ha sido mi aita Joserra. Siempre fue mi mentor y mi mayor valedor ante mí mismo. Las palabras ya no sirven y por ello, en un intento de paliar esa falta, esta Tesis va dedicada a ti, aitatxu.



# Capítulo 1

## Introducción

Júpiter es el planeta más grande del Sistema Solar y el quinto en orden de lejanía al Sol. Junto con Saturno, Urano y Neptuno, Júpiter se cuenta entre los *planetas gigantes*, así catalogados por presentar unos tamaños y masas muy superiores a los *planetas terrestres* (Mercurio, Venus, la Tierra y Marte). Del mismo modo, los *planetas gigantes* suelen dividirse en otros dos grupos: los *gigantes gaseosos* y los *gigantes helados*. Júpiter y Saturno conforman el primero de estos grupos, así denominado porque estos planetas, con alrededor de 10 veces el radio de la Tierra, albergan la mayoría de su masa en su densa atmósfera, que al igual que los planetas en su conjunto está compuesta principalmente por hidrógeno y helio. Los *gigantes helados*, por su parte, tienen radios aproximadamente 4 veces mayores que el de la Tierra y están formados principalmente por hielos de diversos compuestos como metano y agua. Estos hielos muestran una mayor concentración en los núcleos interiores, los cuales están a su vez rodeados por atmósferas ricas también en hidrógeno y helio.

Pese a que resultados recientes de la misión Juno indican que Júpiter tiene un núcleo que se extiende hasta la mitad del radio total del planeta, la falta de superficie sólida hace difícil establecer los límites de su atmósfera como haríamos en un planeta terrestre. Para nuestros propósitos, será suficiente con definirla como una fina capa exterior formada por gases y partículas en suspensión con una extensión de cientos de kilómetros, representando menos de un 1 % del radio del planeta. Más concretamente, en esta Tesis nos centraremos en los niveles atmosféricos superiores, desde las milésimas de bares hasta el bar de presión, lo que supone menos de 200 km de extensión vertical. En este rango de presiones, Júpiter presenta una gran riqueza de fenómenos meteorológicos que pueden ser apreciados a partir de los movimientos trazados por nubes de hielo de amoníaco y nieblas compuestas por partículas en suspensión (o aerosoles).

El fenómeno meteorológico por excelencia de Júpiter, y tal vez de todo el Sistema Solar, es la Gran Mancha Roja (GRS, por sus siglas en inglés). Se trata de un vórtice anticiclónico que ha estado presente en el hemisferio sur durante al menos los últimos

145 años (Rogers 1995). Entre sus características destacan su colosal tamaño, mayor que el de la propia Tierra, y su intensa coloración rojiza. Además de la GRS, Júpiter presenta un gran número de vórtices de menor tamaño pero con una física subyacente de gran interés. Entre estos vórtices, el denominado Óvalo BA sigue a la GRS en tamaño. Estos dos anticiclones, la GRS y el Óvalo BA, así como su entorno, son el principal objeto de estudio de esta Tesis Doctoral.

En lo que resta de capítulo, y con la intención de dar un contexto general al lector, se resumen algunas características relevantes de Júpiter, su atmósfera, la GRS y el Óvalo BA. Se plantean también las principales cuestiones e incógnitas que esta Tesis tiene por objeto ayudar a esclarecer. Finalmente, se muestra la estructura que se seguirá en lo que resta de manuscrito.

## 1.1. Datos generales de Júpiter

Júpiter orbita en torno al Sol a una distancia media de 5.2 UA (UA = Unidad Astronómica, la distancia media entre el Sol y la Tierra) o alternativamente de  $7.78 \cdot 10^8$  km. Con una excentricidad de 0.049, unas tres veces superior a la de la Tierra, Júpiter tarda 11.86 años en completar una vuelta alrededor del Sol. El período de rotación joviano es de 9 horas y 55.5 minutos, el menor entre los planetas del Sistema Solar. Su alta velocidad de rotación hace que el planeta esté achatado por los polos, con su radio polar (66 854 km) siendo aproximadamente 14/15 veces el radio ecuatorial (71 492 km). La masa de Júpiter, igual a  $1.898 \cdot 10^{27}$  kg, es 318 veces mayor que la de la Tierra. Dado que la inclinación del eje de rotación de Júpiter respecto a su plano orbital es tan solo de  $3.1^\circ$ , el planeta no presenta cambios estacionales significativos. La temperatura media de Júpiter a lo largo de toda su superficie al nivel de 1 bar de presión es de 163 K, si bien este valor puede variar en función de diversos factores como puede ser su posición en órbita. En la tabla 1.1 se muestra un resumen de propiedades significativas y características orbitales de Júpiter <sup>1</sup>, junto con una comparación con los valores correspondientes a la Tierra.

Júpiter tiene 95 satélites oficialmente confirmados por la Unión Astronómica Internacional <sup>2</sup>, más que ningún otro planeta en el Sistema Solar. Entre ellos, destacan los cuatro satélites *galileanos*, observados por primera vez por Galileo Galilei en 1610. Estos satélites tienen un gran interés científico, especialmente Europa, ya que se cree que puede albergar vida en el océano que se encuentra bajo su superficie helada. Tal es el interés de las lunas de Júpiter que la ESA (European Space Agency) lanzó recientemente el 14 de abril de 2023 la misión espacial Juice (Jupiter Icy Moons Explorer), con el principal objetivo de estudiar Europa, Ganímedes y Calisto. Se espera que Juice llegue a Júpiter en Julio de 2031, y en principio compartirá parte de su período operacional con la misión Europa Clipper de la NASA

---

<sup>1</sup><https://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/factsheet/index.html>

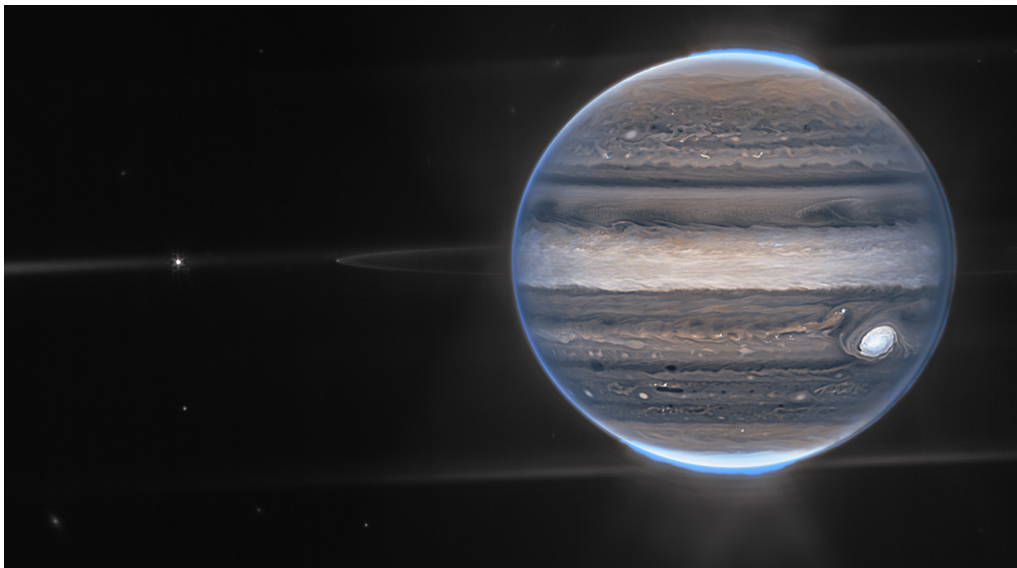
<sup>2</sup><https://ssd.jpl.nasa.gov/sats/discovery.html>

Magnitud	Valor	En unidades terrestres
Masa	$1.898 \cdot 10^{27}$ kg	317.8
Diámetro ecuatorial	$1.42984 \cdot 10^5$ km	11.21
Gravedad en el ecuador a 1 bar	$23.1 \text{ ms}^{-2}$	2.36
Período rotacional	9.9 horas	0.415
Distancia media al Sol	$778.5 \cdot 10^6$ km	5.20
Perihelio	$740.6 \cdot 10^6$ km	5.04
Afelio	$816.4 \cdot 10^6$ km	5.37
Período orbital	11.86 años	11.86
Excentricidad orbital	0.049	2.93
Inclinación del eje de rotación	$3.1^\circ$	0.134

**Tabla 1.1:** Resumen de características planetarias de Júpiter.

(National Aeronautics and Space Administration), cuyo lanzamiento está planeado para octubre de 2024 y que tiene también por objetivo el estudio de Europa.

Al igual que Saturno, Júpiter también tiene un sistema de anillos, aunque no son tan fácilmente visibles. Los anillos de Júpiter han podido ser, no obstante, recientemente observados gracias al telescopio espacial James Webb, tal y como se muestra en la Figura 1.1. En esa imagen, se pueden observar tenues anillos rodeando Júpiter, así como espectaculares auroras en ambos polos.



**Figura 1.1:** Imagen de Júpiter obtenida mediante el Telescopio Espacial James Webb. Créditos: NASA, ESA, CSA, Jupiter ERS Team; procesado de la imagen por Ricardo Hueso (Grupo de Ciencias Planetarias UPV/EHU) y Judy Schmidt.

## 1.2. La atmósfera de Júpiter

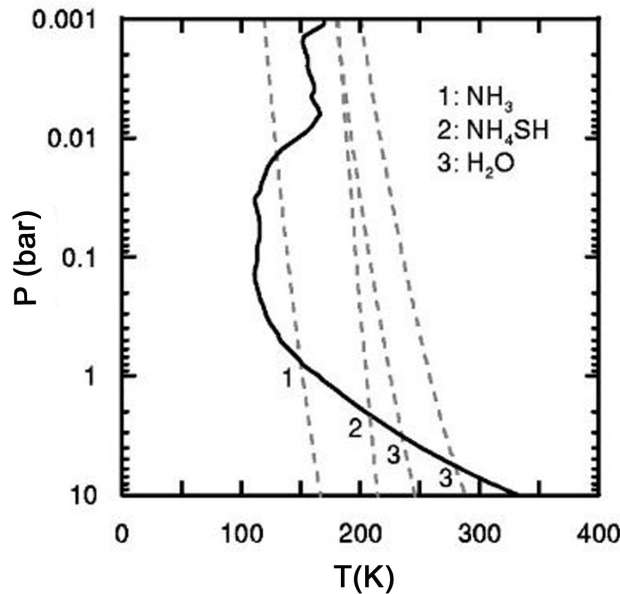
La atmósfera de Júpiter está compuesta en volumen por un 86 % de hidrógeno molecular ( $\text{H}_2$ ), un 13.6 % de helio (He) y, en una proporción mucho menor, por metano ( $\text{CH}_4$ , 0.18 %) y amoníaco ( $\text{NH}_3$ , 0.07 %, [Taylor et al. 2004](#)). El origen de esta composición está directamente relacionado con la formación del Sistema Solar, pues la nebulosa protosolar que dio lugar al mismo estaba principalmente compuesta por hidrógeno y helio, los elementos más abundantes del universo. Es por ello que el Sol (con un 90.97 % de hidrógeno y un 8.89 % de helio <sup>3</sup>) y Júpiter, el cual ha sido capaz de retener estos gases gracias a su gran masa, presentan estos elementos en una proporción similar.

Junto con el metano y el amoníaco, el agua ( $\text{H}_2\text{O}$ , 0.05 %) y el sulfuro de hidrógeno ( $\text{H}_2\text{S}$ , 0.007 %) son las especies menores más relevantes de la atmósfera joviana ([Taylor et al. 2004](#)). Algunos de estos gases, en el rango de presiones y temperaturas del planeta, son capaces de condensar y crear partículas, líquidas o sólidas, que dan lugar a la formación de nubes y nieblas. Pese a que el metano condensa a temperaturas más bajas de las que encontramos en Júpiter, las reacciones fotoquímicas que se derivan de la fotodisociación del metano en la estratosfera joviana dan lugar a una amplia gama de hidrocarburos ( $\text{C}_2\text{H}_6$  y  $\text{C}_2\text{H}_2$ , por ejemplo), especialmente abundantes por encima del nivel de 1 mbar de presión ([Taylor et al. 2004](#)).

Los modelos de equilibrio termoquímico como el mostrado por [Atreya et al. \(1999\)](#) indican que en la troposfera se pueden formar tres tipos de nubes a diferentes niveles de presión. Las nubes más profundas están formadas por cristales de hielo de agua. Asumiendo abundancias solares, esta capa de nubes tendría su base cerca de los 6 bares de presión. Por encima de estas nubes se encontrarían nubes de hidrosulfuro de amonio ( $\text{NH}_4\text{HS}$ ), cuyo origen proviene de reacciones entre  $\text{NH}_3$  y  $\text{H}_2\text{S}$ , con su base cerca de los 2.2 bares. La capa de nubes más alta, compuesta por cristales de hielo de amoníaco, tendría su base aproximadamente en los 0.7 bares. Esta última capa de nubes es la única que sería apreciable en el rango visible del espectro electromagnético. La Figura 1.2 muestra el perfil vertical de temperatura de Júpiter junto con las curvas de presión de saturación del vapor de los condensables recientemente expuestos. El punto de corte entre la curva de temperatura y la de la presión de saturación del vapor indica la presión a la que se encuentra la base de las nubes de los respectivos condensables. En el caso del agua, se dan dos curvas: una suponiendo abundancia solar y otra empleando las abundancias medidas por la sonda espacial Galileo. Esta sonda ha sido la única en transmitir datos tomados *in situ* de la atmósfera de Júpiter cuando la sonda penetró unos 200 km en un *hot spot* (áreas con menor concentración de nubes que permiten el escape de la radiación infrarroja térmica del planeta) antes de ser destruida por las intensas condiciones de presión y temperatura ([Young et al. 1996](#)). No obstante, las abundancias medidas

<sup>3</sup><https://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/factsheet/sunfact.html>

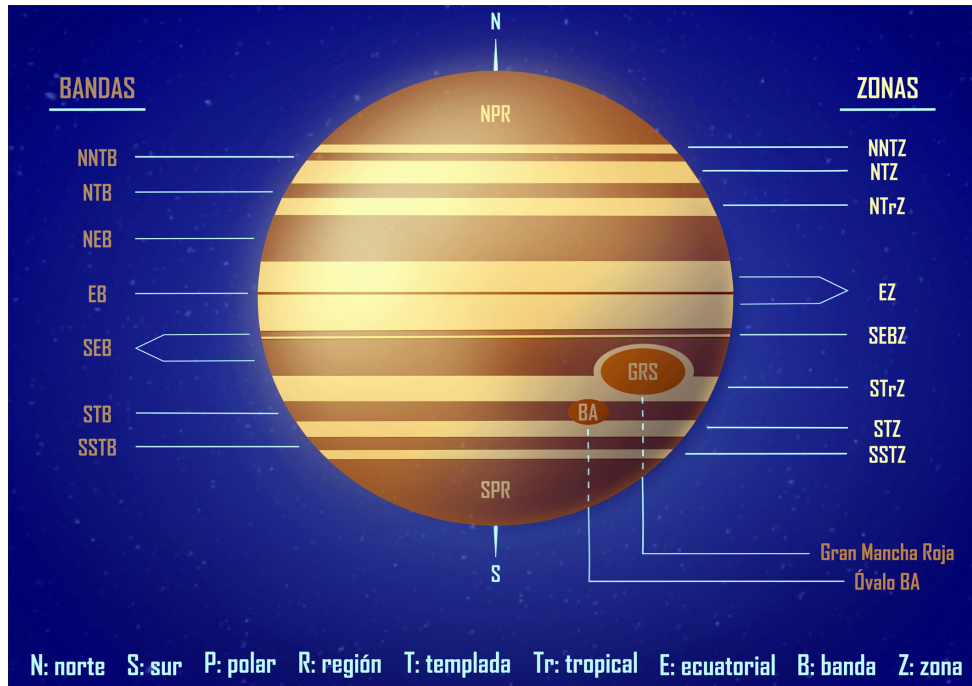
por Galileo, que muestran una menor abundancia de condensables a la esperada, pueden no ser fielmente representativas de Júpiter al tratarse de regiones singulares con una menor presencia de nubes (West et al. 2004).



**Figura 1.2:** Perfil vertical de temperatura de Júpiter (línea continua) frente a las curvas de presión de saturación del vapor de los diferentes condensables jovianos (líneas discontinuas). La primera curva del H<sub>2</sub>O corresponde a las abundancias medidas por la sonda Galileo, mientras que la segunda asume abundancias solares. Los puntos de corte entre las curvas continua y discontinuas indican la presión a la que se encuentra la base de las nubes de los respectivos condensables. Tomado de Sánchez-Lavega et al. (2004).

La atmósfera de Júpiter presenta un característico patrón de diversas zonas brillantes y bandas oscuras. En la troposfera superior, las zonas están asociadas a regiones frías y las bandas a regiones calientes (Gierasch et al. 1986). Esto parece deberse a un patrón de circulación en el que el aire desciende en las bandas y asciende en las zonas (Ingersoll et al. 2004). El patrón de bandas y zonas es por lo general estable, lo que permite que sean identificadas mediante abreviaciones según su posición respecto al ecuador, tal y como se muestra en la Figura 1.3. No obstante, las bandas y zonas pueden sufrir cambios en ciclos de varios de años, cambiando su estructura y las propiedades de sus nubes, tal y como se ha visto, por ejemplo, en la Banda Ecuatorial Sur (SEB; Sanchez-Lavega & Gomez 1996, Sánchez-Lavega et al. 1996, Pérez-Hoyos et al. 2012a) y en la Banda Templada Norte (NTB; Sánchez-Lavega et al. 2008, Pérez-Hoyos et al. 2020). Para una recopilación histórica de los cambios en las estructuras atmosféricas de Júpiter hasta finales del siglo pasado, se recomienda la lectura de Rogers (1995).





**Figura 1.3:** Nomenclatura para las bandas y zonas de Júpiter. Ilustración de Lara Rodríguez Sánchez realizada para la asignatura de Astronomía en el Máster de Ilustración Científica de la UPV/EHU (más ilustraciones científicas en su instagram: <https://instagram.com/larar.pb>).

### 1.3. La Gran Mancha Roja de Júpiter

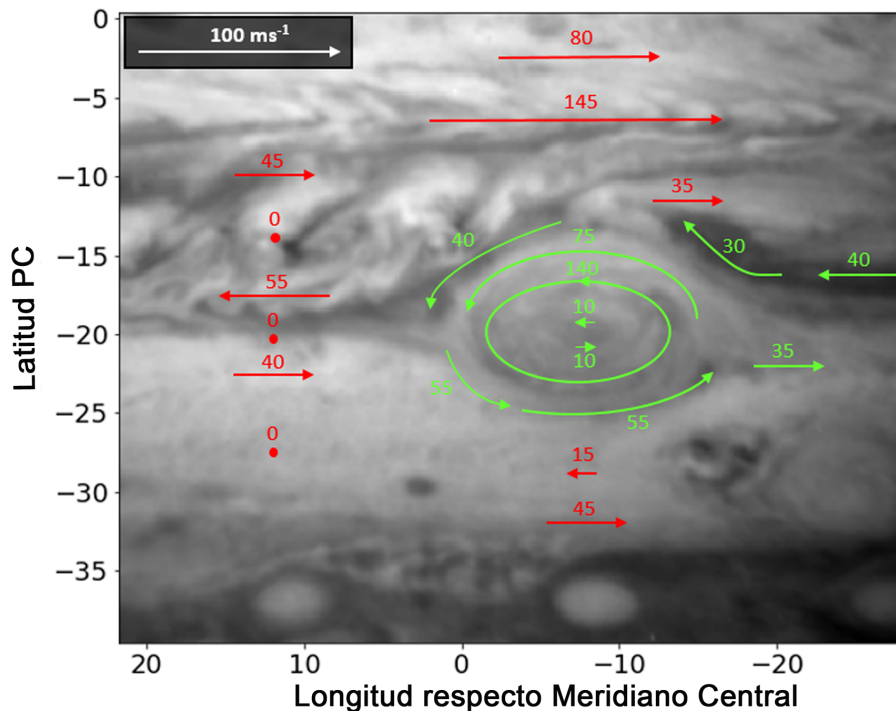
Júpiter presenta una gran cantidad de vórtices, también denominados habitualmente óvalos. Reciben este nombre las estructuras de circulación cerrada que son catalogadas en función de su diferencia de presión con el entorno, hecho que determina su sentido de rotación. Los vórtices son anticiclónicos cuando se tratan de regiones de alta presión, o ciclónicos cuando son regiones de baja presión. En el hemisferio norte, los vórtices anticiclónicos rotan en sentido horario y los ciclónicos en sentido anti-horario. El sentido de rotación de ciclones y anticiclones en el hemisferio sur es el opuesto al que tienen en el hemisferio norte.

El vórtice de mayor tamaño presente en Júpiter es la Gran Mancha Roja, comúnmente denominada GRS en la literatura por sus siglas en inglés (Great Red Spot). La GRS se encuentra situada de forma prácticamente constante a  $20^{\circ}\text{S}$  en latitud planetocéntrica (PC) y se desplaza de este a oeste con una deriva longitudinal de aproximadamente  $0.3^{\circ}/\text{día}$  con respecto a la rotación del planeta en el Sistema III <sup>4</sup>. En la actualidad, presenta una tamaño longitudinal cercano a los 15 000 km

<sup>4</sup>El Sistema III se define a partir de la rotación del campo magnético del planeta, cuyo período es de 9.9259 horas (<https://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/factsheet/jupiterfact.html>).

y una extensión latitudinal de aproximadamente 10 000 km (según medidas en las imágenes más recientes disponibles), si bien estos valores presentan fluctuaciones por cambios transitorios en su forma. Pese a seguir siendo el mayor vórtice del Sistema Solar por una notable diferencia, su tamaño ha venido decreciendo y su forma tornándose más circular hasta alcanzar menos de la mitad del tamaño que tenía al ser observada por primera vez (Rogers 1995, Simon et al. 2018, Wong et al. 2021).

La velocidad de rotación tangencial máxima de la GRS se da en la periferia del óvalo rojizo, con valores típicos en el rango  $120\text{-}140\text{ ms}^{-1}$ , mientras que los vientos deceleran según nos acercamos al centro, donde la circulación se vuelve ciclónica y se observan vientos cercanos a los  $10\text{ ms}^{-1}$  (Sánchez-Lavega et al. 2018). Una representación ilustrativa de los vientos en la GRS y su entorno se da en la Figura 1.4.



**Figura 1.4:** Vientos típicos en el entorno de la GRS de Júpiter. La longitud de las flechas rectas es proporcional a la velocidad del viento correspondiente, indicada por los números en  $\text{ms}^{-1}$ . Las flechas verdes representan datos tomados de Sánchez-Lavega et al. (2021). Las flechas rojas representan datos tomados de Hueso et al. (2017). La imagen fue tomada por el la Wide Field Camera 3 del Telescopio Espacial Hubble en el filtro F631N (rojo) el 12 de diciembre de 2016, y corresponde a la propuesta de observación GO 14661 (investigador principal: M. Wong). Esta imagen ha sido empleada en el análisis de transporte radiativo realizado en esta Tesis (Capítulos 4, 5 y 6).

La extensión vertical de la GRS ha sido hasta hace poco una incógnita que sólo podía ser resuelta en base a modelos numéricos que recrearan el comportamiento dinámico de la mancha en las capas más altas de la atmósfera joviana. Las asunciones y aproximaciones de estos modelos conllevan, sin embargo, un alto nivel de incertidumbre asociado a sus resultados. Este panorama cambió con la misión Juno de la NASA, que orbita Júpiter desde julio de 2016 y cuyo objetivo es el estudio de la formación, evolución y estructura interna de Júpiter (Bolton et al. 2017). Tal y como exponen Parisi et al. (2021), la profundidad de la GRS ha sido recientemente inferida empleando simultáneamente medidas de gravedad y observaciones en el rango de microondas realizadas por Juno, concluyendo que la GRS tiene una profundidad entre 200 y 500 km (o de forma equivalente entre 100 y 750 bar, aproximadamente). Si bien la GRS es profunda y tiene su base por debajo del nivel de condensación del agua, se trata de una estructura mucho menos arraigada que los jets zonales circundantes, que alcanzan profundidades alrededor de los 3 000 km (Kaspi et al. 2018).

Durante su larga vida, la GRS ha sufrido interacciones con otros anticiclones en diversas ocasiones, como la que tuvo lugar en mayo de 1997 con un óvalo blanco formado en la latitud de la GRS (Sánchez-Lavega et al. 1998) o la ocurrida en junio-julio de 2008 con un óvalo rojizo (Sánchez-Lavega et al. 2013) en la que el Óvalo BA estuvo también parcialmente involucrado. Más recientemente, en 2018, la GRS sufrió repetidas interacciones con una serie de vórtices anticiclónicos que tuvieron como resultado la pérdida de varias porciones de material rojizo (o “flakes”) (Sánchez-Lavega et al. 2021). Este hecho, unido a que la GRS presentaba el menor tamaño de su historia, suscitó temor sobre su posible desaparición. Sánchez-Lavega et al. (2021) mostraron, sin embargo, que la supervivencia de la GRS parece estar garantizada por mucho tiempo.

Además de cambios en tamaño y forma, la GRS también ha sufrido diversos cambios de color a lo largo de su historia (Rogers 1995, Simon et al. 2018). El origen de la diversa coloración observada en el disco joviano está rodeado de incógnitas. Sin embargo, está comúnmente aceptado que la coloración de las diferentes áreas jovianas se explica en términos de la naturaleza y la distribución vertical de nieblas y aerosoles por encima del nivel de 1 bar (Banfield et al. 1998). Las principales cuestiones son, por tanto, la identificación de las especies de aerosoles detrás de la coloración de la GRS, así como los mecanismos físicos que los generan/destruyen y su relación con la dinámica. El agente colorante más prometedor hasta la fecha es el propuesto por Carlson et al. (2016), inicialmente planteado para explicar la fuerte absorción de longitudes de onda cortas en la GRS. Dicho agente es el producto de reacciones químicas entre amoníaco fotodisociado y acetileno ( $C_2H_2$ ). En este esquema, el amoníaco sería elevado en la atmósfera hasta la troposfera superior, donde sería fotodisociado por la radiación solar para después reaccionar con las moléculas de acetileno descendentes de la estratosfera. Basados en un análisis de transporte radiativo, Sromovsky et al. (2017) demostraron que este agente podría

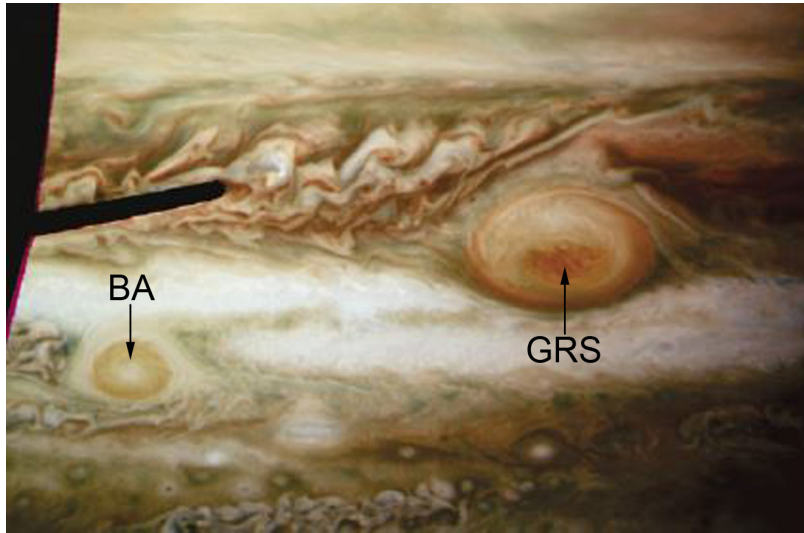
explicar los diversos grados de coloración rojiza de Júpiter y actuar como un agente colorante universal (es decir, el mismo colorante en todo el planeta) y, junto con [Baines et al. \(2019\)](#), lograron ajustar espectros de la GRS utilizando este compuesto en sus modelos. Más concretamente, favorecieron el modelo “Crème Brûlée”, en el que las partículas colorantes estarían situadas en una fina capa situada justo por encima de las nubes de amoníaco en niveles altos de la troposfera. [Braude et al. \(2020\)](#) también concluyeron que era posible modelar tanto la GRS como las bandas de Júpiter con este compuesto, pero con una absorción en el azul más pronunciada. Esto también lo encontraron [Pérez-Hoyos et al. \(2020\)](#) en su modelización de espectros de la NTB, que a su vez favorecían un esquema en el que el agente colorante estaba más extendido verticalmente en la atmósfera que en el modelo “Crème Brûlée”. Más recientemente, [Dahl et al. \(2021\)](#) encontraron un mejor ajuste de sus espectros de diferentes bandas de nubes jovianas variando también la absorción (es decir, el índice de refracción imaginario) del agente de [Carlson et al. \(2016\)](#), pero con una desviación opuesta a la encontrada por [Braude et al. \(2020\)](#). Aunque estos trabajos fueron capaces de modelizar observaciones utilizando una única especie absorbente, el Análisis de Componentes Principales llevado a cabo por [Simon-Miller et al. \(2001a\)](#) señalaba la presencia de al menos dos colorantes diferentes para explicar el color del GRS y de pequeños anticiclones en el hemisferio norte. Siguiendo un análisis similar, [Ordóñez-Etxeberria et al. \(2016\)](#) también sugirieron la presencia de una segunda especie colorante en varias localizaciones jovianas, pero no para la GRS. Por todo lo expuesto, sigue habiendo diversas incógnitas rodeando la coloración de la GRS y no hay un consenso en la comunidad planetaria sobre la naturaleza y el número de los agentes responsables de la misma, así como sobre su distribución vertical en niveles altos de la atmósfera de Júpiter.

## 1.4. El Óvalo BA

El Óvalo BA se formó en el año 2000 tras la fusión de los anticiclones blancos BE y FA, ambos situados en la Banda Templada Sur (STB, por sus siglas en inglés), siendo el Óvalo BE a su vez el resultado previo de la fusión de los anticiclones BC y DE ([Sanchez-Lavega et al. 2001](#)). Los óvalos BE, DE y FA eran anticiclones notablemente longevos que habían sido observados en Júpiter por más de 60 años ([Sánchez-Lavega et al. 1999](#)).

En 2005, las nubes que rodeaban el núcleo del óvalo comenzaron a teñirse de rojo (ver Figura 1.5). Este fenómeno fue ampliamente estudiado ([Simon-Miller et al. 2006b](#), [Cheng et al. 2008](#), [García-Melendo et al. 2009](#)). Sin embargo, no se encontraron cambios dinámicos significativos antes o después de su enrojecimiento ([Hueso et al. 2009](#), [Asay-Davis et al. 2009](#), [Shetty & Marcus 2010](#), [Marcus et al. 2013](#)), ni en la estructura vertical de sus nieblas ([Pérez-Hoyos et al. 2009](#), [Wong et al. 2011](#)). Tras su enrojecimiento, el óvalo sufrió variaciones de color, con algunas disminuciones en su rojez, pero no se volvió completamente blanco hasta 2019. Contrariamente al

gran interés suscitado por el cambio de color de 2005-2006, no existen estudios sobre su reciente blanqueamiento, un cambio de color opuesto al previamente observado. Esta transición cromática supone un caso excelente para el análisis de los factores atmosféricos tras la coloración de la atmósfera de Júpiter, pudiendo ayudar a discriminar las magnitudes físicas que están tras la misma, y ha sido por tanto analizada en el estudio que se muestra en el Capítulo 6.



**Figura 1.5:** Proyección cilíndrica mostrando la GRS y el Óvalo BA en 2006. Nótese que este último no presenta coloración rojiza en su núcleo. Imagen tomada de [Wong et al. \(2011\)](#).

## 1.5. Objetivos y estructura de esta Tesis

El objetivo principal de esta Tesis Doctoral es la caracterización de la distribución vertical y las propiedades de las nubes y nieblas en la GRS, su entorno y el Óvalo BA; con la finalidad de comprender mejor los agentes responsables de su coloración y su relación con la dinámica, así como su evolución temporal. Para la consecución del objetivo principal, se plantearon los siguientes objetivos secundarios:

- O1.** Caracterización del entorno dinámico de la GRS mediante el análisis de la reciente interacción de la misma con diversos vórtices anticiclónicos. Identificación de las zonas de interés dinámico para su posterior análisis de transporte radiativo.
- O2.** Navegación, calibración fotométrica y correferenciación al centro de la GRS de imágenes de Júpiter obtenidas por la Wide Field Camera 3 del Telescopio Espacial Hubble entre 2015 y 2021. Construcción de espectros en las regiones seleccionadas a partir de dichas imágenes.

- O3.** Implementación de una estrategia para utilizar la información de oscurecimiento hacia el limbo con el fin de distinguir los modelos que más precisamente recrean la atmósfera de Júpiter.
- O4.** Obtención de los parámetros de un modelo de referencia que mejor recreen la reflectividad y el oscurecimiento hacia el limbo de una zona longitudinalmente homogénea (la Zona Tropical Sur o STrZ, por sus siglas en inglés). Esto tiene la ventaja de incluir más ligaduras observacionales que ayudan a constreñir los parámetros del modelo.
- O5.** Obtención de parámetros atmosféricos relevantes mediante la aplicación del modelo de referencia a cada una de las regiones de interés para espectros obtenidos a partir de imágenes tomadas en una tanda de observación (o “visita”) completa en términos de constreñimientos observacionales y espectrales.
- O6.** Ampliación del **O5** a todas las visitas restantes disponibles entre 2015 y 2021.
- O7.** Determinación del número de agentes colorantes en las regiones analizadas, de su extensión vertical en la atmósfera (concentrado como en un modelo “Crème Brûlée” o extendido) y de su naturaleza, comparando los resultados con obtenidos con el compuesto propuesto por [Carlson et al. \(2016\)](#).
- O7.** Estudio de la evolución temporal de las propiedades y distribución vertical de las nieblas y aerosoles entre 2015 y 2021.
- O9.** Determinación de los factores causantes del cambio de color del Óvalo BA que tuvo lugar entre 2018 y 2019.
- O10.** Exploración de las condiciones microfísicas en la formación y distribución vertical de los aerosoles en la atmósfera superior de Júpiter.

La Tesis está estructurada como sigue: algunos conceptos fundamentales de transporte radiativo y del software NEMESIS se describen en el Capítulo 2. En el Capítulo 3, se presenta un estudio dinámico de la GRS publicado en [Sánchez-Lavega et al. \(2021\)](#). Este estudio estaba centrado en analizar la interacción de la GRS con varios vórtices anticiclónicos entre 2018 y 2020, y sirvió como marco de referencia al posterior análisis de transporte radiativo en ese área (**O1**). Las imágenes, regiones seleccionadas y la construcción de los espectros correspondientes, empleados para el posterior análisis de transporte radiativo, se describen en el Capítulo 4 (**O2**). En el Capítulo 5 se presenta el desarrollo del modelo atmosférico de referencia y su aplicación a las regiones seleccionadas en 2016 con el software NEMESIS, mientras que en el Capítulo 6 se aplican los resultados del capítulo previo a todo el período de tiempo comprendido entre 2015 y 2021 para después analizar la evolución temporal de las propiedades de las nieblas y aerosoles (**O3-O9**). La exploración microfísica de la atmósfera joviana se da en el Capítulo 7 (**O10**). Finalmente, resumimos las conclusiones obtenidas en las distintas etapas de nuestro estudio en el Capítulo 8.



# Capítulo 2

## Principios de transporte radiativo y el código NEMESIS

Tal y como se ha expuesto en el Capítulo 1, la mayoría de los datos de planetas y otros cuerpos del Sistema Solar son obtenidos mediante técnicas de teledetección. A la creciente cantidad de datos obtenidos por telescopios (tanto terrestres como espaciales) y sondas interplanetarias le ha acompañado el desarrollo de herramientas capaces de explotar dichos datos. En lo que respecta a la presente Tesis, es de particular interés el análisis de espectros electromagnéticos obtenidos a partir de la luz reflejada por la atmósfera de Júpiter en longitudes de onda que van desde el ultravioleta (UV) hasta el infrarrojo cercano (NIR, por sus siglas en inglés). En particular, se analiza el rango entre 200 y 900 nm. Es por ello que en este capítulo se presenta el paquete de transporte radiativo NEMESIS (**N**on-Linear **O**ptimal **E**stimator for **M**ultivariate **S**pectral **A**nalysis, Irwin et al. 2008), un útil y potente software desarrollado en la Universidad de Oxford. NEMESIS fue pensado originalmente para trabajar los datos de Cassini/CIRS, y permite el análisis espectral de la radiación reflejada y emitida por atmósferas planetarias para determinar la configuración de parámetros atmosféricos de ajuste óptimo en base a unas hipótesis iniciales o *a priori*.

En lo que resta de capítulo se presentan algunas consideraciones básicas de transporte radiativo y una descripción del funcionamiento de NEMESIS, incluyendo los aspectos teóricos subyacentes.

### 2.1. Fundamentos de transporte radiativo

La teoría del transporte radiativo describe la interacción de los campos electromagnéticos con la materia y, aplicado a las atmósferas planetarias, permite calcular las características espectrales de la radiación que sale de la atmósfera en función de



variables como la distribución y propiedades de los gases, los aerosoles y la temperatura. En esta sección se presentan algunos aspectos teóricos fundamentales en la resolución de este problema.

### 2.1.1. Absorción y emisión en atmósfera no dispersora

La atenuación de la radiancia espectral en una longitud de onda  $\lambda$  debida a la absorción,  $dI_\lambda$ , a lo largo de una trayectoria con ángulo cenital  $\theta$  viene dada por (Liou 2002):

$$dI_\lambda^{abs} = -I_\lambda k_\lambda^{abs} \rho(z) \frac{dz}{\mu} \quad (2.1)$$

donde  $\rho(z)$  es la densidad del medio absorbente a una altura  $z$ ,  $\mu = \cos \theta$  es el coseno del ángulo de incidencia y la constante de proporcionalidad  $k_\lambda$  es el coeficiente de absorción (en unidades de área/masa). Esta última magnitud se relaciona con la sección eficaz del medio a la radiación o, de manera equivalente, con el recorrido libre de la radiación en dicho medio.

Definiendo  $I_\lambda(0)$  como la intensidad de la radiación en la altura base del modelo atmosférico  $z_0$ , la radiación en la parte superior de la atmósfera  $z_1$  se calcula integrando a lo largo de la altitud:

$$I_\lambda^{abs} = I_\lambda(0) \exp \left( - \int_{z_0}^{z_1} \frac{k_\lambda^{abs}(z) \rho(z)}{\mu} dz \right) \quad (2.2)$$

Esta expresión puede reescribirse de la siguiente forma:

$$I_\lambda^{abs} = I_\lambda(0) \exp(-\tau_\lambda^{abs} / \mu) \quad (2.3)$$

con

$$\tau_\lambda^{abs} = \int_{z_0}^{z_1} k_\lambda^{abs}(z) \rho(z) dz \quad (2.4)$$

siendo  $\tau_\lambda^{abs}$  una magnitud adimensional ampliamente utilizada en el transporte radiativo que cuantifica la absorción del medio y recibe el nombre de espesor óptico.

En ausencia de emisión térmica, la ecuación 2.3 da el haz directo que atraviesa la atmósfera entre  $z_0$  y  $z_1$ . Para tener en cuenta la radiación emitida a lo largo de la trayectoria oblicua, y asumiendo condiciones de equilibrio termodinámico local (que será generalmente el caso de los entornos atmosféricos objeto de nuestro estudio), empleamos la ley de Kirchoff, que establece que la emisividad de la capa será igual a la absorptividad, y por tanto:

$$dI_\lambda^{em} = J(\lambda) k_\lambda^{abs} \rho(z) dz / \mu \quad (2.5)$$

donde  $J(\lambda)$  es conocida como la función fuente. En ausencia de dispersión de la luz, la radiación emitida a una determinada longitud de onda será la de un cuerpo negro,

es decir, una función solamente de la temperatura tal y como dice la ley de Planck:

$$B(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5(e^{hc/\lambda k_B T} - 1)} \quad (2.6)$$

Por tanto, asumiendo equilibrio termodinámico local, se tiene que la función fuente es igual a  $B(\lambda, T)$ . Teniendo en cuenta que la radiación así emitida también sufre atenuación al avanzar por la atmósfera tal y como dicta la ecuación 2.2, la contribución de la emisión al haz de radiación de la atmósfera por un encima de un nivel de altura  $z$  ( $z_1 - z = dz$ ) será:

$$dI_\lambda^{em} = \frac{B_\lambda(T(z))k_\lambda^{abs}\rho(z)dz}{\mu} \exp\left(-\int_z^{z_1} \frac{k_\lambda^{abs}(z')\rho(z')}{\mu} dz'\right) \quad (2.7)$$

Para calcular la radiación que llega a  $z_1$  desde  $z_0$  teniendo en cuenta tanto absorción como emisión, aplicamos la ley de Schwarzschild,  $dI_\lambda = dI_\lambda^{abs} + dI_\lambda^{em}$ , e integramos a lo largo del camino atmosférico:

$$I_\lambda = I_\lambda(0) \exp(-\tau_\lambda/\mu) + \int_{z_0}^{z_1} \left[ \frac{B_\lambda(T(z))k_\lambda^{abs}\rho(z)}{\mu} \exp\left(-\int_z^{z_1} \frac{k_\lambda^{abs}(z')\rho(z')}{\mu} dz'\right) \right] dz \quad (2.8)$$

El primer término representa la radiación directa que llega a la capa más baja de la atmósfera, atenuada exponencialmente debido a la extinción por el medio absorbente. El segundo término proporciona la emisión acumulada desde los niveles inferiores y atenuada a su vez por la opacidad con la que contribuye cada nivel atmosférico. Sin embargo, es importante remarcar que estas ecuaciones son solo válidas en ausencia de dispersión de la luz.

### 2.1.2. Procesos de dispersión

Los procesos de dispersión son aquellos que conllevan un cambio en la dirección de propagación del haz de radiación. Un parámetro útil a la hora de clasificar los diferentes procesos de dispersión es el parámetro de tamaño  $x$ :

$$x = \frac{2\pi a}{\lambda} \quad (2.9)$$

donde  $a$  es el tamaño característico de la partícula dispersora (el radio para una partícula esférica) y  $\lambda$  la longitud de onda de la radiación que incide sobre la partícula. El parámetro de tamaño es empleado para diferenciar diferentes regímenes ópticos. Así, la dispersión de Rayleigh se da cuando el elemento dispersor es mucho menor que la longitud de onda ( $a \ll \lambda \Rightarrow x \ll 1$ ). Cuando el tamaño de partícula y la longitud de onda son similares ( $a \sim \lambda \Rightarrow x \sim 1$ ), los efectos de la forma de las partículas son muy relevantes y esta ha de tenerse en cuenta. En la aproximación de

partículas esféricas, se emplea el formalismo de “dispersión de Mie” (van de Hulst 1957). El caso en el que el tamaño de partícula es mucho mayor a la longitud de onda ( $a \gg \lambda \Rightarrow x \gg 1$ ) marca el límite de la óptica geométrica.

Es posible seguir un razonamiento similar al que lleva a la ecuación 2.1 para la pérdida de intensidad por dispersión:

$$dI_\lambda^{dis} = -I_\lambda k_\lambda^{dis} \rho dz / \mu \quad (2.10)$$

donde se ha introducido el coeficiente de absorción  $k_\lambda^{dis}$  de forma análoga al coeficiente de absorción  $k_\lambda^{abs}$ . Podemos definir entonces el coeficiente de extinción como la suma de los coeficientes de absorción y dispersión:

$$k_\lambda^{ext} = k_\lambda^{abs} + k_\lambda^{dis} \quad (2.11)$$

A partir de esta definición, se llega a la generalización del espesor óptico introducido en la ecuación 2.4 como sigue:

$$\tau_\lambda = \int_{z_0}^{z_1} k_\lambda^{ext}(z) \rho(z) dz \quad (2.12)$$

con  $\tau_\lambda$  siendo ahora una magnitud que cuantifica la pérdida en intensidad de la luz debida tanto a la absorción como a la dispersión del medio.

Los procesos de dispersión también son responsables del aumento del número de fotones en la dirección de observación. Este fenómeno es conocido como emisión difusa, y el incremento así generado en la radiancia puede describirse como:

$$dI_\lambda = I_\lambda \epsilon_\lambda^{dis} \rho dz / \mu \quad (2.13)$$

donde  $\epsilon_\lambda^{dis}$  es el coeficiente de emisión difusa. La relación de este coeficiente con el coeficiente de dispersión viene dada por la función de fase  $P$ , que describe cómo los fotones en una dirección  $\vec{s}$  son dispersados en otra dirección  $\vec{s}'$ . Más concretamente, la relación viene dada por una integración de la función de fase al ángulo sólido:

$$\epsilon_\lambda^{dis} = k_\lambda^{dis} \int_{\Omega'} \frac{d\Omega'}{4\pi} P(\vec{s}, \vec{s}') I_\lambda \quad (2.14)$$

El cálculo de las funciones de fase juega un papel fundamental en los problemas de transporte radiativo. A continuación desarrollaremos algunas de las más relevantes que se han empleado en esta Tesis Doctoral.

### Función de fase de Rayleigh

La teoría de Rayleigh describe la dispersión de la radiación electromagnética producida por moléculas de gas y partículas muy pequeñas en comparación a la

longitud de onda de la radiación. El mecanismo subyacente es que la partícula pequeña (o molécula de gas) actúa como un dipolo elemental que interactúa con el campo eléctrico de la onda electromagnética incidente. Para información más detallada acerca de este proceso dispersivo, el lector puede acudir, entre otros, a [Hansen & Travis \(1974\)](#), [Liou \(2002\)](#) o [Sánchez-Lavega \(2011\)](#).

Si llamamos  $\phi$  al ángulo que forman las direcciones de incidencia y dispersión de un haz de radiación no polarizado, la función de fase de Rayleigh viene dada por:

$$P(\phi) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \phi) \quad (2.15)$$

La intensidad de la radiación dispersada en una determinada dirección por una partícula pequeña puede expresarse como ([Liou 2002](#)):

$$I(\phi) = \frac{I_0}{r^2} \alpha^2 \frac{128\pi^5 P(\phi)}{3\lambda^4 4\pi} \quad (2.16)$$

donde  $\alpha$  es la polarizabilidad de la partícula,  $I_0$  la intensidad de la radiación incidente  $\lambda$ , su longitud de onda y  $r$  la distancia entre la partícula y el punto de observación.

En esta última ecuación puede observarse que la intensidad observada es inversamente proporcional a la cuarta potencia de la longitud de onda. Esto conlleva que las longitudes de onda cortas sean dispersadas de forma más efectiva, y es por ello que las moléculas gaseosas en la atmósfera de la Tierra dispersan más la luz azul, dando su color característico al cielo diurno.

[West et al. \(2004\)](#) dan la siguiente relación para calcular el espesor óptico debido a la dispersión de Rayleigh a una determinada presión  $P$  (en bares) en Júpiter, asumiendo una atmósfera con una fracción molar de 0.86  $H_2$  y 0.136 He:

$$\tau_R/P = 0.0083(1 + 0.014\lambda^{-2} + 0.00027\lambda^{-4})\lambda^{-4} \quad (2.17)$$

donde  $\lambda$  viene dada en  $\mu\text{m}$ . Esta ecuación es muy manejable y permite calcular fácilmente el nivel de presión en el que  $\tau_R = 1$ , entendido comúnmente como el mayor nivel de presión que se alcanzaría a observar en presencia solamente de dispersión por parte de gases. La ecuación 2.17 puede ser escalada a cualquier latitud multiplicando por  $g(\varphi=0^\circ)/g(\varphi)$ , siendo  $g(\varphi)$  la aceleración de la gravedad en la latitud deseada.

### Función de fase de Mie

La dispersión de Mie describe la interacción de la luz con una esfera dieléctrica. El cálculo detrás de las consideraciones que aquí se muestran es largo y no se muestra aquí. Para más información, se recomienda la consulta de [van de Hulst \(1957\)](#), [Hansen & Travis \(1974\)](#) o [Liou \(1992\)](#).

Los coeficientes de dispersión y extinción de una esfera dieléctrica (caso esperado para los aerosoles en Júpiter) pueden expresarse en función del parámetro de tamaño

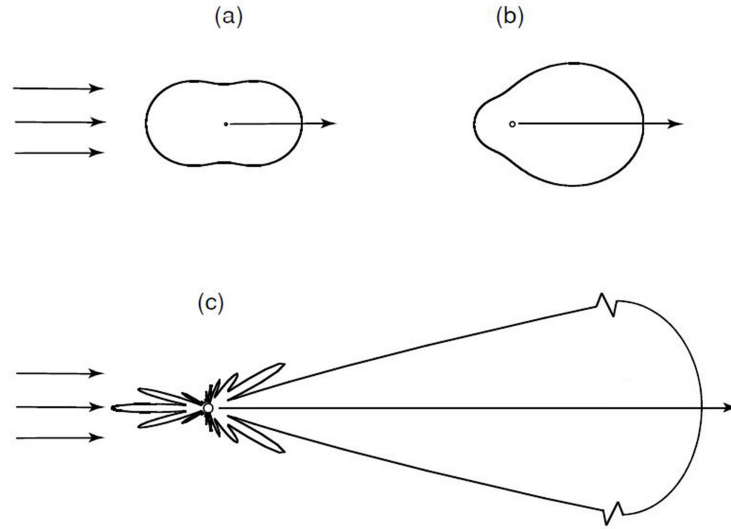
$x$ , los índices de refracción real ( $m_r$ ) e imaginario ( $m_i$ ), el ángulo  $\phi$  que forman las direcciones de incidencia y dispersión y el radio de la esfera  $a$ . Para ello, se emplean las funciones  $a_n(m_r, m_i, a)$  y  $b_n(m_r, m_i, a)$  que describen la partícula esférica y las funciones  $\pi_n(\phi)$  y  $\tau_n(\phi)$  que recogen la dependencia angular del problema (van de Hulst 1957). Se tiene así:

$$\begin{aligned}
 S_1(a, \phi) &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n \pi_n + b_n \tau_n] \\
 S_2(a, \phi) &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [b_n \pi_n + a_n \tau_n] \\
 Q_e &= \frac{k^{ext}}{\pi a^2} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}(a_n + b_n) \\
 Q_d &= \frac{k^{dis}}{\pi a^2} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \\
 P &= \frac{2}{x^2 Q_e} (|S_1|^2 + |S_2|^2)
 \end{aligned} \tag{2.18}$$

donde  $Q_e$  y  $Q_d$  son los factores de eficiencia de extinción y dispersión, respectivamente, y se definen como la razón entre los coeficientes correspondientes y la sección eficaz geométrica de la esfera. Nótese que estas funciones dependen de la longitud de onda y, por lo tanto, el cálculo de estos factores permite también determinar la variación esperada del espesor óptico.  $S_1$  y  $S_2$  son los elementos diagonales de la matriz de dispersión (Hansen & Travis 1974), que junto con las magnitudes  $a_n$  y  $b_n$  son generalmente complejos. Para obtener el factor de eficiencia debido a la absorción, tan solo hay que restar el factor de eficiencia de dispersión al de extinción. Un ejemplo de la dependencia angular de la dispersión de Mie y Rayleigh se da en la Figura 2.1.

En la Figura 2.2 se muestra el factor de eficiencia de extinción  $Q_e$  calculado con la teoría de Mie para una partícula esférica de  $0.5 \mu\text{m}$  de radio e índice de refracción real constante ( $m_r=1.65$ ) en dos situaciones diferentes: 1) para una partícula prácticamente no absorbente (es decir, con un bajo valor del índice de refracción imaginario,  $m_i=10^{-4}$ ) y 2) para una partícula absorbente ( $m_i=0.05$ ). Los índices de refracción, tanto el real como el imaginario, son constantes con la longitud de onda. Pese a que esta aproximación no es realista, la Figura 2.2 ilustra bien como una mayor absorción de partícula suaviza notablemente la curva  $Q_e(\lambda)$ .

En la práctica, nos interesa el cálculo de la dispersión debida a un conjunto de partículas. Para ello es necesario introducir el uso de distribuciones de tamaño que nos indiquen cuantas partículas hay de un determinado tamaño. Nosotros emplearemos la distribución denominada *log-normal* (Hansen & Travis 1974), que se define



**Figura 2.1:** Dispersión de luz visible ( $0.5 \mu\text{m}$ ) proveniente de la izquierda por parte de partículas esféricas de diferentes tamaños: (a)  $10^{-4} \mu\text{m}$  (difusión de Rayleigh), (b)  $0.1 \mu\text{m}$  (difusión de Mie), y (c)  $1.0 \mu\text{m}$  (difusión de Mie). La dispersión hacia delante en el diagrama (c) es extremadamente grande y se ha escalado por motivos representativos. Tomado de [Liou \(2002\)](#).

a partir de la media geométrica de los tamaños  $r_g$  y su varianza  $\sigma$ :

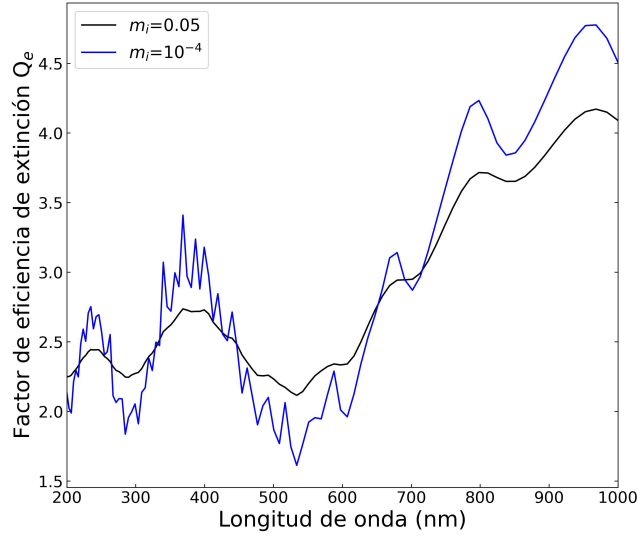
$$n(r) = \frac{1}{(\sqrt{2\pi})\sigma r} \exp\left[-\frac{(\ln r - \ln r_g)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (2.19)$$

donde a su vez esta distribución ha sido normalizada cumpliendo  $\int_0^\infty n(r)dr = 1$ .

A partir de la distribución de tamaños, se puede calcular el efecto promedio del conjunto de partículas sobre la radiación incidente en términos del coeficiente de extinción y la función de fase:

$$\begin{aligned} k^{ext} &= \int_0^\infty k^{ext}(r)n(r)dr \\ P(\phi) &= \frac{\lambda^2}{2\pi k^{ext}} \int_0^\infty (|S_1(r, \phi)|^2 + |S_2(r, \phi)|^2)n(r)dr \end{aligned} \quad (2.20)$$

donde para la resolución numérica los límites de integración se sustituyen por valores adecuados. A su vez, en nuestro uso de NEMESIS especificamos el índice de refracción real para una longitud de onda, mientras que calculamos su valor para todas las demás a partir de los valores del índice imaginario y empleando la relación de Kramers-Kronig ([Lucarini et al. 2005](#)).



**Figura 2.2:** Factor de eficiencia de extinción  $Q_e$  en función de la longitud de onda para una partícula esférica de  $0.5 \mu\text{m}$  de radio e índice de refracción real constante ( $m_r=1.65$ ). La curva azul corresponde a un valor del índice de refracción imaginario constante de  $10^{-4}$  y la curva negra a un valor constante de 0.05.

### Función de fase doble de Henyey-Greenstein

Como hemos visto, la teoría de Mie trata con partículas esféricas, y permite obtener numéricamente algunos parámetros interesantes, como la dependencia del coeficiente de extinción o espesor óptico con la longitud de onda. En la práctica, sin embargo, sabemos que las partículas jovianas no pueden ser esféricas porque no observamos efectos característicos de esta forma como puede ser la formación de glorias o arco iris. Estos efectos sí se han observado por ejemplo en Venus, demostrando que sus nubes visibles están compuestas por partículas esféricas (Hansen & Hovenier 1974).

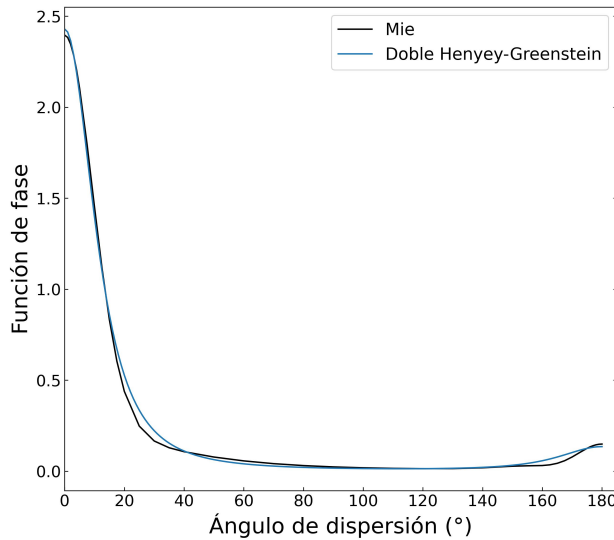
En esta situación, es interesante el uso de funciones de fase sintéticas, mucho más fáciles de calcular pero sin una relación física entre sus parámetros y las partículas que pretenden describir.

De cara a mantener algunas propiedades interesantes de la función de fase de Mie (principalmente la dependencia de  $Q_{ext}$  con la longitud de onda) pero al mismo tiempo para recoger el hecho de que la función de fase real no posee estructura fina (Tomasko et al. 1978), en nuestro uso de NEMESIS calculamos funciones de fase de Mie que posteriormente son ajustadas y suavizadas con una función de fase doble de Henyey-Greenstein (Irvine 1965). Esta función de fase sintética viene dada por:

$$P(\phi) = (1 - f) \frac{1 - g_1^2}{(1 + g_1^2 - 2g_1 \cos \phi)^{3/2}} + f \frac{1 - g_2^2}{(1 + g_2^2 - 2g_2 \cos \phi)^{3/2}} \quad (2.21)$$

El primer término de esta función especifica la dispersión hacia delante y el segundo la dispersión hacia atrás (o retrodispersión). El peso de estas dos dispersiones viene dado por el coeficiente  $f$ , que toma valores entre 0 y 1. El parámetro  $g_1$  también toma valores entre 0 y 1, y la dispersión para ángulos pequeños es mayor según  $g_1$  se acerca a 1. Por otro lado, el parámetro  $g_2$  vale entre 0 y -1, con mayor retrodispersión según nos acercamos a este último valor. [Kattawar \(1975\)](#) muestra cómo determinar los valores  $f$ ,  $g_1$  y  $g_2$  que mejor ajustan una función de fase dada.

En la Figura 2.3 se muestra una función de fase de Mie y la correspondiente función doble de Henyey-Greenstein calculada por NEMESIS. Estas funciones han sido empleadas en esta Tesis y están calculadas para  $\lambda=300$  nm y una distribución de partículas con un radio medio efectivo de aproximadamente  $0.3 \mu\text{m}$ . Otras propiedades que influyen en la función de fase, como los valores del índice de refracción imaginario, se dan en el Capítulo 5. Pese a que la curva de Mie es suave, esta estrategia permite evitar potenciales comportamientos indeseados de la función de fase.



**Figura 2.3:** Función de fase de Mie y la correspondiente función doble de Henyey-Greenstein calculada por NEMESIS ( $f = 0.905$ ,  $g_1 = 0.771$ ,  $g_2 = -0.686$ ). Las curvas han sido obtenidas para  $\lambda=300$  nm y una distribución de partículas con un radio medio efectivo de aproximadamente  $0.3 \mu\text{m}$ .

### 2.1.3. La ecuación de transporte radiativo

Teniendo en cuenta también la dispersión, podemos generalizar la ecuación 2.5 para obtener el cambio infinitesimal en la intensidad de la radiación debido a la emisión de una capa:

$$dI_\nu^{em} = J_\nu k_\nu^{ext} \rho dz / \mu \quad (2.22)$$



Podemos escribir entonces la ecuación de continuidad teniendo en cuenta tanto extinción como emisión:

$$\begin{aligned}
 dI_\nu^{total} &= -I_\nu k_\nu^{abs} \rho(z) dz / \mu - I_\nu k_\nu^{dis} \rho dz / \mu + J_\nu k_\nu^{ext} \rho dz / \mu \\
 &= \frac{k_\nu^{ext} \rho dz}{\mu} (-I_\nu + J_\nu) \\
 &= \frac{d\tau_\nu}{\mu} (-I_\nu + J_\nu)
 \end{aligned} \tag{2.23}$$

lo que nos permite llegar a la ecuación de transporte radiativo en su forma general:

$$\mu \frac{dI_\nu^{total}}{d\tau_\nu} = -I_\nu + J_\nu \tag{2.24}$$

A la hora de abordar la resolución de la ecuación de transporte radiativo, es común el uso de aproximaciones que simplifiquen el problema desde un punto de vista numérico. En nuestro uso de NEMESIS empleamos una atmósfera plano-paralela con aproximación pseudo-esférica (Liou 2002) y la ecuación 2.24 es discretizada en polinomios de Legendre para transformar el problema integro-diferencial en un problema algebraico. Para pasar a una atmósfera heterogénea desde capas homogéneas se usa la técnica de *doubling-adding* (Hansen & Travis 1974), también conocido como el método del operador matricial (Plass et al. 1973).

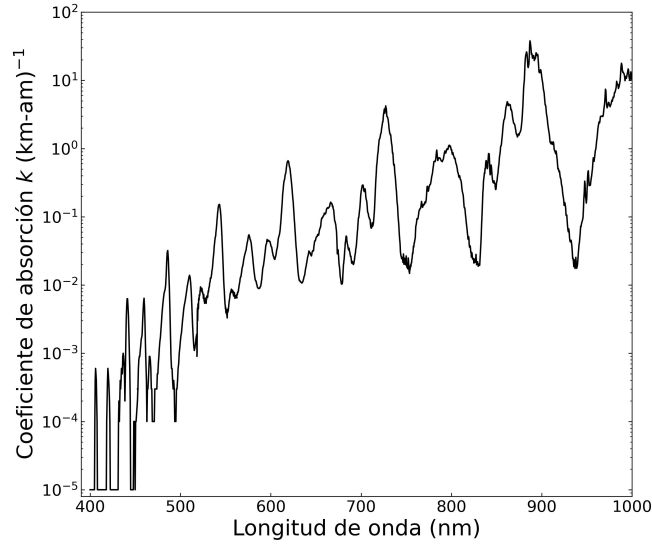
## 2.1.4. Fuentes de opacidad en atmósferas

### Absorción gaseosa

La absorción por moléculas gaseosas se da cuando la longitud de onda de la radiación incidente coincide con la diferencia entre niveles energéticos moleculares. Estos estados energéticos pueden ser electrónicos, vibracionales, rotacionales y traslacionales. Las transiciones entre estados rotacionales y vibracionales requieren menos energía (es decir, radiación incidente de mayor longitud de onda) y dominan en la parte infrarroja del espectro (Irwin 2009).

Para cada capa de altura, NEMESIS calcula el espesor óptico  $\tau_{gas}$  debido a líneas espectrales sumando el coeficiente de absorción  $k_\lambda$  en un intervalo de longitudes de onda de anchura  $\Delta\lambda$  y centrado en el pico de la línea. El coeficiente de absorción de cada línea espectral se calcula independientemente, y depende de la intensidad de la línea, y de las condiciones de presión y temperatura. En el cálculo también se tienen en cuenta las líneas cercanas al intervalo de longitudes de onda, ya que sus alas pueden aportar una opacidad significativa. La suma a lo largo de todas las capas de altura da el espesor óptico total debido a la absorción gaseosa.

Los datos empleados en el análisis radiativo presentado en esta Tesis abarcan desde el UV hasta el IR cercano ( $\sim 200\text{-}900$  nm), donde como veremos la absorción



**Figura 2.4:** a) Coeficiente de absorción  $k$  del metano para una temperatura de 198 K y en función de la longitud de onda en el rango 400-1000 nm. Datos obtenidos de [Karkoschka & Tomasko \(2010\)](#).

más relevante es debida a moléculas de metano. En la Figura 2.4 se muestra el espectro del coeficiente de absorción del metano para una temperatura de 198 K, tal y como se muestra en el material suplementario de [Karkoschka & Tomasko \(2010\)](#).

### Absorción inducida por colisiones

Los fotones prácticamente no interactúan con las moléculas sin momento dipolar permanente como el  $\text{H}_2$  a menos que rupturas momentáneas de simetría generen dipolos temporales o absorciones cuadrupolares que dan lugar a estrechas líneas de absorción en el rango  $\sim 630\text{-}830$  nm ([Bragg et al. 1982](#)). En la práctica, esta ruptura se da generalmente por colisiones entre átomos y/o moléculas, y una absorción así causada recibe el nombre de CIA (“Collision Induced Absorption”). Este es un fenómeno a tener en cuenta, ya que la abundancia de  $\text{H}_2$  da lugar a una opacidad  $\tau_{CIA}$  considerable, especialmente en el infrarrojo lejano ([Irwin 2009](#)).

NEMESIS modela las CIA por colisiones de pares  $\text{H}_2\text{-H}_2$ ,  $\text{H}_2\text{-He}$ ,  $\text{H}_2\text{-CH}_4$  y  $\text{CH}_4\text{-CH}_4$  empleando coeficientes de absorción dependientes de presión, temperatura y frecuencia mostrados en [Borysow \(1991\)](#), [Borysow & Frommhold \(1986\)](#), [Borysow & Frommhold \(1987\)](#), [Borysow et al. \(1988\)](#) y [Orton et al. \(2007\)](#).

### Opacidad por aerosoles

Las partículas que forman nubes y aerosoles afectan en gran medida a la radiación que se propaga por la atmósferas planetarias. El tamaño y la concentración de estas partículas depende de sus propiedades microfísicas y las condiciones del

entorno, como se verá en el Capítulo 7. El espesor óptico debido a la absorción de estas partículas se calcula para cada capa atmosférica como :

$$\tau_p^{abs}(z, \nu) = \sigma_\nu^{abs} \cdot N(z) \quad (2.25)$$

siendo  $\sigma_\nu^{abs}$  la sección eficaz de absorción de las partículas, calculada de la teoría de Mie, y  $N(z)$  la densidad de columna (número de partículas por unidad de superficie). Esta ecuación es útil e intuitiva, ya que muestra explícitamente como la absorción crece para un mayor tamaño de partícula (mayor sección eficaz geométrica) y para una mayor concentración de estas partículas. Esto permite obtener información sobre el tamaño de partículas y su concentración a partir de la absorción medida. Sin embargo, es importante recordar que la dispersión también contribuye significativamente a la extinción total de la luz, y por tanto al espesor óptico total, salvo en el infrarrojo térmico (Irwin et al. 2004) que es un rango al que no acceden los datos de esta Tesis.

## 2.2. Cálculos de transmisión gaseosa

El método más preciso para calcular la intensidad de la radiación en un número de onda concreto, conocido como cálculo línea por línea, consiste en tomar todas las fuentes de opacidad ( $\tau_{gas}$ ,  $\tau_{CIA}$  y  $\tau_p$ ) e integrarlas. Una vez definidos los perfiles atmosféricos, la atmósfera se divide en capas igualmente espaciadas en escala logarítmica de presión para calcular las magnitudes medias a lo largo de diferentes trayectorias oblicuas. La opacidad es calculada en cada capa atmosférica e integrada a lo largo de la trayectoria para obtener la proporción de radiancia que llega a la parte superior de la atmósfera. Sin embargo, ese cálculo es por lo general computacionalmente costoso. Por ello, en esta Tesis se emplea otro método más rápido implementado también en NEMESIS y que se explica a continuación.

### 2.2.1. El método de correlación $k$

Utilicemos como variable en este caso el número de onda  $\nu = \lambda^{-1}$ , magnitud unívocamente relacionada a la longitud de onda y empleada más comúnmente en la literatura. Un método más rápido que el recién expuesto consiste en sustituir la función de coeficiente de absorción  $k(\nu)$ , que varía abruptamente, por una función más suave de los coeficientes de absorción y que se integra más fácilmente. Esta función más suave se denomina habitualmente la distribución  $k$ , y acelera los cálculos a costa de una menor precisión Goody et al. (1989).

Se define la transmisión media de una atmósfera con presión y temperatura constantes a lo largo de un trayecto con una masa  $m$  de partículas:

$$\bar{T}(m) = \frac{1}{\Delta\nu} \int_\nu^{\nu+\Delta\nu} \exp[-k(\nu)m] d\nu \quad (2.26)$$

La rápida variación de  $k(\nu)$  requiere el empleo de cortos intervalos  $d\nu$  que encarecen el costo computacional. Sin embargo, es posible sustituir  $k(\nu)$  por una distribución  $f(k)$  de los coeficientes de absorción en un intervalo determinado:

$$\bar{T}(m) = \int_0^{\infty} \exp(-km) f(k) dk \quad (2.27)$$

Definiendo la función de probabilidad acumulativa  $g(k)$  como:

$$g(k) = \int_0^{\infty} f(k) dk \quad (2.28)$$

y observando que  $k(g) = g^{-1}(k)$ , la transmisión media puede expresarse como:

$$\bar{T}(m) = \int_0^1 \exp[-k(g)m] dg \quad (2.29)$$

donde la función  $k(g)$  es comúnmente denominada la distribución  $k$ . Discretizando la ecuación anterior:

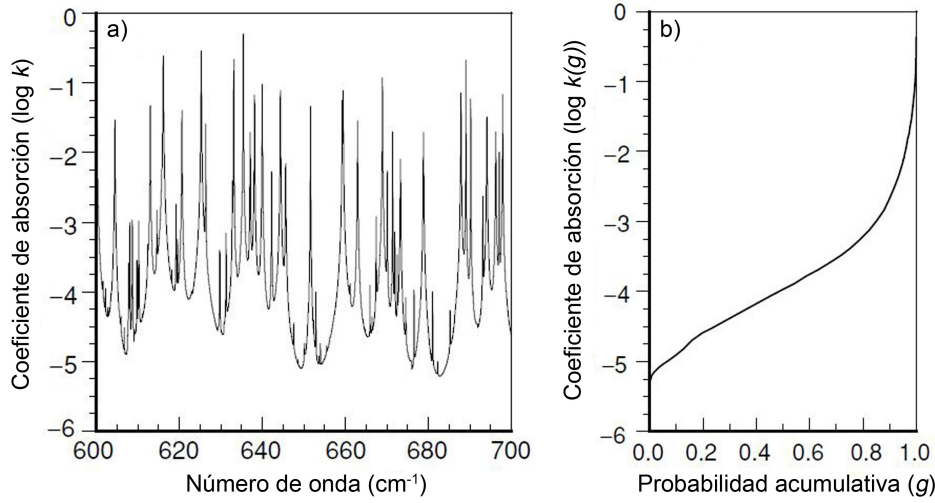
$$\bar{T}(m) = \sum_{i=1}^N \exp(k_i m) \Delta g_i \quad (2.30)$$

El panel a) de la Figura 2.5 muestra  $k_\nu$  en función de  $\nu$  en una porción de una banda rotacional de H<sub>2</sub>O para valores de presión y temperatura de 600 mb y 260 K, respectivamente. El panel b) muestra la correspondiente distribución  $k(g)$ , que como puede verse es una función suave y monótona que facilita en gran medida el cálculo preciso de la transmitancia mediante la ecuación 2.30.

En el caso que nos interesa las atmósferas no son homogéneas (esto es, la presión y temperatura no son constantes). Este problema se soluciona dividiendo la trayectoria en tramos homogéneos cuyas transmisiones medias se multiplican al final. Para facilitar el cálculo, es posible asumir que las regiones (en el espacio de frecuencia) de alta y baja absorción en las distribuciones  $k$  están correlacionadas entre las capas a lo largo de toda la trayectoria (Lacis & Oinas 1991). De este modo, es posible multiplicar las distribuciones  $k$  entre sí como si fueran monocromáticas. Siguiendo este razonamiento, se tiene que la transmisión media combinada tras dividir la trayectoria en M subtramos es:

$$\bar{T}(m) = \sum_{i=1}^N \exp \left( \sum_{j=1}^M (k_{i,j} m_j) \right) \Delta g_i \quad (2.31)$$

Esta aproximación es conocida como el método de correlación  $k$ , y proporciona una alternativa rápida y adecuadamente precisa a los modelos línea por línea. En la práctica, las distribuciones  $k$  se calculan previamente para el rango de temperaturas y presiones de interés y se guardan en tablas, lo que permite el rápido cálculo de la función de transmisión.



**Figura 2.5:** a) Coeficiente de absorción  $k_\nu$  en unidades de  $(\text{cm atm})^{-1}$  de una banda rotacional de  $\text{H}_2\text{O}$  en función del número de onda  $\nu$ . b) Coeficiente de absorción  $k$  en función de la probabilidad acumulativa  $g$ . Los paneles que componen esta figura han sido tomados de [Liou \(2002\)](#).

### 2.3. El problema inverso: ajuste espectral

El cálculo de espectros sintéticos a partir de una estructura y composición atmosférica se conoce como problema directo. El problema inverso consiste en el cálculo de los parámetros atmosféricos que darían lugar a la radiancia observada a partir de minimizar la diferencia entre los espectros y las observaciones. Este es un problema degenerado, es decir, puede haber múltiples soluciones que recreen los espectros dentro del error. En esta sección se describen brevemente las técnicas que permiten escoger las soluciones de ajuste óptimo a la hora de afrontar este problema. Para información más detallada sobre estas técnicas y sobre su aplicación en NEMESIS, se recomienda la consulta de [Rodgers \(2000\)](#) e [Irwin et al. \(2008\)](#), respectivamente.

Llamemos  $\mathbf{x}$  al vector de estado formado por un conjunto de  $n$  parámetros atmosféricos que queremos determinar a partir de un conjunto de  $m$  radiancias espectrales medidas en un rango de números de onda y geometrías de visión,  $\mathbf{y}$ . La relación entre mediciones y el vector de estado  $\mathbf{x}$  viene dada por la función de modelizado directo  $\mathbf{F}(\mathbf{x})$  como  $\mathbf{y} = \mathbf{F}(\mathbf{x}) + \boldsymbol{\epsilon}$ . Aquí,  $\boldsymbol{\epsilon}$  es un vector que contiene las estimaciones de error en cada una de las radiancias medidas, y a su vez permite definir la matriz de covarianza de las mediciones  $\mathbf{S}_\epsilon$  como el valor esperado del error  $\mathbf{E}(\boldsymbol{\epsilon}\boldsymbol{\epsilon}^\top)$ , donde el superíndice  $\top$  denota la traspuesta de un vector o matriz. Desarrollando la última expresión en serie de Taylor centrada en el vector estado *a priori*  $\mathbf{x}_0$  se tiene:

$$\mathbf{y} - \mathbf{F}(\mathbf{x}_0) = \frac{\partial \mathbf{F}(\mathbf{x}_0)}{\partial \mathbf{x}} (\mathbf{x} - \mathbf{x}_0) + \boldsymbol{\epsilon} = \mathbf{K}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_0) + \boldsymbol{\epsilon} \quad (2.32)$$

donde  $\mathbf{K}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_0)$  es la matriz Jacobiana que contiene las derivadas parciales de cada punto espectral calculado con respecto a todos los elementos del vector de estado, esto es, todos los parámetros atmosféricos.

Para minimizar la diferencia entre puntos medidos mediante mínimos cuadrados se minimiza la siguiente función cuadrática (Rodgers 2000):

$$\xi^2 = (\mathbf{y} - \mathbf{F}(\hat{\mathbf{x}}))^\top \mathbf{S}_\epsilon^{-1} (\mathbf{y} - \mathbf{F}(\hat{\mathbf{x}})) \quad (2.33)$$

con  $\hat{\mathbf{x}}$  siendo una estimación del vector de estado real  $\mathbf{x}$ .

El método de mínimos cuadrados es eficaz cuando el número de parámetros desconocidos es menor que el número de puntos medidos independientes. Con más parámetros que puntos, el problema no tiene una solución única, sino que debe filtrarse una solución físicamente realista. La obtención de soluciones significativas requiere restricciones adicionales, y su incorporación se realiza siguiendo el esquema de estimación óptima. En este esquema, la función coste a minimizar es la siguiente:

$$\phi = (\mathbf{y} - \mathbf{F}(\hat{\mathbf{x}}))^\top \mathbf{S}_\epsilon^{-1} (\mathbf{y} - \mathbf{F}(\hat{\mathbf{x}})) + (\hat{\mathbf{x}} - \mathbf{x}_0)^\top \mathbf{S}_x^{-1} (\hat{\mathbf{x}} - \mathbf{x}_0) \quad (2.34)$$

donde  $\mathbf{S}_x$  es la matriz covarianza que incluye las incertidumbres en los parámetros contenidos en el vector de estado *a priori*  $\mathbf{x}_0$ . El primer término exige que los espectros sintéticos se ajusten al espectro medido, mientras que el segundo requiere desviaciones mínimas respecto el perfil *a priori*.

El problema inverso es por lo general no lineal, puesto que pequeños cambios en las variables atmosféricas pueden afectar fuertemente a la transmisión atmosférica y a la matriz jacobiana  $\mathbf{K}$  (Irwin 2009). La solución iterativa no lineal que emplea NEMESIS es la siguiente (Irwin et al. 2008):

$$\mathbf{x}_{n+1} = \mathbf{x}_0 + \hat{\mathbf{S}}_x \mathbf{K}_n^\top (\mathbf{K}_n \hat{\mathbf{S}}_x \mathbf{K}_n^\top + \hat{\mathbf{S}}_\epsilon)^{-1} (\mathbf{y} - \mathbf{y}_n - \mathbf{K}_n (\mathbf{x}_0 - \mathbf{x}_n)) \quad (2.35)$$

donde el subíndice  $n$  denota la matriz o vector de estado calculado en la iteración anterior.

## 2.4. Consideraciones finales

En este capítulo se han mostrado los fundamentos básicos de la teoría de transporte radiativo junto con una breve descripción del funcionamiento del código de transporte radiativo NEMESIS. A lo largo del capítulo se han dado las referencias que permiten profundizar más en estos aspectos. Los puntos más relevantes aquí presentados han sido:

- Se ha mostrado el planteamiento físico y matemático de los procesos de absorción, emisión y dispersión en atmósferas planetarias.

- Se ha explicado la dependencia angular del problema con las funciones de fase de Mie, que posteriormente son ajustadas a funciones dobles suavizadas de Henyey-Greenstein. También se ha mostrado la relación entre la distribución de tamaño de las partículas con el coeficiente de extinción y la función de fase.
- Se han recogido las principales causas de opacidad en atmósferas planetarias.
- Se ha mostrado el método de correlación  $k$  empleado por NEMESIS para modelizar la absorción gaseosa en la resolución del problema directo.
- Hemos dado una descripción del método del estimador óptimo para la resolución del problema inverso.

En nuestra aplicación de NEMESIS a las nieblas superiores ( $P < 1$  bar) en la GRS, el Óvalo BA y su entorno (Capítulos 5 y 6), NEMESIS se inicia a partir de una atmósfera modelo *a priori* dividida en capas homogéneas. Como se ha mostrado en este capítulo, los parámetros atmosféricos más probables se recuperan tras un proceso iterativo que minimiza las diferencias entre los espectros observados y simulados según el esquema de estimación óptima (Rodgers 2000). Utilizamos el método de correlación  $k$  (Lacis & Oinas 1991) para tener en cuenta las bandas de absorción del metano, cuyos coeficientes de absorción se tomaron de (Karkoschka & Tomasko 2010).

NEMESIS ha sido ampliamente utilizado en la literatura y su capacidad de modelización atmosférica ha sido ampliamente probada. Cabe mencionar, entre muchos otros, los siguientes trabajos centrados en el análisis de distintos planetas del Sistema Solar: Pérez-Hoyos et al. (2018), Sanz-Requena et al. (2019), Pérez-Hoyos et al. (2020), Braude et al. (2020), Irwin et al. (2021), Irwin et al. (2022).

# Capítulo 3

## Caracterización del entorno dinámico de la GRS

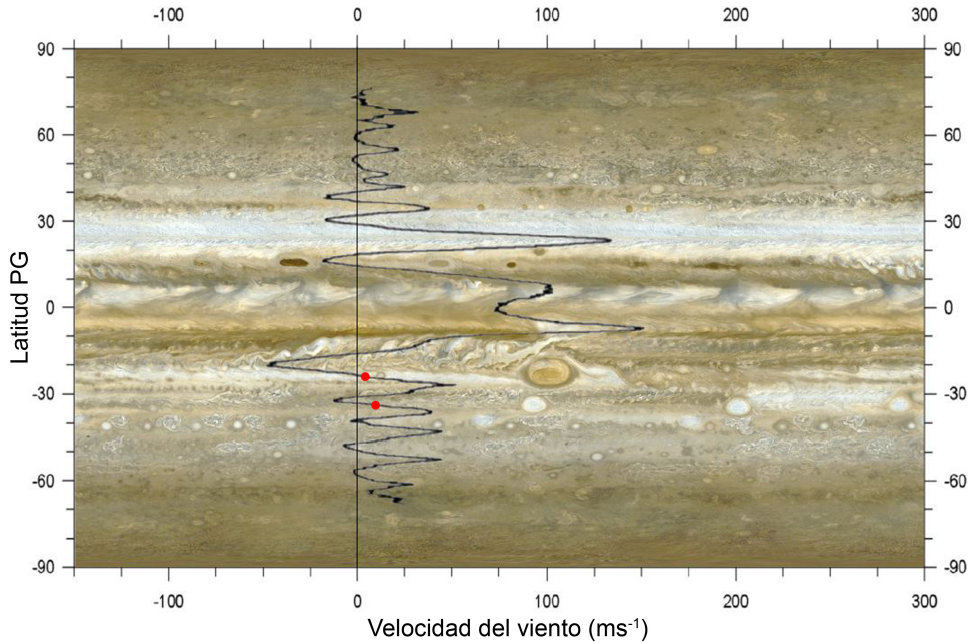
Como se ha visto en el Capítulo 1, la GRS y su entorno presentan una gran variedad dinámica con áreas y regiones particulares claramente diferenciadas entre sí, cada una de ellas con sus características propias desde el punto de vista dinámico, morfológico y espectral. Dada la compleja tesitura dinámica en la que se enmarca, la GRS ha sido protagonista de diversos fenómenos que han atraído históricamente la atención de la comunidad científica. Ha sido particularmente relevante la reducción de tamaño de esta estructura a la mitad en los últimos 130 años (Rogers 1995, Simon et al. 2018), así como las numerosas interacciones con vórtices anticiclónicos (AVs, por sus siglas en inglés) y células de circulación abierta (comúnmente denominadas Perturbaciones Tropicales Sur) que se desarrollan en su latitud tanto al este como al oeste de su ubicación (Li et al. 2004, Rogers 1995, Sada et al. 1996, Sánchez-Lavega et al. 1998, Sánchez-Lavega et al. 2013). Estas interacciones se deben a la dependencia latitudinal de los vientos, ya que diferencias en las velocidades de diferentes vórtices en función de su localización conlleva su acercamiento y posterior interacción. Un ejemplo del perfil de vientos de Júpiter en función de la latitud planetográfica (PG) se muestra en la Figura 3.1.

En tiempos más recientes, comenzando en 2018, se produjeron una serie de interacciones entre la GRS y AVs procedentes del este en latitud más al sur, de forma similar a casos anteriormente estudiados (Li et al. 2004, Sánchez-Lavega et al. 1998, Smith et al. 1979). Sin embargo, estas interacciones fueron especialmente interesantes por varios motivos: (1) la GRS tenía en ese momento el tamaño más pequeño de su historia; (2) los vórtices tenían un tamaño considerable, con un área  $\sim 2,5\%$ - $5\%$  el área de la GRS, eran numerosos y colisionaron con la GRS uno tras otro y (3) los encuentros consiguieron arrancar grandes porciones de material rojizo de la GRS (estas porciones recibieron el sobrenombre de “flakes”). Todo ello sembró la sospecha sobre una posible y eventual desaparición del mayor y más antiguo anticiclón



del Sistema Solar.

En este capítulo se muestra la contribución del autor de esta Tesis Doctoral a la publicación [Sánchez-Lavega et al. \(2021\)](#), que estudió el fenómeno de las “flakes” y donde se presenta un extenso análisis que aúna los puntos de vista dinámico (incluyendo avanzadas simulaciones numéricas) y de transporte radiativo. Los puntos tratados en este capítulo marcaron el comienzo de la presente Tesis y sirvieron para una comprensión del comportamiento dinámico de la GRS y su entorno, hecho que será relevante en los siguientes capítulos, donde se muestra la selección de regiones para su posterior análisis de transporte radiativo.



**Figura 3.1:** Perfil latitudinal de vientos en Júpiter. La imagen fue tomada por la *Voyager 2* en 1979. La línea negra vertical marca la velocidad de  $0 \text{ ms}^{-1}$ . Los puntos rojos marcan la localización en el perfil de vientos de la GRS y el Óvalo BA (la imagen es previa a la formación del Óvalo BA, por lo que en la imagen se corresponde a los anticiclones cuya fusión formó el óvalo). El perfil de vientos ha sido tomado de [Limaye \(1986\)](#).

Para la contribución a [Sánchez-Lavega et al. \(2021\)](#) se hizo un seguimiento continuo de diversos detalles atmosféricos, de la GRS y de su tamaño. Es por ello que para este fin se emplearon las imágenes de más alta resolución proporcionadas por observadores amateur, ya que aportan la cobertura temporal requerida. Estas imágenes son descritas en la siguiente sección, para posteriormente presentar en detalle las diferentes medidas dinámicas realizadas en relación al fenómeno de las “flakes”. Una lista completa de los observadores cuyas imágenes han sido empleadas en este estudio se muestra en el Apéndice [A](#).

## 3.1. Imágenes de Júpiter

Para realizar las medidas dinámicas que se emplearon, entre otras, en [Sánchez-Lavega et al. \(2021\)](#), se utilizaron observaciones amateur de alta calidad que proporcionaron amplia cobertura y muestreo temporal. Dichas imágenes se obtuvieron principalmente de la base de datos pública PVOL<sup>1</sup> (Planet Virtual Observatory Laboratory), que es una plataforma desarrollada y mantenida por el Grupo de Ciencias Planetarias de la UPV/EHU ([Hueso et al. 2010](#), [Hueso et al. 2018](#)). A su vez, un menor número de imágenes provino de la base de datos ALPO-Japan<sup>2</sup> (Association of Lunar and Planetary Observers in Japan). Estas bases de datos son muy útiles ya que compilan imágenes de un gran número de observadores amateur, permitiendo hacer un seguimiento continuo de fenómenos dinámicos y complementar así las observaciones de grandes telescopios como el Telescopio Espacial Hubble, los cuales proporcionan una cobertura temporal muy limitada debido a la alta demanda que reciben de diversos ámbitos de la astronomía.

Como ejemplo de las imágenes empleadas en este estudio, se muestran en la Figura 3.2 cuatro imágenes RGB obtenidas entre el 17 y 26 de mayo de 2019. Éstas fueron utilizadas para realizar medidas de los vientos en el área de la GRS tras el desprendimiento de material rojizo como consecuencia de la interacción de la mancha con anticiclones de menor tamaño. Facilita la tarea la alta calidad de las imágenes, posible gracias al avance tecnológico de las cámaras utilizadas en la comunidad amateur y al uso de técnicas de procesamiento de imágenes como el *lucky imaging* ([Law et al. 2006](#)).

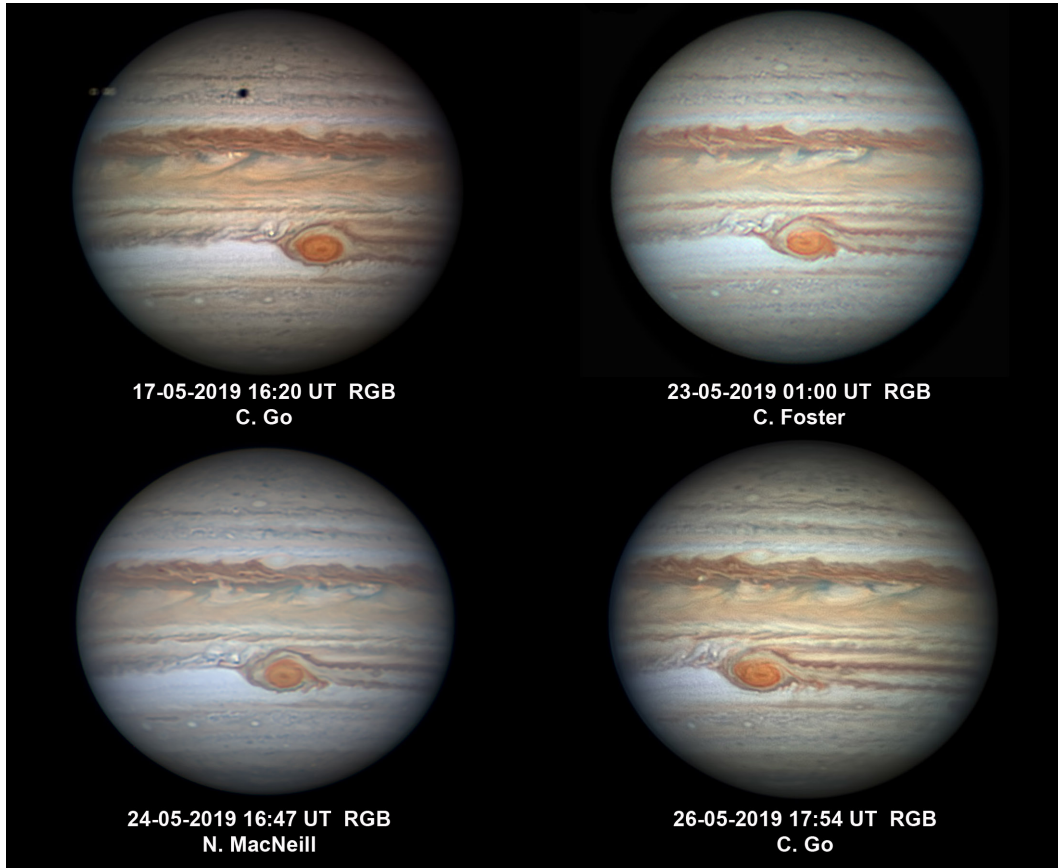
Para seguir los movimientos de fenómenos atmosféricos y medir su evolución es necesario en primer lugar navegar las imágenes (esto es, asignar a cada píxel las coordenadas correspondientes de latitud y longitud). Con tal fin se utiliza el software WinJUPOS<sup>3</sup>, que realiza el proceso de navegación de forma automática tras indicar la fecha y la hora de observación. WinJUPOS también permite hacer ajustes manuales a la navegación, necesario en ciertos casos en los que el procedimiento automático no muestra la precisión requerida. WinJUPOS también ha sido empleado para la realización de proyecciones equirrectangulares como las que se muestran en las Figuras 5 y 6 de [Sánchez-Lavega et al. \(2021\)](#) y en la siguiente sección.

---

<sup>1</sup><http://pvol2.ehu.eus/pvol2/>

<sup>2</sup><https://alpo-j.sakura.ne.jp/indexE.htm>

<sup>3</sup><http://jupos.privat.t-online.de/index.htm>



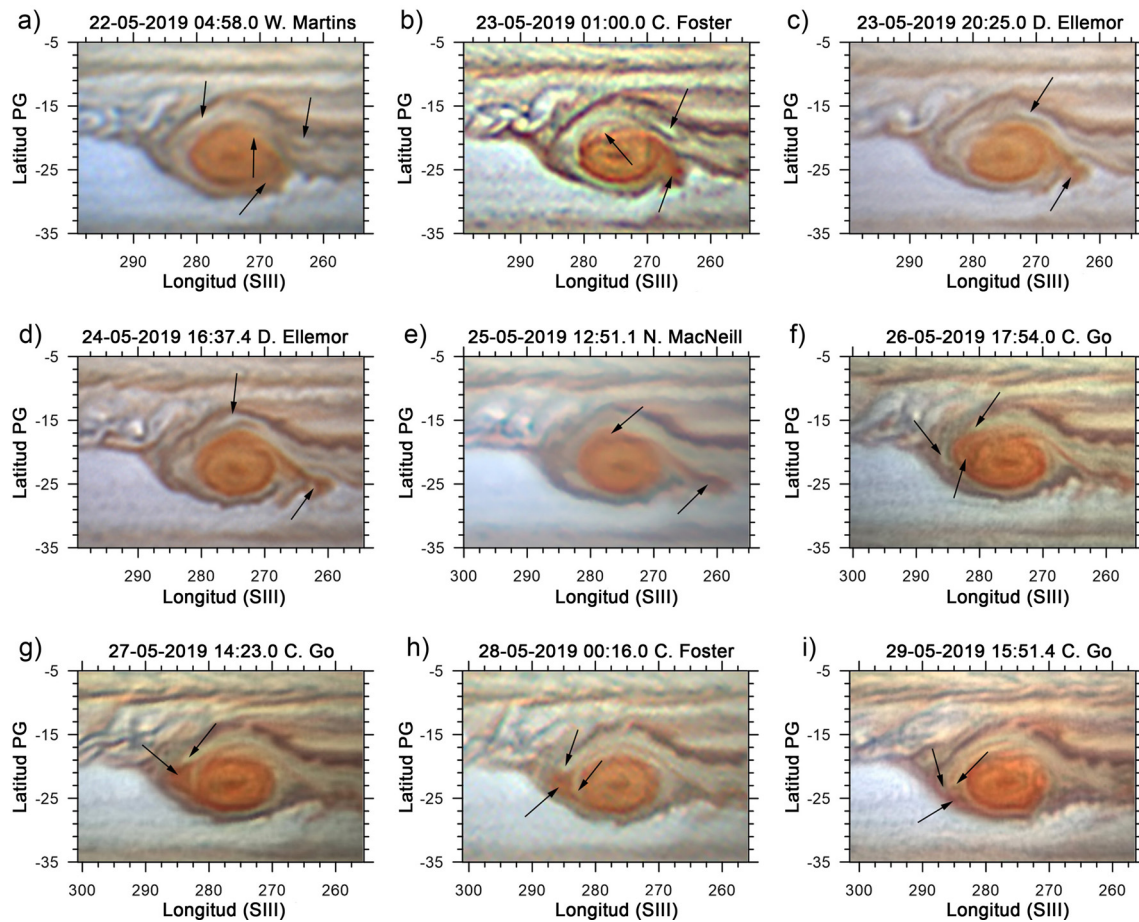
**Figura 3.2:** Imágenes en composición RGB de alta calidad descargadas de PVOL y empleadas en esta Tesis. En estas imágenes se muestra la evolución de la pérdida de material rojizo (o “flakes”) de la GRS .

## 3.2. Interacciones de la GRS con vórtices anticiclónicos en 2019

### 3.2.1. Descripción de las interacciones

Los AVs que interaccionaron con la GRS estaban situados a latitud planetográfica  $\sim 20^{\circ}\text{S}$ - $21^{\circ}\text{S}$ , con tamaños de  $\sim 5\,000$ - $7\,500$  km de este a oeste,  $\sim 3\,000$ - $3\,500$  km de norte a sur y núcleos típicamente de  $\sim 2\,000$  km de diámetro. Los AVs se movían siguiendo el perfil de vientos zonal hacia el oeste en dirección a la GRS a una velocidad de  $\sim 40\text{ ms}^{-1}$  (Figura 3.4). Al alcanzar el borde este de la GRS fueron arrastrados por su flujo anticiclónico, moviéndose entre el óvalo rojo y la corriente de nubes oscuras al norte de la GRS, en un área comúnmente conocida como “hollow” (sobre la que se hablará más adelante). Cabe aclarar que, aunque la GRS es comúnmente considerada como el óvalo de color rojizo, el entorno que la rodea forma parte de su circulación anticiclónica y es por tanto también parte de la GRS. Debido a que

la anchura del “hollow” es similar al tamaño de los AVs, éstos fueron comprimidos, estirados y fragmentados. Al interactuar los AVs con el borde exterior del óvalo rojo, se produjo el desprendimiento de material rojizo produciendo los “flakes” rojizos que se desplazaron hacia el exterior. En algunos casos, los restos de los AVs y el material arrancado rodearon completamente el óvalo rojo y escaparon por su borde este en la latitud  $25^{\circ}\text{S}$ - $26^{\circ}\text{S}$ . En otros, fueron expulsados fuera de la GRS por su borde oeste. En la Figura 3.3 se muestra una secuencia entre los días 22 y 29 de mayo de 2019 en la que puede observarse la entrada de un AV en la circulación de la GRS (panel a), la formación de un “flake” en el flanco oeste (paneles e-h) y la salida por la parte sudeste a latitud aproximada de  $25^{\circ}\text{S}$ .



**Figura 3.3:** Secuencia de imágenes amateur RGB mapeadas que muestran la interacción AVs con la GRS del 22 al 29 de mayo de 2019. Las flechas marcan la ubicación AVs que han entrado en la circulación de la GRS, la formación de un “flake” en el lado este de la GRS y la salida de otro “flake” formado previamente por el flanco sudeste. La fecha y los observadores se identifican en cada panel.

### 3.2.2. Medidas de vientos

La medida de las velocidades de los vientos se realizó mediante el seguimiento de detalles atmosféricos que sirvieron como trazadores. Las medidas de la posición de los detalles se obtuvieron generalmente cuando la GRS se encuentra a una distancia de menos de  $45^\circ$  respecto del meridiano central. Esto permite obtener una máxima resolución espacial, por lo que sólo en ocasiones particulares se realizaron mediciones con la GRS situada hasta los  $60^\circ$ , cuando no había suficientes imágenes disponibles. Para calcular las velocidades de dichos trazadores se hizo una distinción entre dos casos diferentes que se explican a continuación.

Cuando la trayectoria entre dos mediciones consecutivas podía considerarse una línea recta, utilizamos series de imágenes para rastrear el movimiento y medir los desplazamientos en latitud y longitud para, empleando el tiempo transcurrido entre las medidas, calcular las velocidades zonales y meridionales. A partir de estas componentes latitudinales y longitudinales, se obtuvo la velocidad absoluta del trazador en la dirección de su movimiento. Ejemplos de velocidades así calculadas se muestran en la Figura 3.4.

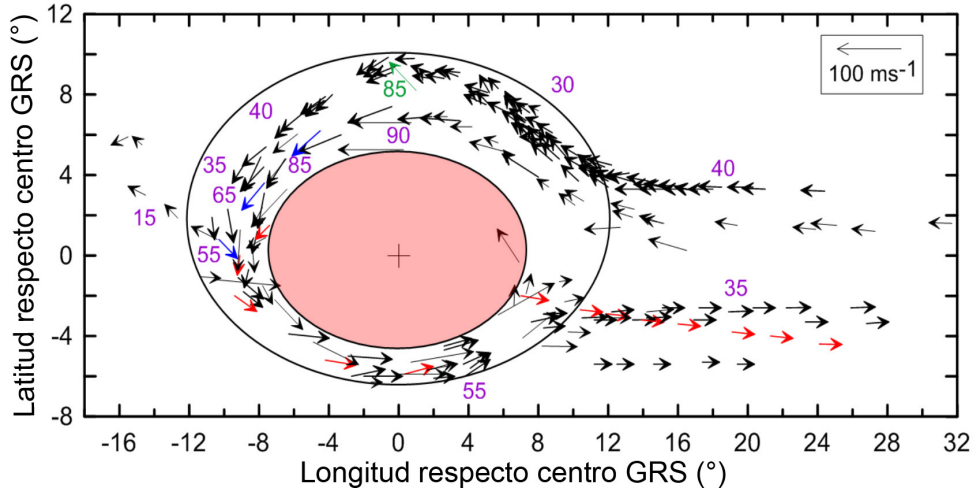
Cuando la trayectoria era curva, para cada detalle utilizado como trazador, se calculaba su posición (latitud y longitud relativas al centro de la GRS) en función del tiempo medido y se dibujaba en un mapa. En la mayoría de los casos, esta trayectoria estaba bien representada por el arco de una elipse coincidiendo con el flujo que rodea la GRS. Por tanto, superpusimos una elipse a los puntos que representaban la trayectoria del trazador en el mapa de longitud-latitud y determinamos sus ejes menor y mayor. A continuación, calculamos la longitud del arco de la elipse trazada por el movimiento del objeto y recuperamos la velocidad media tras dividirla por el intervalo de tiempo entre la primera y la última fecha que determinan la trayectoria. Los movimientos dentro del óvalo rojizo de la GRS se calcularon exclusivamente de esta forma (ver Figura 3.5), mientras que para los detalles atmosféricos exteriores a dicho óvalo se emplearon los dos métodos aquí expuestos.

Es posible estimar el error en las mediciones de viento como la resolución de la imagen dividida por el tiempo de seguimiento  $\sim 400\text{-}600 \text{ km}/(20 \text{ h})$ , obteniendo valores típicos de  $5\text{-}10 \text{ ms}^{-1}$ . La separación temporal entre las imágenes utilizadas para trazar el movimiento de un detalle concreto (a veces en varias imágenes) suele ser de entre 0.4 y 1.2 días, llegando en algunos casos a 3 días. Para un intervalo temporal de 0.5 días, el error de velocidad asociado a un trazador que se mueve a  $150 \text{ ms}^{-1}$  a través de la elipse que dibuja el contorno de la mancha roja es de  $15 \text{ ms}^{-1}$ .

La Figura 3.4 muestra todas las medidas de viento exteriores al óvalo rojo realizadas entre el 11 y el 29 de mayo de 2019. En la figura se dan valores representativos de la velocidad de deriva (en  $\text{ms}^{-1}$ ) en los distintos sectores, con estimaciones de errores de velocidad  $\sim 5\text{-}10 \text{ ms}^{-1}$ , tal y como se explica en el párrafo anterior. Los

detalles atmosféricos que interactuaron con el borde del óvalo rojo se movieron a velocidades de hasta  $90 \text{ ms}^{-1}$ . Tras la interacción, los detalles desaceleraron rápidamente en una distancia corta o incluso se diluyeron y se fusionaron con las nubes en el “hollow”. Como consecuencia de estas interacciones el óvalo rojo mostró importantes distorsiones respecto a su forma elíptica (ver Figura 3.4)

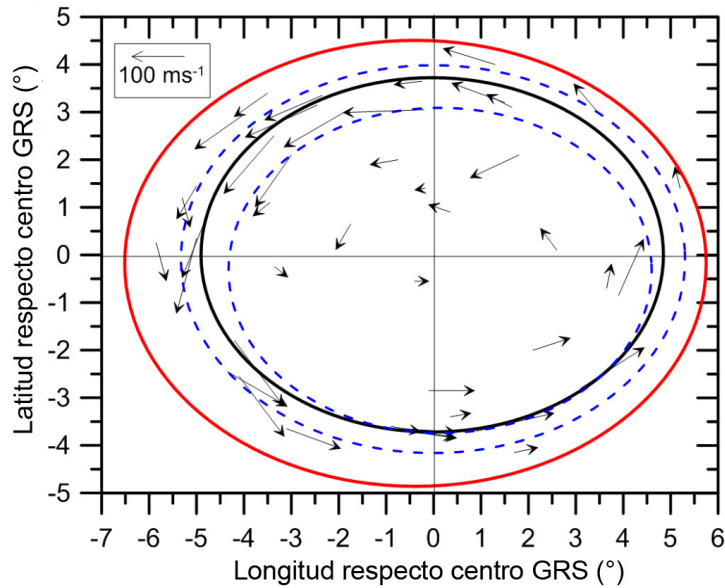
Los movimientos de trazadores en la parte interna del óvalo rojo fueron rastreados durante intervalos de  $\sim 1$ -3 días entre abril y junio de 2019 y también en abril de 2020. Solo se consideraron los 45 vectores medidos con mayor precisión para los que estimamos un error del 10 % en su velocidad (Figura 3.5). Entre ellos, hay 22 vectores en la periferia del óvalo rojo que dan una velocidad media de  $149 \pm 18 \text{ ms}^{-1}$ , por encima de los valores máximos de  $120 \text{ ms}^{-1}$  mostrados en trabajos anteriores (Sánchez-Lavega et al. 2018, Simon et al. 2018). Por lo tanto, se concluye que la velocidad de rotación de la GRS aumentó localmente en algunas zonas tras las fuertes interacciones con diversos AVs.



**Figura 3.4:** Vectores de viento (en negro) calculados a partir del seguimiento de nubes del 10 de mayo al 10 de junio de 2019. Las elipses representan el óvalo rojo de la GRS (área roja) y el anillo periférico exterior abierto por el borde este. Los vectores rojos muestran la trayectoria de “flakes”, mientras que los azules corresponden a AVs que interactuaron con el óvalo rojizo dando lugar al desprendimiento de material. Los números (en morado) dan el valor de la velocidad en  $\text{ms}^{-1}$ . El vector verde muestra una velocidad particularmente alta medida para un AV el 16 de abril de 2020.

### 3.2.3. Tamaño de la GRS y las oscilaciones de 90 días

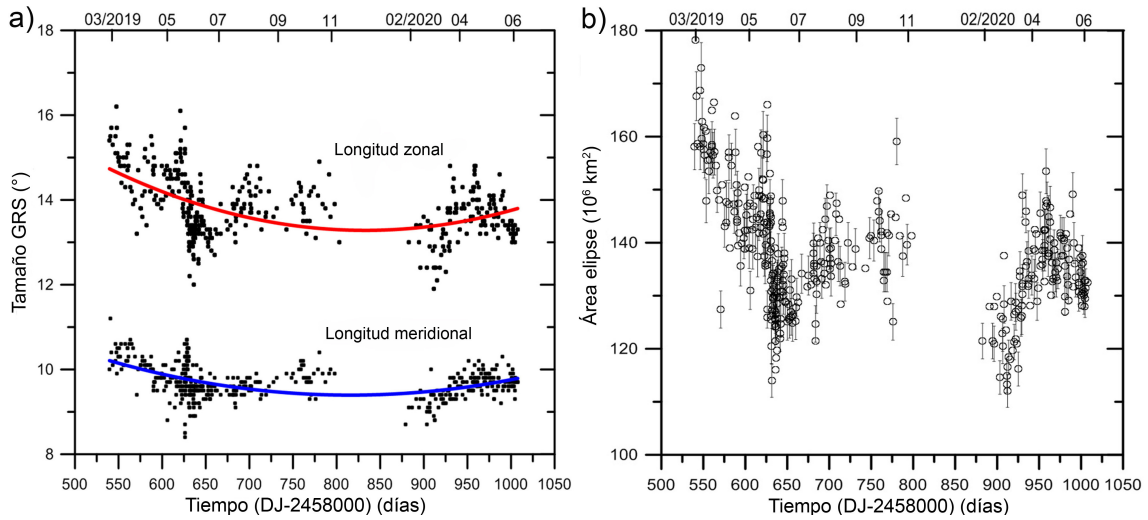
Tanto la forma como el tamaño del óvalo rojo sufrieron cambios notables durante las interacciones, tal y como se muestra en la Figura 3.6. La longitud este-oeste disminuyó de  $15.5^\circ$  ( $18.040 \text{ km}$ ) a principios de marzo de 2019 a  $13.7^\circ$  ( $15.950 \text{ km}$ )



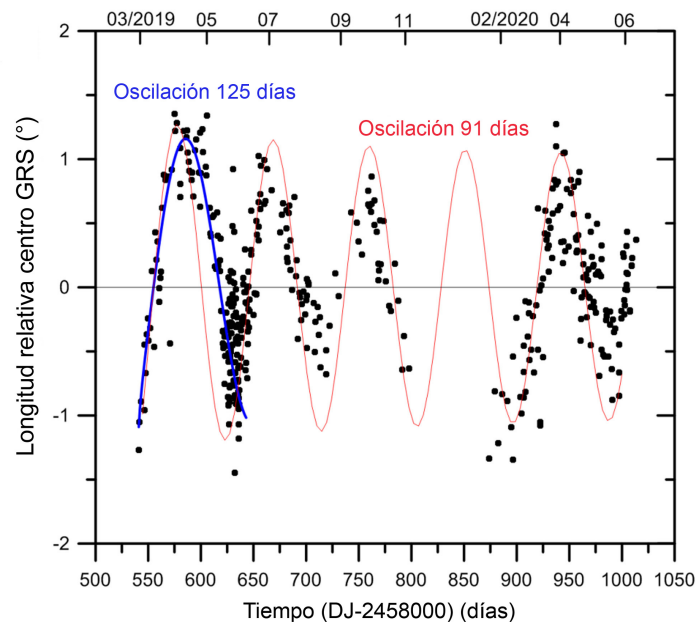
**Figura 3.5:** Vectores de viento calculados a partir del seguimiento de trazadores en el interior de la GRS entre abril y junio de 2019 y en abril de 2020. Los errores típicos en las medidas de velocidad son  $\sim 10 \text{ m}^{-1}$ . La línea negra muestra la elipse de mejor ajuste aproximado donde la velocidad es máxima, con la incertidumbre aproximadamente indicada por las elipses en líneas azules sombreadas. La línea roja representa el borde del óvalo rojo en la época de mayores interacciones.

en mayo de 2020. Entre estas fechas, se produjeron grandes fluctuaciones en tamaño, especialmente durante el periodo de fuertes interacciones con AVs e intensa formación de “flakes”, con la longitud zonal alcanzando un valor mínimo de  $13^\circ$  (15.130 km), tal y como se muestra en la gráfica del panel a) de la Figura 3.6. Sin embargo, en dicha gráfica también puede verse como a partir de febrero de 2020 parece haber una recuperación de los tamaños zonal y meridional. El panel b) de la Figura 3.6 muestra los cambios de área del óvalo rojo considerándolo como una elipse. El área se calcula a partir de los semiejes mayor y menor mostrados en el panel a), llegando así a medir una disminución máxima del área del 25% (de 160 a 120 millones de  $\text{km}^2$ , aproximadamente).

El centro del óvalo rojo se movió a lo largo de 2019 con una velocidad zonal  $u = -4.5 \pm 0.2 \text{ ms}^{-1}$ . Acoplado a este desplazamiento de deriva, la GRS presenta una conocida oscilación regular en longitud con período de 90 días (Solberg 1969, Trigo-Rodríguez et al. 2000). Durante la época de fuertes interacciones con AVs, esta oscilación fue perturbada y el período de la oscilación aumentó a 125 desde comienzos de marzo hasta principios de junio de 2019. La amplitud también aumentó de  $1^\circ$  a  $1.2^\circ$ . Sin embargo, la oscilación recuperó sus características usuales a partir de las fechas indicadas y no mostró ningún desplazamiento de fase a más largo plazo, de acuerdo con los datos mostrados en la Figura 3.7.



**Figura 3.6:** a) Longitud zonal (eje mayor) y anchura meridional (eje menor) del área del óvalo rojo de la GRS durante el periodo de observación. Los errores típicos en las medidas de tamaño oscilan entre  $\pm 0.5^\circ$  y  $\pm 1^\circ$  dependiendo de la calidad de la imagen. b) Área de la elipse roja calculada a partir de las medidas mostradas en a).



**Figura 3.7:** Oscilaciones en longitud del centro de la GRS respecto a su deriva media y ajustes a funciones sinusoidales con diferentes periodos y amplitudes. El eje x inferior muestra la fecha juliana, mientras que el mes (fecha de inicio) y el año correspondientes se indican en la parte superior



### 3.3. Conclusiones

La GRS sufrió una serie de fuertes interacciones con numerosos AVs de tamaño medio entre 2018 y 2020. Estas interacciones provocaron el desprendimiento de material rojizo que posteriormente salió de la circulación de la GRS por sus flancos este u oeste. Estos sucesos, junto el decrecimiento continuo en tamaño de la GRS a lo largo de los últimos 130 años (Rogers 1995, Simon et al. 2018), suscitaron un interés general ante la posible desaparición del mayor y más antiguo anticiclón del Sistema Solar. Mediante el seguimiento de detalles atmosféricos que actuaron como trazadores, y tras la realización de numerosas medidas dinámicas previamente expuestas, se llegó a las siguientes conclusiones:

- La velocidad tangencial máxima de la GRS aumentó en algunos puntos hasta  $150 \text{ ms}^{-1}$ , estando previamente su máxima velocidad de rotación en el rango  $\sim 120\text{-}140 \text{ ms}^{-1}$ .
- El área del óvalo rojizo disminuyó tras la interacción con los AVs, que arrancaron grandes porciones de material y distorsionaron su forma. Sin embargo, a partir de febrero de 2020 pudo observarse una recuperación parcial del tamaño del óvalo.
- La GRS sufrió un cambio temporal en su oscilación regular en longitud de 90 días, aumentando su periodo a 125 días y su amplitud de  $1^\circ$  a  $1.2^\circ$ . Dicho cambio tuvo lugar entre marzo y mayo de 2019.

Además de los puntos recién expuestos, Sánchez-Lavega et al. (2021) también concluyen (a partir de un análisis radiativo y de diversas simulaciones numéricas) que el fenómeno de los “flakes” es un fenómeno superficial que no afecta a la GRS en toda su extensión vertical. Esto, junto con su mayor tamaño y profundidad en comparación con los AVs entrantes en su circulación, parece garantizar la supervivencia de la GRS por mucho tiempo.

El análisis mostrado en este capítulo sirvió para comprender y caracterizar el complejo comportamiento dinámico de la GRS y sus alrededores. Por otra parte, al tratarse de sucesos aparentemente superficiales, es lógico preguntarse sobre posibles cambios en la estructura de las nubes y nieblas en niveles atmosféricos superiores. Esta cuestión se aborda en profundidad desde el punto de vista del transporte radiativo en los Capítulos 5 y 6, donde inicialmente se desarrolla un modelo atmosférico aplicable a la GRS y su entorno, seguido de un análisis detallado de las variaciones observadas durante el período de tiempo comprendido entre 2015 y 2021. El análisis expuesto en este capítulo también fue de utilidad a la hora de seleccionar las regiones para su posterior análisis de transporte radiativo, tal y como se verá en la Sección 4.6 del próximo capítulo.

# Capítulo 4

## Observaciones del Telescopio Espacial Hubble

En este capítulo se describen las imágenes de Júpiter utilizadas para la realización del estudio de transporte radiativo llevado a cabo en esta Tesis. El análisis radiativo precisa de una alta resolución espacial y una fotometría de precisión, y es por ello que para este propósito se han empleado imágenes obtenidas por la Wide Field Camera 3 del Telescopio Espacial Hubble.

### 4.1. El Telescopio Espacial Hubble y la Wide Field Camera 3

El Telescopio Espacial Hubble (HST, por sus siglas en inglés) es un proyecto desarrollado por NASA y ESA. Fue lanzado al espacio el 24 de abril de 1990 mediante el transbordador espacial Discovery (ver Figura 4.1). Fue colocado en una órbita baja (LEO) circular a 593 kilómetros de altura, con un período orbital comprendido entre 96 y 97 minutos<sup>1</sup>. Gracias a que se encuentra en el espacio, las imágenes obtenidas por el HST están libres de los efectos negativos que induce la atmósfera terrestre (e.g., distorsión de las imágenes y pérdida de resolución espacial). Además, el HST es capaz de obtener imágenes en el rango ultravioleta, algo que no es posible desde Tierra debido a la absorción de dicha radiación por moléculas como el O<sub>3</sub>, O<sub>2</sub> y N<sub>2</sub>.

El HST está diseñado para operar en el infrarrojo cercano, visible y ultravioleta (de 100 a 2500 nanómetros). El telescopio principal del HST es un telescopio reflector Ritchey-Chrétien, con un espejo primario de 2.4 metros de diámetro y un espejo secundario de 0.3 metros de diámetro. Una característica notable del HST es que es el único telescopio espacial diseñado para que pueda ser mantenido y reparado en el espacio por astronautas. Esta característica mostró su utilidad cuando, tras poner

---

<sup>1</sup><http://sci.esa.int/hubble/47358-fact-sheet/>



**Figura 4.1:** Imagen del Telescopio Espacial Hubble en órbita en mayo de 2009. Crédito: NASA.

el telescopio en órbita, se detectó que las imágenes obtenidas eran de una calidad muy inferior a la esperada. Esto era consecuencia de un fallo en el pulido del espejo primario: el grosor del espejo debía ser  $2 \mu\text{m}$  más grueso en el borde y en consecuencia el sistema óptico sufría de aberración esférica. Este error fue rectificado durante la primera misión de servicio del HST en 1993 (STS-61), en la que se instaló en el telescopio un instrumento de óptica correctiva denominado COSTAR (Corrective Optics Space Telescope Axial Replacement). Tras la reparación, y hasta el día de hoy, el HST ha mostrado un alto rendimiento. Para la instalación del COSTAR fue necesaria la retirada de otro instrumento científico, denominado HSP (High Speed Photometer). Este hecho, pese a que fuera forzado, no es algo extraño, ya que el HST ha visto como algunos de sus instrumentos han sido reemplazados conforme se sucedían las diferentes misiones de servicio de las que ha sido objeto. Estos son los instrumentos presentes en el HST a día de hoy, acompañados del año en que fueron instalados en el telescopio <sup>2</sup> :

- **WFC3:** Wide Field Camera 3 (2009).
- **COS:** Cosmic Origins Spectrograph (2009).
- **ACS:** Advanced Camera for Surveys (2002).
- **STIS:** Space Telescope Imaging Spectrograph (1997).
- **NICMOS:** Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrograph (1997, hi-

---

<sup>2</sup><http://sci.esa.int/web/hubble/-/34007-hubble-instruments>

bernando desde 2008).

- **FGS:** Fine Guidance Sensors (1990). Reemplazos individuales en 1997, 1999 y 2009.

Las imágenes utilizadas en este proyecto han sido obtenidas por la WFC3, y por tanto aquí solamente se analizará en detalle este instrumento. La WFC3 fue instalada durante la misión de servicio 4 en 2009, en sustitución de la WFPC2 (Wide Field and Planetary Camera 2). Precisamente, las primeras observaciones realizadas por esta cámara fueron del planeta Júpiter con motivo del impacto con un asteroide que el planeta sufrió en julio de 2009 (Sánchez-Lavega et al. 2010, Hammel et al. 2010). La característica más destacable de la WFC3 es, junto con su gran resolución espacial, su capacidad para abarcar un amplio rango del espectro electromagnético, desde el ultravioleta hasta el infrarrojo cercano, comprendiendo a su vez el rango visible.

La WFC3 dispone de dos canales con dos detectores tecnológicamente diferentes, un canal para un rango desde el ultravioleta cercano hasta el infrarrojo cercano (UVIS) y otro exclusivamente para el infrarrojo de onda corta (NIR). En ambos canales los detectores de luz son dispositivos de estado sólido. Para el canal UVIS se utiliza un CCD de silicio. Por otro lado, el canal NIR hace uso de chips de mercurio-cadmio-teluro (HgCdTe). En la presente Tesis se ha empleado el detector UVIS, que incluye las longitudes de onda por debajo de  $1 \mu\text{m}$ , interesantes para el estudio actual. Algunas características remarcables de los dos canales de la WFC3 se muestran en la siguiente tabla:

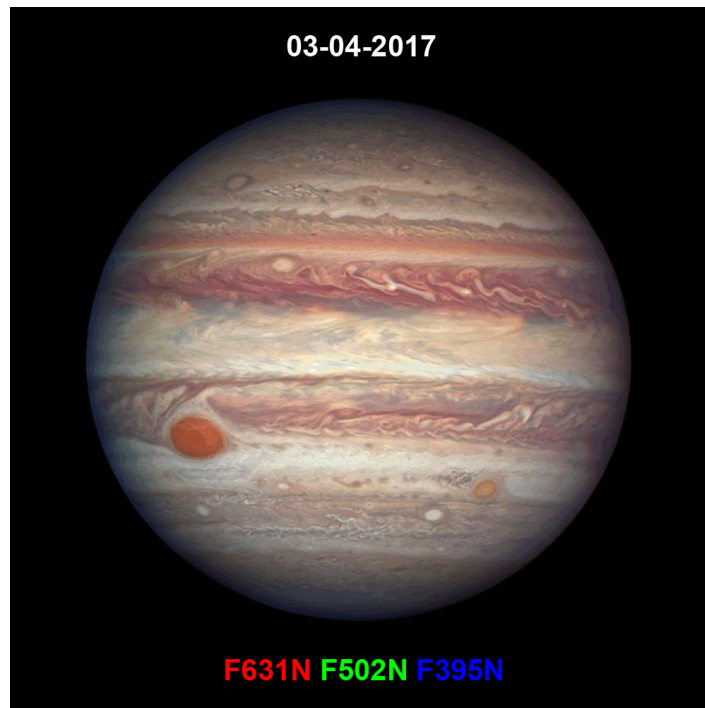
<b>Características WFC3</b>		
<b>Canal</b>	<b>UVIS</b>	<b>NIR</b>
<b>Rango espectral (nm)</b>	200-1000	800-1700
<b>Tipo de detector</b>	Si	HgCdTe
<b>Tamaño matriz de detectores (píxeles)</b>	4096 x 4096	1024 x 1024
<b>Campo de visión (arcsec)</b>	162 x 162	123 x 137
<b>Tamaño de píxel (arcsec)</b>	0.04	0.13
<b>Filtros disponibles</b>	62	15

**Tabla 4.1:** Características de los dos canales de la WFC3. Datos tomados de Gennaro et al. (2018).

Las imágenes proporcionadas por la WFC3 son adecuadas para los objetivos planteados en esta Tesis porque ofrecen una gran resolución espacial y una cobertura espectral adecuada (esta última característica se analiza en detalle en la Sección 4.2). La resolución espacial de las imágenes empleadas posibilita el análisis independiente de regiones de Júpiter con una pequeña separación angular. Concretamente y como se ve en la Tabla 4.1, el canal UVIS de la WFC3 tiene una resolución espacial de  $0.04''/\text{pixel}$ , que se traduce en unos  $150 \text{ km}/\text{pixel}$  en el ecuador joviano, si bien

esta última magnitud depende de la distancia Tierra-Júpiter. Esta característica es fundamental para el estudio de diversas regiones dentro y en el entorno cercano de la GRS y el Óvalo BA (ver Figura 4.7).

Como ejemplo de la alta calidad de las imágenes de la WFC3 que hemos empleado en esta Tesis, se muestra en la Figura 4.2 una composición en color realizada a partir de tres imágenes incluidas en nuestro conjunto de datos y que formó parte de una nota de prensa realizada por NASA y HST <sup>3</sup>:



**Figura 4.2:** Composición en color a partir de imágenes captadas por la WFC3 el 3 de abril de 2017. Los canales R, G y B se corresponden con los filtros F631N, F502N y F395N, respectivamente. Crédito: NASA, ESA, y A. Simon (NASA Goddard Space Flight Center).

## 4.2. Cobertura espectral

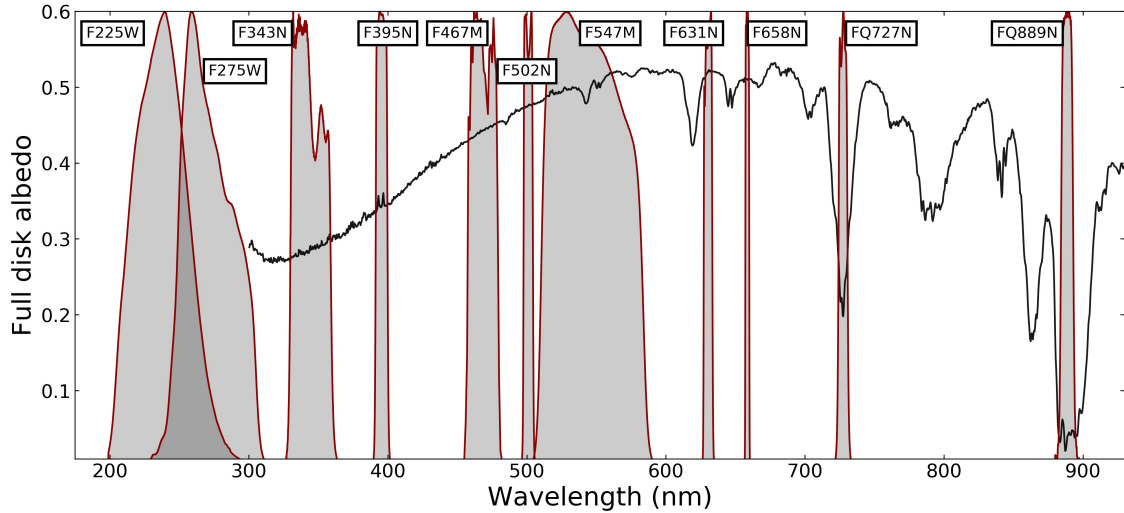
Nuestro conjunto de datos consta de imágenes tomadas en 11 filtros diferentes, cubriendo desde 200 hasta 900 nm. La transmisividad de los filtros considerados se muestra en la Figura 4.3 junto con el albedo de disco completo de Júpiter, y se muestra cómo los filtros utilizados comprenden las características más interesantes del espectro planetario en este rango de longitudes de onda (Pérez-Hoyos et al. 2012a, Simon et al. 2015).

<sup>3</sup><https://www.spacetelescope.org/images/heic1708a/>

Como se puede ver en la Figura 4.3, los filtros empleados están divididos en tres grupos en función de su anchura espectral: ‘Narrow’ (e.g., F343N), ‘Medium’ (e.g., F467M) y ‘Wide’ (e.g., F225W). Al mismo tiempo, los filtros FQ727N y FQ889N se distinguen del resto por ser filtros ‘quad’, es decir, corresponden a un cuadrante de un mosaico 2x2 en donde cada cuadrante es un filtro pasabanda diferente (Gennaro et al. 2018). La interacción de la luz con los bordes de los filtros rojos ( $\lambda > 600$  nm) genera un fenómeno de interferencia que afecta al resultado final de la imagen. Este hecho, conocido como “fringing”, ha sido tenido en cuenta para asegurar la precisión fotométrica de las imágenes empleadas, como se verá en la Sección 4.6. Inicialmente, también se consideraron imágenes tomadas en el filtro FQ750N, pero fueron posteriormente descartadas porque mostraban una saturación sistemática en ciertas latitudes.

Los filtros correspondientes al rango ultravioleta (F225W y F275W), donde la dispersión de Rayleigh y la absorción por parte de los aerosoles colorantes son dominantes (West et al. 2004), son sensibles a las partículas en la estratosfera, al igual que los filtros FQ727N Y FQ889N, que abarcan bandas de absorción del metano (Pérez-Hoyos et al. 2012a). Si bien los filtros UV y los del metano son sensibles a la altura de las partículas en la alta atmósfera, lo son por procesos físicos diferentes. Cuando la luz UV penetra en la atmósfera, la dispersión de Rayleigh retrodispersa parte de la luz para que ésta llegue finalmente al observador. Cuanta más atmósfera recorra la radiación incidente, mayor retrodispersión habrá, más luz nos llegará y ese área del planeta aparecerá más brillante. Si la radiación se topa con partículas o nubes, el recorrido libre será menor y menos luz retrodispersada llegará de vuelta y, por tanto, ese área se verá más oscura en el UV. Al mismo tiempo, se espera que las partículas en la estratosfera tengan tamaños del orden de  $0.1 \mu\text{m}$  (West et al. 2004, Zhang et al. 2013, López-Puertas et al. 2018, Sromovsky et al. 2017), es decir, con tamaños similares a las longitudes de onda UV consideradas, y por tanto la interacción luz-partícula se ve maximizada. En el caso de los filtros que caen en bandas de metano, el proceso es similar pero a la inversa. Cuanta más atmósfera recorra la radiación incidente, ésta será más absorbida por el metano presente en la atmósfera y menos luz llegará al observador. Por lo tanto, cuanto más alta esté una nube esa región se verá más oscura en el UV y más brillante en las bandas del metano. Esta relación inversa entre estos tipos de filtros nos será de ayuda para caracterizar la altura de distintas regiones jovianas, como se verá en la Sección 5.1.

Además de los filtros UV y los del metano, nuestro conjunto de datos dispone de imágenes tomadas en otros 7 filtros en el rango visible del espectro electromagnético. Este hecho permite analizar los distintos grados de absorción de luz visible en las diversas áreas del disco joviano, requisito fundamental para el estudio de los agentes colorantes en la atmósfera de Júpiter en general y de la coloración de la GRS y el Óvalo BA en particular.



**Figura 4.3:** Cobertura espectral de los filtros de la HST/WFC3 empleados en esta Tesis superpuestos sobre el espectro de albedo de disco completo de Júpiter (línea negra, [Karkoschka 1998](#)). Las curvas de transmisión están normalizadas a un mismo valor máximo sólo por claridad para esta figura.

### 4.3. Datos observacionales

Los datos empleados en esta Tesis han sido descargados del Minkulski Archive for Space Telescopes <sup>4</sup>. Las imágenes corresponden a las visitas (períodos de observación) que se muestran en la Tabla 4.2, donde también se muestran las fechas y filtros correspondientes a las mismas. La mayoría de estas observaciones corresponden al programa OPAL (Outer Planet Atmospheres Legacy), liderado por la Dra. Amy Simon (NASA Goddard Space Flight Center). Este programa observa los planetas exteriores al menos una vez al año cuando están cercanos a la oposición para obtener imágenes con la mayor resolución espacial posible ([Simon et al. 2015](#)). Como se puede ver en la Tabla 4.2, en 2020 hubo dos visitas del programa OPAL como consecuencia de la perturbación que surgió en la NTB ([Rogers 2020](#)). El resto de observaciones pertenecen a programas de apoyo a la misión Juno ([Wong et al. 2020](#)) y están liderados por el Dr. Michael Wong (Universidad de Berkeley) y la Dra. Imke de Pater (Universidad de Berkeley).

### 4.4. Construcción de planisferios

Paso previo a la realización de medidas, las imágenes se calibraron fotométricamente en reflectividad absoluta, concretamente en  $I/F$ , donde  $I$  es la intensidad reflejada a una determinada longitud de onda en una posición dada y  $\pi F$  es la

<sup>4</sup><https://archive.stsci.edu/>

Nombre visita Fecha	ID de la propuesta Investigador Principal	Filtros
<b>OPAL 2015</b> 19/01/2015	<a href="#">GO/DD 13937</a> A. Simon	F275W, F343N, F395N, F502N, F631N, F658N, FQ889N
<b>OPAL 2016</b> 09/02/2016 10/02/2016	<a href="#">GO/DD 14334</a> A. Simon	F275W, F343N, F395N, F467M, F502N, F631N, F658N, FQ889N
<b>Wong 2016</b> 11/12/2016 12/12/2016	<a href="#">GO 14661</a> M. Wong	F225W, F275W, F343N, F395N, F502N, F631N, FQ727N, FQ889N
<b>de Pater 2017</b> 11/01/2017 12/01/2017	<a href="#">GO 14839</a> I. de Pater	F225W, F275W, F343N, F395N, F502N, F631N, FQ727N, FQ889N
<b>Wong 2017_02</b> 01/02/2017 02/02/2017	<a href="#">GO 14661</a> M. Wong	F225W, F275W, F343N, F395N, F502N, F631N, FQ727N, FQ889N
<b>OPAL 2017</b> 03/04/2017	<a href="#">GO/DD 14756</a> A. Simon	F275W, F343N, F395N, F467M, F502N, F631N, F658N, FQ889N
<b>Wong 2017_07</b> 11/07/2017	<a href="#">GO 14661</a> M. Wong	F225W, F343N, F395N, F502N, F631N, FQ727N, FQ889N
<b>de Pater 2018</b> 07/02/2018	<a href="#">GO 14936</a> I. de Pater	F275W, F395N, F502N, F631N, FQ727N, FQ889N
<b>Wong 2018</b> 01/04/2018	<a href="#">GO 14661</a> M. Wong	F225W, F275W, F343N, F395N, F502N, F631N, FQ727N, FQ889N
<b>OPAL 2018</b> 17/04/2018	<a href="#">GO/DD 15262</a> A. Simon	F275W, F343N, F395N, F467M, F502N, F547M, F631N, F658N, FQ889N
<b>Wong 2019</b> 09/04/2019 10/04/2019	<a href="#">GO 14661</a> <a href="#">GO 15159</a> M. Wong	F225W, F275W, F343N, F395N, F502N, F631N, FQ727N, FQ889N
<b>OPAL 2019</b> 26/06/2019 27/06/2019	<a href="#">GO/DD 15502</a> A. Simon	F275W, F343N, F395N, F467M, F502N, F547M, F631N, F658N, FQ889N
<b>de Pater 2020</b> 22/07/2020 23/07/2020	<a href="#">GO 16053</a> I. de Pater	F225W, F275W, F395N, F502N, F631N, FQ727N, FQ889N
<b>OPAL 2020_08</b> 25/08/2020	<a href="#">GO/DD 15929</a> A. Simon	F275W, F395N, F467M, F502N, F631N, F658N, FQ889N
<b>OPAL 2020_09</b> 20/09/2020	<a href="#">GO/DD 15929</a> A. Simon	F275W, F343N, F395N, F467M, F502N, F631N, F658N, FQ889N
<b>OPAL 2021</b> 04/09/2021	<a href="#">GO/DD 16266</a> A. Simon	F275W, F343N, F395N, F467M, F502N, F631N, F658N, FQ889N

**Tabla 4.2:** Observaciones de la WFC3 empleadas en esta Tesis.



densidad de flujo solar incidente en el planeta a la misma longitud de onda (una superficie plana Lambertiana tiene  $I/F=1$  cuando es observada en incidencia normal, [Sánchez-Lavega 2011](#)).

Para la calibración de las imágenes HST/WFC3 se utilizan los datos contenidos en la cabecera de los archivos ([Gennaro et al. 2018](#)), que permiten pasar de las unidades de la imagen (electrones por segundo) a unidades físicas. El keyword 'PHOTFLAM' da el factor de transformación, y sólo se necesita dividir por el ángulo sólido subtendido por cada píxel que se calcula a partir de la resolución angular contenida en 'D001ISCL' elevada al cuadrado ([Mendikoa et al. 2017](#)). Esto nos permite obtener la radiancia en  $W/m^2/\mu m/sr$ . Para transformar esta cantidad al valor de  $I/F$ , se debe convolucionar el espectro solar  $F_0(\lambda)$  ([Colina et al. 1996](#)) con la curva de transmisión del filtro  $T(\lambda)$  ([Gennaro et al. 2018](#)):

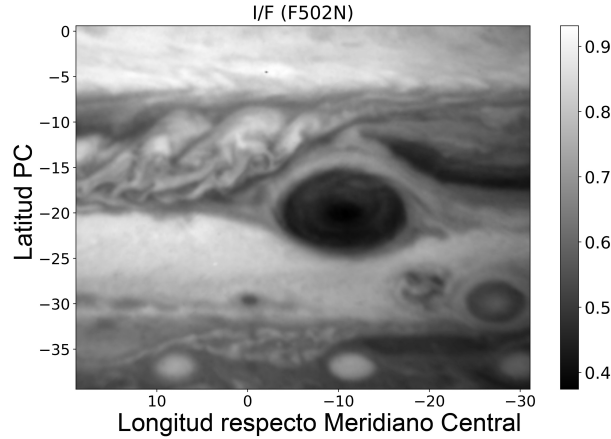
$$\begin{aligned} \text{Rad} &= \frac{\text{Data} \cdot \text{PHOTFLAM}}{(\text{D001ISCL})^2} \\ \text{Cfilter} &= \frac{\int T(\lambda)F_0(\lambda)d\lambda}{\int T(\lambda)d\lambda} \\ I/F &= \pi \cdot \frac{\text{Rad}}{\text{Cfilter}} \end{aligned} \quad (4.1)$$

Tras la calibración, las imágenes se proyectaron en planisferios con el software LAIA, de forma similar a trabajos previos con imágenes de la HST/WFC3 ([Barrado-Izaguirre et al. 2009](#), [Pérez-Hoyos et al. 2012a](#), [Sanz-Requena et al. 2019](#)). Para la construcción del planisferio, las imágenes se sobremuestrearon a una resolución de  $0.1^\circ/\text{píxel}$  en coordenadas jovianas.

Posteriormente, todos los planisferios en los que la GRS está presente fueron recortados cubriendo la misma región a su alrededor de forma que la GRS siempre quedara en la misma posición del recorte. Los planisferios recortados tienen una extensión latitudinal de  $40^\circ$  (400 píxeles) y longitudinal de  $50^\circ$  (500 píxeles), cubriendo latitudes entre  $0$  y  $40^\circ$  S. En la Figura 4.4 se muestra un ejemplo de planisferio recortado en el filtro F502N, el cual muestra un gran contraste. Dado que el intervalo temporal dentro de cada visita abarca aproximadamente sólo dos rotaciones de Júpiter, la mayor parte de la morfología de la GRS y sus alrededores no muestra grandes diferencias.

## 4.5. Corrección fotométrica

Los errores típicos en la calibración absoluta suelen rondar el 10% ([Dressel & Marinelli 2023](#)). Sin embargo, al comparar la calibración de las diferentes visitas, la diferencia supera claramente este valor, especialmente en los filtros F225W y F275W



**Figura 4.4:** Planisferio recortado (resolución de  $0.1^\circ/\text{píxel}$ ) en el filtro F502N (azul) correspondiente a la visita ‘Wong 2016’.

(ver Figura 4.5). Para solucionar este problema, realizamos un proceso de calibración cruzada usando como referencia planisferios de visitas posteriores que presentan albedos de disco completo similares a los mostrados por Karkoschka (1998). Tomamos como referencia la visita ‘OPAL 2018’ (Tabla 4.2) ya que esta visita concuerda razonablemente con los albedos de disco completo de Karkoschka (1998), como se muestra en la Figura 4.5, y tiene una buena cobertura espectral. Sin embargo, no hay imágenes en los filtros F225W y FQ727N, por lo que en estos casos se eligieron como visitas de referencia ‘de Pater 2018’ y ‘Wong 2017\_02’ (Tabla 4.2), respectivamente.

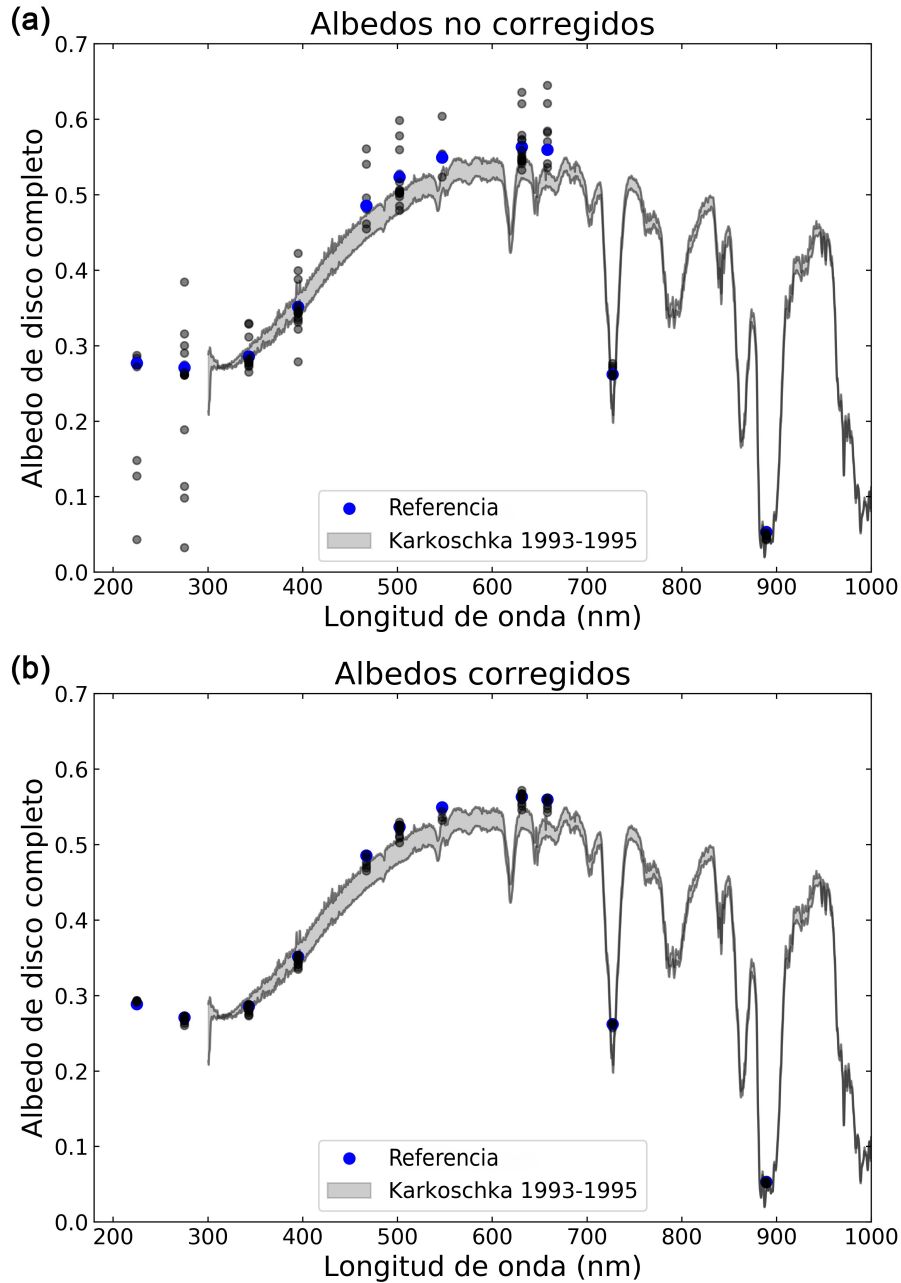
El proceso de calibración cruzada se llevó a cabo minimizando las desviaciones entre los cortes fotométricos a lo largo del meridiano central de cada visita (promediados para cada filtro) y de la referencia correspondiente, de forma similar a Pérez-Hoyos et al. (2012a). Este proceso asume que el contraste ecuador-polo no cambia excesivamente a lo largo del tiempo, como es coherente con la falta de variaciones estacionales en el planeta. Para obtener unos valores iniciales a partir de los cuales iniciar la minimización, se trazó la I/F promediada de cada filtro frente a la I/F de referencia del filtro correspondiente para cada píxel del planisferio. Esto nos permite obtener el siguiente ajuste lineal en cada longitud de onda:

$$(I/F)_{\text{visita}} = m \cdot (I/F)_{\text{referencia}} + b \quad (4.2)$$

Una calibración perfecta resultaría en un ajuste lineal con  $m=1$  y  $b=0$ , aunque exista cierta dispersión debida a cambios temporales en la atmósfera joviana. De hecho, para algunos filtros, la minimización de la dispersión de los barridos Norte-Sur no muestra diferencias cuando se parte de los parámetros  $m$  y  $b$  obtenidos a partir de la ecuación 4.2 y cuando se utiliza  $m=1$  y  $b=0$ , ya que los parámetros obtenidos normalmente se aproximan a estos valores. A partir de los valores de  $m$  y  $b$  así obtenidos, se corrigen las imágenes en todas las visitas invirtiendo la relación

lineal anterior:

$$(I/F)_{\text{corregida}} = \frac{(I/F)_{\text{original}} - b}{m} \quad (4.3)$$



**Figura 4.5:** Albedos de disco completo de todas las visitas empleadas en esta Tesis (a) antes y (b) después de la corrección fotométrica. Las curvas grises están sacadas de [Karkoschka \(1998\)](#).

Como puede apreciarse, el valor del albedo de disco completo de ‘OPAL 2018’ en el filtro F275W es mayor que el de ‘de Pater 2018’ en el filtro F275W. Debido a esto,

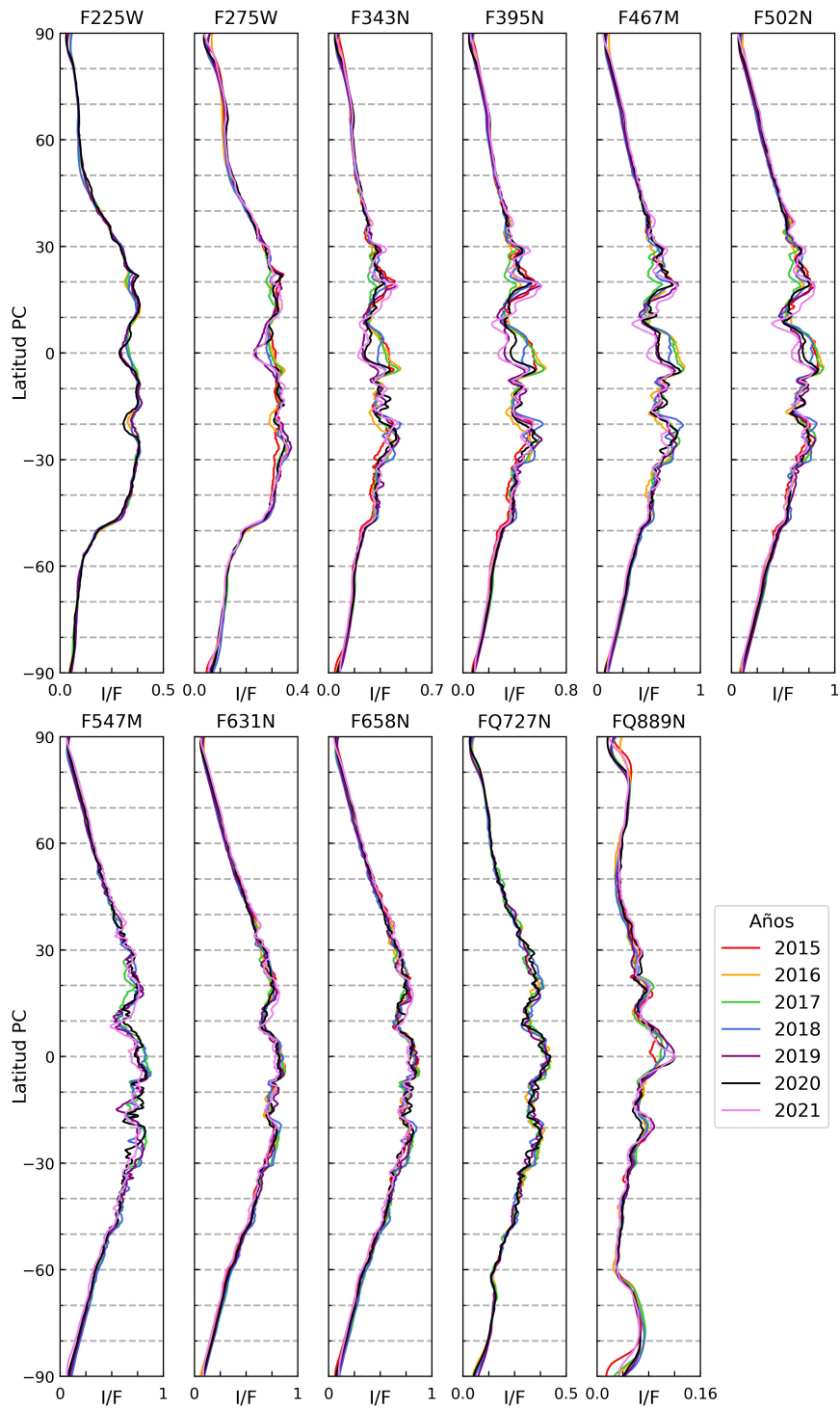
si corrigiéramos las imágenes F225W usando las imágenes sin corregir de ‘de Pater 2018’, la pendiente entre los puntos F225W y F275W se aplanaría. Para preservar la pendiente, las imágenes F225W de de Pater también se corrigieron multiplicando el I/F por la relación  $F275W_{(OPAL\ 18)}/F275W_{(de\ Pater\ 18)}$  media de todo el disco, de modo que después de corregir las imágenes F275W de de Pater 2018 la pendiente entre estos dos puntos sigue siendo la misma.

Los valores sorprendentemente bajos en el ultravioleta que se muestran en el panel (a) de la Figura 4.5 son consecuencia de un fallo de calibración cuyo origen no está claro, aunque podría estar relacionado con la pérdida de sensibilidad de los detectores en ese rango de longitudes de onda (Dressel & Marinelli 2023). Sin embargo, tras el proceso de calibración cruzada, el problema de dispersión queda resuelto y ésta se reduce a los niveles esperados, tal y como se muestra en el panel (b) de la Figura 4.5. También se compararon los cortes fotométricos a lo largo del meridiano central de los planisferios corregidos con los mostrados por Fry & Sromovsky (2023), encontrando una buena concordancia de los cambios temporales, como la caída de brillo en los filtros azules de la Zona Ecuatorial (o EZ, por sus siglas en inglés, Figura 4.6). Nótese que este método se aplica a todo el disco joviano, que debería presentar un brillo medio similar a lo largo de diferentes años. Por lo tanto, esta corrección global preserva las diferencias relativas entre unas regiones y otras y sigue permitiendo un estudio comparativo de las características individuales de la atmósfera joviana.

## 4.6. Selección de regiones y construcción de espectros

Las regiones seleccionadas para su posterior análisis de transporte radiativo (capítulos 5 y 6) se muestran en la Figura 4.7. Éstas han sido elegidas debido a sus características espectrales y/o dinámicas y de modo que se obtenga una descripción completa de una zona que presenta una gran variabilidad en sus nubes, ya sea en términos morfológicos, de coloración o dinámicos. Por otro lado, en la Figura 4.8 se muestran con mayor detalle las regiones analizadas en el Óvalo BA. A continuación se da una breve descripción de cada región seleccionada.

- **Región 0/Núcleo de la GRS (latitud = 20°S):** El núcleo del óvalo rojizo de la GRS se distingue principalmente por ser más oscuro que su entorno Simon et al. (2018) y por tener una circulación ciclónica (Sánchez-Lavega et al. 2018, Sánchez-Lavega et al. 2021), a diferencia de la circulación anticiclónica observada en el resto del vórtice. La diferente coloración indica diferencias en la distribución vertical y en las propiedades de los aerosoles entre el núcleo y el resto del óvalo rojizo.

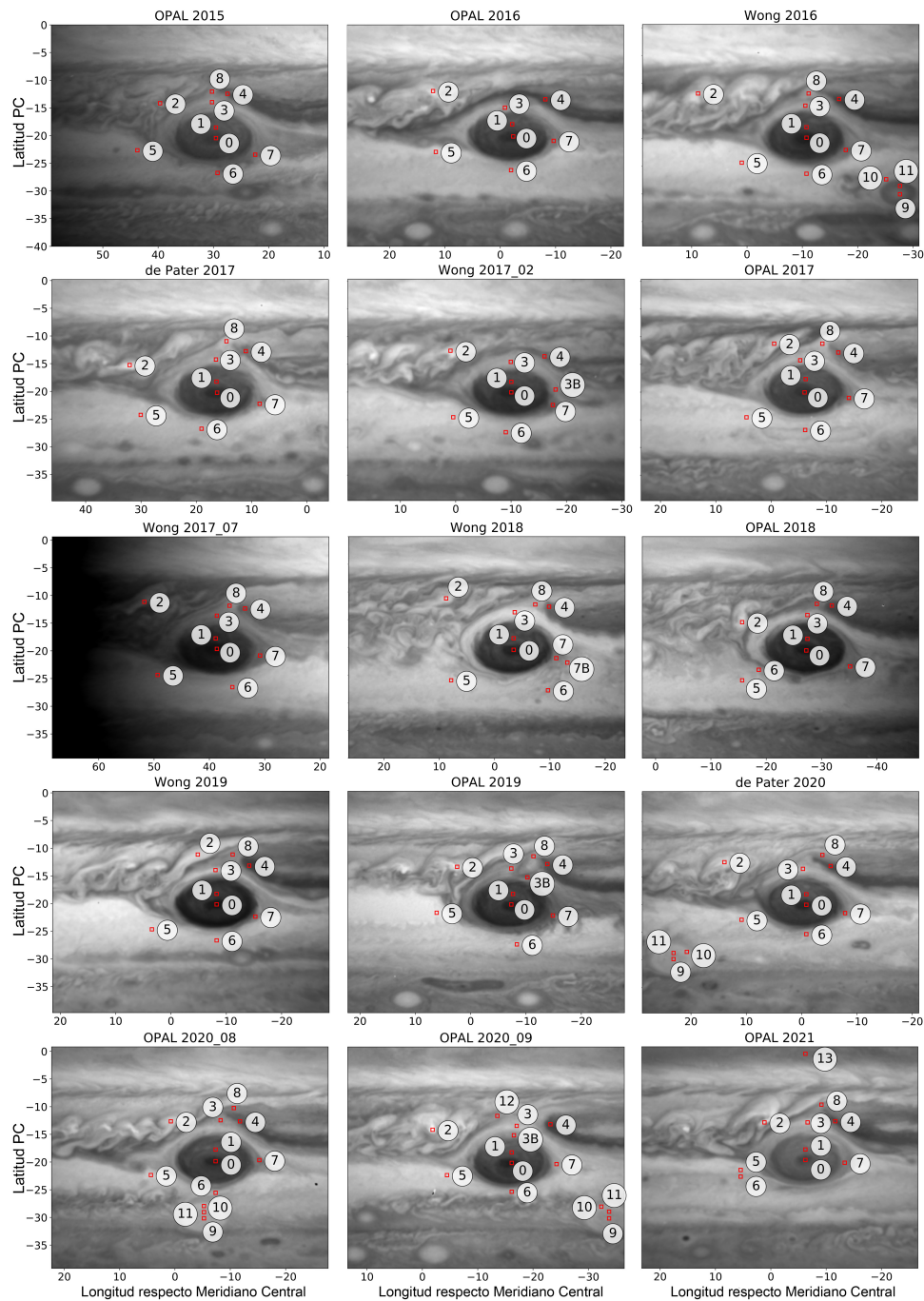


**Figura 4.6:** Promedios anuales de cortes I/F a lo largo del meridiano central de Júpiter para cada filtro. Los promedios se calculan considerando todas las imágenes tomadas en el mismo año, incluyendo imágenes de diferentes visitas.

- **Región 1/Óvalo rojizo de la GRS (latitud = 18°S):** Se trata de una zona de vientos intensos, donde se llegan a alcanzar velocidades típicamente de hasta  $120 \text{ ms}^{-1}$  [Sánchez-Lavega et al. \(2018\)](#). En el Capítulo 3 se muestra que dichas velocidades aumentaron en algunos puntos hasta los  $150 \text{ ms}^{-1}$  tras los episodios de los “flakes”. Sin embargo, su característica más llamativa es su coloración rojiza, la cual se debe a una fuerte absorción de longitudes de onda azules por parte de agentes colorantes cuya composición y origen son uno de las grandes incógnitas en el estudio de la atmósfera de Júpiter.
- **Región 2/Tormentas convectivas(latitud = 10-20°S):** Se encuentra al noroeste de la GRS, concretamente en la SEB. En esa zona turbulenta son relativamente frecuentes las erupciones de nubes brillantes debidas a convección húmeda ([Gierasch et al. 2000](#), [Ingersoll et al. 2000](#)). Se fragmentan en escalas de tiempo de unos pocos días ([Hueso et al. 2002](#)).
- **Región 3/“Hollow”(latitud = 12-15°S):** El óvalo rojizo de la GRS está rodeado por un anillo de nubes blancas conocidas como el “collar”. Este anillo es más ancho en la zona norte, donde se encuentra entre el óvalo rojizo y la corriente de nubes oscuras que rodea la GRS por el flanco norte. Las nubes blancas dan una sensación de espacio libre de nubes entre dos zonas de mayor coloración, y es por ello que a esta región se le ha conocido históricamente como “hollow” (o “hueco” en castellano, [Sánchez-Lavega et al. 2018](#), [Rogers 1995](#)). Es en esta región donde los vórtices anticiclónicos siguiendo la circulación de la GRS eran comprimidos dando lugar al desprendimiento de los “flakes”, como se expone en el Capítulo 3. Medidas dinámicas muestran que forma parte de la circulación anticiclónica de la GRS (Figura 3.4, [Sánchez-Lavega et al. 2021](#)). De este hecho se deriva que forma parte también de la GRS, la cual no debe ser considerada unicamente como el área de coloración rojiza. En el caso de las visitas ‘Wong 2017\_02’, ‘OPAL 2019’ y ‘OPAL 2020\_09’, también se seleccionó otra región (3B) en el hollow para tener en cuenta una zona que presenta características espectrales diferentes (ver Sección 6.3).
- **Región 4/Región de estancamiento (latitud = 13°S):** Antes de comenzar a rodear la GRS por el flanco norte, la corriente de nubes oscuras mencionada en el punto anterior presenta unas velocidades típicas alrededor de los  $60 \text{ ms}^{-1}$  en dirección oeste [Rogers \(1995\)](#). Sin embargo, la circulación alrededor del “hollow” presenta a veces una discontinuidad en el punto situado aproximadamente más al norte del flujo. Cuando esto ocurre, las nubes oscuras reducen su velocidad y forman una región singular que denominamos región de estancamiento ([Sánchez-Lavega et al. 2021](#)).
- **Región 5/STrZ 1 (latitud = 22-26°S):** Se trata de la Zona Tropical Sur (STrZ, por sus siglas en inglés), una de las zonas más brillantes de Júpiter y dónde también se observa absorción de longitudes de onda azules. En comparación con el resto de regiones analizadas, se trata de una región aparentemente

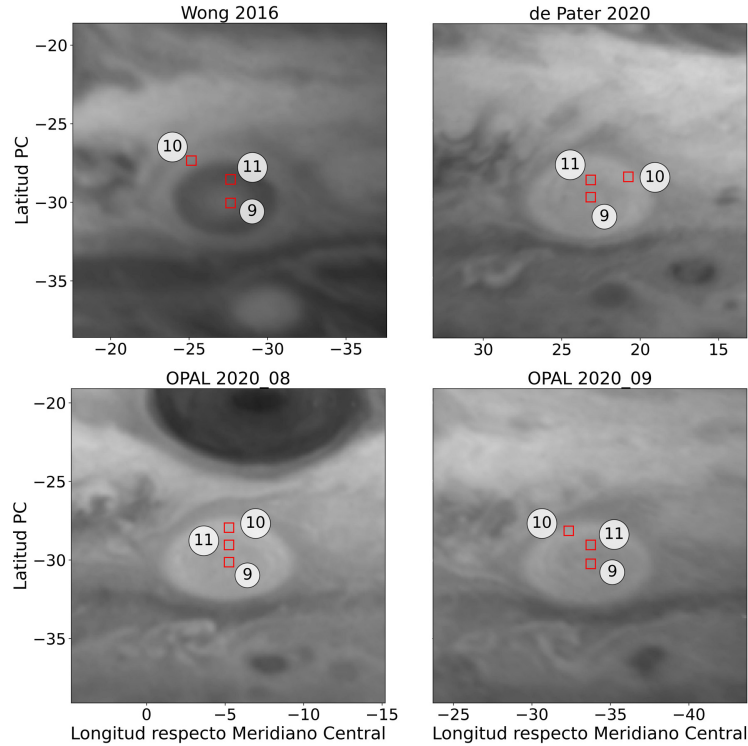
estable y con características similares a otras zonas de Júpiter. Es por ello que ha llegado a usarse como referencia fotométrica en la literatura ([Sánchez-Lavega et al. 2013](#)).

- **Región 6/S<sub>Tr</sub>Z 2 (latitud = 24-27°S):** Como se explica más adelante en la Sección 5.2, tras realizar una clasificación espectral automática del área joviana considerada se obtiene una diferenciación de la S<sub>Tr</sub>Z en dos áreas de diferentes características. Esta región es seleccionada para tener en cuenta ambas áreas.
- **Región 7/“Lagrimal” (latitud = 23°S):** Bautizada así en [Anguiano-Arteaga et al. \(2021\)](#), se trata de una región de nubes oscuras situada al sureste de la GRS. Durante los recientes episodios de interacciones entre el óvalo rojizo de la GRS y anticiclones de tamaño menor, esta región era la principal salida de los “flakes”, tal y como se muestra en la Figura 3.3 del Capítulo 3. En ‘Wong 2018’ se seleccionó otra región (7B), ya que el “lagrimal” presentaba una dicotomía espectral notable (véase la Sección 6.3).
- **Región 8/“Chimenea” (latitud = 12°S):** Se encuentra en la parte norte de la GRS donde se muestra como una discontinuidad en las nubes oscuras que permite que el material que circula alrededor de la GRS escape del “hollow” ([Rogers 2019](#)). Este material es posteriormente transportado hacia el este por el flujo zonal de la SEB ([Sánchez-Lavega et al. 2021](#)). En la Figura 4.7 puede verse como esta región está presente en algunas ocasiones (e.g., ‘OPAL 2015’) y en otras no (e.g., ‘OPAL 2016’). Cuando no está presente, la circulación al norte de la GRS se restablece y la región 4 deja de mostrar el frenado de nubes.
- **Región 9/Núcleo del Óvalo BA (latitud = 30°S):** Esta región es el centro del Óvalo BA, y es por tanto una región singular en términos dinámicos. Junto con las regiones 10 y 11 (las pertenecientes al Óvalo BA), sólo está presente en las visitas ‘Wong 2016’, ‘de Pater 2020’, ‘OPAL 2020\_08’ y ‘OPAL 2020\_09’.
- **Región 10/Periferia de nubes blancas del Óvalo BA (latitud = 28°S):** De forma similar al “hollow”, se trata del área de nubes blancas que rodea el Óvalo BA y que también forma parte de su circulación anticiclónica.
- **Región 11/Anillo interior del Óvalo BA (latitud = 29°S):** Esta sería la región del Óvalo BA análoga a la región 1 de la GRS. En este anillo es donde el cambio de color del Óvalo BA fue más pronunciado.
- **Región 12/Zona este de la “chimenea” (latitud = 12°S):** Esta región sólo se analiza en la visita “OPAL 2020\_09”, y fue considerada debido a su clasificación espectral particular, como se verá en la Sección 6.3.
- **Región 13/Zona Ecuatorial (latitud = 1°S):** La EZ muestra un claro color rojizo en 2021. En la Figura 4.7 puede verse como la reflectividad en el filtro F502N (azul) decae especialmente en dicho año. Es por ello que esta región fue también considerada para su análisis en la visita ‘OPAL 2021’.



**Figura 4.7:** Ejemplos de planisferios recortados (resolución de  $0.1^\circ/\text{píxel}$ ) en el filtro F502N (azul). La escala de grises I/F va de 0.3 (negro) a 0.9 (blanco) en todos los paneles. El planisferio ‘Wong 2017\_07’ está escalado por un factor = 1.17, ya que la proximidad al limbo lo hacía demasiado oscuro. La visita ‘de Pater 2018’ no se incluye por motivos representativos. Las regiones de  $0.5^\circ \times 0.5^\circ$  seleccionadas para el posterior análisis de transporte radiativo están marcadas en cada planisferio. El Óvalo BA aparece aproximadamente a  $30^\circ$  S en los años 2016 y 2020.

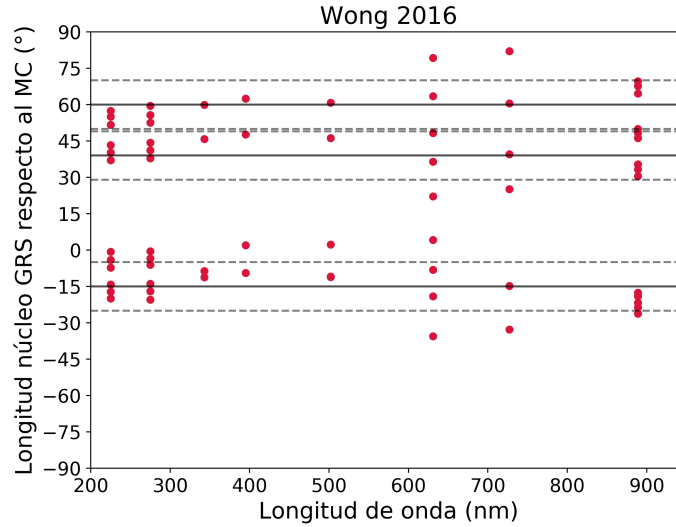




**Figura 4.8:** Planisferios recortados en el filtro F502N (azul) mostrando las regiones analizadas en el Óvalo BA. La escala de grises I/F va de 0.3 (negro) a 0.9 (blanco) en todos los paneles. Se puede apreciar el cambio de color sufrido por el óvalo entre los años 2016 y 2020.

Tras identificar las regiones de interés para nuestro estudio, se construyeron espectros de las mismas para el mayor número de geometrías de observación disponibles, esto es, para diferentes localizaciones de la GRS y su entorno respecto del meridiano central (diferentes ángulos de incidencia y de emisión). Al modelizar simultáneamente espectros correspondientes a diferentes geometrías de observación se consigue romper degeneraciones que surgen de forma natural a la hora de resolver las ecuaciones de transporte radiativo, ya que se trata de un problema multiparamétrico en el que diferentes combinaciones de parámetros pueden conducir a una solución similar.

Para construir los espectros hay que tener en cuenta que las imágenes en distintos filtros se obtienen en diferentes instantes de tiempo y, dado la elevada velocidad de rotación de Júpiter, la geometría de observación de la GRS y su entorno varía de una imagen a otra. Con el fin de resolver este problema y obtener el mayor número de espectros posible, los datos disponibles se emplearon para reconstruir un único espectro en una sola geometría corrigiendo los desplazamiento longitudinales (los latitudinales son despreciables en los intervalos de tiempo considerados). Para ello, seguimos el procedimiento expuesto a continuación.



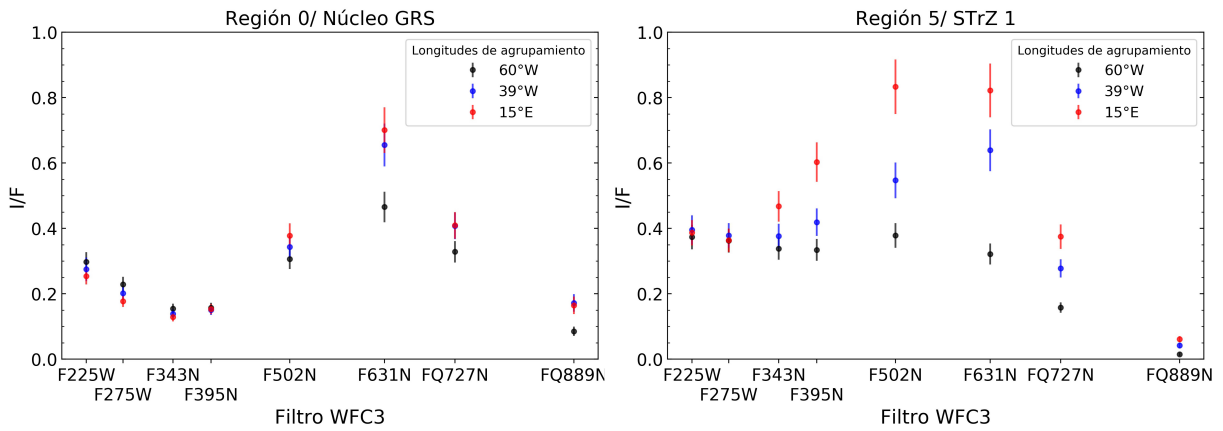
**Figura 4.9:** Longitudes respecto del meridiano central del núcleo de la GRS en las imágenes correspondientes a diferentes filtros (puntos rojos). Las líneas negras muestran las longitudes de agrupamiento y las líneas discontinuas, situadas a  $\pm 10^\circ$  de las negras, delimitan los puntos empleados para construir cada promedio.

En primer lugar, se identificaron las longitudes relativas al meridiano central alrededor de las cuales la GRS está presente en el mayor número posible de imágenes y filtros (ver Figura 4.9). A estas longitudes las denominamos “longitudes de agrupamiento” y se muestran en la Tabla 4.3. A continuación, construimos los espectros realizando para cada filtro una media ponderada de los valores I/F de las imágenes en las que el centro de la GRS está situado a  $\pm 10^\circ$  de las longitudes de agrupamiento. Los valores I/F con los que se calcula el promedio ponderado son a su vez el valor medio de cajas de  $5 \times 5$  píxeles situadas en las regiones seleccionadas (ver Figura 4.7). Los pesos empleados para el promedio son los dados por una curva gaussiana centrada en las longitudes de agrupamiento y con anchura a media altura de  $5^\circ$  y valor de pico unitario. Cabe remarcar que las longitudes de agrupamiento son las longitudes respecto del meridiano central a las que corresponden los espectros promedio del núcleo de la GRS (Figuras 4.9, 4.10), pero para las otras regiones, las longitudes respecto del meridiano central de sus espectros deben incluir la diferencia en longitud con el núcleo de la GRS. En cualquier caso, como para una visita dada dicha diferencia es conocida y prácticamente constante, basta con especificar la longitud de agrupamiento para identificar unívocamente la posición del resto de espectros.

Según Wong (2010), la amplitud de nivel medio a pico del “fringing” en las imágenes de la WFC3 en filtros del metano es del 5% para el filtro FQ889N y del 1% para el FQ727N. Este problema se tiene en cuenta fijando un error del 10% para las medidas, que es el valor típico en la calibración absoluta de HST/WFC3

(Dressel & Marinelli 2023), siguiendo una estrategia similar a la de Toledo et al. (2019). De hecho, la incertidumbre introducida por la navegación de las imágenes y la construcción de los espectros no es despreciable y es difícil de constreñir, por lo que se fija un error mínimo del 10% para todos los filtros.

En la Figura 4.10 se muestran a modo de ejemplo los espectros del núcleo de la GRS y la STrZ para la visita ‘Wong 2016’. Estas dos regiones son espectralmente muy diferentes, y en dicha Figura puede observarse como la GRS es más roja debido a una mayor absorción de longitudes de onda azules (por ejemplo en el filtro F395N). También cabe destacar el diferente comportamiento según la proximidad al limbo, observándose mayores variaciones en el caso de la STrZ.



**Figura 4.10:** Espectros del núcleo de la GRS y la STrZ construidos a partir de las imágenes de la visita ‘Wong 2016’.

Visita	LA 1	LA 2	LA 3	LA 4	Ángulo de fase
OPAL 2015	28°O	28°E	-	-	3.8°
OPAL 2016	60°O	0°O	60°E	-	5.5°
Wong 2016	60°O	39°O	15°E	-	9.1°
de Pater 2017	70°O	10°O	50°E	-	10.4°
Wong 2017.02	70°O	44°O	15°E	-	9.8°
OPAL 2017	55°O	30°O	20°E	70°E	1.0°
Wong 2017.07	35°O	-	-	-	10.7°
de Pater 2018	45°E	-	-	-	10.5°
Wong 2018	50°O	2°O	70°E	-	6.9°
OPAL 2018	70°O	20°O	40°E	-	4.3°
Wong 2019	50°O	10°E	-	-	9.8°
OPAL 2019	25°O	12°E	40°E	-	3.2°
de Pater 2020	60°O	2°O	-	-	1.7°
OPAL 2020.08	35°O	15°E	-	-	8.0°
OPAL 2020.09	40°O	-	-	-	10.6°
OPAL 2021	50°O	6°E	-	-	3.4°

**Tabla 4.3:** Geometrías de observación (distancia al meridiano central) de las visitas analizadas. LA = longitud de agrupamiento. El ángulo de fase se define como el ángulo Sol-Júpiter-Tierra.



# Capítulo 5

## La GRS en 2016: Análisis, modelización y resultados

En este capítulo se muestra el análisis espectral y de transporte radiativo de la GRS y su entorno en el año 2016. Aunque posteriormente en esta Tesis Doctoral cubriremos un período de 6 años (2015 - 2021), centrarse en un año en particular posee la ventaja de poder presentar con más detalle el análisis previo a la modelización, la construcción del modelo de atmósfera y la interpretación de los resultados. De este modo, asentados los resultados para un año concreto, el estudio de la evolución de dichos resultados se sigue de forma natural.

De las visitas que se muestran en la Tabla 4.2, se eligió la visita ‘Wong 2016’ antes que las cronológicamente previas ‘OPAL 2015’ u ‘OPAL 2016’ porque tiene un conjunto de filtros más adecuado que aquellas, incluyendo los dos filtros ultravioleta (F225W y F275W) y los dos filtros que cubren las bandas del metano (FQ727N y FQ889N). Al mismo tiempo, ‘Wong 2016’ dispone de tres geometrías diferentes de observación, en comparación a ‘OPAL 2015’ que solo tiene dos (ver Tabla 4.3). Si bien ‘OPAL 2016’ también dispone de tres geometrías de observación, dos de ellas aportan una información similar por encontrarse simétricamente distribuidas respecto del meridiano central.

En la Figura 4.7 puede apreciarse que hay 12 regiones seleccionadas (de la región 0 a la 11) para la visita ‘Wong 2016’. En este capítulo, no obstante, nos centraremos en las regiones de la 0 a la 8, tal y como se hace en [Anguiano-Arteaga et al. \(2021\)](#). Las tres regiones restantes corresponden al Óvalo BA, cuyo análisis y evolución se muestra en el próximo capítulo.

Se seguirá por tanto en este capítulo una estructura similar a la de [Anguiano-Arteaga et al. \(2021\)](#): se presenta primero un análisis preliminar de características espectrales relevantes de la GRS y su entorno para mostrar después el procedimiento de modelización de transporte radiativo y la interpretación de los resultados. El

capítulo finaliza con la exposición de las conclusiones principales de este análisis.

## 5.1. Análisis espectral de color y altura

Para una caracterización rápida e intuitiva de las diversas regiones estudiadas se hace uso de dos cocientes fotométricos introducidos por [Sánchez-Lavega et al. \(2013\)](#). Estos cocientes proporcionan una medida relativa del color y de la altura u opacidad de las nubes superiores (por el momento, indistinguibles entre sí) del área considerada, y reciben por tanto el nombre de Índice de Color e Índice de Altura/Opacidad (CI y AOI, respectivamente, por sus siglas en inglés). Su definición, adaptada a la paleta de filtros HST/WFC3 de la que disponemos, es como sigue:

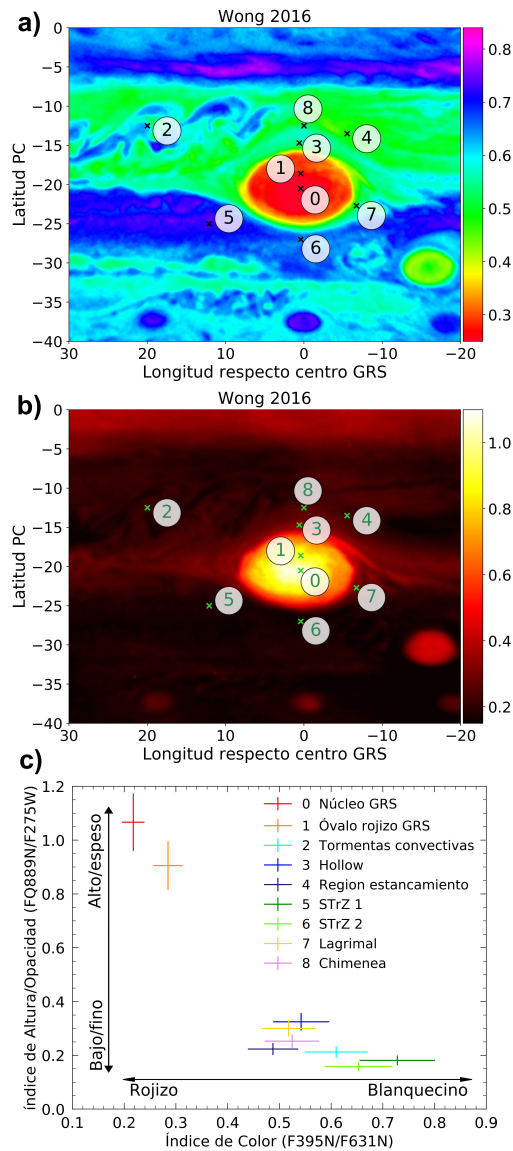
$$CI = \frac{I/F(F395N)}{I/F(F631N)} \quad (5.1)$$

$$AOI = \frac{I/F(FQ889N)}{I/F(F275W)}$$

De acuerdo con las ecuaciones [5.1](#), las regiones atmosféricas rojizas tendrán valores de CI bajos mientras que las que son de color blanco o azul tendrán valores de CI altos. De manera similar, las regiones que se encuentran a mayor altura tendrán valores AOI altos, ya que son brillantes en las bandas de absorción del metano mientras que son tenues en el ultravioleta (una trayectoria atmosférica más corta reduce la retrodispersión de Rayleigh, como se explica en la [Sección 4.2](#)). Sin embargo, es importante señalar que el AOI también es sensible a la distribución vertical de la opacidad de las nieblas además de su altitud, sin que podamos con este método separar ambas contribuciones.

En la [Figura 5.1](#) se muestran mapas de los índices CI y AOI para el área alrededor de la GRS, junto con un diagrama AOI vs CI en el que se muestran los valores de estos índices para cada región analizada. Para construir los mapas a) y b) de dicha [Figura](#), se calcula para cada píxel el cociente entre los valores I/F en los filtros correspondientes. Es decir, para calcular por ejemplo el valor AOI en el píxel centro de la GRS, se divide el valor I/F de ese píxel en una imagen FQ889N entre el valor I/F de ese píxel en una imagen F275W. Sin embargo, y tal y como ya se ha señalado anteriormente, la rotación de Júpiter produce diferencias en la geometría de observación entre imágenes, y por tanto la geometría de observación de la GRS y su entorno varía de una imagen a otra. Dado que, como se desgranará más adelante, el diferente efecto de oscurecimiento hacia el limbo en los filtros puede producir variaciones notables de reflectividad, se realizaron las siguientes correcciones fotométricas paso previo a la construcción de los mapas y del diagrama de la [Figura 5.1](#). Para cada filtro, exceptuando el F275W, los valores I/F se corrigieron siguiendo una ley de Lambert ([Ordóñez-Etxeberria et al. 2016](#)). Esta corrección es

bastante común y supone una hipótesis en general muy razonable de cómo se puede comportar el oscurecimiento hacia el limbo. Sin embargo, en el caso del filtro F275W, comprobamos que este procedimiento no era preciso, probablemente debido a la intensidad de la dispersión Rayleigh cerca del limbo. Por lo tanto, para corregir los valores  $I/F(F275W)$ , tuvimos que aplicar una corrección Minnaert (Minnaert 1941, Sánchez-Lavega 2011), de forma similar a Ordóñez-Etxeberria et al. (2016).



**Figura 5.1:** a) y b) Mapas de CI y AOI mostrando las regiones seleccionadas para su análisis. c) Diagrama de AOI frente a CI mostrando los valores de las regiones seleccionadas.



La ley de Minnaert establece una relación entre la reflectividad observada en una geometría dada ( $I/F$ ) con los cosenos de los ángulos acimutales de iluminación ( $\mu_0$ ) y observación ( $\mu$ ). Para ello, precisa de la obtención de dos parámetros: la reflectividad observada en condiciones de nadir ( $(I/F)_0$ ) cuando  $\mu = \mu_0 = 1$ , y el coeficiente de oscurecimiento hacia el limbo  $k$  (a no confundir con los coeficientes de absorción, dispersión y extinción introducidos en el Capítulo 2), que da cuenta de cómo esa reflectividad cambia según nos alejamos de la visión nadir.

$$\left(\frac{I}{F}\right) = \left(\frac{I}{F}\right)_0 \mu_0^k \mu^{k-1} \quad (5.2)$$

Podemos obtener la reflectividad en geometría nadir simplemente despejando:

$$\left(\frac{I}{F}\right)_0 = \frac{\left(\frac{I}{F}\right)}{\mu_0^k \mu^{k-1}} \quad (5.3)$$

Pero necesitaríamos calcular el coeficiente de oscurecimiento hacia el limbo. Esta sencilla ley empírica puede ser escrita en escala logarítmica para trazar una relación lineal:

$$\ln(\mu \cdot I/F) = \ln[(I/F)_0] + k \ln(\mu \cdot \mu_0) \quad (5.4)$$

De esta manera, podemos obtener ambos parámetros de Minnaert,  $(I/F)_0$  y  $k$ , sin más que realizar una sencilla regresión lineal representando los valores de  $\ln(\mu \cdot I/F)$  frente a los de  $\ln(\mu \cdot \mu_0)$  para cada píxel en el área considerada. En nuestro caso, cubrimos el rango de latitudes  $10^\circ\text{S}$ - $30^\circ\text{S}$  y toda la extensión de longitud, obteniendo así un valor de  $k=0.6$  para el filtro F275W. Cabe destacar que los diferentes valores de  $k$  indican comportamientos distintos. Por ejemplo,  $k = 1$  sería el caso particular de una superficie lambertiana, donde el  $I/F$  sólo depende del ángulo de iluminación. Por otro lado, con  $k > 0.5$  estaremos hablando de un comportamiento de oscurecimiento hacia el limbo (limb-darkening) mientras que con  $k < 0.5$  estaremos en el caso contrario de abrillantamiento (limb-brightening). Una vez obtenido el valor de  $k$ , se calcula el valor de  $(I/F)_0$  correspondiente a cada píxel a partir de sus valores correspondientes de  $I/F$ ,  $\mu_0$  y  $\mu$ . En el diagrama de la Figura 5.1, se asume que los errores en ambos ejes son del 10%, ya que éste es el valor típico en la calibración absoluta del HST/WFC3 (Dressel & Marinelli 2023).

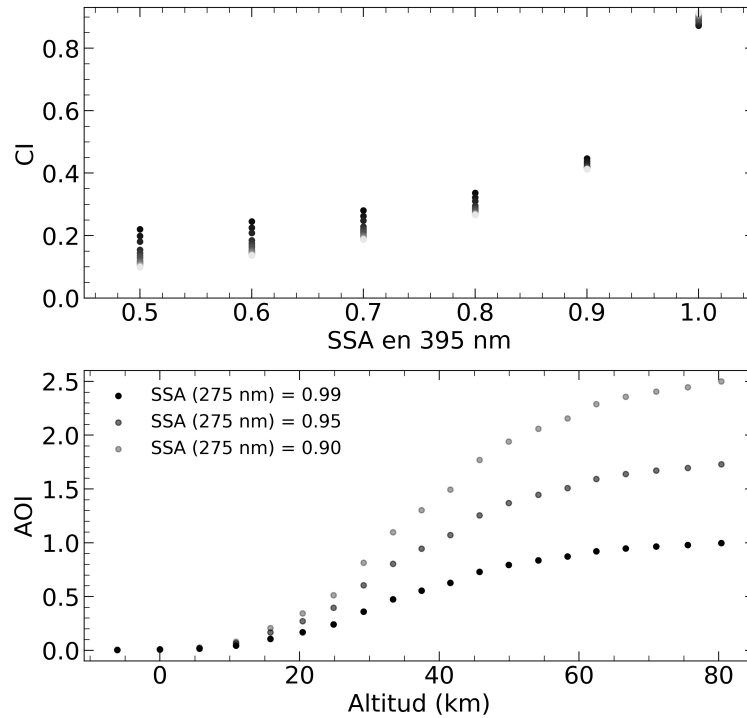
En los mapas y diagrama de la Figura 5.1 puede apreciarse cómo el óvalo rojo de la GRS destaca respecto al resto de regiones en términos de los valores tanto del AOI como del CI. Sus altos valores del AOI indican que es una región en la que el techo de nubes está situado a mayor altura que el resto de regiones, como se deduce directamente de las imágenes en el filtro FQ889N, donde la GRS es más brillante que el resto de regiones analizadas (la relación entre brillo en filtros del metano y

altura se discute en la Sección 4.2). Por otro lado, los bajos valores del CI significan que el óvalo es más rojizo, como es evidente en cualquier imagen a color de la GRS. Dadas sus características únicas, las regiones correspondientes al óvalo rojizo de la GRS destacan en una región aislada dentro del diagrama de la Figura 5.1. El resto de las regiones tienen un CI en el rango 0.45-0.75 y un AOI en el rango 0.15-0.4. El mapa AOI muestra que las nieblas superiores de la SEB y de la STrZ podrían estar situadas a altitudes similares, excepto en zonas cercanas al GRS y en latitud 20°S, siendo los valores de STrZ ligeramente inferiores. El mapa CI también indica que la STrZ, junto con la parte sur de la EZ, son las áreas más blancas en los planisferios recortados, sin considerar los óvalos presentes en la STB. Al mismo tiempo, las zonas que rodean el óvalo rojo presentan valores de CI intermedios y no son claramente blancas ni rojas, sino parduscas. En cuanto a la zona turbulenta al oeste de la GRS, los valores más altos de CI se encuentran en la zona de tormentas convectivas, pero no muestran una desviación significativa en términos de AOI cuando se comparan con las nubes de fondo.

Para dar una interpretación física de estos índices, probamos en NEMESIS un modelo atmosférico simple con una nube semi-infinita en una atmósfera que incluye absorción de metano y dispersión Rayleigh por H<sub>2</sub> y He (Figura 5.2). Aunque existe una ligera dependencia de la altitud, encontramos que el CI depende casi exclusivamente del albedo de dispersión única (SSA, por sus siglas en inglés, definido como el cociente entre el coeficiente de dispersión y el coeficiente de extinción) en 395 nm, asumiendo que el SSA en el rojo es muy cercano a 1. Por lo tanto, es posible estimar este parámetro sólo a partir del CI. Sin embargo, el AOI depende de la altitud de las nubes y también del SSA en 275 nm. Por lo tanto, si se conoce (o se supone) el SSA en 275 nm, es posible estimar la altitud de las nubes en una región a partir del AOI medido (Figura 5.2). O dicho de otra manera, el AOI es una buena estimación de la altimetría de la cima de las nubes en tanto en cuanto los valores del SSA permanezcan constantes en las diferentes regiones de la imagen.

## 5.2. Agrupamiento espectral

Además de los índices fotométricos definidos en las ecuaciones 5.1, en la literatura se han utilizado otras técnicas diferentes para clasificar espectralmente varias regiones de Júpiter, como el Análisis de Componentes Principales o PCA (Simon-Miller et al. 2001a, Simon-Miller et al. 2001b, Ordonez-Etxeberria et al. 2016) o el análisis realizado por Thompson (1990). En Anguiano-Arteaga et al. (2021) se emplea otro método para clasificar las distintas regiones de Júpiter en función de su brillo espectral: el método de agrupamiento mediante el algoritmo *k-means* (Jancey 1966, Sculley 2010, Pérez-Hoyos et al. 2012b), en el que los espectros de cada píxel de los planisferios recortados se clasifican en seis grupos en función de su similitud espectral. El número de grupos se eligió tras probar diferentes posibilidades y comprobar que la diferencia espectral entre los grupos era significativa. Pese a



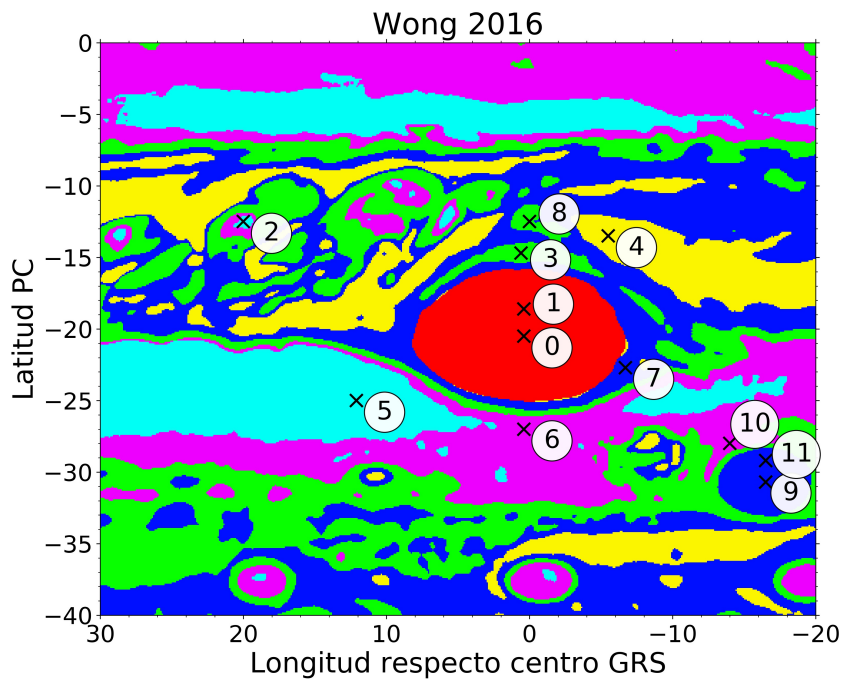
**Figura 5.2:** CI frente a SSA en 395 nm y AOI frente a altitud para un modelo simple (puntos grises). La dispersión de puntos para cada SSA(395 nm) en el gráfico superior corresponde a diferentes altitudes de la nube, que van de -6 a 80 km.

que los planisferios sobre los que se aplicó esta metodología habían sido corregidos previamente siguiendo una ley de Minnaert (ecuación 5.2), al aumentar el número de grupos a más de seis surgían agrupamientos debidos a pequeñas desviaciones de los datos cerca del limbo con respecto a la ley de Minnaert. El resultado final del agrupamiento espectral se muestra en la Figura 5.3. La ventaja de este método frente a los índices CI y AOI radica en que considera todos los elementos espectrales disponibles para su evaluación, no sólo los cocientes de reflectividad en dos filtros, lo que en principio permite distinguir mayores sutilidades entre las regiones. Por contra, la desventaja frente a los índices es que las razones de la separación quedan escondidas dentro del algoritmo y no son tan obvias como simples diferencias de color o altura/opacidad.

En la Figura 5.3 puede verse que el óvalo rojizo es diferente del resto de las regiones, tal y como se esperaba a partir de la Figura 5.1 y de las imágenes a color (Figura 4.2). La EZ, la STrZ y las tormentas convectivas al noroeste de la GRS se agrupan de forma similar, hecho razonable dado su color blanquecino. Éstas áreas, pese a ser de un tono claro uniforme a simple vista, se dividen en dos grupos diferentes. Este es el motivo por el que se analizan dos regiones diferentes en la STrZ, tal y como se anticipaba en la Sección 4.6. Por otro lado, las nubes de fondo

que rodean a las tormentas convectivas presentan zonas muy oscuras, por lo que se agrupan con el resto de zonas de nubes de bajo albedo, incluida la SEB. El hollow y la chimenea también comparten el mismo grupo espectral. La región lagrimal se clasifica junto con el Óvalo BA (situado aproximadamente a 30°S) en un grupo que incluye parte de la hollow, áreas de la SEB y de la STB.

El agrupamiento espectral permite extrapolar las propiedades, al menos en primera aproximación, de las regiones seleccionadas a otras zonas del mapa que sean lo suficientemente similares como para que caigan en la misma clasificación espectral, como se mostrará en la Sección 5.4.2.



**Figura 5.3:** Agrupación espectral de la zona estudiada en torno a la GRS. Las cruces negras muestran las regiones seleccionadas para su análisis. Los colores indican los grupos espectrales encontrados mediante el algoritmo *k-means* (Sculley 2010).

### 5.3. Modelización de transporte radiativo

Tal y como se expone en el Capítulo 2, en esta Tesis se ha utilizado el software de transporte radiativo NEMESIS (Irwin et al. 2008), ampliamente utilizado en la literatura (Pérez-Hoyos et al. 2018, Sanz-Requena et al. 2019, Pérez-Hoyos et al. 2020, Braude et al. 2020, Irwin et al. 2021, Irwin et al. 2022), para la obtención de parámetros atmosféricos relevantes a partir de la modelización de los espectros medidos.

Para la modelización empleamos un modelo de atmósfera dividido en 32 capas

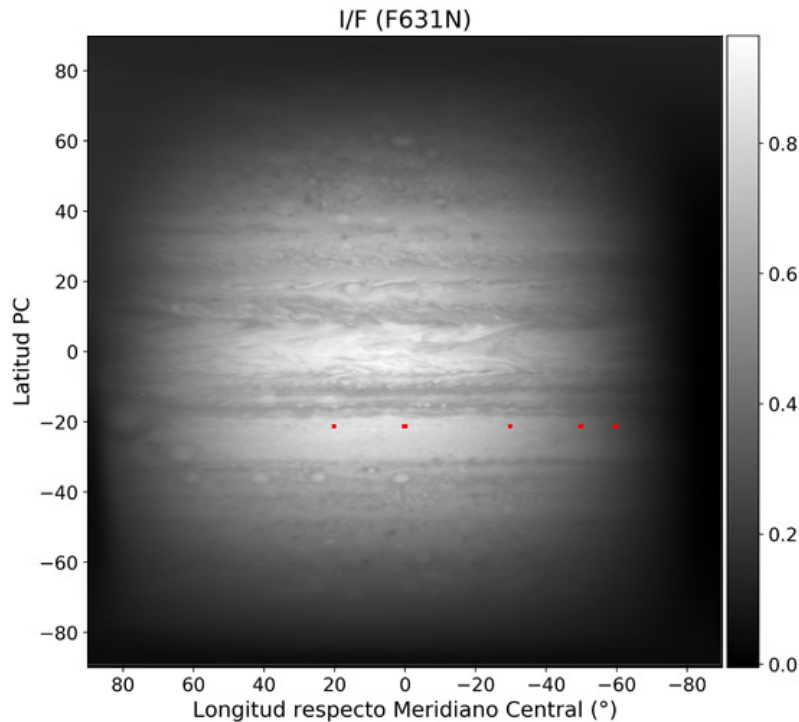
cubriendo el rango de altitudes de -20 km a 140 km con respecto al nivel de presión de 1 bar (o equivalentemente de 2 bar a 1 mbar). Empleamos la composición gaseosa y el perfil vertical de temperatura dados en [Taylor et al. \(2004\)](#), que asume que la atmósfera está compuesta por una mezcla de  $H_2$ , He y  $CH_4$ . El amoníaco no se incluye por ser muy escaso en nuestro rango de altitudes al haber condensado en la nube superior ([Taylor et al. 2004](#)). El único filtro potencialmente sensible a dicho gas es el F547M, ya que abarca la banda centrada en 552 nm ([Irwin et al. 2019](#)), pero es una banda relativamente débil y cubierta por un filtro ancho (ver Figura 4.3). Cuando calculamos la convolución del filtro F547M con el albedo de disco completo de Júpiter ([Karkoschka 1998](#)) con y sin la banda de absorción de amoníaco, encontramos diferencias inferiores al 1%, por lo que esta banda de absorción es despreciable en la práctica. La polarización de la luz dispersada no se incluye en el modelo, ya que es relativamente débil en las latitudes en las que se encuentran nuestras regiones analizadas ([McLean et al. 2017](#)) y además el ángulo de fase Tierra-Júpiter-Sol es muy pequeño. En los cálculos, además de la dispersión de Mie, también se tiene en cuenta la dispersión Rayleigh, importante sobre todo en la parte UV del espectro (ver Sección 4.2). No consideramos la dispersión Raman, ya que su efecto en el modelizado está dentro de la incertidumbre asumida, aunque es un efecto importante a longitudes de onda más cortas ([Fry & Sromovsky 2023](#)).

### 5.3.1. Modelo *a priori* de atmósfera

Como se explica en el Capítulo 2, NEMESIS requiere de un modelo inicial (o *a priori*) de la atmósfera como punto de partida, tanto con los valores de los parámetros atmosféricos como de sus incertidumbres. Primero se calculan los espectros resultantes de este modelo inicial (el cálculo directo de espectros a partir de un modelo recibe el nombre de modelizado directo o ‘forward modeling’) y se van variando los parámetros atmosféricos hasta que las diferencias entre los espectros medidos y los “sintéticos” se vean minimizadas.

El resultado de la modelización depende en gran medida del modelo de atmósfera *a priori* empleado. Por ello, y para tener de un punto de partida fiable y objetivo, lanzamos una amplia gama de modelos *a priori* para ajustar los espectros de cinco regiones de  $0.5^\circ \times 0.5^\circ$  a lo largo de diferentes longitudes en la STrZ, tal y como se muestra en la Figura 5.4. El modelo de atmósfera óptimo obtenido para la STrZ será a su vez empleado como modelo *a priori* para la modelización espectral de las regiones objeto de estudio.

El conjunto de valores *a priori* de los parámetros utilizados se muestra en la Tabla 5.1. La distribución vertical de las nieblas estratosférica y troposférica se define mediante la presión base de la niebla ( $P_{\text{bot}}$ ), el valor pico de abundancia ( $N_{\text{peak}}$ ) y el cociente entre las escalas de altura del aerosol y del gas (fsh, del inglés *fractional scale height*). En nuestro modelo no existe una presión superior definida como tal, y la concentración de las nieblas disminuye exponencialmente según se aumenta en



**Figura 5.4:** Regiones de la STrZ (cuadrados rojos de 5x5 píxeles) muestreadas para la obtención del modelo *a priori*. Estas regiones están situadas a latitud 22°S y a las siguientes longitudes: 20°O, 0°, 30°E, 50°E y 60°E

altitud, tal y como rige la escala de alturas fraccional. Más adelante introduciremos el nivel de presión en el que el espesor óptico es igual a la unidad como aproximación al nivel de la cima de nubes, pero nunca se utiliza como parámetro libre en la modelización. El radio medio efectivo de las partículas ( $r_{\text{eff}}$ ) también es un parámetro libre, aunque la anchura de la distribución de log-normal de tamaños ( $\sigma_{\text{eff}}$ ) se mantiene fija. La parte imaginaria del índice de refracción ( $m_i$ ) es otro parámetro variable y la parte real del índice de refracción se calcula mediante la relación Kramers-Kronig (Lucarini et al. 2005). Para la nube inferior, presumiblemente compuesta por  $\text{NH}_3$ , se emplea un factor de escala que ajusta un perfil de abundancia predefinido.

Capa	Parámetro	Tipo	Valores <i>a priori</i>
Niebla estratosférica	$P_{\text{bot}}$	Libre	$10_{-10}^{+100} / 50_{-40}^{+180} / 110_{-80}^{+240}$ mbar
	$N_{\text{peak}}$	Libre	$5.5 \cdot 10^{-3} / 0.011 / 0.022 \pm 0.5$ partículas/g
	fsh	Libre	$1.0 \pm 0.5 / 0.1 \pm 0.1$
	$m_i^1$	Libre	$10^{-3} / m_i \text{ str 1} / m_i \text{ str 2}$
	$m_r^1$	Fijo	1.65
	$r_{\text{eff}}^1$	Libre	$0.3 \pm 0.2 \mu\text{m}$
	$\sigma_{\text{eff}}$	Fijo	0.1
Niebla troposférica	$P_{\text{bot}}^2$	Libre	$220_{-100}^{+160} / 490_{-170}^{+230} / 980_{-190}^{+220}$ mbar
	$N_{\text{peak}}$	Libre	$15 \pm 5 / 30 \pm 5 / 60 \pm 10$ partículas/g
	fsh	Libre	$1.0 \pm 0.5 / 0.1 \pm 0.1$
	$m_i^2$	Libre	$m_i \text{ NTB2 1} / m_i \text{ NTB2 2}$
	$m_r^2$	Fijo	1.43
	$r_{\text{eff}}^2$	Libre	$1.0 \pm 0.5 \mu\text{m}$
	$\sigma_{\text{eff}}^2$	Fijo	0.1
Nube inferior	$P_1^2$	Fijo	770 mbar
	$P_2^2$	Fijo	1000 mbar
	$\tau_{\text{nube}}$	Fijo	$0.1 \pm 1.0 / 100 \pm 100$
	$m_r, m_i^2$	Fijo	<a href="#">Martonchik et al. (1984)</a>
	$r_{\text{eff}}^2$	Libre	$5.0 \mu\text{m}$
	$\sigma_{\text{eff}}^2$	Fijo	0.1

<sup>1</sup>Zhang et al. (2013)<sup>2</sup>Pérez-Hoyos et al. (2020)

**Tabla 5.1:** Rango de valores de los parámetros utilizados en el modelo atmosférico *a priori*. Las incertidumbres de la Tabla 1 determinan la escala para que NEMESIS varíe los valores de los parámetros con el fin de ajustarse a los datos, pero el algoritmo puede ir más allá para proporcionar un buen ajuste.

Los valores de los índices de refracción imaginarios utilizados *a priori* se muestran en la Figura 5.5. La curva denominada “mi estratosférico 1” se obtuvo interpolando los valores dados por Zhang et al. (2013) a longitudes de onda iguales a 250 nm y 900 nm. La curva “mi estratosférico 2” es la anterior dividida por diez. La curva “mi troposférico 1” es casi igual a la presentada en Pérez-Hoyos et al. (2020), pero con una ligera reducción en 600 nm tras un análisis preliminar. La curva troposférica con los valores más bajos es de nuevo la anterior dividida por diez. En total, la Tabla 5.1 abarca 3.888 modelos diferentes. Sin embargo, el número de modelos se incrementó hasta 11.664 tras evaluar otros dos conjuntos de barras de error *a priori* para los índices de refracción imaginarios.

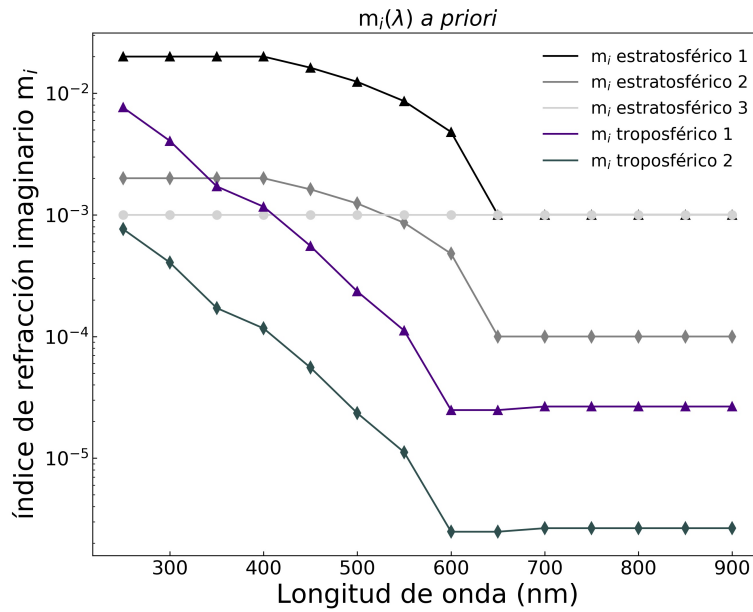


Figura 5.5: Índices de refracción imaginarios usados en los modelos *a priori*.

### 5.3.2. Análisis de oscurecimiento hacia el limbo

Para decidir cuál de los modelos obtenidos a partir de los modelos *a priori* de la Tabla 5.1 es el óptimo se evaluaron dos aspectos: (1) el ajuste global de los modelos y las observaciones y (2) el ajuste del oscurecimiento del limbo observado (i.e., el ajuste de las magnitudes  $(I/F)_0$  y  $k$  calculadas mediante la ecuación 5.4, Pérez-Hoyos et al. 2020, Irwin et al. 2021). El primer criterio se evalúa en términos de la siguiente función de error:

$$\chi^2/N = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M \frac{[(I/F)_{ij}^{obs} - (I/F)_{ij}^{mod}]^2}{[\Delta(I/F)_{ij}^{obs}]^2} \quad (5.5)$$



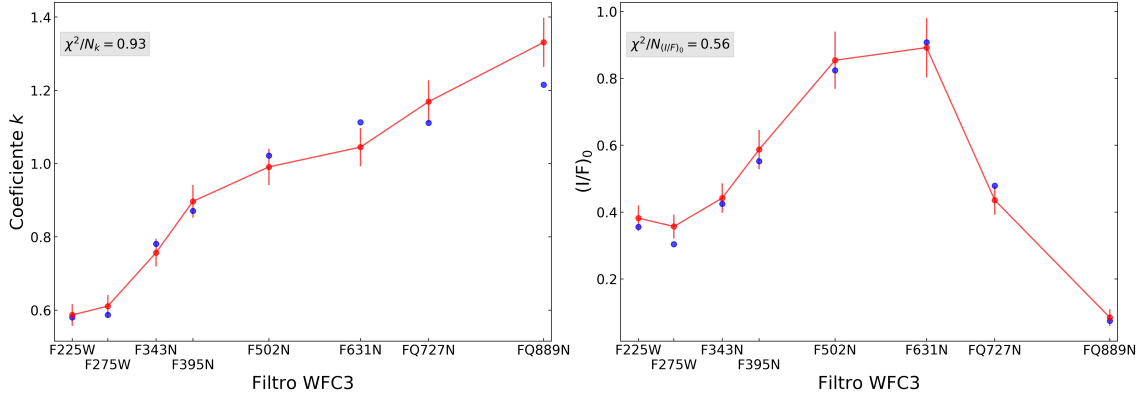
siendo  $N$  el número de filtros y  $M$  el número de geometrías de visión. El error  $\Delta(I/F)_{ij}^{obs}$  se calcula a partir de la dispersión fotométrica entre los distintos planisferios del mismo filtro, la dispersión dentro del cuadrado de  $5 \times 5$  píxeles y la dispersión entre los valores medios de las distintas regiones que han sido sometidos a la media ponderada. Sin embargo, fijamos un mínimo del 10 % para  $\Delta(I/F)_{ij}^{obs}$ , ya que este es el valor típico para la calibración absoluta del HST/WFC3 (Dressel & Marinelli 2023). Empleamos el criterio de que los modelos con  $\chi^2/N < 1$  se consideran como buenos ajustes a los datos observados, aunque esto depende en gran medida de la incertidumbre de los datos y del número de parámetros libres.

Para evaluar el grado de ajuste del oscurecimiento hacia el limbo de los diferentes modelos recuperados, definimos funciones análogas a la de la ecuación 5.5 para las magnitudes  $k$  e  $(I/F)_0$ , que son calculadas para cada longitud de onda realizando un ajuste lineal a los puntos correspondientes a las diferentes geometrías a partir de la ecuación 5.4.

$$\begin{aligned} (\chi^2/N)_k &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{[k_i^{obs} - k_i^{mod}]^2}{[\Delta k_i^{obs}]^2} \\ (\chi^2/N)_{(I/F)_0} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{[(I/F)_{0,i}^{obs} - (I/F)_{0,i}^{mod}]^2}{[\Delta(I/F)_{0,i}^{obs}]^2} \end{aligned} \quad (5.6)$$

donde  $\Delta k_i^{obs}$  es el error derivado del ajuste lineal basado en la ecuación 5.4 (se impone en cualquier caso un error mínimo del 5 %) y  $\Delta(I/F)_{0,i}^{obs}$  se calcula para cada filtro aplicando a los valores  $(I/F)_0$  el error relativo  $\Delta(I/F)/(I/F)$  promediado para las cinco regiones de la STRZ modelizadas. El valor de las funciones de error se calculó para todos los modelos probados y se eligió como óptimo aquel que, teniendo  $(\chi^2/N) < 1$ , mostraba un valor menor de  $[(\chi^2/N)_k + (\chi^2/N)_{(I/F)_0}]$ . Los valores de  $k$  e  $(I/F)_0$  en función del filtro para el modelo *a priori* óptimo, junto con los de las funciones de error 5.6, se muestran en la Figura 5.6.

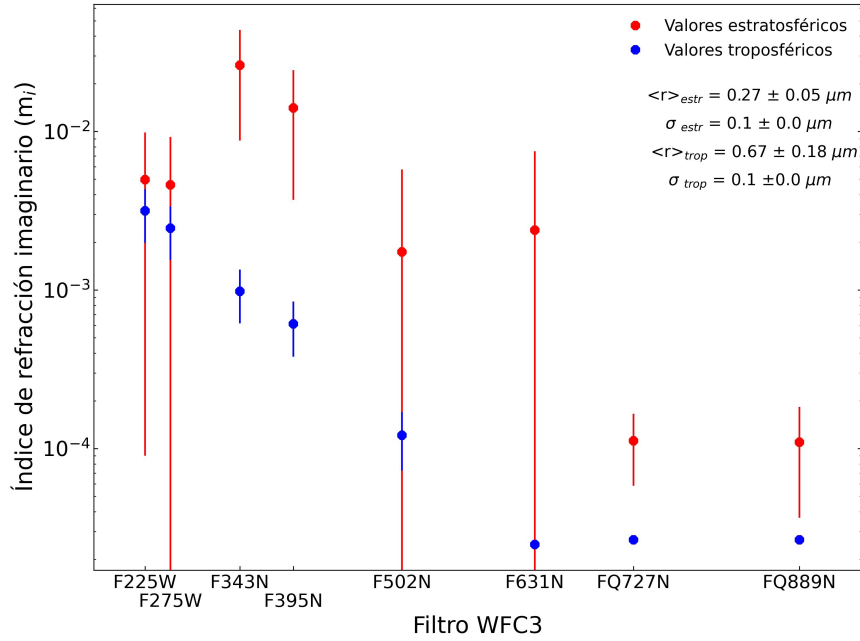
Los valores de los parámetros que mejor cumplen estos criterios figuran en la Tabla 5.2. Este sería por lo tanto el modelo que mejor reproduce el oscurecimiento hacia el limbo de la STRZ de Júpiter en las imágenes de HST empleadas. Un hecho llamativo es que el espesor óptico de la nube inferior está muy por debajo de la unidad. Esto se debe a que el modelo asume que la mayor parte de la extinción de la luz en nuestro rango de longitudes de onda ocurre en niveles superiores. Al mismo tiempo, nuestros criterios sugieren la presencia de dos agentes colorantes, como muestra la dependencia espectral de los índices de refracción imaginarios de la Figura 5.7. Un esquema del modelo de atmósfera óptimo recuperado se muestra en la Figura 5.8.



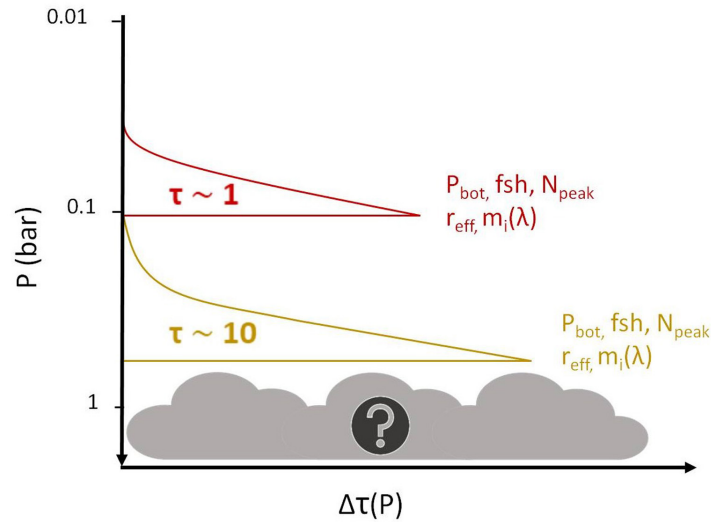
**Figura 5.6:** Coeficiente de oscurecimiento hacia el limbo ( $k$ , panel superior) y reflectividad en visión nadir  $((I/F)_0$ , panel inferior) en función de la longitud de onda correspondientes al modelo óptimo *a priori* obtenido a partir del ajuste de espectros localizados en la STrZ (Figura 5.4). Los valores  $(\chi^2/N)_k$  y  $(\chi^2/N)_{(I/F)_0}$  están indicados en los cuadros de texto.

Capa	Parámetro	Valores ajuste óptimo
Niebla estratosférica	$P_{\text{bot}}$	$110 \pm 20$ mbar
	$N_{\text{peak}}$	$0.6 \pm 0.4$ partículas/g
	fsh	$0.09 \pm 0.09$
	$r_{\text{eff}}$	$0.27 \pm 0.05 \mu\text{m}$
	$\tau_{\text{str}}(900 \text{ nm})$	$0.6 \pm 0.4$
Niebla troposférica	$P_{\text{bot}}$	$500 \pm 200$ mbar
	$N_{\text{peak}}$	$53 \pm 8$ partículas/g
	fsh	$0.27 \pm 0.05$
	$r_{\text{eff}}$	$0.7 \pm 0.2 \mu\text{m}$
	$\tau_{\text{trop}}(900 \text{ nm})$	$50 \pm 8$
Nube inferior	$\tau_{\text{nube}}(900 \text{ nm})$	$< 1$ mbar

**Tabla 5.2:** Valores de los parámetros obtenidos para el modelo óptimo de la STrZ. Las incertidumbres vienen dadas por el esquema del estimador óptimo con el que opera NEMESIS (Rodgers 2000).



**Figura 5.7:** Índices de refracción imaginarios correspondientes al modelo óptimo de la STRZ. Tanto la niebla estratosférica como troposférica juegan un papel en la coloración de las nubes.



**Figura 5.8:** Esquema ilustrativo del modelo de atmósfera óptimo deducido a partir del ajuste de espectros de la STRZ. El eje horizontal representa la contribución de espesor óptico de cada capa y está escalado arbitrariamente. Incluimos los parámetros libres que describen las nieblas (ver Tabla 5.1), excepto para la nube inferior, ya que somos insensibles a ella.

### 5.3.3. Resultados en las regiones seleccionadas

El modelo óptimo de la STrZ presentado en la sección anterior se utilizó como modelo *a priori* en NEMESIS para ajustar los espectros correspondientes a las regiones mostradas en la Figura 4.7, excluyendo por el momento las regiones del Óvalo BA. Los valores obtenidos para los parámetros se detallan en la Tabla 5.3. En dicha tabla también se incluye la presión a la cual el espesor óptico acumulado a 900 nm es igual a la unidad, magnitud que sirve como aproximación al nivel de sondeo esperado en cada región. Las presiones base de las nieblas estratosférica y troposférica (alrededor de 110 y 500 mbar, respectivamente) varían poco entre las diferentes regiones y con respecto a los valores *a priori*, y por lo tanto no se incluyen en la tabla al ser muy poco informativas.

Para todas las regiones analizadas, obtuvimos valores de  $\chi^2/N$  muy por debajo de la unidad, indicando que hemos obtenido buenos ajustes en todos los casos. Los valores mínimos de la función de error 5.5 se encuentran en las regiones 5 y 6, ambas correspondientes a la STrZ. Este hecho no es sorprendente dado que nuestro modelo de atmósfera *a priori* se desarrolló utilizando espectros localizados en la STrZ. La Tabla 5.4 muestra los factores de mejora (Irwin et al. 2015) de los parámetros libres obtenidos en el núcleo GRS (región 0), como medida de la ganancia de información sobre cada parámetro. El factor de mejora (F.M.) se define en la ecuación 5.7, siendo  $P_{apr}$  y  $P$  los valores *a priori* y recuperado para un determinado parámetro y  $\Delta P_{apr}$  y  $\Delta P$  sus respectivos errores. Siguiendo esta definición, un factor de mejora cercano a 1 implica una reducción sustancial de la incertidumbre en el valor del parámetro considerado, o dicho de otro modo, una ganancia de información al constreñir eficazmente dicho parámetro.

$$\text{F.M.} = 1 - \frac{(\Delta P/P)}{(\Delta P_{apr}/P_{apr})} \quad (5.7)$$

Región	$\chi^2/N$	Niebla estratosférica			Niebla troposférica			$P$ ( $\tau=1$ ) (mbar)
		$r_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}$ )	fsh	$\tau(900 \text{ nm})$	$r_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}$ )	fsh	$\tau(900 \text{ nm})$	
0	0.67	$0.29 \pm 0.07$	0.08	$1.8 \pm 0.6$	$2 \pm 1$	0.34	$30 \pm 20$	75
1	0.53	$0.33 \pm 0.06$	0.14	$2.5 \pm 0.7$	$0.7 \pm 0.5$	0.25	$40 \pm 30$	68
2	0.78	$0.27 \pm 0.06$	0.07	$0.8 \pm 0.3$	$0.52 \pm 0.07$	0.31	$25 \pm 10$	115
3	0.48	$0.31 \pm 0.07$	0.08	$0.9 \pm 0.3$	$0.6 \pm 0.1$	0.32	$30 \pm 15$	107
4	0.54	$0.29 \pm 0.06$	0.09	$1.0 \pm 0.4$	$2 \pm 1$	0.28	$6 \pm 2$	119
5	0.37	$0.32 \pm 0.03$	0.08	$0.6 \pm 0.2$	$0.7 \pm 0.1$	0.27	$40 \pm 30$	139
6	0.28	$0.30 \pm 0.04$	0.08	$0.7 \pm 0.2$	$0.7 \pm 0.2$	0.23	$30 \pm 20$	176
7	0.45	$0.29 \pm 0.06$	0.08	$0.9 \pm 0.3$	$0.7 \pm 0.2$	0.32	$20 \pm 10$	97
8	0.44	$0.29 \pm 0.04$	0.09	$0.8 \pm 0.2$	$1.3 \pm 0.7$	0.26	$15 \pm 5$	156

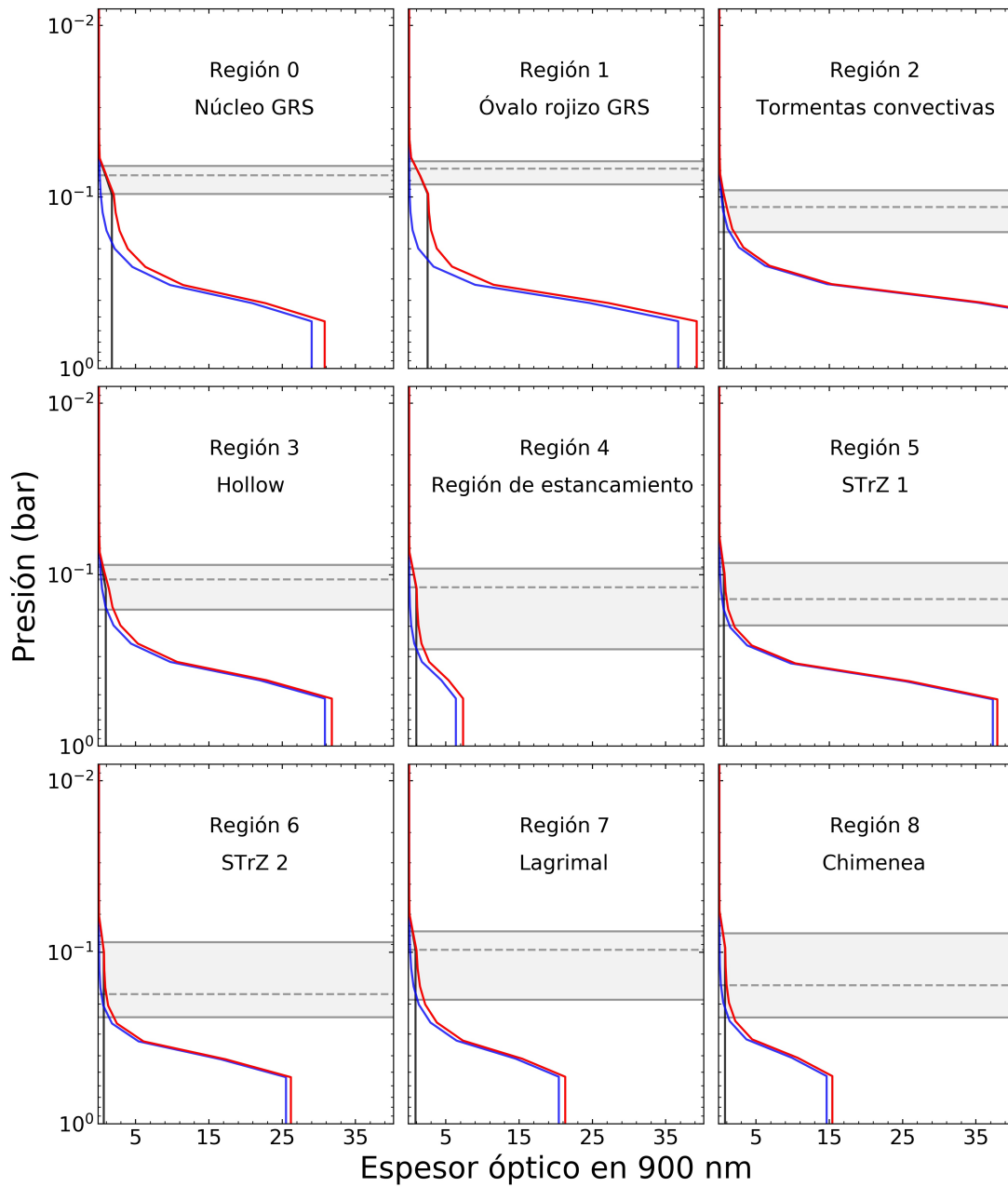
**Tabla 5.3:** Valores de los parámetros obtenidos para las regiones de la 0 (núcleo GRS) a la 8 (chimenea).

De la Tabla 5.4 puede verse que para la niebla estratosférica el parámetro mejor constreñido es el índice de refracción imaginario en 500 nm., mientras que la presión de la base de dicha niebla ( $P_{bot}$ ) es el parámetro para el que se tiene una menor ganancia de información. Al mismo tiempo, los parámetros  $N_{peak}$ ,  $r_{eff}$  y  $m_i$  ( $\lambda < 650$  nm) presentan unos factores de mejora razonablemente buenos. Para la niebla troposférica, obtenemos unos factores de mejora generalmente peores que en el caso estratosférico. La mayor ganancia de información se obtiene para  $N_{peak}$ , en contraste al parámetro  $P_{bot}$  que presenta una ganancia de información nula. Aunque por lo general se obtienen mejores factores de mejora para la niebla estratosférica que para la troposférica, la extensión vertical de esta última está mejor determinada, tal y como muestran los valores de los factores de mejora de la escala de alturas relativa (fsh).

Parámetro	Niebla estratosférica	Niebla troposférica
$N_{peak}$	0.799	0.661
fsh	0.022	0.410
$P_{bot}$	0.004	0.000
$r_{eff}$	0.694	0.255
$m_i$ (250 nm)	0.808	0.392
$m_i$ (300 nm)	0.849	0.450
$m_i$ (350 nm)	0.720	0.530
$m_i$ (400 nm)	0.704	0.472
$m_i$ (450 nm)	0.711	0.412
$m_i$ (500 nm)	0.904	0.365
$m_i$ (550 nm)	0.690	0.330
$m_i$ (600 nm)	0.618	0.292
$m_i$ (650 nm)	0.524	0.259
$m_i$ (700 nm)	0.451	0.230
$m_i$ (750 nm)	0.393	0.206
$m_i$ (800 nm)	0.346	0.184
$m_i$ (850 nm)	0.306	0.165
$m_i$ (900 nm)	0.271	0.148

**Tabla 5.4:** Factores de mejora de los parámetros libres recuperados para el núcleo de la GRS (región 0).

En la Figura 5.9 se muestra el espesor óptico acumulado de las nieblas superiores, así como el nivel en el que  $\tau_{total}^{aer}(900 \text{ nm})=1$  (línea discontinua) y la anchura de la capa entre los niveles de presión  $\tau_{total}^{aer}(900 \text{ nm})=0.5$  y  $\tau_{total}^{aer}(900 \text{ nm})=2$ . Como puede deducirse de la Figura 5.9, la GRS se encuentra a mayor altura en la atmósfera y sus nieblas están más concentradas en comparación con su entorno. Por el contrario, la región STrZ 2 es la que muestra una menor altura de sus nieblas y una menor concentración de las mismas. Esto concuerda con los índices AOI mostrados en la Figura 5.1.



**Figura 5.9:** Espesor óptico acumulado en función de la presión (altitud) a la longitud de onda de 900 nm. Las líneas negra, azul y roja representan los espesores ópticos estratosférico, troposférico y total de las nieblas, respectivamente. Las líneas grises superior e inferior marcan los niveles de presión  $\tau_{total}^{aer}(900\text{ nm})=0.5$  y  $\tau_{total}^{aer}(900\text{ nm})=2$ . La línea discontinua marca el nivel de presión  $\tau_{total}^{aer}(900\text{ nm})=1$ .

## 5.4. Interpretación de los resultados

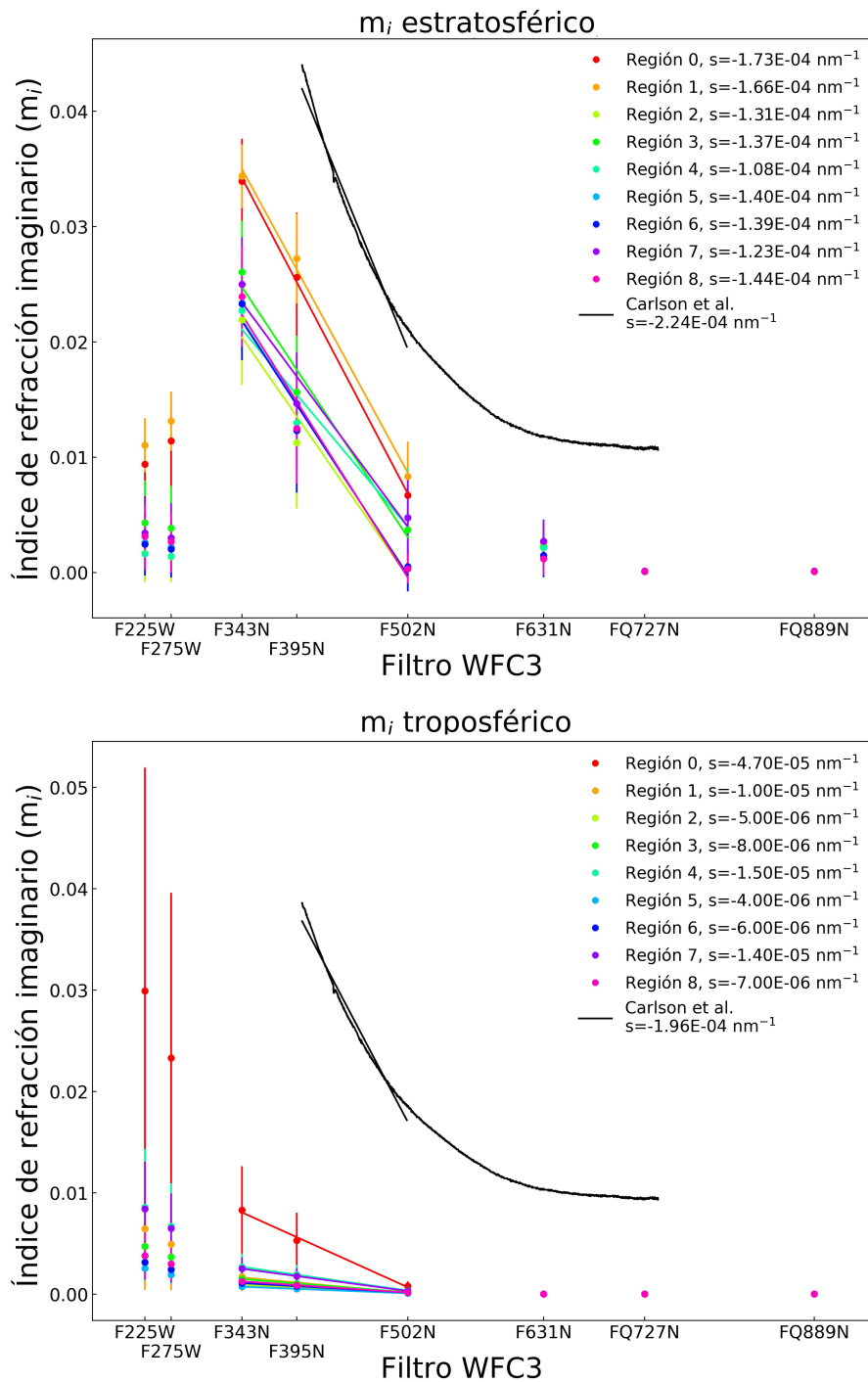
### 5.4.1. Naturaleza y distribución de los agentes colorantes

En la Figura 5.10 se muestran los índices de refracción imaginarios obtenidos para las regiones estudiadas. Las diferentes curvas estratosféricas y troposféricas sugieren la presencia de dos colorantes distintos, ambos desempeñando un papel diferente en la absorción de radiación azul y ultravioleta, en contraste con el esquema de un único agente colorante universal propuesto por [Sromovsky et al. \(2017\)](#), el cual pretende explicar las diferentes coloraciones a lo largo de todo el disco joviano mediante diferentes distribuciones verticales de un mismo agente colorante. Con el fin de contrastar este resultado, probamos una niebla estratosférica con índices de refracción imaginarios independientes de la longitud de onda (Tabla 5.1) al desarrollar el modelo de atmósfera en la STrZ y no funcionó correctamente, a pesar de que la STrZ es una región blanquecina. También probamos dos modelos para el núcleo de la GRS (región 0) con sólo nube troposférica y las curvas  $m_i$  de la Figura 5.7 (un modelo para cada curva  $m_i$ ), y obtuvimos ajustes sustancialmente peores que los nuestros. Este esquema de dos agentes colorantes concuerda con el análisis de componentes principales realizado en [Simon-Miller et al. \(2001a\)](#) y [Ordóñez-Etxeberria et al. \(2016\)](#). Nuestros resultados indican que las pendientes globales en el rango de 343 - 500 nm son mayores en la niebla estratosférica que en la troposférica, lo que significa que el colorante situado en los niveles superiores absorbe más luz azul que el inferior. En la Figura 5.10 también mostramos el índice de refracción imaginario del cromóforo propuesto por [Carlson et al. \(2016\)](#) y su pendiente en el rango de 400 - 500 nm. La pendiente del cromóforo de Carlson et al. concuerda razonablemente con nuestros valores, aunque encontramos pendientes ligeramente inferiores, contrariamente a los resultados de [Braude et al. \(2020\)](#). Nuestros valores de  $m_i$  más bajos podrían explicarse mediante la mezcla del colorante con aerosoles poco absorbentes, lo que aumenta la dispersión y resulta en una disminución general de la absorción medida. Se trata de un resultado interesante, ya que nuestro punto de partida no fue la curva propuesta por [Carlson et al. \(2016\)](#). Al aplicar el espectro de absorción del agente colorante de [Carlson et al. \(2016\)](#) a la niebla estratosférica en nuestro modelo, obtuvimos un buen ajuste de los espectros del núcleo de la GRS (región 0,  $\chi^2/N = 0.92$ ) y un ajuste moderado de los espectros del óvalo rojizo (región 1,  $\chi^2/N = 1.73$ ) para  $\lambda > 0.34 \mu\text{m}$ . Sin embargo, nuestro modelo se ajusta mejor a los espectros de las regiones 0 y 1, con  $\chi^2/N = 0.67$  y  $\chi^2/N = 0.53$ , respectivamente.

[Sromovsky et al. \(2017\)](#) y [Baines et al. \(2019\)](#) propusieron el modelo “Crème Brûlée” a partir del análisis de espectros medidos con Cassini/VIMS. Ese modelo asume un único agente colorante situado en una capa delgada sobre una nube troposférica ópticamente espesa. Nuestros resultados se mantienen en un nivel intermedio entre el modelo “Crème Brûlée” y un esquema de agente colorante extendido propuesto para otra región del planeta ([Pérez-Hoyos et al. 2020](#)). Encontramos que el colorante estratosférico está situado cerca de la parte superior de la niebla tro-

posférica, con su base cerca del nivel de 100 mbar, más alto que el límite inferior de 200 mbar encontrado por Braude et al. (2020). Además, Sromovsky et al. (2017) y Baines et al. (2019) encontraron profundidades ópticas a  $1 \mu\text{m}$  en el rango de 0.1-0.2, mientras que nosotros obtenemos valores mucho más altos. Al mismo tiempo, obtenemos radios efectivos medios ligeramente mayores ( $r_{\text{eff}} \approx 0.3 \mu\text{m}$ ) en comparación con los hallados por Sromovsky et al. (2017) y Baines et al. (2019) ( $r_{\text{eff}} = 0.1\text{-}0.2 \mu\text{m}$ ). Las diferencias encontradas pueden deberse a que dichos trabajos no incluyen la región espectral de 250 nm donde nuestro colorante troposférico es más absorbente, tal y como indican los valores del índice de refracción imaginario de la niebla troposférica de la Figura 5.10. No obstante, las densidades de columna en el interior de la GRS (20-30  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) concuerdan bien con los valores de Baines et al. (2019) (30-40  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ). En particular, las densidades de columna del modelo “Crème Brûlée” y del óvalo rojizo de la GRS (región 1) coinciden en un valor aproximado de 30  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ .



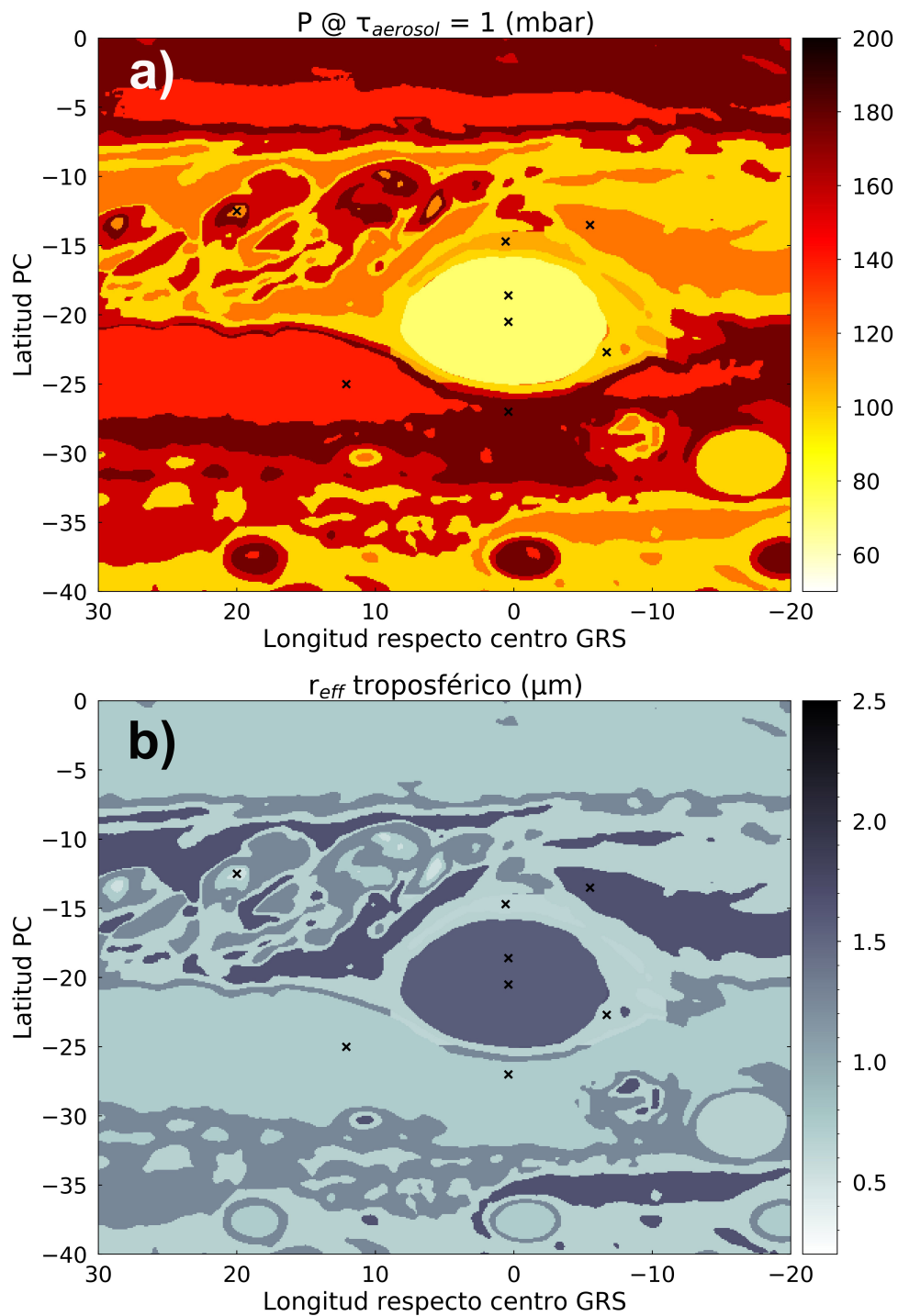


**Figura 5.10:** Índices de refracción imaginarios y pendientes espectrales  $s$  obtenidas para todas las regiones, junto con las curvas (líneas negras) correspondientes al agente colorante de laboratorio de Carlson et al. (2016). La pendiente espectral de dicho agente depende de la parte real del índice de refracción (Carlson et al. 2016), y por tanto esta pendiente difiere ligeramente entre ambas gráficas.

### 5.4.2. Altitud y tamaños de partícula

En la Figura 5.11 se muestra un mapa de altitud con los niveles de presión en los que el espesor óptico total de aerosoles alcanza la unidad. Los mapas de la Figura 5.11 se construyen extrapolando las propiedades obtenidas en una región a las zonas clasificadas dentro del mismo grupo espectral (Figura 5.3), tal y como se anticipaba en la Sección 5.2. De este mapa se deduce de nuevo que la GRS está situada a mayor altitud en la atmósfera que el resto de las regiones, tal y como se esperaba a partir del mapa AOI de la Figura 5.1. En concreto, obtenemos una diferencia de altitud de 14 km entre el núcleo de la GRS y la STRZ (i.e., entre la región más alta y la más baja). Aunque hay una aparente discordancia de unos 8 km con el mapa altimétrico dado por Carlson et al. (2016), esto se debe a que éste fue calculado basándose en observaciones de Galileo/NIMS en longitudes de onda cercanas a  $2 \mu\text{m}$ . Al extrapolar nuestros espesores ópticos al rango de longitudes de onda utilizado en ese trabajo, obtenemos valores similares. Encontramos mayores discrepancias con los resultados dados por Grassi et al. (2021), ya que obtenemos diferencias de altura de la mitad de su valor, incluso corrigiendo las diferencias en longitud de onda.

En la Figura 5.11 también se muestra un mapa de los radios efectivos medios de las partículas troposféricas. El tamaño medio de partícula en el óvalo rojizo es de  $1.6 \mu\text{m}$ , y se supone que es la media de los radios obtenidos en el núcleo y el interior de la GRS (regiones 0 y 1). Este tamaño de partícula, junto con las partículas de  $1.7 \mu\text{m}$  en la región de estancamiento (región 4), son los mayores tamaños de partícula encontrados en las regiones analizadas. Un hecho llamativo al comparar los tamaños de las partículas estratosféricas aquí obtenidos con los radios de los agentes colorantes en otros trabajos de transporte radiativo en Júpiter (Pérez-Hoyos et al. 2020, Braude et al. 2020, Dahl et al. 2021, Fry & Sromovsky 2023) es que estos últimos obtienen unos tamaños de las partículas colorantes del orden de  $0.01 \mu\text{m}$  mientras que nuestros valores son del orden de  $0.1 \mu\text{m}$ . Esto, sin embargo, puede deberse en gran medida a la construcción del modelo. Un ejemplo de esto puede verse en Pérez-Hoyos et al. (2020), donde las partículas colorantes en la NTB tienen radios del orden de  $\sim 1 \mu\text{m}$  y  $\sim 0.01 \mu\text{m}$  para los casos de capa colorante extendida y capa colorante concentrada (o “Crème Brûlée”), respectivamente. Nuestro modelo, como se ha comentado previamente, está en un nivel intermedio entre el modelo “Crème Brûlée” y un esquema de agente colorante extendido, y tiene particularidades propias que pueden estar tras las diferencias observadas. Sin embargo, y como se ha comentado en la sección anterior, para el agente colorante estratosférico obtenemos unos radios compatibles con los obtenidos por Sromovsky et al. (2017) y Baines et al. (2019).



**Figura 5.11:** a) Mapa mostrando los niveles de presión (en mbar) en los que el espesor óptico a 900 nm es igual a la unidad. Este mapa también puede interpretarse como la altitud efectiva de la cima de las nubes. b) Mapa que muestra los radios efectivos medios (en  $\mu\text{m}$ ) de las partículas troposféricas.

### 5.4.3. Comparativa con modelos previos de la GRS

En [de Pater et al. \(2010b\)](#) ( $\lambda = 0.26-1.65 \mu\text{m}$ , más un filtro a  $4.67\mu\text{m}$ ) se propuso un modelo con tres capas de niebla sobre una nube de hielo de  $\text{NH}_3$  ópticamente espesa. La una capa de niebla más alta se sitúa en el rango de presión de 2-200 mbar, y al comparar esta niebla con nuestros valores estratosféricos encontramos una buena concordancia para los valores de radio de partícula y espesor óptico. Las dos capas siguientes de niebla (200-650 y 650-700 mbar) presentan radios de partícula menores y espesores ópticos más bajos que los que muestra nuestra niebla troposférica en el núcleo de la GRS (región 0). Sin embargo, el radio de partícula de la niebla troposférica en el óvalo rojizo de la GRS (región 1) concuerda bien con el radio de partícula de la capa de niebla situada encima de la nube de hielo  $\text{NH}_3$ . Cabe remarcar, no obstante, que una fracción significativa de la extinción de la luz en el modelo de [de Pater et al. \(2010b\)](#) tiene lugar en la nube de hielo de  $\text{NH}_3$ , que no juega ningún papel en nuestro modelo y, por tanto, es razonable que nuestro modelo achiague mayores espesores ópticos a los niveles superiores.

El estudio de [Baines et al. \(2019\)](#) ( $\lambda = 0.35-1.05 \mu\text{m}$ ) sobre la GRS encontró que la nube principal tiene un tamaño de partícula cercano a  $1.6 \mu\text{m}$  para su modelo de agente colorante estratosférico, consistente con este estudio. Sin embargo, favorecieron el modelo “Crème Brûlée” con el agente colorante justo en la cima de la nube principal. En ese modelo, el tamaño medio de las partículas de la nube principal era de  $1.1 \mu\text{m}$ , aún comparable a nuestros resultados. No obstante, en ambos modelos de [Baines et al. \(2019\)](#) la nube troposférica se extiende a niveles de presión más altos (3-4 bar) y la niebla estratosférica se sitúa a mayor altitud (0.04 bar) que en nuestro modelo.

En [Sánchez-Lavega et al. \(2021\)](#) ( $\lambda = 0.38-1.70 \mu\text{m}$ ) se incluyó un análisis de transporte radiativo tanto del óvalo rojizo como de una porción de material que se desprendió del mismo (o “flake”, ver Capítulo 3). Se comprobó que el modelo utilizado en [Sánchez-Lavega et al. \(2021\)](#) y el aplicado en este trabajo para el interior de la GRS son compatibles. Sin embargo, encontramos un mejor ajuste del oscurecimiento del limbo usando nuestra descripción. Al aplicar nuestro modelo a sus espectros de la GRS y de los “flakes”, obtenemos resultados comparables, ya que nuestra niebla troposférica reduce considerablemente su espesor óptico en el “flake” hasta aproximadamente la mitad de su valor en el interior de la GRS. Por lo tanto, la hipótesis de que los “flakes” son un fenómeno de superficie que afecta a los niveles atmosféricos superiores (por encima del nivel de 1-2 bar) queda respaldado también por este estudio.

En resumidas cuentas, existen diferencias y similitudes entre todos los modelos de estructura vertical. Algunas de ellas se producen por construcción del propio modelo, mientras que otras surgen de forma natural al obtener los parámetros. Resulta importante por lo tanto hacer un ejercicio crítico a la hora de comparar los modelos, tratando de identificar los aspectos compatibles entre ellos. Como veremos en la si-

guiente sección, hay algunos aspectos muy robustos que podemos extraer de nuestro análisis, ya sea en acuerdo o en desacuerdo con trabajos anteriores.

## 5.5. Conclusiones

En este capítulo hemos presentado un análisis de transporte radiativo de la GRS de Júpiter y sus alrededores usando imágenes del HST/WFC3 obtenidas en 2016, cubriendo el rango espectral desde el UV (225 nm) hasta el infrarrojo cercano (900 nm). Seleccionamos y estudiamos nueve regiones diferentes según su morfología de nubes y diversidad espectral. Se exploraron alrededor de unos 12 000 modelos *a priori* para obtener un modelo óptimo de atmósfera de la STrZ. El modelo que mostró el mejor ajuste simultáneo tanto de los espectros como de su oscurecimiento de limbo fue elegido como referencia para el resto de regiones seleccionadas. Nuestras conclusiones principales son:

- Todos los modelos atmosféricos presentan dos capas principales: (1) una niebla estratosférica con base en los 100 mbar y partículas de  $0.3 \mu\text{m}$  y espesores ópticos del orden de la unidad, (2) una niebla troposférica ópticamente gruesa ( $\tau \sim 10$ ) con base en los 500 mbar y partículas de tamaño micrométrico. Somos insensibles a una posible base de nubes situada por debajo de la niebla troposférica.
- Las altitudes obtenidas para la cima de nubes de la GRS y su entorno (definidas aquí como el nivel donde  $\tau(900\text{nm}) = 1$ ) coinciden con las de [Carlson et al. \(2016\)](#), aunque encontramos diferencias en las altitudes relativas con los resultados de [Grassi et al. \(2021\)](#). Para el núcleo de la GRS, obtenemos una diferencia de altitud de 14 km respecto a la STrZ, es decir, aproximadamente una escala de alturas.
- Las curvas de índice de refracción imaginario de la niebla estratosférica son compatibles con el agente colorante propuesto por [Carlson et al. \(2016\)](#). Nuestros valores más bajos pueden explicarse por la mezcla del colorante con material no absorbente presente en la parte alta de la atmósfera.
- También obtuvimos curvas de los índices de refracción imaginarios dependientes de la longitud de onda para la niebla troposférica. Tal resultado apunta a la existencia de dos agentes absorbentes de radiación UV y azul, uno estratosférico y otro troposférico, jugando ambos un papel en la coloración de las nubes y nieblas en la zona de la GRS. Esto concuerda con las conclusiones deducidas del PCA realizado en [Simon-Miller et al. \(2001a\)](#) y [Ordóñez-Etxeberria et al. \(2016\)](#). Al mismo tiempo, está en desacuerdo con el estudio espectral de  $0.35\text{-}1.05 \mu\text{m}$  del núcleo de la GRS llevado a cabo por [Baines et al. \(2019\)](#), quienes encontraron excelentes ajustes para la GRS utilizando únicamente el cromóforo de [Carlson et al. \(2016\)](#). Esto puede haberse debido a que dicho tra-

bajo no incluye la región espectral de  $0.25 \mu\text{m}$  donde el colorante troposférico encontrado en este estudio contribuye significativamente, tal y como sugieren los valores cada vez más altos del índice de refracción imaginario de la niebla troposférica para  $\lambda < 350 \text{ nm}$  (Figura 5.10). Nuestra priorización de un buen ajuste del oscurecimiento hacia el limbo también puede haber sido relevante a la hora de favorecer el esquema de dos agentes colorantes.

Los resultados mostrados en este Capítulo indican que existe una gran variabilidad espacial en la estructura vertical de las nubes entre las regiones que rodean a la GRS en un nivel de alturas de unos 20 km. Además, la GRS ha sufrido cambios de color considerables entre diferentes años (Simon et al. 2018). Debido a esto, y para una descripción más completa de la estructura vertical de las nieblas en la zona de la GRS, se requiere un análisis a más largo plazo. Este estudio se abordará en el siguiente Capítulo, en el que se extenderá la metodología aquí empleada a imágenes de la HST/WFC3 que cubren el periodo de tiempo comprendido entre 2015 y 2021.



# Capítulo 6

## Evolución de la GRS, su entorno y el Óvalo BA entre 2015 y 2021

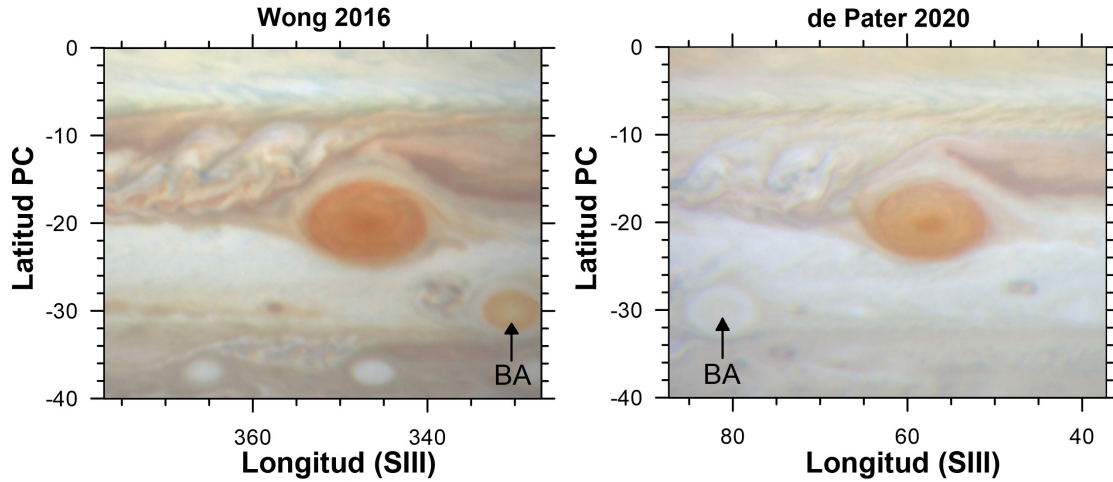
En este capítulo se extiende el análisis y procedimiento presentados en el capítulo anterior a todas las visitas que se muestran en la Tabla 4.2, cubriendo así el período temporal entre 2015 y 2021. Nos centraremos por tanto en la evolución temporal de las propiedades y de la distribución vertical de los aerosoles en la GRS, diversas regiones circundantes y el Óvalo BA. Abordar este problema es necesario para desentrañar la naturaleza de los agentes colorantes jovianos y su relación con la dinámica local. A su vez, se buscan las causas de los cambios de color observados, siendo el blanqueamiento del Óvalo BA el caso más destacable.

El contenido de este capítulo sigue la metodología expuesta en el capítulo anterior y será similar al que se presenta en [Anguiano-Arteaga et al. \(2023\)](#), con la siguiente estructura: en primer lugar, describimos brevemente las regiones seleccionadas para su estudio, con especial atención a las regiones añadidas del Óvalo BA. A continuación, se presentan los análisis fotométricos basados en los índices de Color y Altura/Opacidad y en la técnica del agrupamiento espectral. Posteriormente, se muestra el procedimiento de obtención de los resultados para cada visita y región seleccionada. Se procede después con la interpretación y la discusión de dichos resultados, comparándolos también con hallazgos previos en la literatura, y mostramos un análisis de sensibilidad para nuestros modelos. Por último, presentamos una revisión de las principales conclusiones de este estudio.

### 6.1. Regiones analizadas

En el capítulo anterior, se mostró el proceso de modelización radiativa para nueve regiones en el entorno de la GRS. En el planisferio correspondiente a la visita ‘Wong 2016’ de la Figura 4.7, sin embargo, puede observarse que hay otras tres regiones seleccionadas para su análisis. Concretamente, estas regiones se sitúan en el



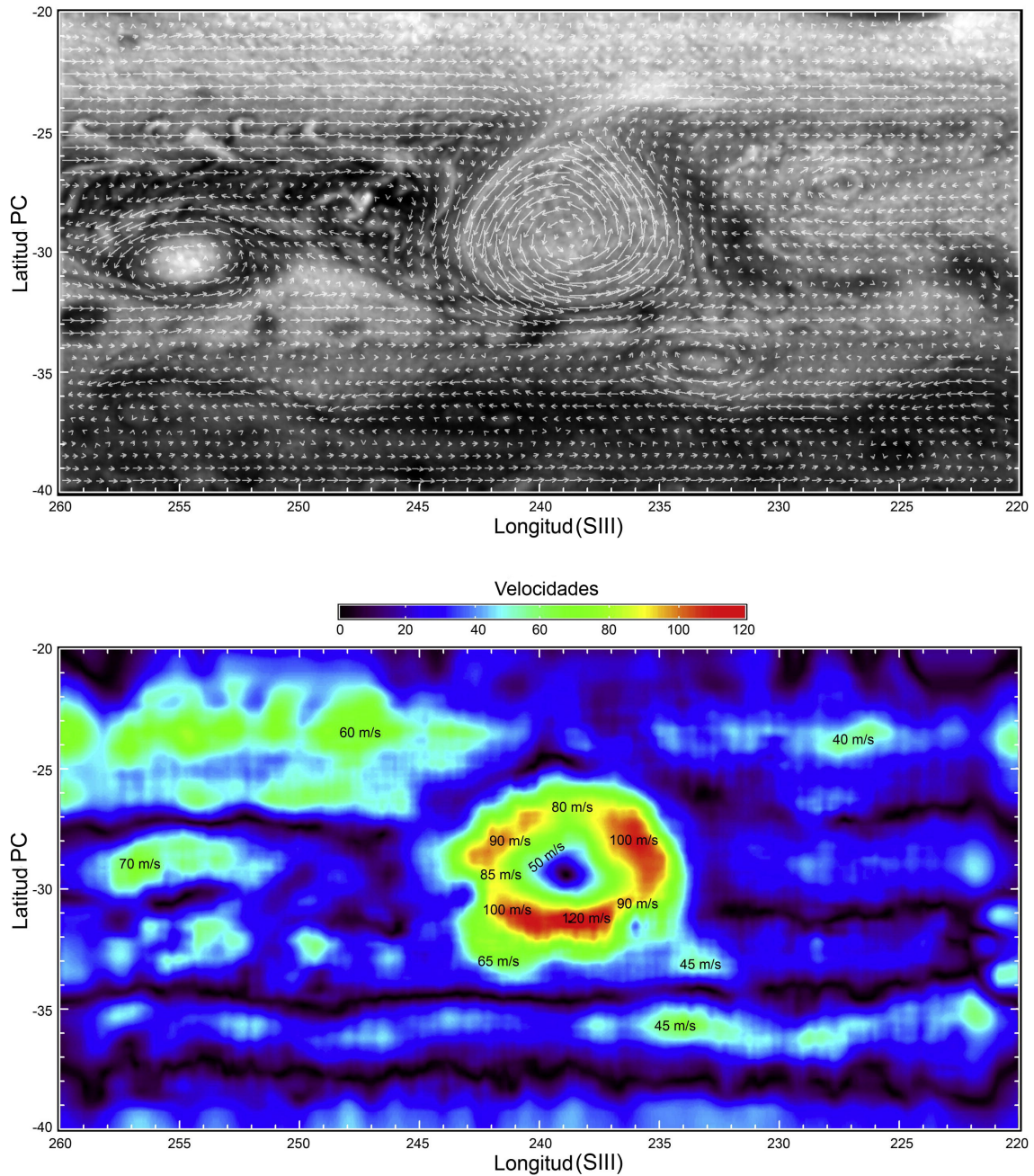


**Figura 6.1:** Mapas a color que muestran el cambio de color sufrido por Óvalo BA entre los años 2016 (lat= $-30^\circ$ , lon= $330^\circ$ , CM= $356.2^\circ$ ) y 2020 (lat= $-30^\circ$ , lon= $70^\circ$ , CM= $74.4^\circ$ ). Las imágenes RGB se han construido a partir de las imágenes HST/WFC3 utilizadas en este trabajo con R=F631N, G=F502N y B=F395N.

Óvalo BA, tal y como se expone en la Sección 4.6. Tras la publicación de [Anguiano-Arteaga et al. \(2021\)](#), observamos que las imágenes de 2020 mostraban un cambio de color del Óvalo BA, pasando de su aspecto rojizo de 2015 a uno claramente blanquecino en 2020, como puede observarse en la Figura 6.1. Esto motivó la selección de nuevas regiones que permitieran estudiar esos cambios temporales. Para ello, seleccionamos las regiones 9, 10 y 11 en aquellas visitas en las que el óvalo aparecía en los planisferios recortados (Figura 4.7). Estas visitas resultaron ser ‘Wong 2016’, ‘de Pater 2020’, ‘OPAL 2020\_08’ y ‘OPAL 2020\_09’, y por tanto en este capítulo se analizará, junto con las regiones ya expuestas, la evolución de las capas superiores del Óvalo BA entre 2016 y 2020. Curiosamente, y pese a que el enrojecimiento del óvalo en 2005 fue ampliamente analizado en la literatura ([Simon-Miller et al. 2006a](#), [Cheng et al. 2008](#), [García-Melendo et al. 2009](#), [Hueso et al. 2009](#), [Pérez-Hoyos et al. 2009](#), [Wong et al. 2011](#), etc.), su reciente y opuesto cambio de color no ha sido objeto de estudio en ninguna publicación en conocimiento del autor. En la Figura 6.2 se muestra el campo de velocidades del Óvalo BA y su entorno en el año 2000, con el fin de dar un contexto dinámico de ese área.

Además de las nueve regiones analizadas en el capítulo anterior y las tres regiones del Óvalo BA, también se estudiarán en este capítulo otras dos regiones más: la zona este de la chimenea (región 12) y la Zona Ecuatorial (región 13). La primera se tuvo en consideración debido a su clasificación espectral particular, como se verá en la Sección 6.3. La Zona Ecuatorial fue incluida tras observar que también había cambiado de color, en este caso de blanquecino a rojizo. Por su distancia a la GRS, esta última región se escapa de los objetivos planteados en esta Tesis, y no se analiza su evolución temporal al considerarla sólo en el año 2021, pero se incluyó en el estudio

por si los resultados de aquí derivados pudieran ser de ayuda en trabajos que fueran a estudiar el cambio de color de la EZ en mayor profundidad.



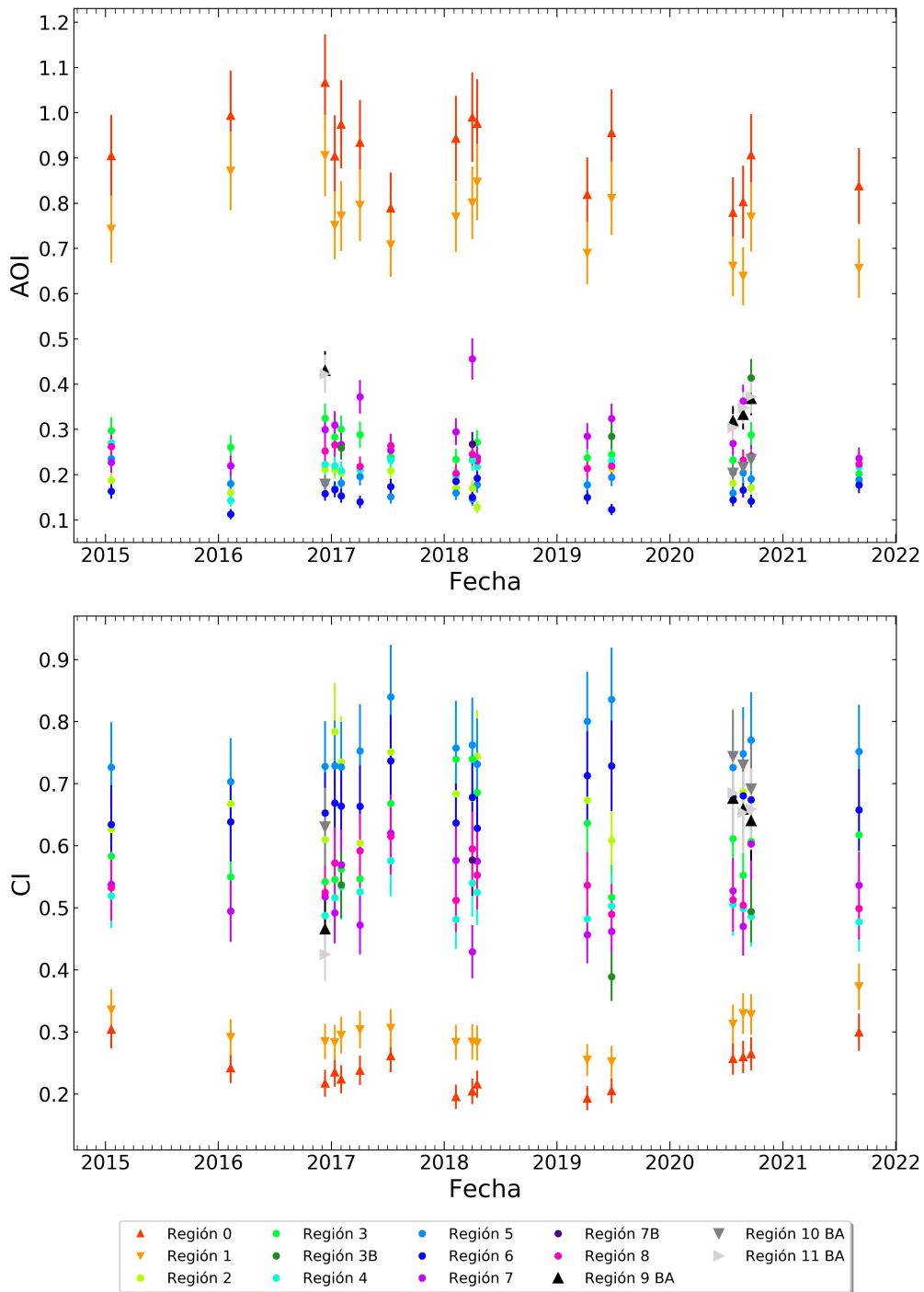
**Figura 6.2:** Velocidades de viento en el Óvalo BA y su entorno a partir de datos de Cassini (diciembre del año 2000). El panel superior muestra un mapa de vectores de viento en una cuadrícula regular de  $0.5^\circ$  y el panel inferior muestra un mapa de intensidad de velocidades. Tomado de [Hueso et al. \(2009\)](#).

## 6.2. Evolución de los Índices de Color y Altura/Opacidad

En esta Sección se muestran los índices de Color y Altura/Opacidad obtenidos para cada visita y región analizadas. Para la obtención de estos índices, se sigue la metodología expuesta en la Sección 5.1 del capítulo anterior, y el resultado se muestra en la Figura 6.3. Junto con la incertidumbre de la calibración fotométrica del HST, las correcciones geométricas también inducen errores en estas magnitudes. Dado que el efecto de las correcciones es difícil de cuantificar, adoptamos de nuevo un error del 10%, que como ya se ha comentado es el valor típico en la calibración absoluta del HST/WFC3 (Dressel & Marinelli 2023). La información estadística sobre los datos de la Figura 6.3 puede encontrarse en la Tabla 6.1. En el Apéndice C se muestran mapas de los índices CI y AOI para todas las visitas analizadas en esta Tesis.

En la Figura 6.3 se observa que las regiones 0 y 1 (el núcleo y el interior del GRS) son claramente distintas del resto en términos del AOI y también del CI, aunque este último índice muestra una mayor dispersión en las regiones fuera de la GRS. Sus índices AOI indican una disminución de la altura/opacidad desde 2016 hasta 2021. Por otro lado, los valores del CI para esas regiones aumentan, lo que indica que la GRS se volvió menos rojiza en los últimos años, como también se muestra en la Figura C.1.

Respecto de otras regiones exteriores al óvalo de la GRS, los valores del AOI de las regiones 9 y 11 (núcleo y anillo del Óvalo BA) también muestran un ligero descenso de 2016 a 2020, mientras que la región 10 (la periferia del óvalo) no muestra grandes diferencias temporales. Esto también se aprecia en la Figura C.2. Los valores del CI en estas regiones, sin embargo, muestran un aumento general de 2016 a 2021, siendo el cambio más notable en las regiones 9 y 11. Esto concuerda con las variaciones de brillo observadas en el Óvalo BA en los mapas de la Figura 4.7. Sin embargo, la alta variabilidad en algunas otras regiones, como las regiones 2 (zona de tormentas convectivas), 3 (hollow), 7 (lagrimal) y 8 (chimenea), se debe a que son muy dinámicas y pueden cambiar bruscamente de una visita a otra, como puede observarse en la Figura 4.7. Los valores AOI/CI correspondientes la visita ‘Wong 2017\_07’ deben ser tomados con precaución, ya que están muy afectados por los efectos de oscurecimiento hacia el limbo.



**Figura 6.3:** Índice de Altura/Opacidad (AOI, panel superior) e Índice de Color (CI, panel inferior) en función del tiempo.

Region	$\langle \text{AOI} \rangle \pm \sigma$	$\text{AOI}_{\text{max}}$	$\text{AOI}_{\text{min}}$	$\langle \text{CI} \rangle \pm \sigma$	$\text{CI}_{\text{max}}$	$\text{CI}_{\text{min}}$
0	$0.91 \pm 0.08$	1.07	0.78	$0.24 \pm 0.03$	0.3	0.19
1	$0.76 \pm 0.08$	0.91	0.64	$0.3 \pm 0.03$	0.37	0.25
2	$0.19 \pm 0.02$	0.21	0.13	$0.68 \pm 0.06$	0.78	0.54
3	$0.26 \pm 0.03$	0.33	0.2	$0.61 \pm 0.07$	0.74	0.52
3B	$0.32 \pm 0.07$	0.41	0.26	$0.47 \pm 0.06$	0.54	0.39
4	$0.22 \pm 0.03$	0.27	0.14	$0.51 \pm 0.03$	0.58	0.48
5	$0.18 \pm 0.02$	0.23	0.15	$0.76 \pm 0.04$	0.84	0.7
6	$0.16 \pm 0.02$	0.19	0.11	$0.67 \pm 0.03$	0.74	0.63
7	$0.29 \pm 0.06$	0.46	0.22	$0.52 \pm 0.05$	0.62	0.43
7B	$0.27 \pm 0.0$	0.27	0.27	$0.58 \pm 0.0$	0.58	0.58
8	$0.23 \pm 0.02$	0.27	0.2	$0.54 \pm 0.04$	0.61	0.49
9 (BA)	$0.36 \pm 0.04$	0.43	0.32	$0.61 \pm 0.08$	0.68	0.47
10 (BA)	$0.21 \pm 0.02$	0.23	0.18	$0.7 \pm 0.04$	0.74	0.63
11 (BA)	$0.36 \pm 0.04$	0.42	0.3	$0.6 \pm 0.1$	0.69	0.42

**Tabla 6.1:** Valores medio, máximo y mínimo del Índice de Altura/Opacidad (AOI) e Índice de Color (CI) de las regiones estudiadas.

### 6.3. Evolución del agrupamiento espectral

En esta sección extendemos la técnica de agrupamiento espectral explicada en la Sección 5.2 a todas las visitas analizadas (ver Tabla 4.2). Procedimos del siguiente modo: para todas las visitas consideradas, seleccionamos un mapa con la GRS lo más cercana posible al meridiano central para cada filtro disponible. A continuación corregimos los mapas siguiendo la ley de Minnaert (ecuación 5.2), y tras la corrección los espectros en cada píxel se clasificaron en seis grupos mediante un algoritmo de *k-means* (Sculley 2010). De nuevo, fijamos el número de grupos espectrales en seis porque para un número mayor se obtenían nuevas clasificaciones que se debían al oscurecimiento del limbo y no a diferencias espectrales intrínsecas.

La agrupación resultante para cada visita se muestra en la Figura 6.4. En dicha figura puede apreciarse la diferencia espectral entre el óvalo de la GRS y las zonas circundantes, ya que se clasifica en un grupo espectral independiente, excepto en la visita ‘OPAL 2021’, en la que la EZ también se ve rojiza y brillante/tenue en la banda de metano/filtro UV y, por tanto, se clasifica junto con la GRS. En la Figura 6.4 también se ve que la STRZ está dividida en dos grupos diferentes en todas las visitas, lo que apoya el análisis por separado de las regiones 5 y 6. También se seleccionó la región 7B porque el “lacrima” en la visita ‘Wong 2018’ está dividida en dos grupos diferentes. La selección de regiones se hizo de forma que se analizaran todos los grupos espectrales encontrados en cada visita. La región 3B en las visitas ‘Wong 2017.02’, ‘OPAL 2019’ y ‘OPAL 2020\_09’ y la región 12 en la visita ‘OPAL 2020\_09’ fueron seleccionadas por este motivo, ya que pertenecen a grupos que no habían sido muestreados. El cambio en el agrupamiento del Óvalo BA de 2016 a 2020 también es significativo, ya que está relacionado con su cambio de color de

rojizo a blanquecino.

Como se explica en la Sección 5.2, mediante la técnica del agrupamiento espectral es posible, al menos en primera aproximación, extrapolar las propiedades de las regiones seleccionadas a otras zonas del mapa que sean lo suficientemente similares como para ser clasificadas en el mismo grupo espectral. En la Sección 6.5.3 se mostrará la aplicación de este procedimiento para la construcción de mapas de altitud y tamaños de partícula para todas las visitas analizadas, ampliando así el análisis realizado en la Sección 5.4.2 a todo el período de tiempo cubierto en este estudio.

## 6.4. Modelización de transporte radiativo

### 6.4.1. Modelos *a priori* de atmósfera

El modelo de atmósfera presentado en la Sección 5.3.1 fue el resultado del análisis del ajuste de espectros de la STrZ a partir de casi 12 000 modelos de atmósfera diferentes. El criterio principal fue priorizar al mismo tiempo los mejores ajustes espectrales y de oscurecimiento del limbo de una región relativamente tranquila que puede tomarse como referencia (Sánchez-Lavega et al. 2013). Esta región tiene además la ventaja de ser zonalmente homogénea, permitiendo así un buen muestreo de su oscurecimiento de limbo. El modelo óptimo resultante se aplicó como modelo *a priori* a todas las regiones seleccionadas en el capítulo anterior. Para poder ajustar regiones con espectros significativamente diferentes a los de la STrZ, establecimos grandes incertidumbres iniciales en los parámetros, pudiendo obtener así valores de parámetros muy diferentes a los iniciales.

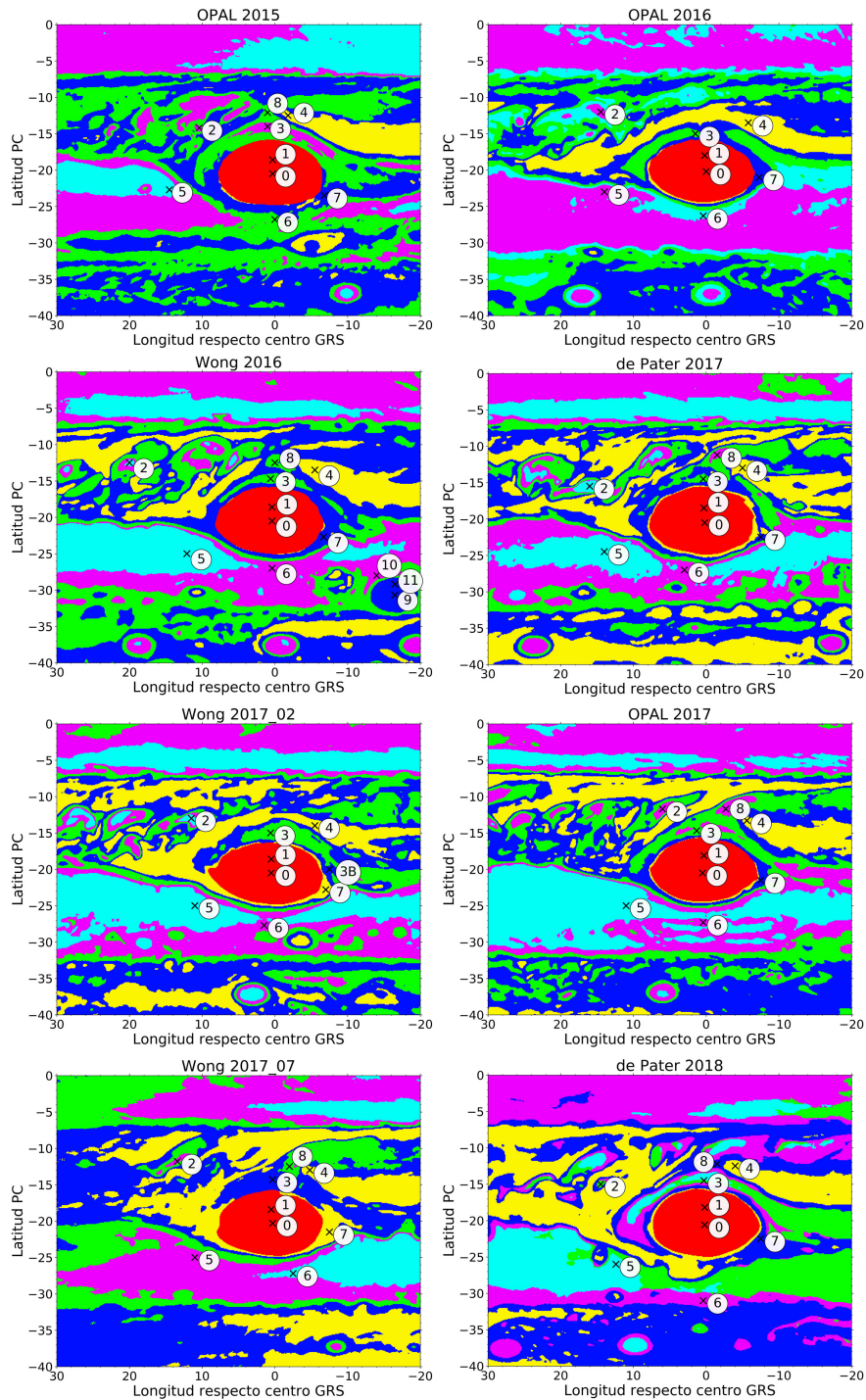
En este trabajo seguimos un enfoque diferente: para cada región seleccionada, utilizamos como valores *a priori* los resultados de los ajustes obtenidos para la región análoga en la visita ‘Wong 2016’, que es la visita estudiada en el Capítulo 5. Esto se hizo por dos razones principales. En primer lugar, este procedimiento permite acotar más los errores de salida, ya que estos dependen de los errores asumidos *a priori* que, al provenir de regiones espectralmente similares, eran menores. En segundo lugar, este enfoque ayudó a evitar otra familia de soluciones que también proporcionaba ajustes marginalmente aceptables, pero que no era apoyada en los casos con restricciones de oscurecimiento hacia el limbo más fuertes y carecía de autoconsistencia al comparar todo el período de tiempo en este trabajo.

La Tabla 6.2 muestra el conjunto de parámetros utilizados para definir las nubes/nieblas y su tipo (libres o fijos). La distribución vertical de las nieblas estratosféricas y troposféricas se parametriza con tres parámetros: la presión de la base ( $P_{\text{bot}}$ ), el valor pico de abundancia ( $N_{\text{peak}}$ ), y la razón entre la escala de alturas del aerosol y la del gas (fsh). En la Tabla 6.2, no obstante, incluimos el espesor óptico a 900 nm ( $\tau$ ) en lugar de  $N_{\text{peak}}$  porque es una magnitud de interpretación más directa y más fácil de comparar con trabajos anteriores. La parte imaginaria del índice de

refracción  $m_i$  es un parámetro libre para  $\lambda \leq 631$  nm en el caso estratosférico y para  $\lambda \leq 467$  nm en el caso troposférico, mientras que se fija para longitudes de onda mayores, siguiendo los resultados del capítulo anterior. El radio efectivo de las partículas  $r_{\text{eff}}$  también es un parámetro libre, y la anchura de la distribución log-normal asumida para el tamaño de las partículas es  $\sigma_{\text{eff}}$ . La nube inferior en nuestro modelo se supone que es la cubierta de nubes superior de Júpiter (presumiblemente formada por NH<sub>3</sub>) y está definida por un factor que escala un perfil de abundancia previamente definido. Para una representación ilustrativa de la parametrización de la atmósfera, véase la Figura 5.8.

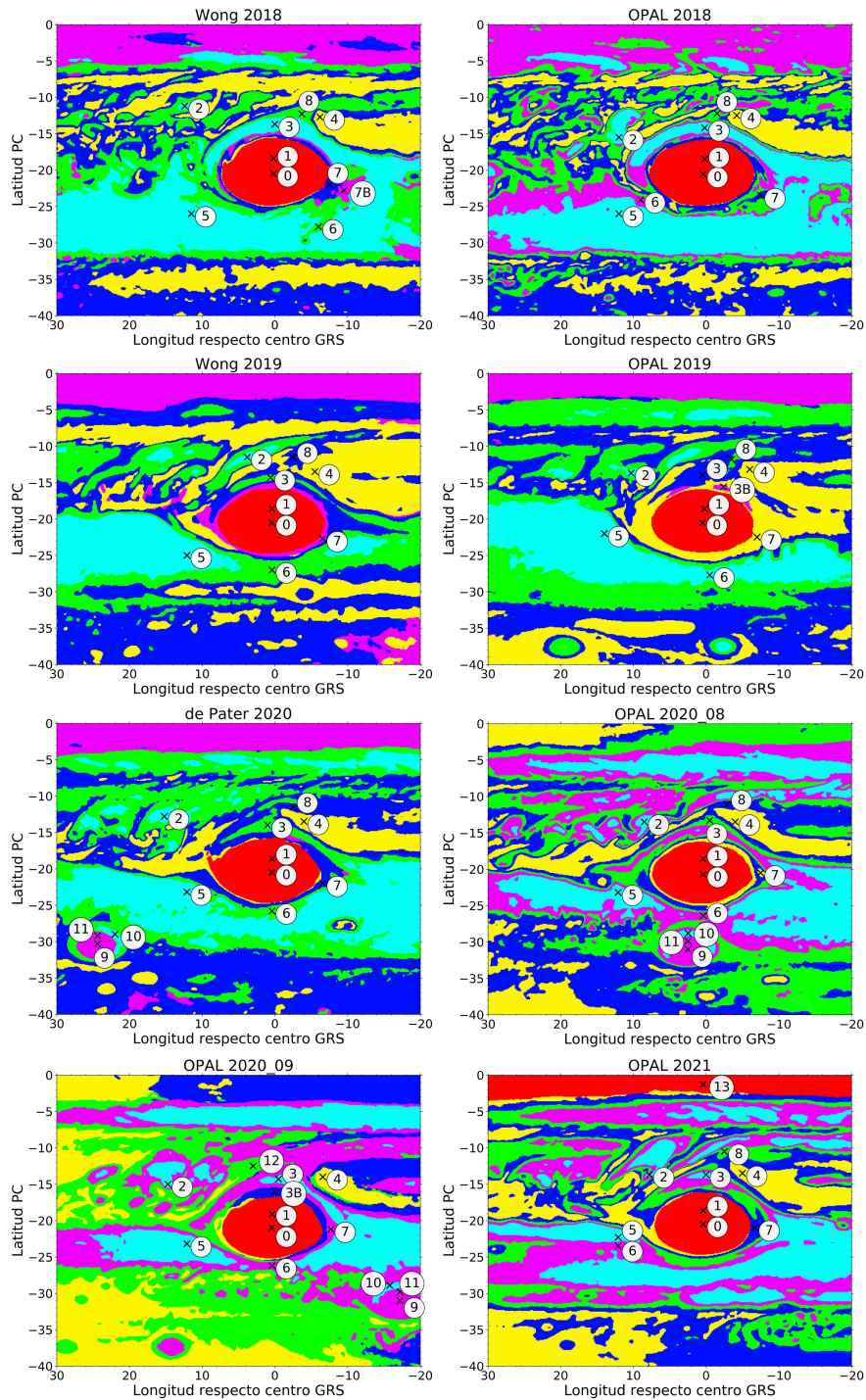
En la Tabla 6.2 solo incluimos los valores *a priori* aplicados a la región 0/núcleo GRS para una mayor claridad. Sin embargo, los valores *a priori* de cualquier región pueden encontrarse en los valores de la región correspondiente para ‘Wong 2016’ en la Tabla D.1. Por otro lado, los índices de refracción imaginarios *a priori* de las regiones restantes se muestran en los paneles ‘Wong 2016’ de las Figuras 6.7 y 6.8, respectivamente.

Como se indica en el Capítulo 5, los modelos empleados son insensibles a la nube de amoníaco que previsiblemente se situaría en la base de la atmósfera cubierta por nuestro modelo. En otras palabras, nuestros ajustes siguen siendo los mismos tras variar los parámetros que definen esta cubierta de nubes, por lo que no se puede obtener información sobre ella con nuestro modelo. Esta cuestión se abordará con más detalle en el análisis de sensibilidad de la Sección 6.5.4. También cabe que señalar que, por lo general, no hay solapamiento entre la niebla estratosférica y la troposférica.



**Figura 6.4:** Agrupación espectral del entorno de la GRS para las visitas analizadas. Cada color corresponde a uno de los grupos espectrales encontrados con el algoritmo *k-means* (Sculley 2010). Las ‘x’ negras muestran las regiones seleccionadas. El mapa en la visita ‘Wong 2017\_07’ está gravemente afectado por los efectos de oscurecimiento del limbo.





**Figura 6.4:** (cont.) Agrupación espectral del entorno de la GRS para las visitas analizadas. Cada color corresponde a uno de los grupos espectrales encontrados con el algoritmo *k-means* (Sculley 2010). Las ‘x’ negras muestran las regiones seleccionadas. El mapa en la visita ‘OPAL 2020\_09’ está gravemente afectado por los efectos de oscurecimiento del limbo.

Capa	Parámetro	Tipo	Valores <i>a priori</i> (región 0/ núcleo GRS)
Niebla estratosférica	$P_{\text{bot}}$	Libre	$110^{+90}_{-50}$ mbar
	$\tau_{\text{str}}(900 \text{ nm})$	Libre	$1.8 \pm 0.6$
	fsh	Libre	$0.08 \pm 0.09$
	$m_i^1$	Libre/Fijo	Curva estr. región 0 en Figura 5.10
	$m_r^1$	Fijo	1.65
	$r_{\text{eff}}$	Libre	$0.29 \pm 0.07 \mu\text{m}$
	$\sigma_{\text{eff}}$	Fijo	0.1
Niebla troposférica	$P_{\text{bot}}$	Libre	$500^{+300}_{-200}$ mbar
	$\tau_{\text{str}}(900 \text{ nm})$	Libre	$30 \pm 20$
	fsh	Libre	$0.34 \pm 0.07$
	$m_i^2$	Libre/Fijo	Curva trop. región 0 en Figura 5.10
	$m_r^2$	Fijo	1.43
	$r_{\text{eff}}^2$	Libre	$2.0 \pm 1.0 \mu\text{m}$
	$\sigma_{\text{eff}}^2$	Fijo	0.1
Nube inferior	$P_1^2$	Fijo	770 mbar
	$P_2^2$	Fijo	1000 mbar
	$\tau_{\text{nube}}$	Fijo	$10^{-4} \pm 10^{-3}$
	$m_r, m_i^2$	Fijo	Martonchik et al. (1984)
	$r_{\text{eff}}^2$	Libre	$5.0 \mu\text{m}$
	$\sigma_{\text{eff}}^2$	Fijo	0.1

<sup>1</sup>Zhang et al. (2013) <sup>2</sup> Pérez-Hoyos et al. (2020)

**Tabla 6.2:** Parámetros fijos y libres utilizados en la modelización de la GRS y sus correspondientes valores *a priori*. Los parámetros fijos son los mismos que en el Capítulo 5.

### 6.4.2. Resultados generales

En el Apéndice D se muestra una tabla resumiendo los parámetros obtenidos para cada región y visita, excluyendo los índices de refracción imaginarios (estos se muestran más adelante en la Sección 6.5). Algunos espectros de ejemplo y los ajustes correspondientes se exponen en la Figura 6.5. Para todas las regiones y visitas analizadas, las presiones de fondo de la niebla estratosférica y troposférica varían muy poco y por ello solo se incluyen al final de la Tabla D.1. En concreto, encontramos valores medios y desviaciones estándar de  $110 \pm 10$  mbar y  $495 \pm 1$  mbar para las nieblas estratosférica y troposférica, respectivamente. El espesor óptico de la nube inferior tampoco se incluye por ser insensibles a ella.

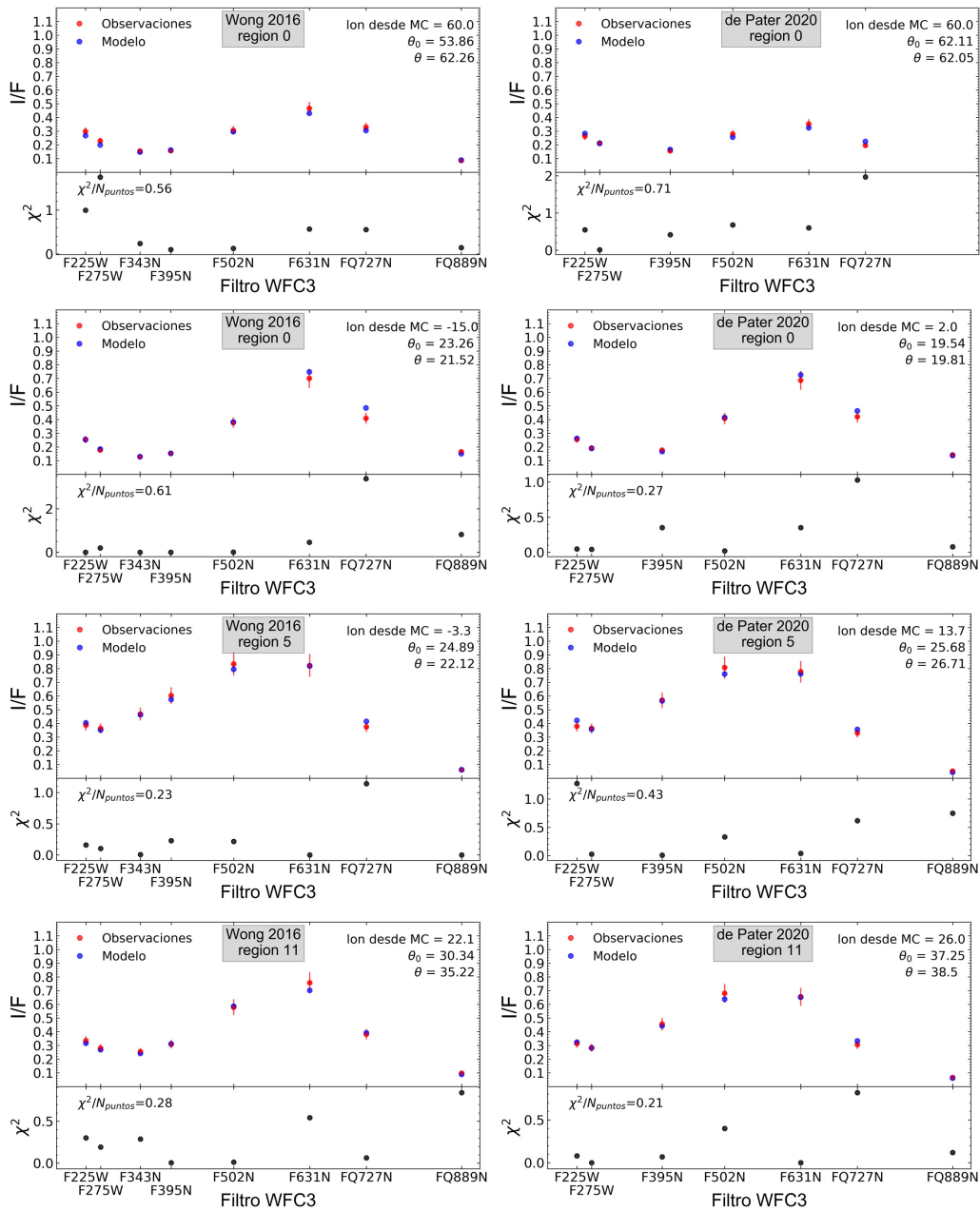
En términos generales, encontramos ajustes razonables según los valores la función de error  $\chi^2/N$  (es decir, ajustes con valores de  $\chi^2/N$  cercanos o inferiores a 1). Cabe destacar el caso ‘OPAL 2017’, ya que es la única visita con espectros correspondientes a cuatro geometrías de observación diferentes. A pesar de ser el conjunto de datos más restrictivo en términos de restricciones de oscurecimiento del limbo (lo cual es útil para romper degeneraciones en nuestro régimen de longitudes de onda), encontramos buenos ajustes en todas las regiones seleccionadas. Además, por lo general no hay sobreajuste de los datos, ya que sólo obtenemos valores de  $\chi^2/N$  muy bajos en los casos con falta de restricciones observacionales (menos filtros o geometrías disponibles). En general, disponemos de 14-18 parámetros libres (Tabla 6.2), dependiendo del número de filtros disponibles para cada visita, lo que limita el número de índices de refracción imaginarios que podemos dejar libres. El número de parámetros libres se reduce en dos si excluimos las presiones de fondo de las nieblas estratosférica y troposférica, que en realidad varían muy poco. Al comparar el número de parámetros libres con el número de puntos observacionales (o restricciones, Tablas 4.2 y 4.3), encontramos que 13 visitas de un total de 16 están razonablemente restringidas, es decir, tienen más o iguales restricciones que parámetros libres. Las visitas menos constreñidas son ‘Wong 2017\_07’, ‘de Pater 2018’ y ‘OPAL 2020\_09’, por lo que los resultados para estas son menos fiables. Para paliar este problema, se hicieron pruebas fijando más parámetros libres pero los resultados no mostraron diferencias significativas. Como además los resultados son coherentes con los de otras visitas mejor restringidas, decidimos mantener un mismo esquema para todas ellas.

La Figura 6.6 muestra la evolución de los espesores ópticos a 900 nm para las regiones de la 0 a la 8 (las regiones 12 y 13 solo están presentes en una única visita y las regiones del Óvalo BA se analizan por separado). ‘Wong 2016’ tiene barras de error más grandes porque todas las regiones se ajustaron con el mismo modelo *a priori*, lo que requiere mayor incertidumbre en los parámetros, como se explica en la Sección 6.4.1. Las implicaciones de los datos mostrados en la Figura 6.6 sobre la evolución del color de las diferentes regiones se discuten en la Sección 6.5. La

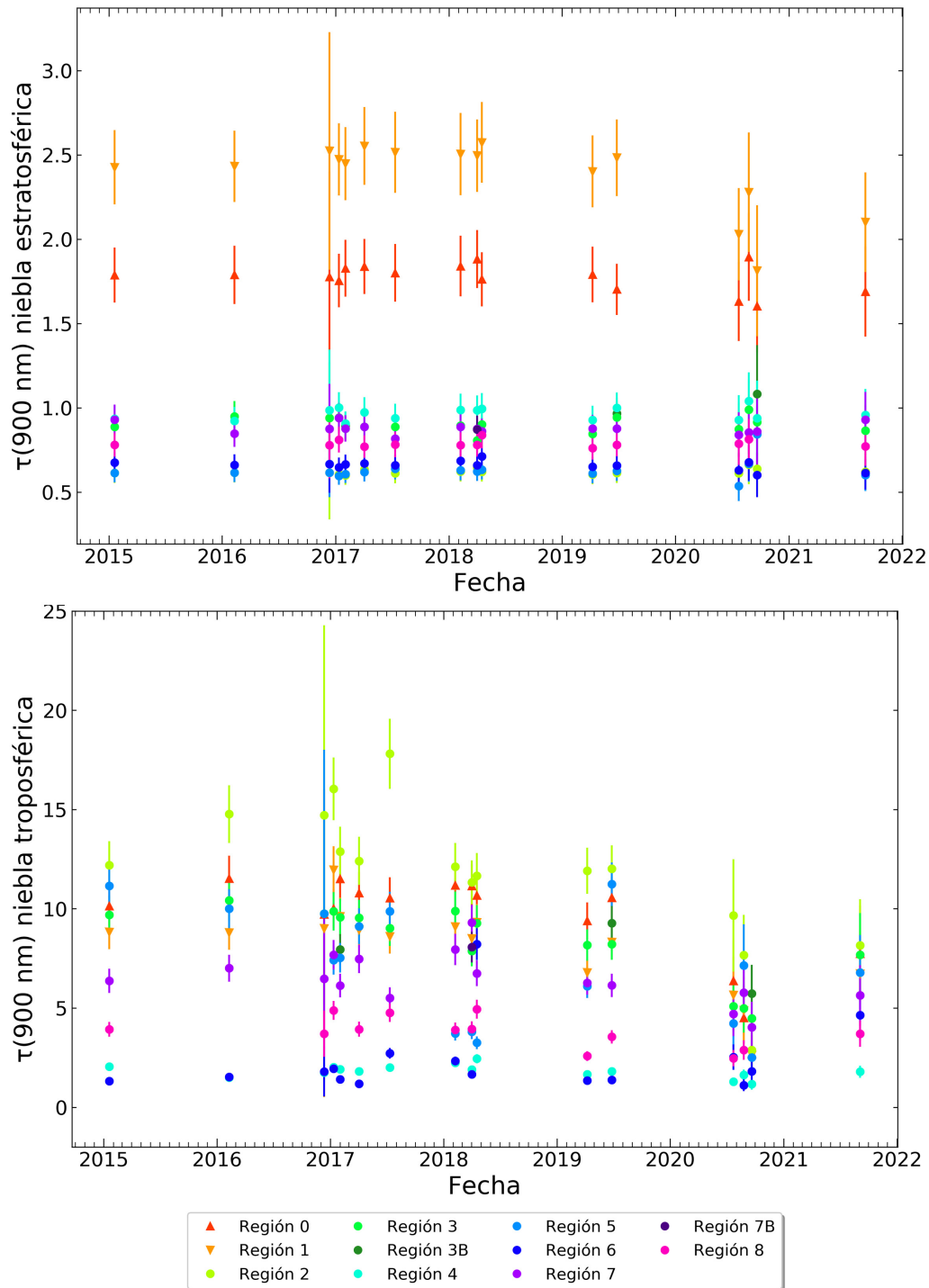
	Región 9 Núcleo Óvalo BA		Región 10 Periferia Óvalo BA		Región 11 Anillo Óvalo BA	
	$\tau_{\text{str}}$	$\tau_{\text{trop}}$	$\tau_{\text{str}}$	$\tau_{\text{trop}}$	$\tau_{\text{str}}$	$\tau_{\text{trop}}$
<b>2016</b>	$0.8 \pm 0.3$	$4 \pm 3$	$0.7 \pm 0.2$	$2 \pm 1$	$1.2 \pm 0.5$	$3 \pm 2$
<b>2020</b>	$0.70 \pm 0.07$	$2.3 \pm 0.5$	$0.63 \pm 0.02$	$2.4 \pm 0.3$	$0.79 \pm 0.09$	$3 \pm 1$

**Tabla 6.3:** Espesores ópticos a 900 nm para las regiones del Óvalo BA. Obsérvese que los espesores ópticos troposféricos se calculan para valores de presión menores a 330 mbar. Los valores de 2020 son promedios que se han ponderado con el inverso de la varianza del espesor óptico (peso =  $\Delta\tau^{-2}$ ).

evolución de los espesores ópticos estratosférico y troposférico para las regiones del Óvalo BA se muestra en la Tabla 6.3. Dentro de los márgenes de error, se observa una disminución general desde 2016 hasta 2020, excepto para la niebla estratosférica en la región 10 (periferia del Óvalo BA). Las implicaciones de los datos mostrados en la Figura 6.6 y en la Tabla 6.3 se discuten en la Sección 6.5.



**Figura 6.5:** Ejemplos de espectros y ajustes para las regiones 0 (núcleo GRS), 5 (STrZ) y 11 (anillo Óvalo BA) para las visitas ‘Wong 2016’ y ‘de Pater 2020’. Para la región 0, se muestran los espectros en dos geometrías de observación diferentes para ilustrar el comportamiento de oscurecimiento del limbo de la GRS. Las diferentes geometrías de visión se ajustaron simultáneamente (junto con una geometría de visión adicional en el caso de ‘Wong 2016’).  $\theta_0$  y  $\theta$  son los ángulos cenitales de incidencia y emisión de la radiación, respectivamente. Nótese que para la región 11 la pendiente espectral entre los filtros F502N y F631N se aplatana en 2020, lo que indica el cambio de color sufrido por el Óvalo BA.



**Figura 6.6:** Espesores ópticos estratosférico y troposférico a 900 nm obtenidos para las regiones de 0 a 8 (regiones de la GRS y sus alrededores). Los valores troposféricos se calcularon hasta el nivel de 330 mbar para permitir una mejor comparación entre las distintas regiones. Los valores totales de espesor óptico se encuentran en la Tabla D.1.

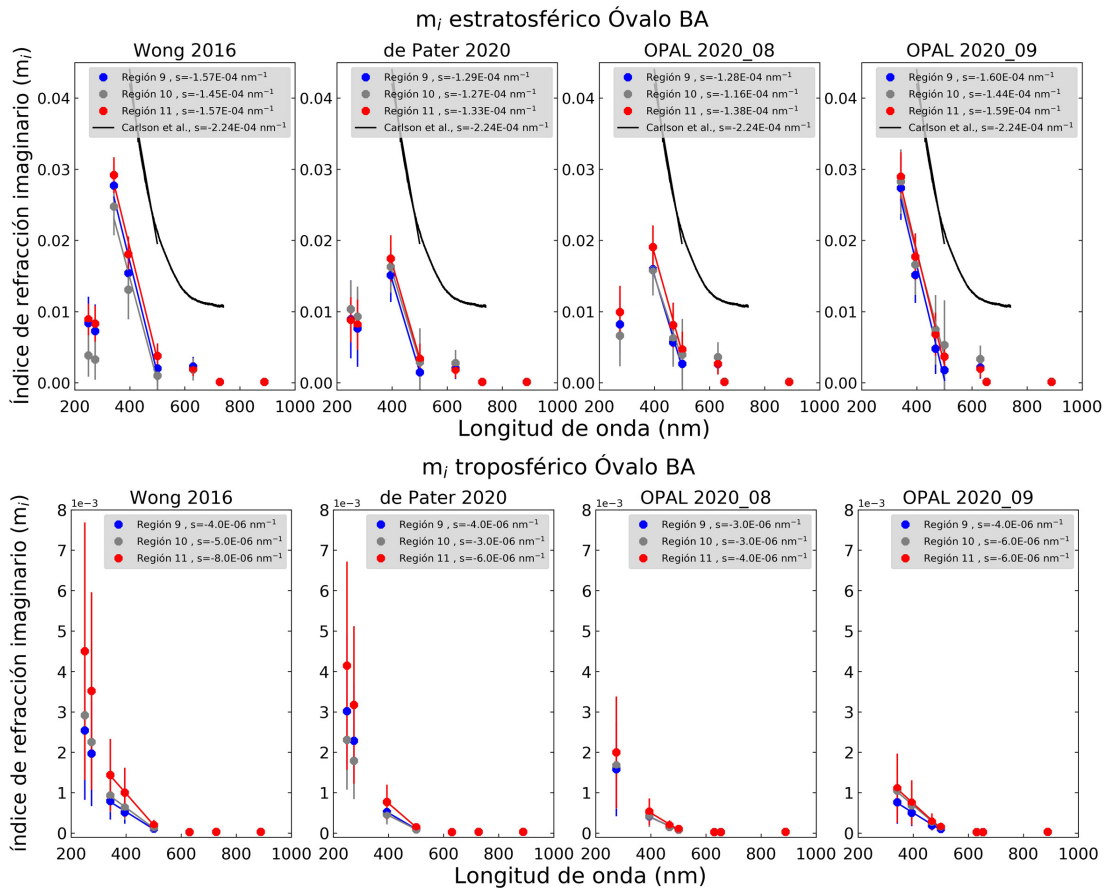
## 6.5. Interpretación de los resultados

### 6.5.1. Óvalo BA

El Óvalo BA sufrió un cambio de color de rojizo a blanquecino entre los años 2018 y 2019. Nuestros resultados sugieren que el principal cambio en la región 11 (anillo del Óvalo BA, donde el cambio de color fue más pronunciado) de 2016 (rojo) a 2020 (blanco) fue una disminución del espesor óptico de la niebla estratosférica, como se muestra en la Tabla 6.3. Los cambios en  $P(\tau=1)$  mostrados en la Tabla D.1 están dentro de la incertidumbre metodológica, por lo que los cambios en la altitud de la cima de las nubes no son concluyentes. La naturaleza absorbente de las nieblas tampoco parece haber cambiado significativamente, según la evolución de los índices de refracción imaginarios mostrados en la Figura 6.7, lo que es contrario a los resultados de Pérez-Hoyos et al. (2009). Sin embargo, esto puede deberse principalmente a las diferencias entre los modelos empleados. Pérez-Hoyos et al. (2009) asumieron una niebla estratosférica ópticamente fina y con absorción independiente de la longitud de onda y una niebla troposférica extendida desde los 100-250 mbar hasta los 700 mbar. Como la niebla troposférica en ese modelo se representa como una capa de concentración constante, las variaciones en la densidad de las nubes cambiarían la concentración de la niebla en todos los niveles, dando lugar a una variación masiva del espesor óptico total integrado de la niebla. Sin embargo, en nuestro modelo la niebla estratosférica desempeña el papel principal en la coloración y, como es físicamente delgada, pequeños cambios de abundancia son capaces de explicar las variaciones de reflectividad observadas sin requerir cambios sustanciales en sus propiedades de absorción.

El mecanismo físico que provoca el cambio de color en el anillo del Óvalo BA es aún desconocido. Una hipótesis de circulación secundaria que podría explicar el enrojecimiento de 2005-2006 fue propuesta por de Pater et al. (2010b), Wong et al. (2011) y Marcus et al. (2013). En ese escenario, los gases ascienden y se enfrían en el centro del óvalo y descienden en el anillo rojo. Cuando los gases descienden, la compresión adiabática provoca un aumento de temperatura que desencadenaría un proceso dependiente de la temperatura que conduce a la aparición del agente colorante. En concreto, apoyan el mecanismo de “ocultación y exposición”, en el que en las nubes blancas las partículas rojas están recubiertas de hielo de amoníaco blanco, mientras que la temperatura en el anillo es lo suficientemente alta como para sublimar el hielo de amoníaco y exponer el agente colorante. Pérez-Hoyos et al. (2009) realizaron un extenso análisis de las posibles causas del enrojecimiento y se decantaron por el afloramiento de partículas rojas o por un material incoloro que sufre reacciones químicas/fotoquímicas que dan lugar a un compuesto rojo al alcanzar la troposfera superior. Nuestros resultados indican que el cambio de color de rojo a blanco fue consecuencia de una disminución del espesor óptico estratosférico, es decir, de una disminución de la abundancia de agentes colorantes estratosféricos. Los mecanismos de creación y destrucción de partículas colorantes propuestos en

los trabajos mencionados podrían explicar dicha disminución. Nuestros resultados por sí solos no pueden favorecer a ninguno de ellos, y no hay evidencias aparentes de las causas que desencadenaron el cambio de color, necesario para comprender en última instancia el comportamiento físico subyacente en la coloración del Óvalo BA y posiblemente en el resto de la atmósfera joviana.



**Figura 6.7:** Evolución de los índices de refracción imaginarios estratosférico y troposférico para las regiones del Óvalo BA (regiones de la 9 a la 11) analizadas. Las pendientes espectrales  $s$  recuperadas en el rango de 350-500 nm se indican en cada gráfica, junto con la correspondiente al agente colorante de laboratorio de Carlson et al. (2016) (líneas negras, solo en el caso estratosférico).

### 6.5.2. Evolución del agente colorante en la GRS

En la Figura 6.8 se muestran los índices de refracción imaginarios para las nieblas estratosférica y troposférica y para cada campaña de observación. No se observan cambios significativos en la naturaleza absorbente de las nieblas (es decir, para una región dada, a lo largo del tiempo, los resultados obtenidos son más o menos los



mismos). El patrón parece ser relativamente constante y similar al presentado en el Capítulo 5: tenemos dos colorantes diferentes, ambos mostrando una fuerte absorción en longitudes de onda cortas. La absorción de la niebla estratosférica es más fuerte que la de la niebla troposférica en longitudes de onda superiores a 300 nm, ya que la niebla troposférica muestra una absorción relativamente débil en el visible. Esto explica por qué los cambios en los espesores ópticos troposféricos para la región 9 (núcleo del Óvalo BA) mostrados en la Tabla 6.3 no van acompañados de un cambio de color más pronunciado. Del mismo modo, es la disminución del espesor óptico estratosférico en las regiones 0 y 1 (núcleo e interior de la GRS, respectivamente, ver Figura 6.6) lo que explica en su mayor parte la atenuación del color rojo de la GRS indicada por las imágenes RGB de la Figura 6.1 y las curvas del CI de la Figura 6.3. Sin embargo, en la región 0 nuestros resultados sugieren una niebla troposférica más absorbente que la estratosférica para  $\lambda < 300$  nm. Las gráficas de la Figura 6.8 apuntan a una banda de absorción de la niebla estratosférica centrada en  $\lambda \approx 350$  nm.

Incluimos en las gráficas estratosféricas de la Figura 6.8 el índice de refracción imaginario del agente colorante propuesto por Carlson et al. (2016) y su pendiente en el rango de 350 - 500 nm. Pese a que obtenemos valores de  $m_i(\lambda)$  más bajos, nuestras pendientes concuerdan razonablemente con la pendiente de dicho agente colorante. Las pendientes más pronunciadas se encuentran en las regiones 0 y 1 y caen en el rango entre  $s = -1.88 \cdot 10^{-4} \text{ nm}^{-1}$  y  $s = -1.54 \cdot 10^{-4} \text{ nm}^{-1}$ . Estos valores son ligeramente inferiores al valor de Carlson et al. (2016)  $s = -2.24 \cdot 10^{-4} \text{ nm}^{-1}$ , lo que contradice los resultados de Braude et al. (2020). Los valores más bajos de  $m_i(\lambda)$ , sin embargo, podrían deberse a la mezcla del agente colorante con aerosoles poco absorbentes presentes en la atmósfera, lo que aumenta la dispersión y provoca una disminución general de la absorción medida, como se propone en el capítulo anterior. Además, los valores de Carlson et al. (2016) se obtuvieron suponiendo que no había dispersión, y con dispersión esos valores se reducirían, como se indica en el material complementario de ese artículo.

La capa definida como niebla estratosférica en nuestro modelo no es totalmente estratosférica porque su base se sitúa generalmente a 110 mbar, justo por debajo de la tropopausa, pero se extiende hasta la estratosfera. La llamamos “estratosférica” para diferenciarla de la niebla troposférica propiamente dicha. Es importante tener esto en cuenta al comparar los resultados de otros trabajos en los que la niebla estratosférica se sitúa en niveles superiores de la estratosfera. Este es el caso por ejemplo de Zhang et al. (2013) y López-Puertas et al. (2018), mostrando ambos trabajos nieblas estratosféricas ecuatoriales localizadas a  $\sim 50$  mbar y con espesores ópticos del orden de la centésima. También podríamos considerar estas nieblas en nuestro modelo, ya que sus bajos espesores ópticos contribuirían ligeramente a la extinción global, pero aumentaría el número de parámetros libres y, por tanto, disminuiría el valor estadístico de los ajustes. Otro caso interesante se da en Braude et al. (2020), donde muestran para la GRS una ligera niebla estratosférica por encima de 150 mbar y

una capa colorante situada cerca de los 200 mbar. Nuestra niebla estratosférica sería análoga a su capa colorante, y no a su niebla estratosférica. De hecho, obtenemos un esquema general similar hasta cierto punto si consideramos que la capa colorante está situada cerca de la parte superior de una nube troposférica más densa. El espectro de absorción de la nube no depende de la longitud de onda en [Braude et al. \(2020\)](#), pero eso es también lo que obtenemos para su rango espectral (480 - 930 nm). Sin embargo, para la GRS obtenemos máximos espesores ópticos por bar que son aproximadamente 40 veces la presentada en ese trabajo para su modelo preferente, aunque también muestran modelos con valores de  $\chi^2/N$  similares en las que esta diferencia se reduce a un factor  $\sim 3$ . Esto puede deberse a nuestros índices de refracción imaginarios más bajos, que requieren mayores abundancias del agente colorante. Otra diferencia es que [Braude et al. \(2020\)](#) sitúan su capa de agente colorante y el pico de densidad de la nube troposférica cerca del nivel de 200 mbar, es decir, su capa colorante/troposférica se sitúa más baja/alta que las nuestras. Esto podría deberse a su falta de datos UV por debajo de 480 nm, que añaden sensibilidad a los niveles estratosféricos.

La distribución vertical del agente colorante estratosférico se mantiene cualitativamente sin cambios respecto del capítulo anterior y en un nivel intermedio entre el modelo “Crème Brûlée” ([Sromovsky et al. 2017](#), [Baines et al. 2019](#)) y un esquema de agente colorante extendido ([Pérez-Hoyos et al. 2020](#)), como se comenta en el capítulo previo. También hay que tener en cuenta que la curva dada por [Carlson et al. \(2016\)](#) es muy absorbente, por lo que los modelos que emplean esos valores necesitan ubicar el agente colorante en una capa muy delgada con espesores ópticos generalmente del orden de 0.1 (modelo “Crème Brûlée”), mientras que para nuestra niebla estratosférica obtenemos espesores ópticos generalmente del orden de 1. Dado que utilizamos una capa de agente colorante más extendida, es de esperar valores de índice de refracción imaginario más bajos y espesores ópticos más altas simplemente por la construcción del modelo.

La diferencia en altitud entre las capas del agente colorante de Carlson ( $P_{\text{bot}} \sim 200$  mbar) en trabajos que utilizan el esquema “Crème Brûlée” en la GRS ([Sromovsky et al. 2017](#), [Baines et al. 2019](#)) y nuestra niebla estratosférica ( $P_{\text{bot}} \sim 100$  mbar) no es despreciable. Su causa podría ser la contribución de los filtros UV utilizados en este trabajo, cuyas longitudes de onda no son cubiertas por Cassini/VIMS y son sensibles a las contribuciones de partículas con tamaño por debajo de la micra en niveles atmosféricos por encima de la tropopausa ( $P < 100$  mbar) ([Pérez-Hoyos et al. 2020](#)).

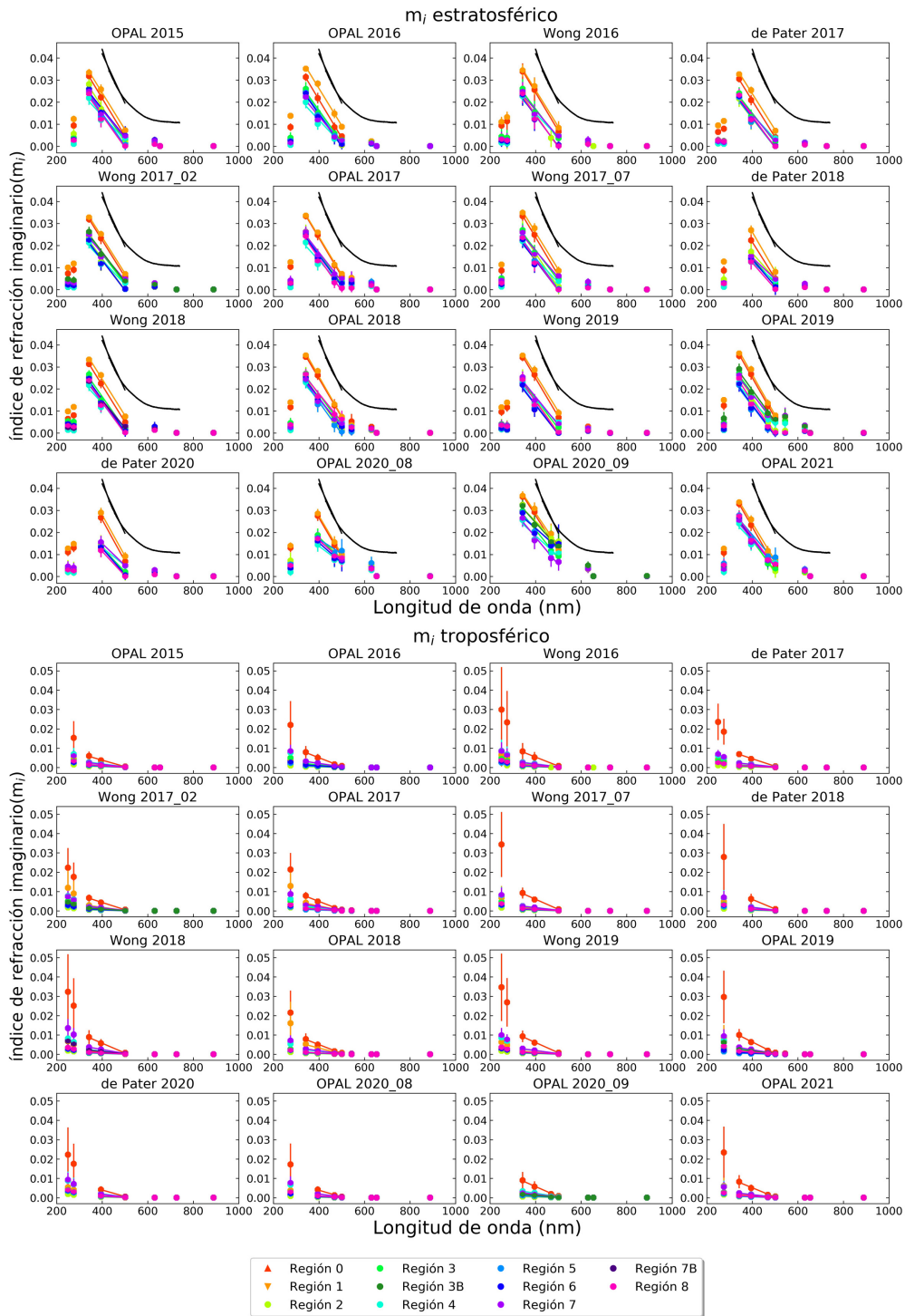
Para comprobar el rendimiento del esquema “Crème Brûlée” con nuestros datos, realizamos pruebas usando dicho esquema, como en [Pérez-Hoyos et al. \(2020\)](#), en las regiones 0 (núcleo GRS) y 5 (STrZ) para la visita ‘OPAL 2017’, que es nuestro conjunto de datos con mejores restricciones observacionales. Para ello, utilizamos la curva de índice de refracción imaginario de [Carlson et al. \(2016\)](#) extrapolada

a longitudes de onda inferiores a 400 nm como en [Fry & Sromovsky \(2023\)](#). Los espesores ópticos, las presiones de fondo y los radios medios efectivos de la capa colorante así obtenidos se muestran en la Tabla 6.4, donde el subíndice “CB” indica “Crème Brûlée”. Al establecer los índices de refracción imaginarios como parámetros fijos, obtenemos  $\tau_{\text{CB}}(900 \text{ nm})=0.14 \pm 0.04$  y  $\chi^2/N=4.16$  para el núcleo de la GRS, y  $\tau_{\text{CB}}(900 \text{ nm})=0.12 \pm 0.05$  y  $\chi^2/N=1.8$  para la STrZ. Se obtuvieron mejores resultados cuando dejamos variar  $m_i(\lambda) < 400 \text{ nm}$  como parámetro libre, lo que condujo a  $\tau_{\text{CB}}(900 \text{ nm})=0.16 \pm 0.05$  y  $\chi^2/N=1.26$  y  $\tau_{\text{CB}}(900 \text{ nm})=0.14 \pm 0.06$  y  $\chi^2/N=1.30$  para el núcleo de la GRS y la STrZ, respectivamente. Aunque nuestro modelo mostró un mejor rendimiento global para estas regiones tanto en términos de ajuste espectral como de oscurecimiento del limbo, cabe destacar que los valores de  $m_i(\lambda)$  disminuyeron para  $\lambda < 350 \text{ nm}$  y aumentaron en  $\lambda \approx 350 \text{ nm}$  tanto para la GRS como para la STrZ, lo que apunta de nuevo a la presencia de la banda de absorción centrada en  $\lambda \approx 350 \text{ nm}$  (ver Figura 6.8).

	$m_i(\lambda) < 400 \text{ nm}$ fijo				$m_i(\lambda) < 400 \text{ nm}$ variable			
	$\tau_{\text{CB}}(900 \text{ nm})$	$r_{\text{CB}}(\mu\text{m})$	$P_{\text{bot}}(\text{mbar})$	$\chi^2/N$	$\tau_{\text{CB}}(900 \text{ nm})$	$r_{\text{CB}}(\mu\text{m})$	$P_{\text{bot}}(\text{mbar})$	$\chi^2/N$
<b>Región 0 Núcleo GRS</b>	$0.14 \pm 0.04$	$0.08 \pm 0.02$	$110 \pm 10$	4.16	$0.16 \pm 0.05$	$0.08 \pm 0.02$	$80 \pm 20$	1.26
<b>Región 5 STrZ</b>	$0.12 \pm 0.05$	$0.19 \pm 0.07$	$350 \pm 60$	1.80	$0.14 \pm 0.06$	$0.20 \pm 0.05$	$320 \pm 60$	1.30

**Tabla 6.4:** Parámetros obtenidos utilizando el esquema “Crème Brûlée” con datos de la visita ‘OPAL 2017’. La presión superior de la capa colorante es igual a 0.9 veces la presión base.

Un hecho destacable al comparar nuestro modelo con el esquema “Crème Brûlée” es que no somos sensibles a la nube de fondo mientras que investigaciones previas han demostrado que el espectro visual accede a Júpiter hasta niveles de un bar o más (por ejemplo, [Sromovsky et al. 2017](#), [Baines et al. 2019](#)). La razón principal es que la profundidad de sondeo depende en gran medida de la construcción del modelo. El esquema “Crème Brûlée” tiene capas ópticamente delgadas ( $\tau \sim 0.1$ ) por encima de la nube principal, mientras que nosotros tenemos una niebla estratosférica con  $\tau \sim 1$  y una niebla troposférica con  $\tau \sim 10$ . Así, por construcción, nuestro modelo asume que la mayor parte de la radiación en las longitudes de onda consideradas se extingue antes de alcanzar la nube inferior. En cualquier caso, también hemos probado el esquema “Crème Brûlée” en nuestros datos y encontramos que funciona razonablemente bien, con  $\tau_{\text{nube}} \approx 20$  (de forma similar a [Fry & Sromovsky 2023](#), para la Banda Ecuatorial Norte), pero nuestro modelo muestra mejores ajustes espectrales y de oscurecimiento hacia el limbo, apoyando su validez.



**Figura 6.8:** Evolución de los índices de refracción imaginarios estratosférico y troposférico para la GRS y regiones adyacentes (regiones de la 0 a la 8). Las líneas negras en el caso estratosférico son los valores del agente colorante de laboratorio de [Carlson et al. \(2016\)](#). El pico en 343 nm en los paneles superiores parece indicar la presencia de una banda de absorción del agente colorante estratosférico.

### 6.5.3. Evolución de la altitud y los tamaños de partícula

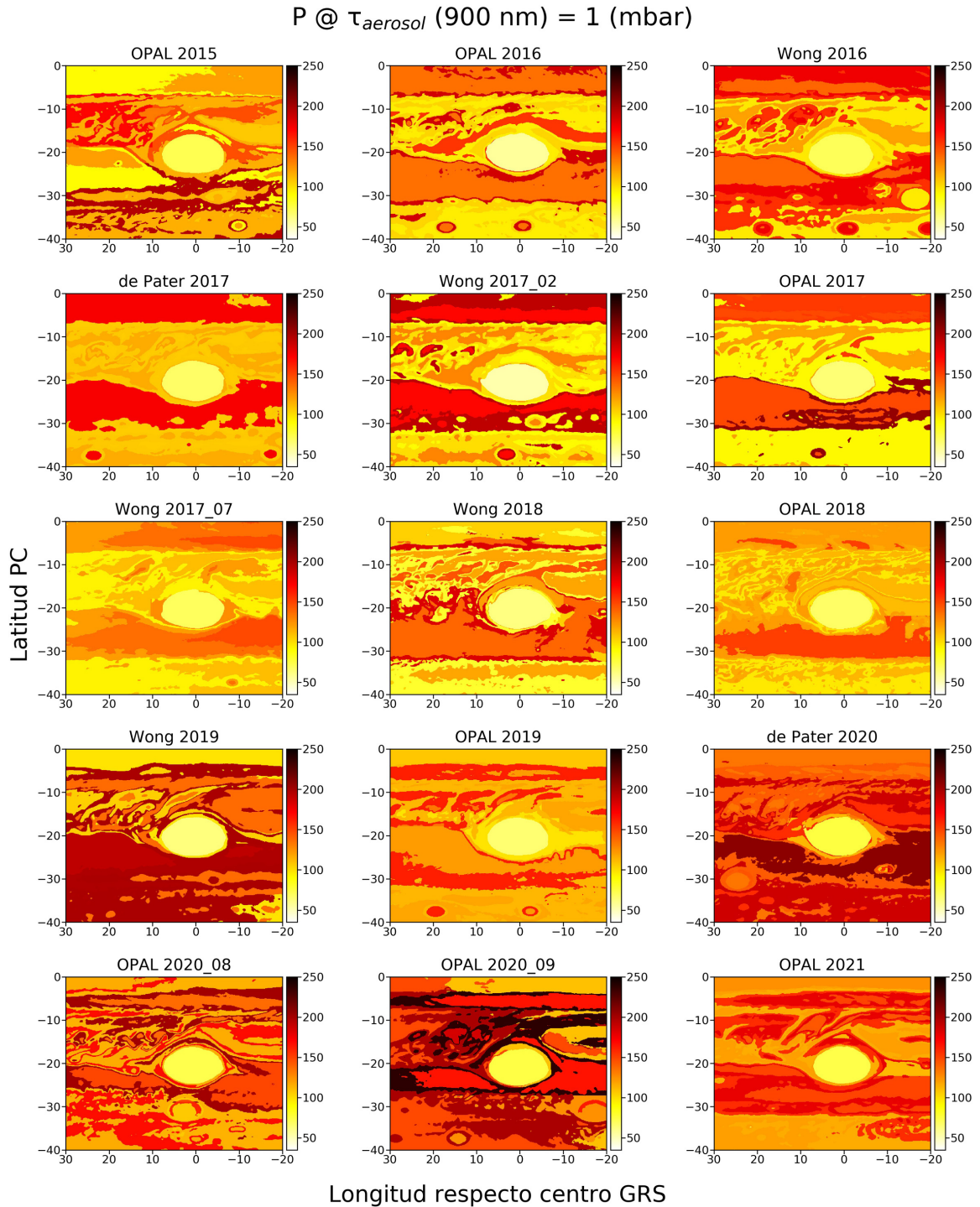
Como se indicó en la Sección 6.3, el agrupamiento espectral permite extrapolar las propiedades recuperadas de las regiones analizadas a otras zonas del mapa con espectros similares pertenecientes al mismo grupo, al menos en primera aproximación. Un ejemplo de esta aplicación se muestra en las Figuras 6.9 y 6.10, donde se muestran mapas de altitudes efectivas de la cima de nubes y radios medios efectivos de la troposfera, respectivamente.

La Figura 6.9 muestra la gran variabilidad temporal y espacial de la zona estudiada. Los valores del interior de la GRS son la media de los valores correspondientes a las regiones 0 y 1 (núcleo e interior de la GRS, respectivamente), ya que caen en el mismo grupo espectral. Como era de esperar a partir de los mapas AOI de la Figura C.2, los mapas de altitud de la cima de las nubes muestran que la GRS está situada a mayor altura en la atmósfera que sus alrededores. La zona al noroeste de la GRS con nubes convectivas extensas verticalmente (Sánchez-Lavega et al. 2008) es muy variable, ya que la cizalla latitudinal del viento las hace desaparecer en una escala temporal de pocos días (Hueso et al. 2002). La región más profunda en el área estudiada es la STrZ. El Óvalo BA presenta un techo nuboso más alto que su entorno, en concordancia con trabajos previos (Banfield et al. 1998, Pérez-Hoyos et al. 2009). El óvalo muestra un ligero descenso en altitud desde 2016 hasta 2020. Sin embargo, como se ha mencionado en la Sección 6.5.1, el cambio de altitud se encuentra dentro de la incertidumbre metodológica y, por tanto, no podemos concluir una disminución general de altitud en el óvalo, lo que concuerda con resultados anteriores relativos al enrojecimiento de 2005-2006 (Pérez-Hoyos et al. 2009, Wong et al. 2011). Esto también se deduce de los errores en los valores de  $P(\tau=1)$  en la Tabla D.1. Sin embargo, respecto a estos errores hay que señalar que, en términos generales, la incertidumbre aumenta a medida que la profundidad de penetración es mayor, excepto para los casos con alto espesor óptico de la niebla estratosférica. Esto se debe al hecho de que la altimetría se rige principalmente por el filtro de metano profundo (FQ889N) y, en menor medida, por los filtros ultravioleta y el filtro de metano intermedio (FQ727N) que son más sensibles a los niveles troposféricos superiores de Pater et al. (2010a).

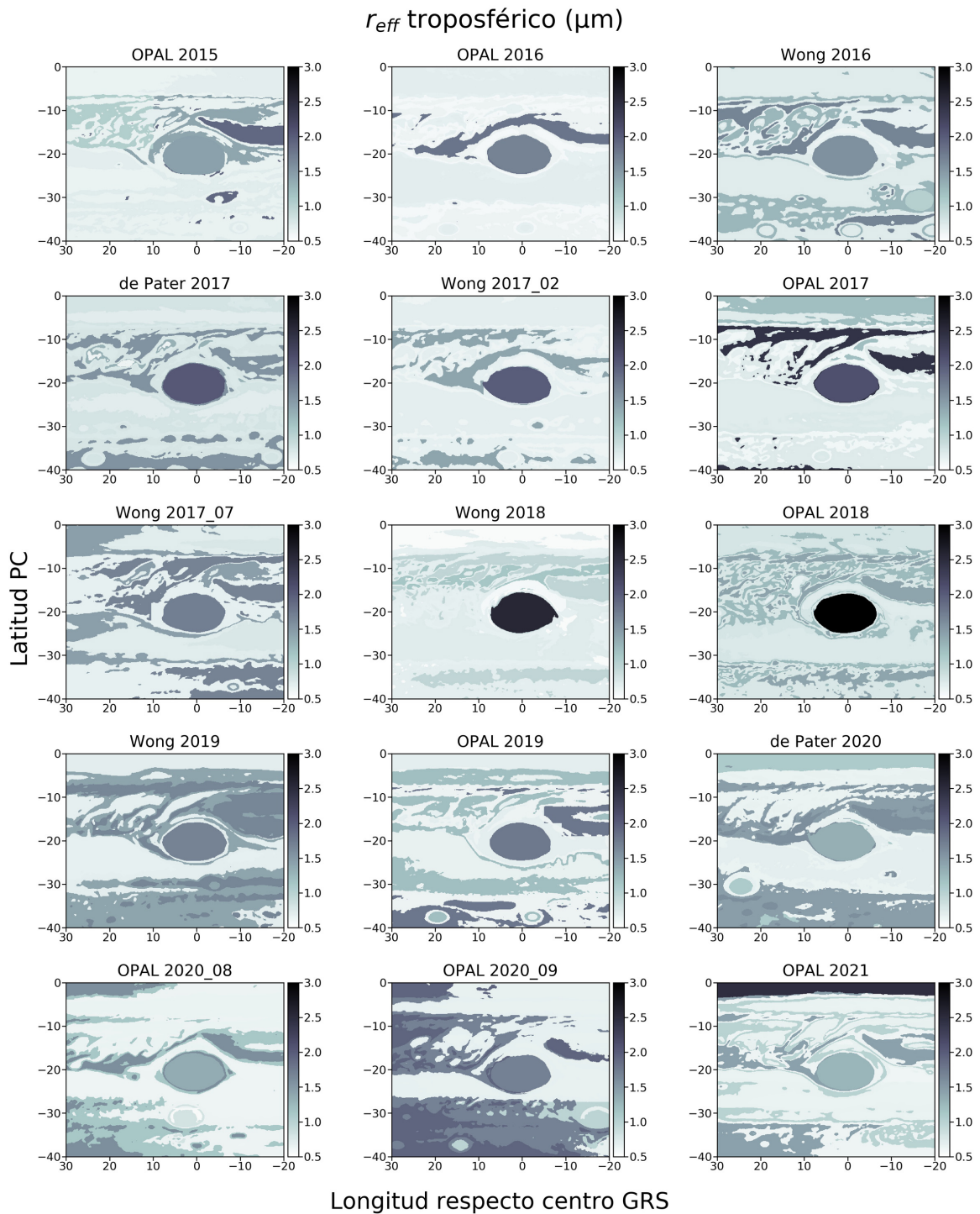
Los mapas de radios medios troposféricos de la Figura 6.10 muestran un aumento del tamaño de las partículas en el interior de la GRS en 2018. Debe tenerse en cuenta de nuevo que los valores del interior de la GRS son la media de las regiones 0 y 1. Esto es importante porque el radio troposférico medio en la región 1 es bastante constante en torno al valor de  $0.8 \mu\text{m}$ , mientras que obtenemos valores mayores para la región 0, así como mayores variaciones entre los distintos años. De forma similar, también obtenemos radios más altos en el núcleo del Óvalo BA que en el anillo y la periferia (ver Tabla D.1). Por tanto, ésta parece ser una característica compartida al menos por los mayores anticiclones jovianos. Al mismo tiempo, la STrZ, el “hollow” y la zona de intensa actividad convectiva al noroeste de la GRS muestran las partículas

más pequeñas, con radios en el rango de 0.5 - 0.8  $\mu\text{m}$ . Sin embargo, la STrZ muestra importantes cambios morfológicos que van unidos a cambios en la distribución del tamaño de las partículas. Por otro lado, las nubes de bajo albedo en la corriente en chorro hacia el oeste situada aproximadamente a 20°S transportan partículas de gran tamaño en comparación con el resto de los alrededores de la GRS. La EZ muestra un aumento relevante en el tamaño medio de las partículas en 2021, posiblemente relacionado con su cambio de color.

No incluimos mapas de los radios medios de las partículas estratosféricas porque son casi constantes con pequeñas oscilaciones alrededor del valor medio de 0.3  $\mu\text{m}$ . Esto es compatible con los valores  $r_{\text{eff}} = 0.1 - 0.2 \mu\text{m}$  dados por [Sromovsky et al. \(2017\)](#) y [Baines et al. \(2019\)](#) en su aplicación del agente colorante de [Carlson et al. \(2016\)](#) a diferentes áreas jovianas.



**Figura 6.9:** Mapas que muestran los niveles de presión en los que el espesor óptico a 900 nm es igual a la unidad. Esta magnitud se interpreta como la altitud efectiva de la cima de nubes. La visita ‘de Pater 2018’ no se incluye por motivos representativos.



**Figura 6.10:** Mapas que muestran los radios efectivos medios de la distribución de tamaño de las partículas troposféricas. La visita ‘de Pater 2018’ no se incluye por motivos representativos.



#### 6.5.4. Análisis de sensibilidad

En esta sección analizamos la respuesta de nuestro modelo a variaciones en el valor de los parámetros obtenidos (ver Tablas 6.2 y D.1). Más concretamente, mostramos cómo cambian los espectros de salida al aumentar y disminuir cada parámetro libre obtenido en un 50 %, de forma similar al trabajo de Dahl et al. (2021). Aunque un análisis más profundo que cubra todas las correlaciones mutuas entre parámetros sería deseable, esta es una buena manera de entender la limitación de las recuperaciones dada la alta dimensionalidad del espacio de parámetros libres. Realizamos este análisis en el núcleo de la GRS (región 0) y en la STrZ (región 5), ya que estas regiones son muy diferentes tanto desde el punto de vista dinámico como espectral, y por tanto nos permiten comparar la respuesta de las variaciones de los parámetros en diferentes disposiciones atmosféricas. Solo mostramos este análisis para las visitas ‘Wong 2016’ y ‘OPAL 2017’. Estas fueron elegidas por el alto número de geometrías de observación (3 y 4, respectivamente).

La Figura 6.11 muestra la diferencia porcentual en I/F resultante de aumentar (líneas continuas) y disminuir (líneas discontinuas) cada parámetro. En el caso de la presión del fondo de las nieblas, variamos la altura del fondo y luego la traducimos a presiones, ya que NEMESIS emplea alturas como parámetros de entrada. La figura corresponde a la visita ‘Wong 2016’ y el análisis se realiza en la región 0 (núcleo de la GRS). Figuras análogas para los otros casos (región 5 en ‘Wong 2016’ y regiones 0 y 5 en ‘OPAL 2017’) pueden encontrarse en el Apéndice E. Aquí solo comparamos dos geometrías de observación para mayor claridad: en la primera la GRS está centrada a 60°O (líneas azules) y en la otra a 15°E (líneas rojas).

En la Figura 6.11 se puede observar que el aumento de la presión de la base de la niebla estratosférica (o una disminución de la altitud de la base, que es la entrada real de NEMESIS) conduce a una disminución de la reflectividad UV. Esto puede ser contraintuitivo, ya que una disminución en la altura de la niebla incrementaría la retrodispersión de Rayleigh, aumentando así la reflectividad observada. Sin embargo, esta variación también cambia la contribución relativa de cada capa de aerosol y la niebla troposférica, que es un absorbente UV más fuerte como se muestra en la Sección 6.5.2, juega un papel más importante y supera la contribución de Rayleigh y en consecuencia la reflectividad disminuye. También se produce un aumento de la reflectividad en el visible por razones muy similares, ya que las partículas de la niebla troposférica son mejores dispersoras (un mayor tamaño de partícula implica una mayor sección eficaz). El aumento de la presión de base de la niebla estratosférica también reduce la reflectividad en el filtro FQ889N porque la luz entrante recorre un camino más largo y, por tanto, sufre más absorción de metano. Lo contrario ocurre con una disminución de la presión de base estratosférica, aunque en este caso los cambios en el visible no superan el 5 %. Aunque el filtro FQ727N también cubre una banda de metano, su comportamiento de reflectividad es opuesto al del FQ889N. Esto se debe principalmente a la diferencia en la absorción de metano

y, por tanto, en los niveles de sondeo. El aumento de la presión de fondo de la niebla estratosférica conduce a la exposición de las partículas troposféricas, que son dispersoras más eficaces, lo que a su vez aumenta la reflectividad observada. Cabe señalar también que las diferencias entre las líneas rojas y azules indican distintos niveles de sensibilidad en función de la geometría de observación del blanco.

La elevación de la base de la niebla troposférica acorta el trayecto atmosférico y, por tanto, hay una menor retrodispersión de Rayleigh, que sólo contribuye significativamente en longitudes de onda cortas, reduciendo la reflectividad UV. El trayecto atmosférico más corto también explica el aumento de I/F en el filtro FQ889N. Los cambios en el visible son más significativos en el filtro FQ727N, y el aumento de la presión de fondo de la niebla troposférica conduce a un comportamiento general opuesto, pero de menor magnitud y sin distinción entre geometrías de observación (es decir, sin efecto de oscurecimiento del limbo). También cabe señalar que el efecto de variar la presión de la base de la niebla troposférica es muy similar al de variar su escala de alturas fraccional, y tal vez esto tenga un efecto sobre la constricción de la presión de la base de la niebla troposférica (véase la Sección 6.4.2). Sin embargo, la variación de estos parámetros induce algunos cambios I/F en los filtros F225W, F275W y FQ889N cuando la región considerada está cerca del limbo y en el filtro FQ727N para ambas geometrías. Por otro lado, la variación de la escala de alturas fraccional de la niebla estratosférica produce cambios menores (inferiores al 2%).

En cuanto al valor pico de abundancia de la niebla estratosférica, que es un parámetro de entrada a NEMESIS que escala la abundancia máxima en la base de la niebla, la Figura 6.11 muestra que variarlo produce mayores diferencias cuando la región analizada está cerca del meridiano central. Al mismo tiempo, los cambios son más pronunciados en los filtros F225W, F275W y FQ889N. Cambiar el valor pico de abundancia de la niebla troposférica induce cambios menores, y hay poca distinción entre las geometrías de observación. Los cambios más significativos, sin embargo, tienen lugar de nuevo en los filtros F225W, F275W y FQ889N, lo que indica que estos filtros no sólo son sensibles a la altitud de las nieblas, sino también a sus espesores ópticos.

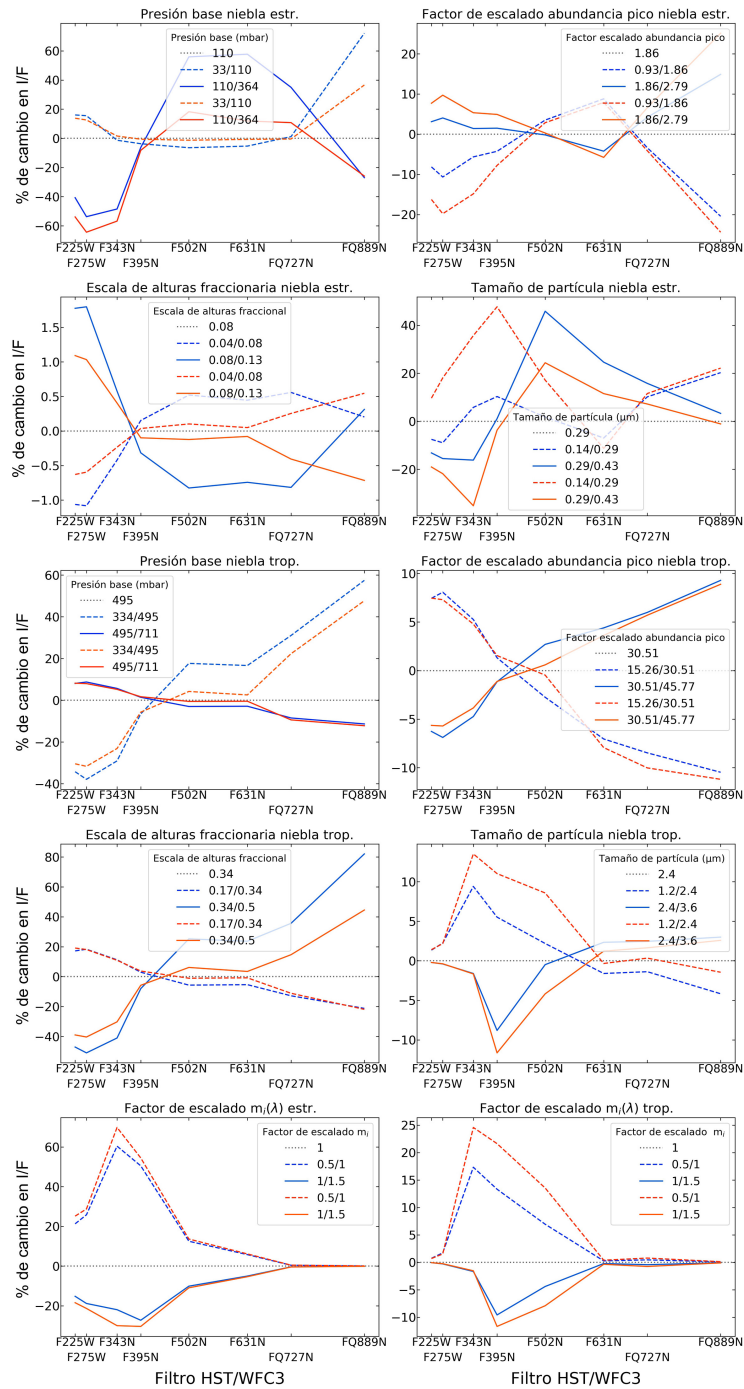
El caso de variar el tamaño de las partículas estratosféricas es un poco más complejo. Tales cambios inducen variaciones en las secciones eficaces en función de la longitud de onda, desplazando potencialmente el máximo, dependiendo de la relación tamaño-longitud de onda. Cuando el tamaño de las partículas aumenta y la región analizada está cerca del meridiano central, los mayores cambios se producen en el filtro F343N. Esto se debe de nuevo al pico de absorción de la niebla en esa longitud de onda (Sección 6.5.2). Sin embargo, cuando el tamaño de partícula disminuye, el efecto máximo se produce en el filtro F395N, que presenta la segunda mayor absorción. Cuando el blanco está cerca del limbo y el tamaño de las partículas disminuye, también se produce un pico en F395N, aunque las diferencias son mayores en FQ889N. Excepto en este caso, las mayores diferencias tienen lugar en los filtros

intermedios y no en los filtros F225W, F275W y FQ889N. Por otro lado, la variación del tamaño de partícula de la niebla troposférica induce cambios distinguibles entre diferentes geometrías de visión, y de nuevo encontramos picos en los filtros F343N y F395N. Sin embargo, el efecto de variar el tamaño de las partículas troposféricas es mucho menor, con variaciones máximas cercanas al 10 %.

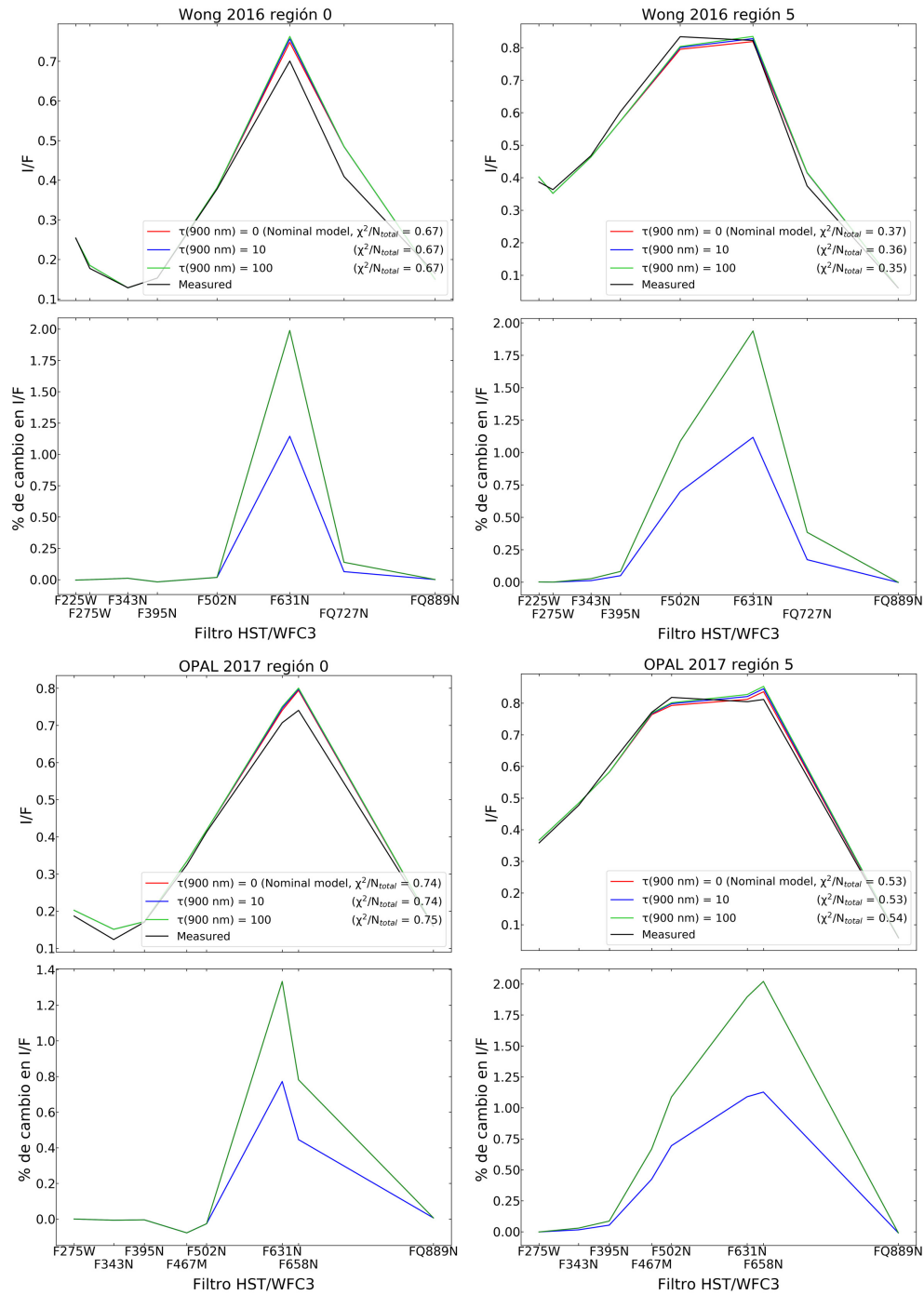
Las diferencias al variar los índices de refracción imaginarios de las nieblas estratosférica y troposférica también muestran picos en los filtros F343N y F395N. Sin embargo, estos cambios son más significativos para la niebla estratosférica, ya que es un absorbente más potente (tiene índices de refracción imaginarios más altos, véase la Sección 6.5.2). Además, la niebla estratosférica muestra poca diferencia entre las diferentes geometrías de visión, y no se encuentran cambios en las longitudes de onda más largas. Para la niebla troposférica, la disminución de los índices de refracción imaginarios induce diferencias más distinguibles cuando la zona observada está cerca del meridiano central, situación en la cual la profundidad de penetración es máxima, y se encuentran cambios insignificantes en los filtros F225W, F275W, F631N, FQ727N y FQ889N. Cabe señalar que para el análisis de sensibilidad cambiamos los índices de refracción imaginarios multiplicando las curvas recuperadas por un factor de escalado con el fin de analizar de forma más compacta el efecto de las variaciones en todas las longitudes de onda simultáneamente, aunque los índices de refracción imaginarios se ajustan a cada longitud de onda y no escalando una curva predefinida.

De los parámetros libres enumerados en la Tabla 6.2, el espesor óptico de la nube inferior es el único que no se incluye en la Figura 6.11. Esto se debe a que el espesor óptico de la nube inferior en los modelos supuestos es casi nula y, por tanto, las variaciones del 50 % en este parámetro no producen cambios apreciables en los espectros resultantes. Para analizar la sensibilidad de nuestro modelo a la nube inferior, hemos calculado la diferencia en I/F entre nuestro modelo nominal ( $\tau_{\text{nube}} \approx 0$ ) y dos casos extremos en los que tenemos  $\tau_{\text{nube}} = 10$  y  $\tau_{\text{nube}} = 100$ . La diferencia en I/F para nubes tan drásticamente diferentes nunca supera el 2 % en ninguno de los filtros utilizados, como se muestra en la Figura 6.12, por lo que concluimos que no somos sensibles a una posible cubierta de nubes inferior.

En resumen, este análisis preliminar muestra la compleja relación entre parámetros, geometrías de observación y filtros. Está mucho más allá del alcance de este estudio analizar estas relaciones con más detalle, ya que requeriría enormes cantidades de tiempo de cálculo. Sin embargo, algunos aspectos importantes destacan incluso en un análisis preliminar. Los parámetros libres seleccionados tienen un efecto claro en la reflectividad observada, mientras que la nube inferior tiene un efecto insignificante en nuestros modelos, lo que respalda nuestro planteamiento del problema.



**Figura 6.11:** Diferencia en los espectros del núcleo de la GRS para la visita ‘Wong 2016’ tras incrementar (líneas continuas) y disminuir (líneas discontinuas) cada parámetro en un 50% respecto al valor obtenido original. Las líneas azules y rojas corresponden a geometrías de observación con el núcleo de la GRS situado a  $60^{\circ}\text{O}$  y a  $15^{\circ}\text{E}$ , respectivamente. Las líneas negras discontinuas indican los valores de los parámetros obtenidos en la modelización.



**Figura 6.12:** Variaciones en  $I/F$  resultantes de cambiar el espesor óptico de la nube de fondo. Los errores no se incluyen para mayor claridad. También se muestran los cambios porcentuales en  $I/F$  con respecto al modelo nominal ( $\tau_{\text{nube}} \approx 0$ ). Los cambios no superan el 2% y, por tanto, no somos sensibles a la nube de fondo con nuestro modelo.

## 6.6. Conclusiones

En este capítulo hemos mostrado la evolución del color y las propiedades relevantes de los aerosoles para la GRS, su entorno y el Óvalo BA desde 2015 hasta 2021. Para ello se han utilizado imágenes del HST/WFC3 que cubren desde el UV (225 nm) hasta el infrarrojo cercano (900 nm), y hemos seleccionado para su análisis trece regiones diferentes en función de sus características morfológicas y espectrales. Para cada región seleccionada, utilizamos como modelo de atmósfera *a priori* el obtenido para la región análoga en la visita ‘Wong 2016’. Estos modelos fueron el resultado de un extenso análisis centrado en el ajuste de las curvas espectrales y de oscurecimiento del limbo observadas (ver Sección 5.3). La aplicación de los modelos de ‘Wong 2016’ a los espectros de otros años ha sido exitosa, demostrando su consistencia. A continuación resumimos nuestras principales conclusiones.

Aunque se permite que varíen como parámetros libres, todos los modelos obtenidos para todas las regiones analizadas comparten las siguientes características generales: una niebla estratosférica con su base cerca de 110 mbar con  $r_{\text{eff}} \approx 0.3 \mu\text{m}$ ,  $\tau \sim 1$  y una niebla troposférica ópticamente espesa ( $\tau$  hasta 330 mbar en el rango 1-25) con su base en 500 mbar y tamaño medio de partícula en el rango 0.5 - 6  $\mu\text{m}$ . No somos sensibles a niveles de presión más profundos. Las nieblas troposféricas tienen espesores ópticos acumulados del orden de 10, por lo que nuestros modelos asumen que la mayor parte de la extinción de la luz en nuestro rango espectral se produce a niveles superiores a los 500 mbar. Ambas nieblas tienen un índice de refracción imaginario dependiente de la longitud de onda, y por tanto ambas contribuyen a la coloración de las regiones analizadas. No se han encontrado variaciones temporales importantes de estos índices. Las curvas del índice de refracción imaginario de la niebla estratosférica podrían ser compatibles con el agente colorante propuesto por Carlson et al. (2016). Una posible explicación para los valores más bajos encontrados aquí es la mezcla del agente colorante con material no absorbente presente en los niveles estratosféricos. Además, las variaciones de los índices de refracción imaginarios estratosférico y troposférico entre las distintas regiones también podrían explicarse por diversos grados de abundancia y mezcla con compuestos no absorbentes. Si esto fuera cierto, apoyaría el esquema de agente colorante universal propuesto por Sromovsky et al. (2017), pero con la adición de una nueva especie colorante en los niveles troposféricos. Para comprobar esta hipótesis se necesitaría trabajo de laboratorio probando compuestos plausibles en el régimen UV.

Encontramos una disminución en los espesores ópticos estratosférico y troposférico dentro del óvalo rojo de la GRS (regiones 0 y 1), a partir de 2019 (ver Figura 6.6). El cambio en el espesor óptico de la niebla estratosférica entre 2018 y 2020 es de aproximadamente el 10% y el 30% para las regiones 0 (núcleo de la GRS) y 1 (interior de la GRS), respectivamente. En el caso del espesor óptico de la niebla troposférica, la disminución es aproximadamente del 50% y 40% para esas regiones. Esto parece explicar la disminución de la opacidad y el enrojecimiento indicados

por las curvas temporales de los índices AOI y CI, respectivamente (véase la Figura 6.3). Sin embargo, los espesores ópticos tanto de la niebla estratosférica como de la troposférica parecen aumentar de nuevo en 2021, aunque convendría disponer de más datos en los últimos años para corroborarlo. La causa de estas variaciones está fuera del alcance de este trabajo, pero las interacciones de la GRS con anticiclones más pequeños que comenzaron en 2019 (ver Capítulo 3) pueden estar relacionadas de alguna manera con este fenómeno. Parece probable que sea necesario un modelo de circulación en los vórtices que incluya circulación secundaria y esté acoplado a un modelo microfísico para desvelar el origen de los cambios de color. También encontramos un notable aumento del tamaño medio de las partículas troposféricas en la región 0 en el año 2018 (ver Figura 6.10), donde este valor aumenta de 2-3  $\mu\text{m}$  a 4-6  $\mu\text{m}$ . Se observa que el tamaño medio de las partículas troposféricas en el núcleo de GRS es mayor que en el resto del óvalo rojizo, siendo el radio medio en la región 1 aproximadamente el 35 % del radio medio de las partículas de la región 0 (sin considerar los radios mayores encontrados en 2018).

Nuestro modelo explica el cambio de color del Óvalo BA de rojo a blanco en términos de una disminución del espesor óptico estratosférico. La mayor variación se produce en la región 11 (el anillo que rodea al núcleo, que cambió de rojo a blanco), con una disminución del 35 %. También encontramos una disminución del 12.5 % y del 10 % en el espesor óptico estratosférico del núcleo del óvalo y de la periferia de nubes blancas, respectivamente. En cuanto a la niebla troposférica, encontramos una disminución del 40 % en la región 9 (núcleo), un aumento del 20 % en la región 10 (periferia) y prácticamente ningún cambio en la región 11 (anillo interior). Este resultado no concuerda con los hallazgos de trabajos previos que estudiaron el cambio de color de 2005-2006 (Simon-Miller et al. 2006a, Pérez-Hoyos et al. 2009; Wong et al. 2011). Al igual que en la GRS, encontramos mayores radios de partículas troposféricas en el núcleo del óvalo que en las zonas circundantes, con un tamaño medio de partícula que casi duplica los valores encontrados en las regiones 10 y 11.

Se ha mostrado en este capítulo la evolución temporal de varias regiones en la GRS, sus alrededores y el Óvalo BA. Las causas de los cambios presentados siguen sin estar claras y su relación con aspectos dinámicos es todavía una gran incógnita, al igual que la naturaleza y el origen de los agentes colorantes jovianos. Sin embargo, desde aquí subrayamos la importancia del estudio de estos agentes colorantes, en particular el propuesto por Carlson et al. (2016), ya que parece capaz de explicar las observaciones en un amplio rango espectral para una serie de regiones altamente diversas que experimentan intensos cambios de color y morfológicos.

# Capítulo 7

## Microfísica en las nubes superiores de Júpiter

Hasta ahora en esta Tesis hemos presentado, primero un análisis dinámico de la GRS tras una serie de fuertes interacciones con vórtices anticiclónicos (Capítulo 3) que sirvió para caracterizar este área de Júpiter y en segundo lugar, un estudio en profundidad de las propiedades de los aerosoles en la cima de la GRS y su entorno desde el punto de vista del transporte radiativo (Capítulos 5 y 6) usando observaciones de la HST/WFC3 (Capítulo 4). En dichos capítulos, se exponen conclusiones acerca de los agentes atmosféricos responsables de los diversos grados de coloración en la GRS y su entorno. En este capítulo nos centraremos en el desarrollo de un modelo basado en la microfísica para interpretar las nieblas superiores de Júpiter. El objetivo final es determinar las tasas de producción de aerosoles necesarias para explicar un modelo consistente de los agentes responsables de la coloración en la atmósfera joviana. En el momento de redactar esta Tesis Doctoral, este análisis se encuentra aún en progreso, por lo que en este capítulo nos centraremos en los fundamentos del transporte vertical y de los procesos microfísicos que estamos implementando en un modelo 1D que permita analizar los aspectos anteriormente citados.

### 7.1. Introducción a la microfísica de las nubes y las nieblas

La microfísica de las nubes y las nieblas (a partir de ahora se le denominará “microfísica” a secas) es la rama de las ciencias atmosféricas que se centra en los procesos que dan lugar a la estructura a “microescala” (i.e., en distancias que van desde fracciones de micrómetro hasta varios centímetros) de las distribuciones de partículas presentes en las atmósferas planetarias.



Pese a su evidente aplicación meteorológica, el desarrollo de la microfísica es relativamente reciente. Y es que, aunque las raíces del conocimiento actual en este ámbito pueden remontarse mucho antes, la mayoría de información cuantitativa acerca de las nubes, las nieblas, la precipitación y los procesos involucrados en la formación de estos fenómenos se ha obtenido a partir de 1940 (Pruppacher & Klett 2012). Este repentino crecimiento en el interés sobre la descripción precisa y detallada de los procesos físicos en nubes y nieblas se debió a varios motivos. Uno de ellos fue, por ejemplo, el interés que se desarrolló en la 2ª Guerra Mundial por las nubes de la Tierra, debido a sus aplicaciones militares en sistemas de imagen y radar que se estaban desarrollando en la época. Esta búsqueda de aplicaciones meteorológicas recibió un estímulo todavía mayor cuando Schaefer y Langmuir demostraron en 1946 que es posible modificar al menos ciertas nubes y afectar a su precipitación de forma artificial (Kraus & Squires 1947). A todo esto hay que añadir el rápido y continuo desarrollo tecnológico que ha habido desde entonces, que ha permitido la disposición de herramientas muy útiles como pueden ser los ordenadores, cohetes, satélites, cámaras climáticas, túneles de viento, etc.

Además de las aplicaciones meteorológicas, el interés sobre el transporte, sedimentación y comportamiento en general de las partículas atmosféricas se disparó por la posibilidad de una conflagración nuclear como consecuencia de las tensiones armamentísticas durante la Guerra Fría. En este contexto, es especialmente destacable un artículo publicado en 1983 por, entre otros, Carl Sagan en la revista *Parade* bajo el título “Would nuclear war be the end of the world?”<sup>1</sup>. Este artículo introdujo en la cultura popular el término *invierno nuclear*. A finales del mismo año, Turco et al. (1983) mostraron la primera modelización climática en un escenario de invierno nuclear utilizando un modelo climático radiativo-convectivo. Los resultados eran imprecisos debido a la diversidad de posibles contextos y a la incertidumbre en los parámetros físicos involucrados. Sin embargo, en dicho trabajo se concluía que una guerra nuclear global podría tener un gran impacto en el clima, manifestado por un oscurecimiento significativo de la superficie durante muchas semanas, temperaturas bajo cero en tierra que persistirían hasta varios meses, grandes perturbaciones en los patrones de circulación global y cambios dramáticos en el tiempo local y las tasas de precipitación. Trabajos más recientes empleando modelos climáticos globales han corroborado este hipotético escenario catastrófico (Mills et al. 2008, Pausata et al. 2016, Coupe et al. 2019). Todo ello, influido en buena medida por el papel que la microfísica juega en el desarrollo y evolución de las capas de partículas que se generarían.

La aplicación de la microfísica a los atmósferas de otros planetas del Sistema Solar es incluso anterior al artículo de Sagan de 1983. En este contexto, destacan especialmente los programas *Venera* y *Mariner* del Programa Espacial Soviético y la NASA, respectivamente. Dichos programas empezaron a comienzos de 1960

---

<sup>1</sup><https://www.smithsonianmag.com/science-nature/when%2Dcarl%2Dsagan%2Dwarned%2Dworld%2Dabout%2Dnuclear%2Dwinter%2D180967198/>

y enviaron las primeras naves espaciales en sobrevolar Venus (Venera 1) y Marte (Mariner 4), y se prolongaron en el tiempo dando lugar a un gran número de publicaciones centradas en caracterizar, también desde un punto de vista microfísico, las atmósferas y nubes de nuestros planetas más cercanos (Chamberlain & McElroy 1966, Avduevsky et al. 1968, Avduevsky et al. 1970, Eshleman 1970, Conrath et al. 1973). Júpiter no fue una excepción, con publicaciones basadas en consideraciones microfísicas centrándose en caracterizar la composición y localización vertical de las nubes del gigante gaseoso (e.g., Lewis 1969, Stauffer & Kiang 1974). Numerosas publicaciones se han sucedido desde entonces, entre otros el análisis de los tiempos característicos de diversos procesos microfísicos en la Tierra, Venus, Marte y Júpiter de Rossow (1978), la aplicación del mismo formalismo por parte de Carlson et al. (1988) a los gigantes gaseosos, diversos análisis fotoquímicos de la atmósfera joviana (Atreya et al. 1977, Gladstone et al. 1996, Moses et al. 2005) o el estudio de la precipitación del amoníaco en niveles de presión mayores al bar llevado a cabo por Guillot et al. (2020).

En este capítulo, nos centraremos en el desarrollo de un modelo microfísico 1D aplicable a los niveles atmosféricos superiores de Júpiter (de 1 hasta  $10^{-6}$  bares de presión). Para ello, empleamos una versión unidimensional del formalismo numérico de Toon et al. (1988). Este formalismo surge como una mejora y extensión a tres dimensiones del modelo 1-D mostrado por Turco et al. (1979a) y Toon et al. (1979). Diferentes versiones de este modelo han sido ampliamente utilizados en el estudio de planetas del Sistema Solar (Pollack et al. 1987, Moreno 1996, Colaprete & Toon 2003, Moses et al. 2005, McGouldrick & Toon 2007) y también de exoplanetas (Marley et al. 2013, Gao et al. 2017). Más recientemente, se ha presentado el software PlanetCARMA (Barth 2020), también basado en una versión 1D del modelo de Toon et al. (1988) y aplicable a diversos cuerpos planetarios, pero cuyo acceso no es público.

La estructura de este capítulo es como sigue. Primero, mostramos una recopilación de los parámetros necesarios para describir la atmósfera joviana. Posteriormente, dividimos el desarrollo del modelo microfísico en dos partes: 1) Transporte vertical (incluyendo las validaciones pertinentes) y 2) Procesos microfísicos. Finalmente, presentamos las conclusiones principales de este estudio.

## 7.2. Modelización atmosférica

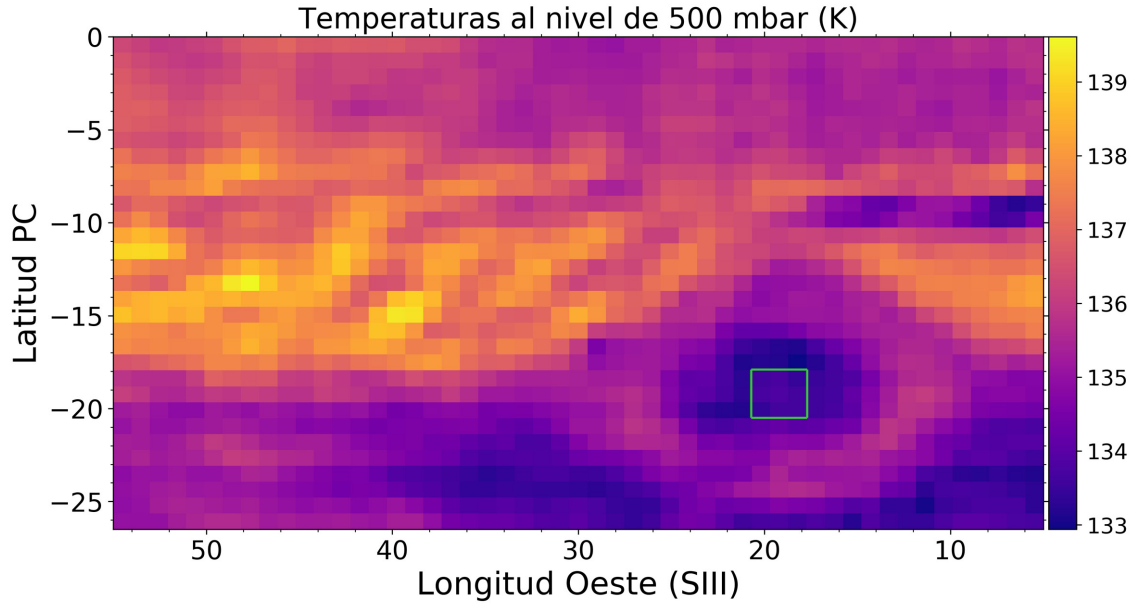
En esta sección se describen diversos perfiles de magnitudes físicas necesarias para la modelización de la atmósfera de Júpiter desde el punto de vista microfísico.

### 7.2.1. Perfiles de presión, temperatura y densidad del aire

Para el perfil de presión-temperatura (P-T), empleamos el obtenido por el profesor Leigh Fletcher (Universidad de Leicester) a partir de observaciones con el

espectrómetro TEXES en el telescopio Gemini Norte en marzo de 2017, coincidiendo por tanto con el período de tiempo abarcado en el Capítulo 6. Los datos fueron conseguidos a través de comunicación privada, aunque se encuentran en el material online suplementario de [Fletcher et al. \(2020\)](#), pese a que dicha publicación se centra en la Banda Ecuatorial Norte. La metodología allí expuesta, no obstante, es también la empleada para la obtención de mapas de temperatura en un amplio rango de presiones (de 10 a  $10^{-6}$  bares de presión, aproximadamente) y cubriendo gran parte de Júpiter (se cubren latitudes planetocéntricas de  $0^\circ$  a  $-26.5^\circ$  y longitudes SIII de  $5^\circ$  a  $55^\circ$ ), incluyendo la GRS.

Para construir el perfil P-T a partir de los datos brutos, realizamos un promedio de la temperatura en una región de  $3 \times 3$  píxeles en el interior de la GRS, tal y como se muestra en la Figura 7.1. La resolución espacial del mapa en dicha figura es exactamente de  $1^\circ/\text{píxel}$  en longitud y aproximadamente de  $1^\circ/\text{píxel}$  en latitud.



**Figura 7.1:** Mapa de temperatura correspondiente al nivel de presión de 500 mbar. En verde se muestra la región de  $3 \times 3$  píxeles escogida para hacer el promedio de temperatura en el interior de la GRS. Datos disponibles en el material suplementario de [Fletcher et al. \(2020\)](#).

Una vez obtenido el perfil P-T, obtenemos la densidad del aire a partir de la ley de los gases ideales:

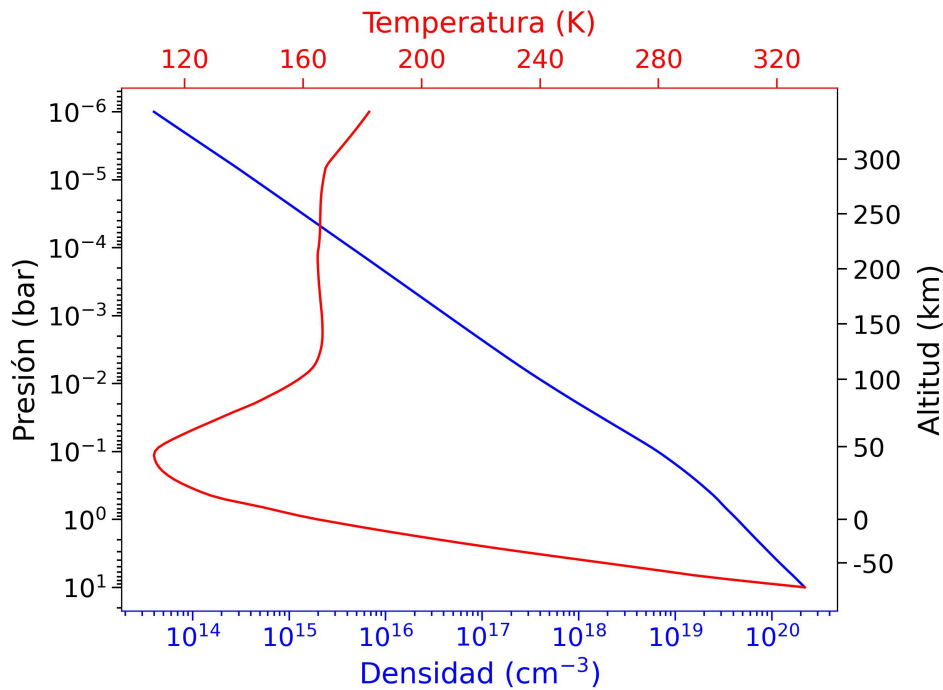
$$\rho = \left( \frac{P \cdot \mu}{R \cdot T} \right) \quad (7.1)$$

$$n = \frac{\rho}{\mu} \cdot N_A$$

donde  $\rho$  es la densidad del aire,  $P$  la presión,  $T$  la temperatura,  $\mu$  el peso molecular medio de la atmósfera de Júpiter ( $\mu=2.22$  g/mol, [Sánchez-Lavega 2011](#)),  $R$  la constante universal de los gases ideales ( $R \approx 8.31$  J/mol·K),  $n$  la densidad de partícula del aire (en unidades inversas de volumen) y  $N_A$  el número de Avogadro ( $N_A=6.022 \cdot 10^{23}$  mol<sup>-1</sup>). Por otra parte, la transformación de presiones a alturas se realizó mediante la ecuación de equilibrio hidrostático:

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho \cdot g \quad (7.2)$$

siendo  $g$  la aceleración efectiva de la gravedad en latitud  $-20.5^\circ$  ( $g \approx 23.17$  ms<sup>-2</sup>). Los perfiles así obtenidos se muestran en la [Figura 7.2](#). A modo de comprobación, comparamos estos perfiles con los mostrados por [Gladstone et al. \(1996\)](#), encontrando, pese a esperables diferencias, una buena concordancia general.



**Figura 7.2:** Perfiles de densidad de partícula (línea azul) y temperatura (línea roja) en función de la presión y la altitud para la GRS.

### 7.2.2. Perfil vertical del coeficiente de difusión turbulenta

La difusión turbulenta se debe a que cuando una parcela de aire se desplaza verticalmente de un nivel de altura a otro, dicho desplazamiento crea una fluctuación turbulenta en las abundancias medias del nuevo nivel. Esta difusión se caracteriza generalmente mediante el coeficiente de difusión turbulenta  $K$ , el cual varía con la

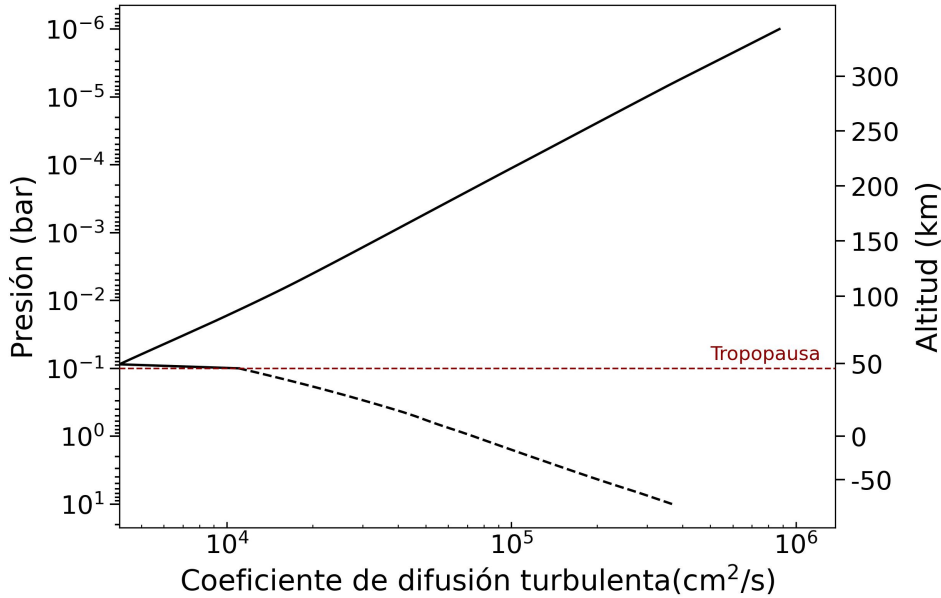
altura/presión. En nuestro caso, caracterizamos la difusión turbulenta mediante un perfil vertical  $K(z)$  derivado de la formulación propuesta por Irwin (2009):

$$K(z) = K_H \left[ \frac{n_H}{n(z)} \right]^\gamma, \quad P \leq P_T \quad (7.3)$$

$$K(z) = K_T(n/n_T), \quad P > P_T$$

donde  $P_T$  es la presión en la tropopausa,  $n(z)$  es la densidad del aire,  $n_H$  es la densidad del aire en la homopausa (definida como la altura por debajo de la cual la difusión turbulenta es mayor a la difusión molecular),  $K_H$  es el valor del coeficiente de difusión turbulenta asociado,  $n_T$  es la densidad del aire en la tropopausa y  $\gamma$  es un coeficiente cercano a 0.5.

El perfil vertical de difusión empleado en esta Tesis se muestra en la Figura 7.3, la cual ha sido obtenida asumiendo  $K_H = 1.4 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{s}$  (Irwin 2009, Gladstone et al. 1996),  $K_T = 1.1 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{s}$  (Moses et al. 2005),  $N_H = 1.4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  (Irwin 2009, Gladstone et al. 1996),  $N_T = 6.59 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  (nuestro valor en la tropopausa, i.e., a 0.1 bar de presión) y  $\gamma = 0.45$  (Gladstone et al. 1996).



**Figura 7.3:** Perfil vertical del coeficiente de difusión turbulenta para la GRS. La línea a trazos señala que en esos niveles de altura actúan procesos dinámicos adicionales.

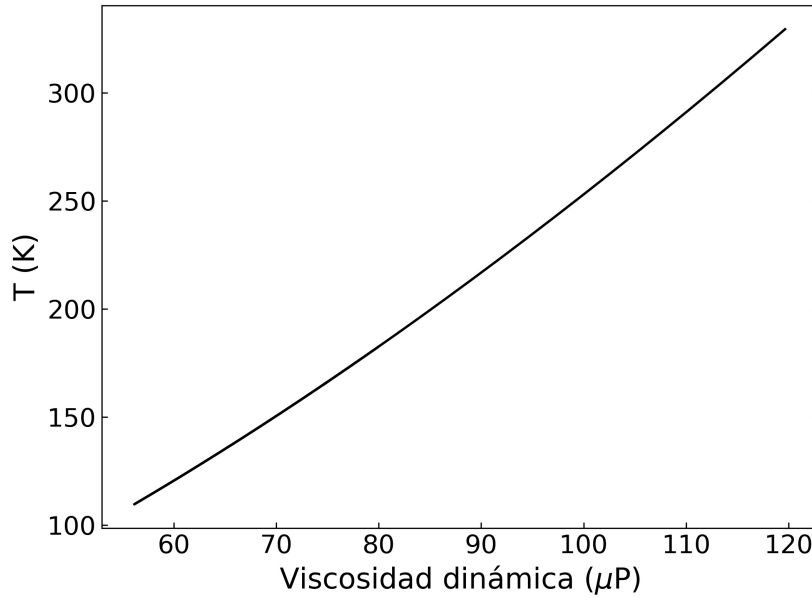
### 7.2.3. Viscosidad dinámica

La viscosidad dinámica de un fluido determina la resistencia al movimiento de una partícula en dicho medio. Para su caracterización en el medio joviano, utilizamos el perfil dado por Hansen (1979), que supone una atmósfera compuesta en un 89 % por H<sub>2</sub> y en un 11 % por He. Concretamente, Hansen (1979) concluye que la viscosidad de una atmósfera con esa composición es aproximadamente un 25 % mayor que la viscosidad de una atmósfera compuesta solamente por H<sub>2</sub> y que es una función solamente de la temperatura. De este modo tenemos:

$$\eta_{H_2} = 90.6 \left( \frac{T}{300} \right)^{0.6658} (1 + 4.0/T)^{-1} \quad \mu\text{P} \quad (7.4)$$

$$\eta_{(0.89\text{-}H_2+0.11\text{-}He)} = 1.256 \cdot \eta_{H_2}$$

con T en unidades Kelvin. Los valores de viscosidad obtenidos de esta manera se muestran en la siguiente figura:



**Figura 7.4:** Viscosidad dinámica en función de la temperatura para la GRS.

### 7.2.4. Velocidad de sedimentación

De acuerdo con Kasten (1968), la velocidad de caída (o de sedimentación) de una partícula esférica de radio  $r$  con densidad  $\rho_P$  en un medio con aceleración de la gravedad  $g$  y viscosidad dinámica  $\eta$  es:

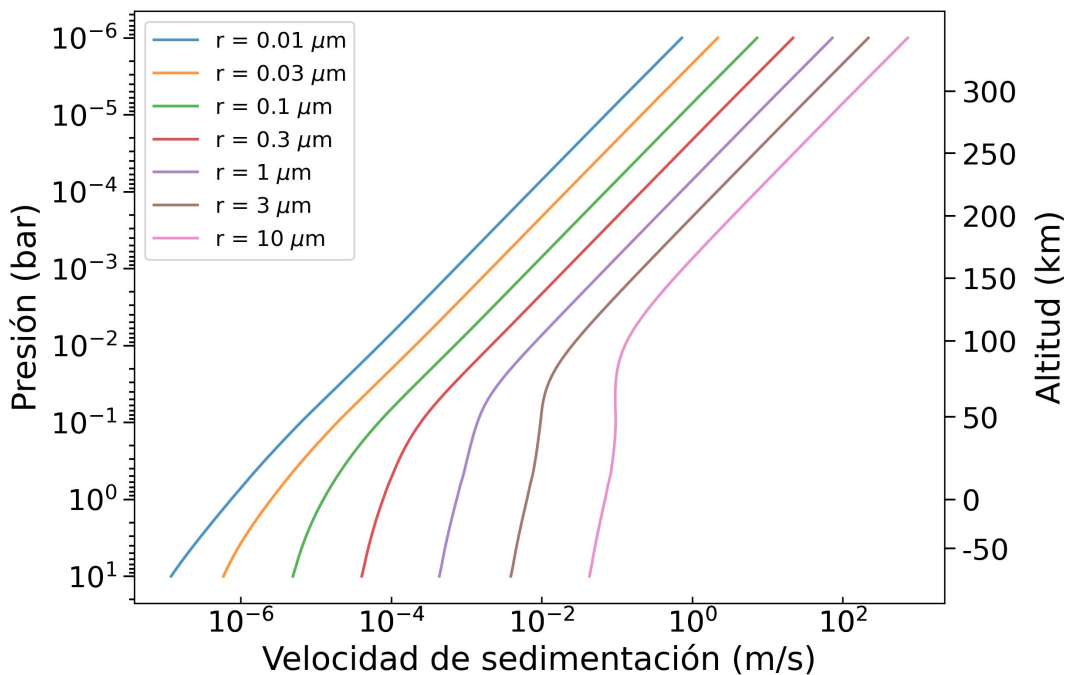
$$v_{sed} = (2/9)(\rho_P r^2 g / \eta) [1 + 1.249 K_n + 0.42 K_n e^{-0.87/K_n}] \quad (7.5)$$

siendo  $K_n$  el número de Knudsen, un parámetro adimensional que sirve para determinar si la interacción de los gases atmosféricos con una partícula se encuentra en el régimen continuo clásico ( $K_n \ll 1$ ) o en el régimen molecular descrito por la estadística de Maxwell-Boltzmann ( $K_n \gg 1$ ). El número de Knudsen se define como:

$$K_n = \frac{\lambda_g}{r} \quad (7.6)$$

$$\lambda_g = \frac{1}{\sqrt{2}n\sigma}$$

donde  $\lambda_g$  es el recorrido libre medio del gas. El factor  $\sigma$  es la sección eficaz del medio, y se calcula como  $\sigma = 0.89 \cdot \sigma_{H_2} + 0.11 \cdot \sigma_{He}$  a partir de los valores conocidos de  $\sigma_{H_2}$  y  $\sigma_{He}$ <sup>2</sup>. De esta forma, y suponiendo que la densidad de la partícula en caída es  $\rho_P = 1\text{g/cm}^3$ , obtenemos las siguientes velocidades de caída en función de la altitud para partículas con radios en el rango 0.1 - 10  $\mu\text{m}$ :



**Figura 7.5:** Velocidades de caída para partículas con radios en el rango 0.1 - 10  $\mu\text{m}$  según la formulación de [Kasten \(1968\)](#) en la GRS.

<sup>2</sup>[https://chem.libretexts.org/Bookshelves/Physical\\_and\\_Theoretical\\_Chemistry\\_Textbook\\_Maps/Supplemental\\_Modules\\_\(Physical\\_and\\_Theoretical\\_Chemistry\)/Kinetics/06%3A\\_Modeling\\_Reaction\\_Kinetics/6.01%3A\\_Collision\\_Theory/6.1.01%3A\\_Collisional\\_Cross\\_Section](https://chem.libretexts.org/Bookshelves/Physical_and_Theoretical_Chemistry_Textbook_Maps/Supplemental_Modules_(Physical_and_Theoretical_Chemistry)/Kinetics/06%3A_Modeling_Reaction_Kinetics/6.01%3A_Collision_Theory/6.1.01%3A_Collisional_Cross_Section)

### 7.3. Modelo microfísico 1-D

En esta sección desarrollamos un modelo microfísico unidimensional basado en el formalismo numérico de [Toon et al. \(1988\)](#). En dicho trabajo, se muestra de la siguiente forma la ecuación de continuidad para una concentración de partículas  $C$  en un tiempo  $t$ , con velocidad vertical  $W$  (definida como la velocidad de caída más la velocidad vertical del viento), coeficiente de difusión turbulenta  $K$ , en una atmósfera con densidad  $\rho$  y con tasas de producción  $P$  y de pérdida  $L$ :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial(WC)}{\partial z} - \frac{\partial(\rho K)}{\partial z} \cdot \frac{\partial C}{\partial z} = P - L \quad (7.7)$$

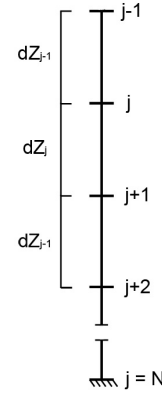
Esta ecuación puede separarse en dos partes:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial(WC)}{\partial z} - \frac{\partial(\rho K)}{\partial z} \cdot \frac{\partial C}{\partial z} = 0 \quad (7.8)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} = P - L \quad (7.9)$$

La primera describe el transporte vertical (ecuación 7.8) y la segunda los procesos microfísicos responsables de la producción y destrucción de partículas de un determinado tamaño a una determinada altura (ecuación 7.9). En lo que resta de capítulo, nos centraremos en la resolución computacional de estas dos ecuaciones. Sin embargo, la parte de procesos microfísicos se encuentra en fase temprana de desarrollo, por lo que solamente se dará una mera descripción matemática de esa parte del problema.

En la Figura 7.6 mostramos la rejilla de alturas que se empleará en el modelo. Los espaciados  $dZ_j$  no son regulares, sino que varían dentro del rango 2.5-4 km, y son siempre definidos como positivos. El nivel  $j=N$  es el nivel base ( $z=0$ ), siendo en nuestro caso el nivel de 1 bar de presión.



**Figura 7.6:** Rejilla de alturas.

#### 7.3.1. Transporte vertical: algoritmo

[Toon et al. \(1988\)](#) expresan la ecuación 7.8 empleando el método de diferencias finitas de Crank-Nicolson ([Crank et al. 1947](#)) con un paso de tiempo constante  $\tau$  de la siguiente forma:

$$LC_{j-1}^{t+1} + MC_j^{t+1} + NC_{j+1}^{t+1} = OC_{j-1}^t + PC_j^t + QC_{j+1}^t \quad (7.10)$$



donde

$$\begin{aligned}
L &= \mu T_j; & M &= -[\mu(T_{j+1} + S_j) + dZ_j/\tau] \\
N &= \mu S_{j+1}; & O &= -L(1 - \mu)/\mu; & Q &= -N(1 - \mu)/\mu \\
P &= [(1 - \mu)(T_{j+1} + S_j) - dZ_j/\tau]
\end{aligned} \tag{7.11}$$

siendo

$$\begin{aligned}
T_j &= (W + \ln(\rho_{j-1}/\rho_j)K/dZ_{bj})/[e^{2\theta_j} - 1] \\
S_j &= T_j e^{2\theta_j} \\
dZ_{bj} &= (dZ_j + dZ_{j-1})/2 \\
2\theta_j &= W dZ_{bj}/K + \ln(\rho_{j-1}/\rho_j)
\end{aligned} \tag{7.12}$$

En las ecuaciones 7.12, el término  $S_j$  es el flujo descendente que va al nivel  $j - 1$  desde el nivel  $j$ . De forma similar,  $T_j$  es el flujo ascendente que va al nivel  $j$  desde el nivel  $j - 1$ . En estos términos, las velocidades  $W$  y los coeficientes de difusión  $K$  se evalúan en las fronteras de cada capa (niveles marcados como  $j_i$  en la Figura 7.6), mientras que las concentraciones  $C$ , densidades  $\rho$  y los términos de pérdida y ganancia  $P$  y  $L$  se evalúan en los puntos intermedios entre estas fronteras.  $S$  y  $T$  son siempre positivos.

El parámetro  $\mu$  puede tomar los valores de 1 o 0, correspondiendo estos dos valores a los métodos implícitos y explícitos de resolución de ecuaciones diferenciales (Vabishchevich & Vasil'eva 2012), respectivamente. De las ecuaciones 7.10-7.12 se deduce que si  $\mu = 1$ , entonces  $C^{t+1}$  es siempre positivo si  $C^t$  es positivo. Sin embargo, si  $\mu = 0$  pueden darse valores negativos de  $C^{t+1}$  si  $P$  es negativo. Es por ello que, con el fin de mantener la estabilidad numérica, empleamos por lo general el método implícito, aunque se implementa también el caso explícito para poder emplear ambos a conveniencia.

La solución de la ecuación 7.10 se reduce al caso de advección cuando  $K = 0$ . La solución a este problema tiene asociada una difusión numérica significativa. Para eliminar esta difusión artificial se emplea la siguiente estrategia, cuyo desarrollo se muestra en Toon et al. (1988). El principal cambio es la sustitución del término  $W$  por  $W'$  en la ecuación 7.12, pero solo para  $S$  y  $T$  (no para  $\theta$ ), donde

$$\begin{aligned}
W' &= \lambda^{|\sigma|} W \\
DZ_j &= W_j \tau; & H_c &= dZ_{bj}/\ln(C_{j-1}/C_j) \\
\lambda &= [dZ_{bj}/DZ_j][e^{-DZ_j/H_c} - 1]/(1 - C_{j-1}/C_j); & W < 0 \\
\lambda &= [dZ_{bj}/DZ_j][e^{-DZ_j/H_c} - 1]/(C_j/C_{j-1} - 1); & W > 0
\end{aligned} \tag{7.13}$$

siendo  $DZ_j$  la escala espacial característica del problema y  $H_c$  la escala de alturas de la concentración. La razón  $C_{j-1}/C_j$  y su inversa se limitan al rango  $[0.1,10]$  para evitar concentraciones nulas que implicarían problemas numéricos. Esta estrategia de reducción de difusión numérica ha sido comprobada y ha demostrado ser eficaz en casos de advección más difusión y de advección pura.

En cuanto a las condiciones de contorno, imponemos que no haya flujos salientes ni entrantes en los niveles más alto y más bajo, expresado como  $S_j = T_j = 0$  para  $j = 1$  y  $S_{j+1} = T_{j+1} = 0$  para  $j = N$ , de forma que las partículas no escapan y se apilan en los niveles superior y/o inferior. De esta forma, se facilita la comprobación de que la densidad total de columna no varía (i.e., que se conserva el número de partículas).

### Validaciones numéricas del transporte vertical

En este apartado se muestran comprobaciones del código de transporte vertical para casos de solo difusión, advección más difusión y solo advección. Para ello, comparamos el comportamiento de nuestro código con los resultados en ciertos casos analíticos ampliamente tratados en la literatura.

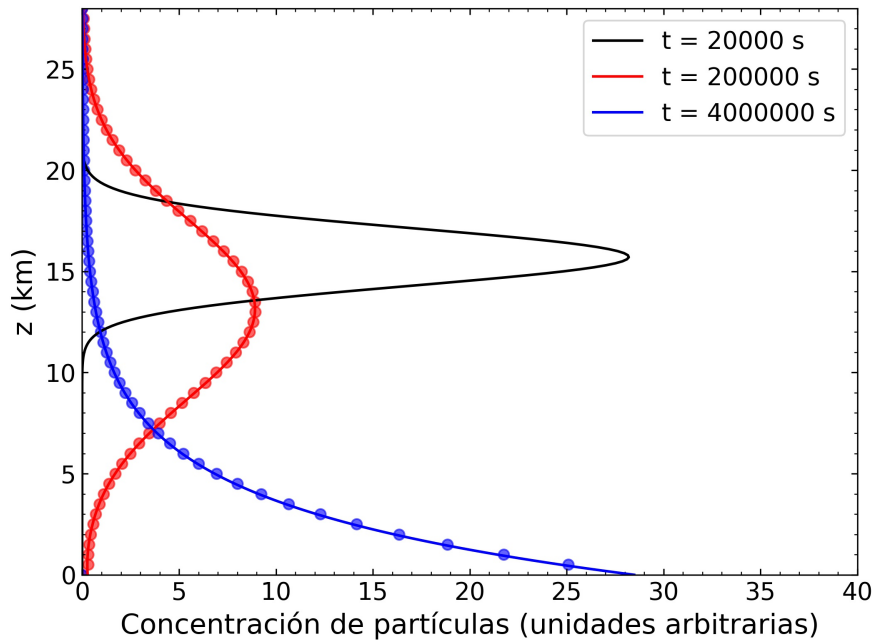
En el caso de difusión pura, comparamos nuestros resultados con los derivados de la siguiente solución analítica a la ecuación 7.8 (Toon et al. 1988):

$$\begin{aligned}
C(t, z) = & C_0 / (2\sqrt{\pi Kt}) \{ \exp[-(Z - Z_0)/(4Kt)] \\
& + \exp[-(Z - Z_0)/(4Kt)] \\
& \cdot \exp[-W(Z - Z_0)/(2K) - W^2t/(4K)] \\
& + C_0 W \exp(-WZ/K) / (K\sqrt{\pi}) \\
& \cdot \int_{(Z+Z_0-Wt)/(2\sqrt{Kt})}^{\infty} e^{-\gamma^2} d\gamma
\end{aligned} \tag{7.14}$$

con la concentración inicial  $C_0$  siendo una función delta de Dirac centrada en  $Z_0$ . Nótese que  $\gamma$  es solo una variable de integración y que hemos corregido una errata en Toon et al. (1988) (el primer cociente es  $2\sqrt{\pi Kt}$  en lugar de  $2\pi Kt$ ) yendo a la ecuación original de Hidy & Brock (2013), donde al menos en la edición original de 1970 también hay otra errata (en el límite inferior de la integral aparece un ‘+’ en lugar de un ‘-’).

La solución analítica 7.14 asume una densidad  $\rho$  constante. Sin embargo, cuando la densidad varía como  $\rho = \rho_0 e^{-Z/H_\rho}$  con  $H_\rho$  constante, la solución analítica es la de la ecuación 7.14 pero reemplazando  $W$  por  $K/H_\rho$ . El resultado de esta comprobación es muy similar al de Toon et al. (1988) y se muestra en la Figura 7.7, demostrando así que el código trata el transporte difusivo de forma precisa.

Para comprobar el modelo numérico cuando se tienen a la vez difusión y advección, empleamos de nuevo la ecuación 7.14 sustituyendo  $W$  por  $W + K/H_{rho}$ .



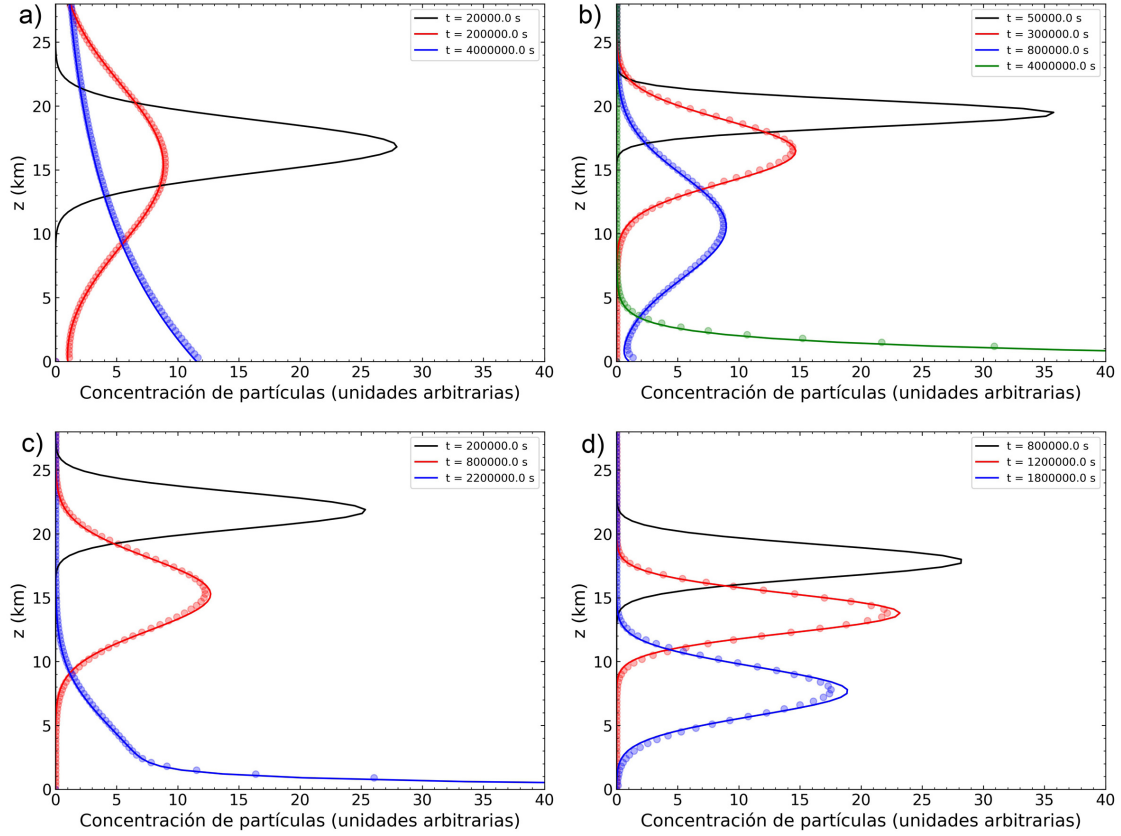
**Figura 7.7:** Transporte difusivo obtenido analíticamente (líneas continuas) y con el modelo numérico (puntos). El valor asumido del coeficiente de difusión es  $K = 0.5$

Esto se muestra en la Figura 7.8, donde se lleva a cabo la comparación entre el caso analítico y numérico para diferentes combinaciones de valores de  $W$  y  $K$ . El resultado de esta comparación es de nuevo satisfactorio, pese a que hay una mayor diferencia entre el caso analítico y el numérico para el caso de menor difusión ( $K = 1 \text{ m}^2/\text{s}$ ), de forma similar a Toon et al. (1988). Cabe comentar que en la atmósfera joviana no se dan valores de  $K$  menores a  $100 \text{ m}^2/\text{s}$ , al menos en nuestro rango de presiones, como se muestra en la Figura 7.3.

La validación para el caso de advección pura se realiza analizando el desplazamiento y la forma de la curva de concentración inicial tras aplicar velocidades iguales en módulo ( $|W|=0.1 \text{ ms}^{-1}$ ) pero de sentidos opuestos. Al tratarse de advección pura, donde solo hay movimientos verticales con velocidad constante, la curva inicial debería simplemente desplazarse sin sufrir ninguna distorsión en su forma. En la Figura 7.9 se muestra el resultado de esta comprobación, donde se muestra la poca distorsión sufrida por la curva inicial de concentración. De este modo, se demuestra que el código trata la advección adecuadamente y que la estrategia de reducción de difusión numérica es efectiva, en concordancia con Toon et al. (1988).

### 7.3.2. Procesos microfísicos

En este apartado se dará una descripción matemática de los procesos microfísicos de coagulación y crecimiento por condensación heteromolecular. Como ya se ha

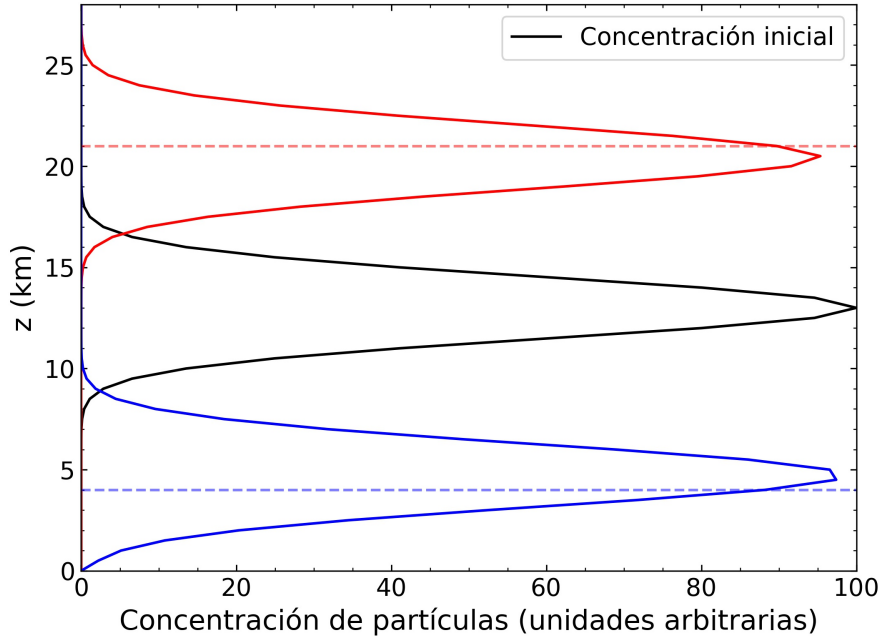


**Figura 7.8:** Soluciones analíticas (líneas continuas) de la ecuación de advección-difusión comparadas con el modelo numérico (puntos) en los siguientes casos. **a)**  $W = 0.01 \text{ ms}^{-1}$  y  $K = 100 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ ; **b)**  $W = -0.01 \text{ ms}^{-1}$  y  $K = 10 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ ; **c)**  $W = -0.01 \text{ ms}^{-1}$  y  $K = 5 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ ; **d)**  $W = -0.01 \text{ ms}^{-1}$  y  $K = 1 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ . El paso de tiempo es  $10^4 \text{ s}$ . Los valores de  $W$  y  $K$  se eligieron igual que en [Toon et al. \(1988\)](#). En cada panel, la distribución correspondiente al menor tiempo transcurrido es la distribución inicial del modelo numérico.

comentado, el desarrollo del modelo numérico que trata estos procesos está todavía en desarrollo, y es por ello que en esta sección daremos una descripción matemática del problema sin entrar en detalles computacionales.

Los términos de producción y pérdida de la ecuación 7.9 pueden expresarse de la siguiente forma ([Toon et al. 1988](#)):

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial C(v, t)}{\partial t} = & \int_0^v K_c(u, v-u)C(u, t)C(v-u, t)du \\
 & - C(v, t) \int_0^\infty K_c(u, v)C(u, t)du \\
 & - \frac{\partial C(v, t)g(v, t)}{\partial r} + S(v, t) - R(v, t)C(v, t)
 \end{aligned} \tag{7.15}$$



**Figura 7.9:** Validación del código numérico cuando solo hay advección. La curva roja se corresponde con movimiento ascendente y la azul con movimiento descendente. Las líneas discontinuas indican donde deberían encontrarse los picos de las curvas del mismo color. En el caso ideal la forma de la distribución inicial no cambiaría y, como puede verse, los picos muestran poca distorsión.

En esta ecuación,  $v$  y  $u$  representan volúmenes de partículas,  $K_c(v, u)$  es un núcleo o “kernel” de coagulación que describe la tasa a la que una partícula de tamaño  $v$  coagula con una de tamaño  $u$ ,  $g$  es la tasa de crecimiento condensacional ( $g > 0 \rightarrow$  crecimiento condensacional;  $g < 0 \rightarrow$  evaporación),  $r$  es el radio de partícula y  $S$  y  $R$  son términos de inyección y extracción de partículas, respectivamente. Otro proceso de coagulación, la coalescencia, en el que las partículas más grandes “chocan” con las más pequeñas debido a una diferencia en sus velocidades de caída, es por lo general despreciable (Turco et al. 1979b) y por tanto no se tiene en cuenta en nuestro modelo.

La primera integral en la ecuación 7.15 representa la producción de partículas de tamaño  $v$  debida a la colisión de partículas más pequeñas. La segunda integral representa la pérdida de partículas de tamaño  $v$  por colisiones con partículas de todos los tamaños. El tercer término representa condensación o evaporación. El término de inyección  $S$  puede representar la inyección de partículas o la formación de nuevas por nucleación, mientras que el término de extracción  $R$  puede representar un tiempo de vida parametrizado para la extracción de aerosoles por precipitación o por otros procesos como nucleación heterogénea.

Fuchs & Davies (1964) dan la siguiente expresión para el *kernel* de coagulación:

$$K_{ij} = 2\pi\alpha_{ij}r_{ij}D_{ij} \left( \frac{r_{ij}}{r_{ij} + \delta_{ij}} + \frac{4D_{ij}}{G_{ij} + r_{ij}} \right)^{-1} \quad (7.16)$$

donde  $r_{ij} = r_i + r_j$  es la suma de radios de partículas,  $D_{ij} = D_i + D_j$ ,  $G_{ij} = (G_i^2 + G_j^2)^{1/2}$  y  $\delta_{ij} = (\delta_i^2 + \delta_j^2)^{1/2}$ , siendo

$$D_i = \frac{k_B T}{6\pi\eta r_i} [1 + 1.249K_n + 0.42K_n e^{-0.87/K_n}] \quad (7.17)$$

el coeficiente de difusión Browniana con  $k_B$  la constante de Boltzmann, T la temperatura y  $\eta$  la viscosidad dinámica del gas. Por otra parte,

$$G_i = \left( \frac{8k_B T}{\pi m_i} \right)^{1/2} \quad (7.18)$$

es la velocidad media de una partícula con masa  $m_i$ , y

$$\delta_i = \frac{1}{6r_i l_{bi}} [(2r_i l_{bi})^3 - (4r_i^2 + l_{bi}^2)^{3/2}] - 2r_i \quad (7.19)$$

es un factor de corrección, siendo

$$l_{bi} = \frac{8D_i}{\pi G_i} \quad (7.20)$$

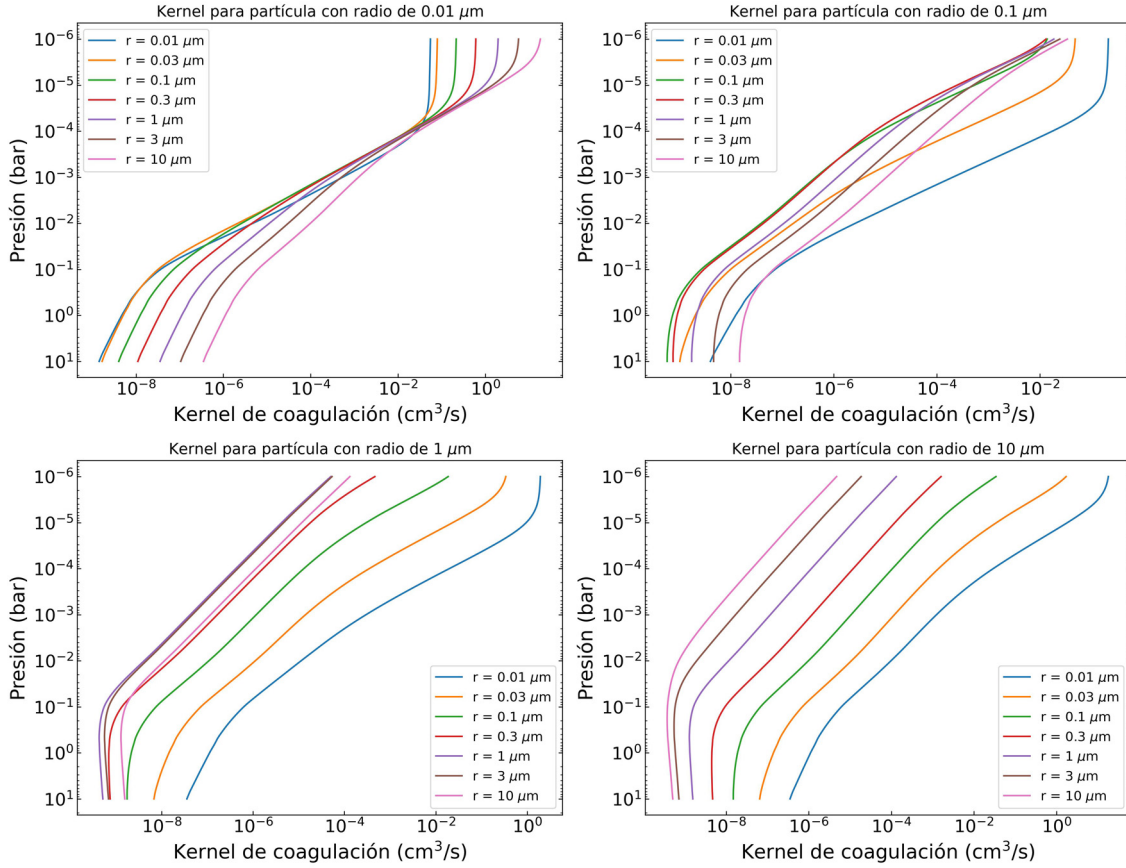
El factor  $\alpha$  en la ecuación 7.16 es la probabilidad de adherencia entre dos partículas de radios  $r_i$  y  $r_j$  y viene dada por (Hidy & Brock 2013)

$$\alpha_{ij} = \exp \frac{-Z_i Z_j e^2}{k_B T (r_i + r_j)} \quad (7.21)$$

donde  $e$  es la unidad de carga y  $Z_i$  y  $Z_j$  son el número de cargas transportadas por las partículas de radios  $r_i$  y  $r_j$ , respectivamente.

En la Figura 7.10 se muestra el perfil vertical del kernel de coagulación en Júpiter para partículas con  $r = 0.01 \mu\text{m}$ ,  $r = 0.1 \mu\text{m}$ ,  $r = 1 \mu\text{m}$  y  $r = 10 \mu\text{m}$  con partículas de tamaño en el rango  $r = 0.01 - 10 \mu\text{m}$ . En la construcción de esas gráficas se usó  $Z_i = Z_j = 1$ , aunque el valor de  $\alpha_{ij}$  es siempre aproximadamente igual a la unidad independientemente del número de cargas considerado. De la Figura 7.10 pueden observarse dos regímenes distintos: para una partícula de  $0.01 \mu\text{m}$  se tienen mayores tasas de coagulación (volumen por unidad de tiempo) cuanto más grande sea la partícula con la que coagula, mientras que para una partícula de  $10 \mu\text{m}$  el comportamiento es el opuesto. Esto tiene sentido si se considera que debe mantenerse la simetría en la coagulación de las partículas (es decir, no hay diferencia en la coagulación de una partícula de  $0.01 \mu\text{m}$  y otra de  $10 \mu\text{m}$  y en la de una partícula

de  $10 \mu\text{m}$  y otra de  $0.01 \mu\text{m}$ ). Los kernels para partículas de  $0.1$  y  $1.0 \mu\text{m}$  de radio se encuentran en un régimen de transición entre los dos previamente mencionados. Otra característica llamativa de las curvas de la Figura 7.10 es que al nivel de 1 bar de presión el kernel que presenta un valor mínimo es el correspondiente a la coagulación de partículas del mismo tamaño. Esto también ocurre a todos los niveles de presión considerados en los casos  $r = 1 \mu\text{m}$  y  $r = 10 \mu\text{m}$ , pero para  $r = 0.01 \mu\text{m}$  y  $r = 0.1 \mu\text{m}$  se encuentran menores tasas de coagulación con partículas de otro tamaño en distintos niveles estratosféricos.



**Figura 7.10:** Perfil vertical del kernel de coagulación en Júpiter para partículas con  $r = 0.01 \mu\text{m}$ ,  $r = 0.1 \mu\text{m}$ ,  $r = 1 \mu\text{m}$  y  $r = 10 \mu\text{m}$  con partículas de tamaño en el rango  $r = 0.01 - 10 \mu\text{m}$ .

Para la tasa de crecimiento de condensación  $g$  en la Ecuación 7.15, empleamos la formulación de Turco et al. (1979b), en la que

$$g = \frac{dr}{dt} = \frac{m_a D_a (n_a - n_a^0)}{r \rho W (1 + \lambda_a) K_{na}} \quad (7.22)$$

donde  $m_a$  es la masa de la molécula condensable,  $r$  el radio de la partícula/gota sufriendo la condensación,  $\rho$  la densidad de la gota de solución,  $W$  es la fracción de

masa del condensable en la solución,  $n_a$  la concentración de vapor del condensable,  $n_a^0$  la concentración de equilibrio del vapor del condensable en la gota,  $D_a$  el coeficiente de difusión browniano para las moléculas de la especie condensable dado en la ecuación 7.17,  $K_{na} = l_a/r$  el número de Knudsen del vapor de la especie condensable ( $l_a$  es el recorrido libre medio molecular del gas condensable) y el parámetro  $\lambda_a$  es un factor de corrección determinado como

$$\lambda_a = \frac{1.33 + 0.71/K_{na}}{1 + 1/K_{na}} + \frac{4(1 - \alpha_a)}{3\alpha_a} \quad (7.23)$$

con  $\alpha_a$  el coeficiente de adherencia de la especie condensable, generalmente asumido igual a la unidad (Hamill et al. 1977, Turco et al. 1979b).

Turco et al. (1979b) aplicaron estas expresiones a la condensación de ácido sulfúrico ( $\text{H}_2\text{SO}_4$ ) en la estratosfera terrestre. Aquí no se ha especificado la especie condensable para dar una visión general del problema y porque el eventual desarrollo de esta parte requerirá una investigación para determinar las especies condensables que consideraremos en nuestro modelo. Sin embargo, estas ecuaciones se aplican a la condensación de los compuestos esperables en las capas altas de Júpiter, como la hidrazina ( $\text{N}_2\text{H}_4$ ), tal y como hicieron Moreno (1996).

## 7.4. Conclusiones

En este capítulo se ha expuesto el desarrollo de un código de microfísica unidimensional aplicable a la GRS de Júpiter. Con el desarrollo completo, y teniendo en cuenta los resultados de los Capítulos 5 y 6, pretendemos determinar, o al menos constreñir, las tasas de producción de aerosoles necesarias para dar cuenta de un modelo consistente con las propiedades inferidas para las partículas de la cima de la GRS en capítulos anteriores. Las principales conclusiones derivadas del desarrollo parcial llevado a cabo hasta el momento se muestran a continuación:

- Se han recopilado los valores de diversas magnitudes necesarias para la caracterización de la atmósfera superior de Júpiter (niveles de presión por debajo de 1 bar). Específicamente, se han mostrado los valores de presión (P), temperatura (T), densidad del aire ( $\rho$ ), densidad de partícula del aire ( $n$ ), coeficiente de difusión turbulenta ( $K$ ), viscosidad dinámica ( $\eta$ ) y velocidad de sedimentación ( $v_{sed}$ ).
- Se ha presentado el desarrollo computacional de un modelo de transporte vertical basado en el trabajo de Toon et al. (1988). Este modelo tiene en cuenta la sedimentación de los aerosoles por efecto de la gravedad y los desplazamientos por difusión turbulenta.
- El modelo de transporte vertical ha sido validado mediante la comparación con varios casos analíticos. Se ha mostrado también que la estrategia para reducir la difusión numérica en la resolución del problema de advección es efectiva.



- Se ha dado una descripción matemática de los procesos microfísicos de coagulación y crecimiento condensacional/evaporación, basada principalmente en los trabajos de [Fuchs & Davies \(1964\)](#), [Hamill et al. \(1977\)](#), [Turco et al. \(1979b\)](#) y [Hidy & Brock \(2013\)](#).

Como se ha visto a lo largo de la presente Tesis, hay muchas incógnitas alrededor de los mecanismos de creación y destrucción de los agentes colorantes en la atmósfera de Júpiter, así como de su relación con los procesos dinámicos que tienen lugar en la misma. La aplicación de un código de microfísica que, unido a los resultados derivados del análisis de transporte radiativo, pueda arrojar luz sobre estos fenómenos es de un gran interés científico, y es por ello que el desarrollo del modelo aquí descrito continuará después de la finalización de la presente Tesis.

# Capítulo 8

## Conclusiones generales y trabajo futuro

Se resumen en este capítulo las principales conclusiones extraídas en esta Tesis Doctoral, relacionándolas con los objetivos planteados en la Sección 1.5. Se exponen también las vías futuras de investigación que surgen a partir del conocimiento adquirido durante la realización del presente trabajo.

- Las medidas de viento expuestas en el Capítulo 3 mostraron que la GRS aumentó en algunas regiones su velocidad tangencial máxima hasta  $150 \text{ ms}^{-1}$  tras su interacción con diversos AVs. Por otra parte, las medidas de tamaño mostraron que la GRS redujo su área tras la pérdida de material rojizo o “flakes”, con una disminución máxima del 25% de su superficie. A partir de febrero de 2020, se observó una recuperación parcial del tamaño del óvalo rojizo. En cuanto a la oscilación de 90 días, ésta vio su período y amplitud aumentados en 35 días y  $0.2^\circ$ , respectivamente. Este cambio fue transitorio y tuvo lugar entre marzo y mayo de 2019. El análisis presentado en el Capítulo 3 fue de utilidad para seleccionar las regiones que serían posteriormente analizadas con técnicas y herramientas de transporte radiativo (ver Sección 4.6), tal y como se plantea en el objetivo O1 de la Sección 1.5.
- Se han construido espectros correspondientes a diferentes geometrías de observación para las regiones seleccionadas a partir de imágenes de la HST/WFC3, tras implementar una estrategia de corrección para subsanar la dispersión fotométrica. Esto se ha expuesto en el Capítulo 4 y con ello se ha cumplido el objetivo O2.
- En la Sección 5.3.2 se expone la estrategia empleada para evaluar el grado de ajuste del oscurecimiento hacia el limbo observado con diferentes modelos atmosféricos. Con esta estrategia, que tiene como punto de partida la ley de Minnaert (ecuación 5.2), se ha cubierto el objetivo O3.

- Tras el análisis de casi 12 000 modelos *a priori* en función del grado de ajuste espectral y de oscurecimiento hacia el limbo a espectros correspondientes a cinco localizaciones longitudinales de la STrZ, se obtuvo un modelo atmosférico de referencia que se emplearía como punto de partida para modelizar las regiones analizadas en la GRS y su entorno en la visita ‘Wong 2016’. Esto se muestra en la Sección 5.3.1, y se satisface de esta forma los requerimientos impuestos por el objetivo O4.
- Se ha aplicado el modelo de referencia a las diferentes regiones seleccionadas en la visita ‘Wong 2016’. Los modelos de ajuste óptimo resultantes han sido a su vez empleados como modelos de referencia de las regiones análogas en el resto de visitas. Esto ha permitido reducir los errores de los parámetros del modelo y discriminar otra familia de soluciones que no era autoconsistente a lo largo de todo el período de tiempo analizado. Esto ha permitido a su vez la obtención de parámetros atmosféricos relevantes a lo largo del período de tiempo comprendido entre 2015 y 2021, tal y como se ha mostrado en los Capítulos 5.3 y 6.4, y con ello se han cumplido los objetivos O5 y O6.
- Para todas las regiones y visitas analizadas, se ha concluido la presencia de dos capas de nieblas que muestran una absorción dependiente de la longitud de onda, y por tanto ambas juegan un papel en la coloración de las regiones analizadas. Una de las capas tiene su base situada en los 500 mbar, partículas con tamaños del orden de la micra y espesores ópticos ( $\tau$ ) del orden de 10. La otra capa de nieblas tiene su base en los 100 mbar, partículas de  $0.3 \mu\text{m}$  y  $\tau \sim 1$ . Para esta última hemos obtenido curvas del índice de refracción imaginario que parecen compatibles con el compuesto propuesto por Carlson et al. (2016). Nuestro estudio sugiere que tal niebla está extendida verticalmente en la atmósfera y no concentrada en una fina capa como en el modelo “Crème Brûlée”. Lo recién expuesto, explicado más detalladamente en la Sección 6.5, supone la consecución del objetivo O7, al haber profundizado en la naturaleza y propiedades de los agentes colorantes..
- No se han encontrado variaciones temporales importantes en los índices de refracción imaginarios de las nieblas estratosférica y troposférica, indicando la ausencia de cambios en la naturaleza absorbente de las mismas. Encontramos una disminución de los espesores ópticos estratosférico y troposférico dentro del óvalo rojo de la GRS a partir de 2019. Concretamente, la disminución del espesor óptico de la niebla estratosférica entre 2018 y 2020 es de aproximadamente el 10 % y el 30 % para las regiones 0 (núcleo de la GRS) y 1 (interior de la GRS), respectivamente. Para la niebla troposférica, la disminución del espesor óptico es aproximadamente del 50 % y 40 % en esas regiones. Esto parece explicar la disminución de la opacidad y el enrojecimiento indicados por las curvas temporales de los índices AOI y CI, respectivamente. No obstante, los espesores ópticos de ambas nieblas parecen aumentar de nuevo en 2021,

aunque sería deseable un análisis de datos más recientes que confirme esta tendencia. El tamaño de las partículas estratosféricas permanece prácticamente constante ( $r_{\text{eff}} \approx 0.3 \mu\text{m}$ ), mientras que se encuentra un notable aumento del tamaño medio de las partículas troposféricas en la región 0 en el año 2018, con un aumento de  $2\text{-}3 \mu\text{m}$  a  $4\text{-}6 \mu\text{m}$ . El análisis de la evolución de las propiedades de las nieblas recién expuesto, derivado de lo mostrado en las Secciones 6.4.2 y 6.5, cubre el alcance planteado para el objetivo **O8**.

- Tal y como se discute en la Sección 6.5, nuestro modelo explica el cambio de color del Óvalo BA de rojo a blanco en términos de una disminución del espesor óptico estratosférico. La mayor variación se produce en la región 11 (el anillo que rodea al núcleo, que cambió de rojo a blanco), con una disminución del 35%. También encontramos una disminución del 12.5% y del 10% en el espesor óptico estratosférico del núcleo del óvalo y de la periferia de nubes blancas, respectivamente. En cuanto a la niebla troposférica, encontramos una disminución del 40% en la región 9 (núcleo), un aumento del 20% en la región 10 (periferia) y prácticamente ningún cambio en la región 11 (anillo interior). Con la determinación de la disminución del espesor óptico estratosférico como principal factor detrás del cambio de color del Óvalo BA se ha cumplido el objetivo **O9**.
- Finalmente, en el Capítulo 7 se ha presentado el desarrollo de un modelo de transporte vertical de partículas destinado a la exploración de las condiciones microfísicas para la generación de aerosoles en la GRS (objetivo **O10**). Este objetivo será completado en un trabajo futuro.

Todo lo expuesto ha contribuido a la caracterización de la distribución vertical y las propiedades de las nieblas en la GRS, su entorno y el Óvalo BA, y por tanto el objetivo principal de esta Tesis Doctoral ha sido cumplido satisfactoriamente.

En cuanto a las vías futuras de investigación, la conclusión del código de microfísica 1D será realizada por el autor del presente trabajo en el Grupo de Ciencias Planetarias de la UPV/EHU, previsiblemente antes de la conclusión del año 2023. Tras ello, dicho código podrá ser aplicado a la GRS en particular y a la atmósfera joviana en general para determinar las tasas de producción necesarias para los agentes colorantes que expliquen la presencia continuada de los mismos en la atmósfera. Pequeños cambios y ajustes también permitirían la aplicación del código microfísico a otros cuerpos del Sistema Solar e incluso a las atmósferas de exoplanetas.

Nuestro estudio sugiere la presencia de un agente colorante en los niveles más bajos de la estratosfera, compatible en sus parámetros básicos con el compuesto propuesto por Carlson et al. (2016). El agente colorante mostrado en esta Tesis presenta un pico de absorción en 340 nm, por lo que alentamos trabajos de laboratorio que puedan estudiar la absorción del compuesto de Carlson et al. (2016) en el ultravioleta. Diversos trabajos han mostrado la capacidad de ese compuesto para explicar

observaciones en el visible. La comprobación de la capacidad de tal compuesto para recrear el comportamiento espectral observado en el rango UV supondría, sin duda, un gran paso en la identificación del misterioso agente responsable de la diversa coloración de Júpiter en general y en particular, de la Gran Mancha Roja.

# Apéndice A

## Lista de observadores

Se muestra aquí la lista de observadores y de los instrumentos que han utilizado para obtener las imágenes empleadas en el estudio desarrollado en el Capítulo 3. En la descripción de los instrumentos se muestra el diseño óptico y la apertura en milímetros. SC son las siglas de Schmidt-Cassegrain, DK de Dall-Kirkham, RC de Ritchey-Chrétien, Do de Dobsoniano, R de refractor. (\*): Chilescope

Observador	País	Instrumento	Filtros	Días
Luis Amiama Gómez	Santo Domingo	SC 280 mm	R,G,B	3
Christofer M. Baez	Santo Domingo	Newton 203 mm	R,G,B	2
Trevor Barry	Australia	Newton 408 mm	R,G,B,CH4	19
Bernard Bayle	France	SC 280 mm	L,R,G,B	1
Guillaume Bertrand	France	Newton 254 mm	R,G,B	1
David Carlish	USA	Newton 408 mm	R, G, B	10
Joaquin Camarena	Spain	SC 355 mm	R,G,B, CH4	7
Fabio Carvalho	Brazil	Newton 406 mm	R,G,B, CH4	3
Andy Casely	Australia	SC 355 mm	R,G,B,CH4	9
Ethan Chappel	USA	SC 203 mm	R,G,B	1
Jean-Luc Dauvergne	France	DK 250 mm	L,R,G,B	3
Marc Delcroix	France	Newton 320 mm	R,G,B	1
Darren Ellemor	Singapore	SC 280 mm	R,G,B	6
Pericles Enache	Brazil	SC 203 mm	R,G,B	2
Clyde Foster	South Africa	SC 355 mm	R,G,B, CH4	110
Javier Fuertes	Spain	DK 250 mm	L,R,G,B	2
Christopher Go	Philippines	SC 355 mm	R,G,B,CH4	37
Tadashi Horiuchi	Japan	Newton 406 mm	R,G,B	6
Mike Hood	USA	SC 355 mm	R,G,B	1
Osamu Inoue	Japan	SC 280 mm	L,R,G,B	2
Mark Justice	Australia	Newton 300 mm	R,G,B	4
John Kazanas	Australia	Newton 305 mm	R,G,B	1
Teruaki Kumamori	Japan	SC 355 mm	L,R,G,B	8
George Lamy	USA	SC 355 mm	R,G,B	3
Bruce MacDonald	USA	SC 355 mm	L,R,G,B	8

**Tabla A.1:** Lista de observadores, instrumentos y filtros.

Observador	País	Instrumento	Filtros	Días
Niall MacNeill	Australia	SC 355 mm	R,G,B,CH4	36
Walter Martins	Brazil	Newton 203 mm Newton 305 mm	R,G,B	6
Paul Maxson	USA	DK 250 mm	R,G,B, CH4	3
Phil Miles	Australia	Newton 508 mm	R,G,B, CH4	11
Nobuya Minagawa	Japan	SC 235 mm	R,G,B	1
Isao Miyazaki	Japan	Newton 400 mm	R,G,B	3
Efrain Morales	Puerto-Rico	SC 305 mm	R,G,B	2
Masaaki Nagase	Japan	SC 235 mm	R,G,B	1
Tiziano Olivetti	Thailand	DK 505 mm	R,G,B	8
Tadao Ohsugi	Japan	DK 300 mm	R,G,B	1
Damian Peach	Chile (*)	RC 1000 mm	R,G,B	7
José Luis Pereira	France	Newton 275 mm	R,G,B	5
Darryl Pfintzer Milika	Australia	SC 355 mm	R,G,B	5
Zac Pujic	Australia	Newton 310 mm	R,G,B,CH4	7
John Rozakis	Greece	SC 355 mm	R,G,B	2
Cory Schmitz	South Africa	RC 305 mm	R,G,B	2
Vlamir da Silva	Brazil	SC 203 mm	R,G,B	3
Avani Soares	Brazil	SC 355 mm	L,R,G,B	8
Eric Sussenbach	Curaçao	SC 203 mm	R,G,B	19
Kunihiko Suzuki	Japan	Newton 190 mm	R,G,B	4
Troy Tranter	Australia	SC 235 mm	R,G,B	2
Alfredo Vidal	Spain	SC 355 mm	R,G,B	2
Leandro Yasutake	Argentina	Newton 355 mm	R,G,B	1
Tomoyuki Yoshida	Japan	DK 300 mm	R,G,B	1
Gary Walker	USA	Refractor 254 mm	R,G,B	1
Anthony Wesley	Australia	Newton 508 mm	R,G,B,CH4	57
Leigh Westerland	Australia	SC 280 mm	R,G,B	3
Michael Wong	Australia	Newton 305 mm	R,G,B, CH4	8

**Tabla A.1: (cont.)** Lista de observadores, instrumentos y filtros.

# Apéndice B

## Factores de corrección fotométrica

En este apéndice se muestran los valores de  $m$  y  $b$  (ver ecuación 4.3) usados para corregir fotométricamente las imágenes de la HST/WFC3 empleadas en esta Tesis, tal y como se explica en la Sección 4.5. Para cada filtro, las visitas utilizadas como referencia aparecen como ‘REF’.

Visita	F225W		F275W		F343N		F395N		F467M		F502N	
	$m$	$b$	$m$	$b$	$m$	$b$	$m$	$b$	$m$	$b$	$m$	$b$
OPAL 2015	-	-	1.144	-0.015	1.179	-0.019	1.196	-0.028	-	-	1.122	-0.026
OPAL 2016	-	-	1.154	-0.012	1.232	-0.02	1.283	-0.028	1.175	-0.011	1.179	-0.021
Wong 2016	0.968	-0.01	0.927	-0.063	1.001	-0.004	0.986	0.003	-	-	0.949	0.012
De Pater 2017	0.97	-0.157	0.986	-0.171	1.035	-0.015	1.046	-0.022	-	-	1.019	-0.032
Wong 2017.02	0.971	-0.241	0.974	-0.233	0.99	-0.003	1.002	-0.006	-	-	1.003	-0.021
OPAL 2017	-	-	1.255	-0.02	1.166	-0.001	1.241	-0.034	1.192	-0.036	1.185	-0.041
Wong 2017.07	0.972	-0.137	0.994	-0.156	0.954	0.001	0.955	0.004	-	-	0.981	-0.018
De Pater 2018	REF	REF	0.972	-0.004	0.939	0.007	0.926	0.016	-	-	0.939	0.006
Wong 2018.04	0.957	-0.001	0.973	0.0	0.947	0.011	0.961	0.012	-	-	0.995	-0.005
OPAL 2018	-	-	REF	REF	REF	REF	REF	REF	REF	REF	REF	REF
Wong 2019.04	0.999	-0.008	1.027	-0.014	1.02	-0.015	0.966	0.001	-	-	0.984	-0.011
OPAL 2019	-	-	1.01	-0.002	0.996	0.007	1.011	-0.002	1.031	-0.011	1.036	-0.013
De Pater 2020.07	1.038	-0.013	1.51	-0.022	-	-	0.84	-0.015	-	-	0.955	-0.021
OPAL 2020.08	-	-	1.061	-0.018	-	-	1.02	-0.017	1.027	-0.024	1.044	-0.032
OPAL 2020.09	-	-	1.082	-0.021	1.004	-0.01	1.019	-0.019	0.981	-0.001	1.001	-0.018
OPAL 2021	-	-	1.072	-0.011	1.028	0.002	1.071	-0.01	1.121	-0.03	1.085	-0.025

Tabla B.1: Factores de corrección fotométrica.

Visita	F547M		F631N		F658N		FQ727N		FQ889N	
	$m$	$b$	$m$	$b$	$m$	$b$	$m$	$b$	$m$	$b$
OPAL 2015	-	-	1.047	-0.013	1.066	-0.011	-	-	0.9	-0.002
OPAL 2016	-	-	1.133	-0.004	1.159	-0.006	-	-	0.903	0.003
Wong 2016	-	-	0.957	0.012	-	-	0.987	0.003	0.997	-0.005
De Pater 2017	-	-	0.984	-0.014	-	-	0.949	0.012	0.841	-0.001
Wong 2017.02	-	-	0.969	-0.003	-	-	REF	REF	0.906	0.002
OPAL 2017	1.166	-0.03	1.154	-0.027	1.163	-0.029	-	-	1.066	-0.006
Wong 2017.07	-	-	0.958	-0.001	-	-	0.998	0.0	0.987	-0.002
De Pater 2018	-	-	0.931	0.014	-	-	0.985	0.007	0.933	0.001
Wong 2018.04	-	-	1.004	-0.008	-	-	1.012	0.005	1.008	-0.002
OPAL 2018	REF	REF	REF	REF	REF	REF	-	-	REF	REF
Wong 2019.04	-	-	0.963	0.01	-	-	1.069	-0.006	1.075	-0.007
OPAL 2019	0.998	0.006	1.024	-0.003	1.022	-0.001	-	-	1.122	-0.005
De Pater 2020.07	-	-	1.015	-0.018	-	-	1.114	-0.01	1.172	-0.012
OPAL 2020.08	0.997	-0.007	1.016	-0.016	1.023	-0.018	-	-	1.142	-0.008
OPAL 2020.09	-	-	0.993	-0.01	1.008	-0.011	-	-	1.044	-0.004
OPAL 2021	1.069	-0.019	1.072	-0.015	1.092	-0.018	-	-	1.168	-0.007

Tabla B.1: (cont.) Factores de corrección fotométrica.

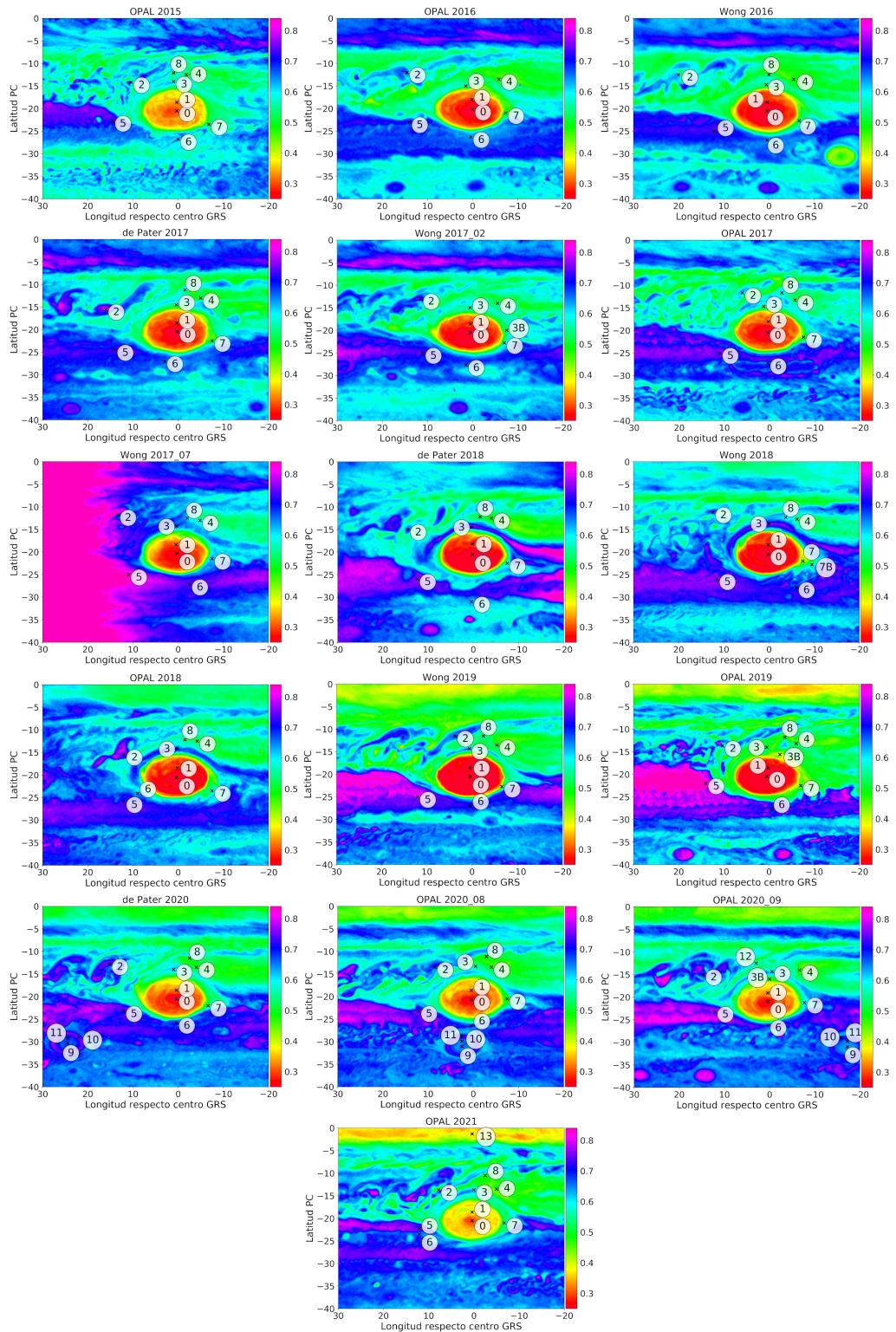




## Apéndice C

# Mapas de los Índices de Color y Altura/Opacidad

En la Figura C.1 se muestran mapas del Índice de Color en los que figuran las regiones analizadas para cada visita. La Figura C.2 muestra mapas análogos del Índice de Altura/Opacidad. La definición de estos índices y el proceso de construcción de los mapas vienen dados en la Sección 5.1. La evolución de los índices en las regiones analizadas se trata en la Sección 6.2.



**Figura C.1:** Mapas del Índice de Color (CI) del entorno de la GRS para todas las visitas analizadas. La escala se da a la derecha de cada mapa.

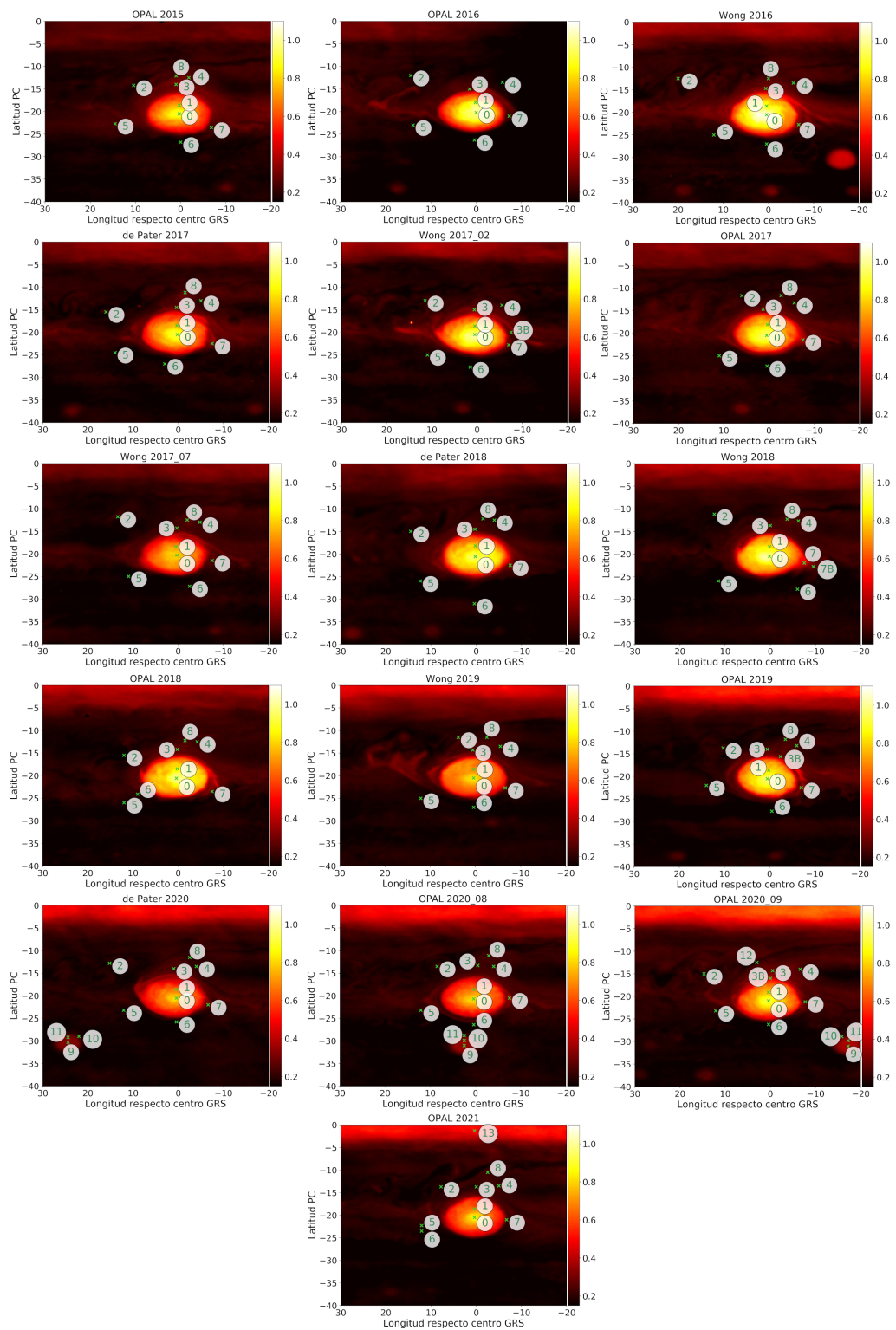


Figura C.2: Mapas del Índice de Altura/Opacidad (AOI) del entorno de la GRS para todas las visitas analizadas. La escala se da a la derecha de cada mapa.



# Apéndice D

## Resultados de la modelización en las regiones seleccionadas

Se incluye en este apéndice la Tabla D.1, en la que se muestran los parámetros atmosféricos obtenidos a partir de la modelización de los espectros medidos en las diferentes regiones analizadas en el Capítulo 6.

Region	Niebla estratosférica				Niebla troposférica				P ( $\tau=1$ ) (mbar)	
	$\chi^2/N$	$r_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}$ )	fsh	$\tau(900 \text{ nm})$	$r_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}$ )	fsh	$\tau(900 \text{ nm})$ 330 mbar	$\tau(900 \text{ nm})$ total		
OPAL 2015	0	0.20	0.31 ± 0.03	0.08 ± 0.09	1.8 ± 0.2	2 ± 1	0.35 ± 0.03	10 ± 1	29 ± 3	74 ± 5
	1	0.34	0.35 ± 0.03	0.11 ± 0.29	2.4 ± 0.2	0.7 ± 0.5	0.25 ± 0.08	8.8 ± 0.9	36 ± 4	70 ± 10
	2	0.10	0.23 ± 0.02	0.08 ± 0.09	0.61 ± 0.06	0.52 ± 0.07	0.26 ± 0.03	12 ± 1	50 ± 5	130 ± 20
	3	0.14	0.32 ± 0.04	0.08 ± 0.08	0.89 ± 0.08	0.6 ± 0.1	0.32 ± 0.04	9.7 ± 0.9	31 ± 3	90 ± 20
	4	0.17	0.31 ± 0.03	0.09 ± 0.1	0.93 ± 0.4	2 ± 1	0.32 ± 0.06	2.0 ± 0.2	6.5 ± 0.6	110 ± 40
	5	0.13	0.31 ± 0.03	0.08 ± 0.09	0.61 ± 0.06	0.7 ± 0.1	0.3 ± 0.04	11 ± 1	37 ± 4	120 ± 30
	6	0.15	0.27 ± 0.02	0.08 ± 0.09	0.68 ± 0.06	0.7 ± 0.2	0.2 ± 0.07	1.3 ± 0.1	25 ± 2	200 ± 60
	7	0.18	0.25 ± 0.03	0.08 ± 0.09	0.93 ± 0.09	0.7 ± 0.2	0.32 ± 0.06	6.4 ± 0.6	20 ± 2	120 ± 20
8	0.14	0.29 ± 0.03	0.08 ± 0.09	0.78 ± 0.07	1.3 ± 0.7	0.27 ± 0.04	3.9 ± 0.4	15 ± 1	150 ± 40	
OPAL 2016	0	0.67	0.24 ± 0.01	0.3 ± 0.1	1.8 ± 0.2	3 ± 1	0.40 ± 0.03	12 ± 1	29 ± 3	66 ± 7
	1	0.77	0.32 ± 0.02	0.4 ± 0.2	2.4 ± 0.2	0.7 ± 0.3	0.25 ± 0.09	8.8 ± 0.9	37 ± 4	46 ± 7
	2	0.75	0.26 ± 0.03	0.07 ± 0.08	0.62 ± 0.06	0.68 ± 0.04	0.30 ± 0.04	15 ± 1	50 ± 5	110 ± 20
	3	1.15	0.27 ± 0.03	0.07 ± 0.08	0.95 ± 0.09	0.58 ± 0.09	0.34 ± 0.05	10 ± 1	31 ± 3	100 ± 10
	4	1.17	0.27 ± 0.02	0.1 ± 0.1	0.92 ± 0.08	2 ± 1	0.25 ± 0.06	1.5 ± 0.1	6.2 ± 0.6	160 ± 70
	5	0.77	0.30 ± 0.02	0.1 ± 0.1	0.62 ± 0.06	0.70 ± 0.08	0.27 ± 0.06	10 ± 1	37 ± 4	130 ± 40
	6	0.87	0.27 ± 0.02	0.08 ± 0.09	0.66 ± 0.06	0.67 ± 0.09	0.21 ± 0.07	1.5 ± 0.2	25 ± 3	190 ± 70
	7	1.54	0.25 ± 0.02	0.1 ± 0.1	0.85 ± 0.08	0.6 ± 0.1	0.34 ± 0.06	7.0 ± 0.7	20 ± 2	90 ± 30
Wong 2016	0	0.67	0.29 ± 0.07	0.08 ± 0.09	1.8 ± 0.6	2 ± 1	0.34 ± 0.07	10 ± 6	30 ± 20	70 ± 10
	1	0.53	0.33 ± 0.06	0.1 ± 0.4	2.5 ± 0.7	0.7 ± 0.5	0.25 ± 0.09	9 ± 8	40 ± 30	70 ± 20
	2	0.78	0.27 ± 0.06	0.07 ± 0.09	0.8 ± 0.3	0.52 ± 0.07	0.31 ± 0.06	15 ± 10	25 ± 10	115 ± 60
	3	0.48	0.31 ± 0.07	0.08 ± 0.08	0.9 ± 0.3	0.6 ± 0.1	0.32 ± 0.08	10 ± 5	30 ± 20	110 ± 60
	4	0.54	0.29 ± 0.06	0.1 ± 0.1	1.0 ± 0.4	2 ± 1	0.28 ± 0.07	1.8 ± 0.5	6 ± 2	120 ± 80
	5	0.37	0.32 ± 0.03	0.08 ± 0.09	0.6 ± 0.2	0.7 ± 0.1	0.27 ± 0.09	10 ± 8	40 ± 30	140 ± 110
	6	0.28	0.30 ± 0.04	0.08 ± 0.09	0.7 ± 0.2	0.7 ± 0.2	0.23 ± 0.08	2 ± 1	30 ± 20	180 ± 100
	7	0.45	0.29 ± 0.06	0.08 ± 0.09	0.9 ± 0.3	0.7 ± 0.2	0.32 ± 0.08	6 ± 3	20 ± 10	100 ± 70
	8	0.44	0.29 ± 0.04	0.1 ± 0.1	0.8 ± 0.2	1.3 ± 0.7	0.26 ± 0.07	4 ± 1	15 ± 5	160 ± 80
	9	0.69	0.23 ± 0.04	0.09 ± 0.09	0.8 ± 0.3	1.2 ± 0.7	0.30 ± 0.08	4 ± 3	30 ± 20	100 ± 80
	10	0.34	0.27 ± 0.05	0.1 ± 0.1	0.7 ± 0.2	0.7 ± 0.2	0.24 ± 0.07	2 ± 1	30 ± 20	170 ± 90
11	0.35	0.26 ± 0.04	0.1 ± 0.1	1.2 ± 0.5	0.7 ± 0.2	0.25 ± 0.09	3 ± 2	30 ± 20	90 ± 70	
de Pater 2017	0	0.69	0.28 ± 0.02	0.07 ± 0.07	1.8 ± 0.2	3.2 ± 0.8	0.34 ± 0.02	10 ± 1	29 ± 3	75 ± 4
	1	0.86	0.34 ± 0.02	0.3 ± 0.2	2.5 ± 0.2	0.9 ± 0.4	0.32 ± 0.07	12 ± 1	38 ± 4	60 ± 10
	2	1.14	0.33 ± 0.04	0.08 ± 0.08	0.60 ± 0.06	0.62 ± 0.03	0.31 ± 0.03	16 ± 2	51 ± 5	110 ± 10
	3	0.35	0.32 ± 0.03	0.08 ± 0.09	0.94 ± 0.09	0.75 ± 0.09	0.32 ± 0.03	10 ± 1	31 ± 3	110 ± 10
	4	0.51	0.35 ± 0.03	0.08 ± 0.09	1.00 ± 0.09	1.6 ± 0.2	0.31 ± 0.05	2.0 ± 0.2	6.6 ± 0.6	120 ± 20
	5	0.72	0.32 ± 0.03	0.07 ± 0.07	0.60 ± 0.05	0.7 ± 0.1	0.22 ± 0.04	7.4 ± 0.7	37 ± 4	170 ± 40
	6	0.64	0.33 ± 0.02	0.07 ± 0.08	0.65 ± 0.06	0.8 ± 0.2	0.23 ± 0.07	2.0 ± 0.2	26 ± 3	170 ± 60
	7	0.36	0.29 ± 0.03	0.08 ± 0.09	0.94 ± 0.09	0.8 ± 0.1	0.37 ± 0.03	7.7 ± 0.8	21 ± 2	110 ± 10
8	0.53	0.32 ± 0.02	0.07 ± 0.07	0.81 ± 0.08	1.3 ± 0.6	0.32 ± 0.04	4.9 ± 0.5	15 ± 2	120 ± 20	
Wong 2017.02	0	0.82	0.32 ± 0.03	0.5 ± 0.2	1.8 ± 0.2	3.2 ± 0.5	0.40 ± 0.03	12 ± 1	29 ± 3	60 ± 10
	1	0.85	0.33 ± 0.02	0.6 ± 0.2	2.5 ± 0.2	0.8 ± 0.3	0.27 ± 0.08	10 ± 1	37 ± 4	50 ± 10
	2	0.67	0.30 ± 0.03	0.2 ± 0.1	0.60 ± 0.06	0.68 ± 0.06	0.27 ± 0.03	13 ± 1	49 ± 5	130 ± 20
	3	0.55	0.31 ± 0.03	0.1 ± 0.1	0.88 ± 0.08	0.62 ± 0.08	0.32 ± 0.04	9.6 ± 0.9	30 ± 3	90 ± 20
	3B	0.39	0.30 ± 0.03	0.09 ± 0.09	0.89 ± 0.08	0.7 ± 0.1	0.27 ± 0.04	8.0 ± 0.8	30 ± 3	100 ± 30
	4	0.27	0.31 ± 0.03	0.09 ± 0.09	0.91 ± 0.07	1.4 ± 0.7	0.30 ± 0.05	1.9 ± 0.2	6.4 ± 0.6	130 ± 50
	5	0.47	0.32 ± 0.02	0.08 ± 0.09	0.61 ± 0.05	0.7 ± 0.1	0.22 ± 0.04	7.5 ± 0.7	36 ± 4	170 ± 40
6	0.27	0.31 ± 0.02	0.08 ± 0.09	0.66 ± 0.06	0.7 ± 0.1	0.21 ± 0.07	1.4 ± 0.1	25 ± 2	190 ± 60	
7	0.22	0.28 ± 0.02	0.1 ± 0.1	0.88 ± 0.08	0.7 ± 0.1	0.31 ± 0.04	6.1 ± 0.6	20 ± 2	100 ± 30	

Tabla D.1: Valores de los parámetros recuperados para las regiones estudiadas. Los distintos parámetros atmosféricos aquí presentados se definen en las Secciones 5.3.1 y 6.4.1.

Region	Niebla estratosférica				Niebla troposférica				P ( $\tau=1$ ) (mbar)	
	$\chi^2/N$	$r_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}$ )	fsh	$\tau(900 \text{ nm})$	$r_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}$ )	fsh	$\tau(900 \text{ nm})$ 330 mbar	$\tau(900 \text{ nm})$ total		
OPAL 2017	0	0.74	0.32 ± 0.03	0.2 ± 0.1	1.8 ± 0.2	3.3 ± 0.4	0.37 ± 0.03	11 ± 1	29 ± 3	67 ± 6
	1	0.72	0.33 ± 0.02	0.3 ± 0.1	2.6 ± 0.2	0.9 ± 0.4	0.25 ± 0.08	8.9 ± 0.9	36 ± 4	63 ± 9
	2	0.55	0.26 ± 0.02	0.08 ± 0.09	0.64 ± 0.06	0.69 ± 0.05	0.26 ± 0.03	12 ± 1	48 ± 5	130 ± 20
	3	0.47	0.32 ± 0.02	0.08 ± 0.09	0.89 ± 0.08	0.60 ± 0.09	0.31 ± 0.03	9.5 ± 0.9	30 ± 3	90 ± 15
	4	0.32	0.31 ± 0.02	0.07 ± 0.08	0.97 ± 0.09	2.4 ± 0.9	0.28 ± 0.05	1.8 ± 0.2	6.6 ± 0.6	120 ± 40
	5	0.53	0.31 ± 0.02	0.08 ± 0.08	0.62 ± 0.06	0.73 ± 0.09	0.25 ± 0.07	9.1 ± 0.9	37 ± 4	150 ± 50
	6	0.31	0.31 ± 0.02	0.08 ± 0.08	0.67 ± 0.06	0.8 ± 0.1	0.20 ± 0.06	1.2 ± 0.1	25 ± 2	210 ± 60
	7	0.14	0.28 ± 0.02	0.08 ± 0.08	0.89 ± 0.08	0.7 ± 0.1	0.36 ± 0.04	7.5 ± 0.7	21 ± 2	90 ± 10
8	0.38	0.32 ± 0.02	0.1 ± 0.1	0.77 ± 0.07	1.2 ± 0.5	0.27 ± 0.05	3.9 ± 0.4	15 ± 1	150 ± 50	
Wong 2017.07	0	0.23	0.26 ± 0.05	0.1 ± 0.1	1.8 ± 0.2	3 ± 1	0.36 ± 0.03	11 ± 1	29 ± 3	73 ± 5
	1	0.3	0.32 ± 0.03	0.2 ± 0.4	2.5 ± 0.2	0.7 ± 0.4	0.25 ± 0.08	8.6 ± 0.9	37 ± 4	70 ± 10
	2	0.24	0.26 ± 0.04	0.08 ± 0.08	0.61 ± 0.06	0.69 ± 0.06	0.35 ± 0.05	18 ± 2	51 ± 5	100 ± 20
	3	0.56	0.3 ± 0.04	0.08 ± 0.09	0.89 ± 0.08	0.7 ± 0.1	0.30 ± 0.05	9.0 ± 0.9	30 ± 3	90 ± 20
	4	0.47	0.3 ± 0.04	0.1 ± 0.1	0.94 ± 0.09	2 ± 1	0.31 ± 0.06	2.0 ± 0.2	6.5 ± 0.6	110 ± 50
	5	0.27	0.32 ± 0.03	0.08 ± 0.09	0.64 ± 0.06	0.72 ± 0.08	0.27 ± 0.06	10 ± 1	37 ± 4	140 ± 40
	6	0.2	0.33 ± 0.03	0.08 ± 0.09	0.66 ± 0.06	0.8 ± 0.1	0.27 ± 0.08	2.7 ± 0.3	26 ± 3	150 ± 60
	7	0.4	0.29 ± 0.03	0.09 ± 0.09	0.82 ± 0.08	0.7 ± 0.1	0.28 ± 0.06	5.5 ± 0.5	20 ± 2	130 ± 50
8	0.27	0.3 ± 0.03	0.09 ± 0.09	0.78 ± 0.07	1.5 ± 0.8	0.32 ± 0.05	4.8 ± 0.5	15 ± 1	120 ± 40	
Wong 2018	0	0.94	0.31 ± 0.02	0.28 ± 0.08	1.9 ± 0.2	4 ± 2	0.39 ± 0.03	11 ± 1	29 ± 3	65 ± 6
	1	0.89	0.36 ± 0.02	0.4 ± 0.1	2.5 ± 0.2	0.8 ± 0.3	0.24 ± 0.07	8.5 ± 0.9	36 ± 4	59 ± 9
	2	1.21	0.30 ± 0.03	0.1 ± 0.1	0.64 ± 0.06	0.70 ± 0.06	0.25 ± 0.03	11 ± 1	48 ± 5	130 ± 20
	3	1.97	0.34 ± 0.02	0.08 ± 0.09	0.81 ± 0.07	0.58 ± 0.09	0.27 ± 0.05	7.9 ± 0.8	30 ± 3	120 ± 40
	4	1.77	0.27 ± 0.02	0.08 ± 0.07	0.99 ± 0.09	1.0 ± 0.	0.29 ± 0.07	1.9 ± 0.2	6.5 ± 0.6	120 ± 40
	5	1.32	0.32 ± 0.02	0.08 ± 0.09	0.62 ± 0.06	0.73 ± 0.07	0.27 ± 0.07	3.8 ± 0.4	37 ± 4	140 ± 50
	6	1.52	0.28 ± 0.02	0.06 ± 0.07	0.66 ± 0.06	0.7 ± 0.1	0.22 ± 0.07	1.7 ± 0.2	25 ± 2	180 ± 60
	7	0.8	0.23 ± 0.02	0.13 ± 0.08	0.87 ± 0.08	0.69 ± 0.04	0.46 ± 0.03	9.3 ± 0.9	21 ± 2	80 ± 8
7B	1.07	0.28 ± 0.04	0.06 ± 0.06	0.87 ± 0.08	0.54 ± 0.04	0.40 ± 0.04	8.1 ± 0.8	21 ± 2	100 ± 10	
8	1.47	0.29 ± 0.02	0.1 ± 0.1	0.78 ± 0.07	1.1 ± 0.5	0.28 ± 0.05	3.9 ± 0.4	15 ± 1	150 ± 50	
OPAL 2018	0	1.5	0.31 ± 0.03	0.08 ± 0.07	1.8 ± 0.2	6.1 ± 0.2	0.37 ± 0.02	11 ± 1	29 ± 3	74 ± 4
	1	1.67	0.33 ± 0.02	0.3 ± 0.2	2.6 ± 0.2	1.0 ± 0.5	0.26 ± 0.08	9.3 ± 0.9	37 ± 4	63 ± 9
	2	0.15	0.35 ± 0.03	0.1 ± 0.1	0.62 ± 0.06	0.68 ± 0.05	0.25 ± 0.03	12 ± 1	49 ± 5	140 ± 20
	3	0.99	0.35 ± 0.03	0.07 ± 0.08	0.90 ± 0.08	0.7 ± 0.1	0.3 ± 0.04	9.3 ± 0.9	31 ± 3	110 ± 10
	4	0.6	0.3 ± 0.03	0.08 ± 0.08	0.99 ± 0.09	1.4 ± 0.7	0.37 ± 0.05	2.5 ± 0.2	6.8 ± 0.6	110 ± 10
	5	0.21	0.33 ± 0.02	0.08 ± 0.09	0.63 ± 0.06	0.8 ± 0.1	0.25 ± 0.07	3.3 ± 0.3	37 ± 4	150 ± 60
	6	0.25	0.29 ± 0.03	0.08 ± 0.08	0.71 ± 0.07	0.8 ± 0.2	0.32 ± 0.04	8.2 ± 0.8	26 ± 3	120 ± 20
	7	0.45	0.29 ± 0.02	0.07 ± 0.08	0.86 ± 0.08	0.8 ± 0.1	0.33 ± 0.04	6.8 ± 0.7	21 ± 2	100 ± 20
8	0.79	0.3 ± 0.03	0.08 ± 0.09	0.84 ± 0.08	1.2 ± 0.5	0.32 ± 0.05	4.9 ± 0.5	15 ± 1	120 ± 20	
Wong 2019	0	0.45	0.27 ± 0.04	0.1 ± 0.1	1.8 ± 0.2	3 ± 1	0.33 ± 0.03	9.4 ± 0.9	28 ± 3	74 ± 6
	1	0.34	0.31 ± 0.03	0.5 ± 0.4	2.4 ± 0.2	0.7 ± 0.3	0.21 ± 0.07	6.8 ± 0.7	36 ± 4	50 ± 20
	2	0.72	0.29 ± 0.03	0.1 ± 0.1	0.60 ± 0.06	0.68 ± 0.06	0.26 ± 0.03	12 ± 1	48 ± 5	130 ± 20
	3	0.58	0.34 ± 0.04	0.08 ± 0.09	0.85 ± 0.08	0.7 ± 0.1	0.28 ± 0.04	8.2 ± 0.8	30 ± 3	100 ± 30
	4	0.21	0.29 ± 0.03	0.1 ± 0.1	0.93 ± 0.08	2 ± 1	0.27 ± 0.05	1.7 ± 0.2	6.3 ± 0.6	140 ± 60
	5	1.33	0.32 ± 0.02	0.08 ± 0.09	0.61 ± 0.06	0.67 ± 0.09	0.20 ± 0.04	6.1 ± 0.6	36 ± 3	190 ± 40
	6	0.41	0.33 ± 0.03	0.08 ± 0.09	0.65 ± 0.06	0.7 ± 0.1	0.20 ± 0.07	1.4 ± 0.1	25 ± 2	200 ± 60
	7	0.39	0.29 ± 0.03	0.1 ± 0.1	0.88 ± 0.08	0.7 ± 0.1	0.31 ± 0.04	6.3 ± 0.6	20 ± 2	100 ± 30
8	0.42	0.29 ± 0.02	0.1 ± 0.1	0.76 ± 0.07	1.4 ± 0.7	0.21 ± 0.04	2.6 ± 0.2	14 ± 1	200 ± 50	
OPAL 2019	0	0.4	0.23 ± 0.03	0.09 ± 0.09	1.7 ± 0.2	3 ± 1	0.37 ± 0.03	11 ± 1	29 ± 3	74 ± 5
	1	0.34	0.30 ± 0.03	0.4 ± 0.5	2.5 ± 0.2	0.7 ± 0.2	0.24 ± 0.08	8.3 ± 0.8	36 ± 4	60 ± 20
	2	0.19	0.23 ± 0.02	0.09 ± 0.09	0.61 ± 0.06	0.67 ± 0.06	0.26 ± 0.02	12 ± 1	49 ± 5	130 ± 20
	3	0.27	0.26 ± 0.03	0.08 ± 0.09	0.94 ± 0.09	0.6 ± 0.1	0.28 ± 0.05	8.2 ± 0.8	30 ± 3	110 ± 20
	3B	0.4	0.23 ± 0.03	0.08 ± 0.09	0.97 ± 0.09	0.7 ± 0.1	0.31 ± 0.05	9.3 ± 0.9	30 ± 3	110 ± 10
	4	0.25	0.28 ± 0.03	0.09 ± 0.1	1.00 ± 0.09	2 ± 1	0.29 ± 0.06	1.8 ± 0.2	6.4 ± 0.6	120 ± 30
	5	0.3	0.33 ± 0.03	0.08 ± 0.09	0.63 ± 0.06	0.66 ± 0.07	0.30 ± 0.04	11 ± 1	37 ± 4	120 ± 20
	6	0.22	0.30 ± 0.03	0.08 ± 0.09	0.66 ± 0.06	0.69 ± 0.09	0.21 ± 0.07	1.4 ± 0.1	25 ± 2	200 ± 60
7	0.36	0.26 ± 0.03	0.08 ± 0.09	0.88 ± 0.08	0.7 ± 0.1	0.31 ± 0.04	6.1 ± 0.6	20 ± 2	100 ± 30	
8	0.35	0.27 ± 0.02	0.08 ± 0.09	0.78 ± 0.07	1.2 ± 0.5	0.25 ± 0.05	3.6 ± 0.3	15 ± 1	160 ± 40	
De Pater 2020	0	0.47	0.26 ± 0.03	0.08 ± 0.08	1.6 ± 0.2	2 ± 1	0.32 ± 0.05	6 ± 2	20 ± 6	78 ± 7
	1	0.68	0.30 ± 0.02	0.1 ± 0.2	2.0 ± 0.3	0.7 ± 0.3	0.22 ± 0.07	6 ± 2	30 ± 10	74 ± 6
	2	0.69	0.27 ± 0.03	0.3 ± 0.2	0.6 ± 0.1	0.66 ± 0.06	0.27 ± 0.04	10 ± 3	40 ± 10	130 ± 40
	3	1.21	0.26 ± 0.03	0.08 ± 0.09	0.9 ± 0.2	0.6 ± 0.1	0.28 ± 0.05	5 ± 1	18 ± 5	140 ± 30
	4	0.71	0.28 ± 0.03	0.08 ± 0.09	0.9 ± 0.2	1.6 ± 0.9	0.25 ± 0.05	1.3 ± 0.2	5.3 ± 0.8	160 ± 70
	5	1.54	0.29 ± 0.02	0.07 ± 0.07	0.54 ± 0.09	0.69 ± 0.09	0.2 ± 0.06	4 ± 1	23 ± 6	210 ± 60
	6	1.49	0.26 ± 0.02	0.08 ± 0.09	0.6 ± 0.1	0.7 ± 0.1	0.17 ± 0.05	2.5 ± 0.6	18 ± 5	230 ± 60
	7	0.55	0.29 ± 0.03	0.08 ± 0.09	0.8 ± 0.1	0.7 ± 0.1	0.32 ± 0.06	5 ± 1	15 ± 4	110 ± 50
	8	0.79	0.26 ± 0.02	0.1 ± 0.1	0.8 ± 0.1	1.5 ± 0.7	0.22 ± 0.04	2.5 ± 0.4	12 ± 2	190 ± 60
	9	0.52	0.28 ± 0.06	0.1 ± 0.1	0.6 ± 0.4	1.5 ± 0.9	0.32 ± 0.09	2 ± 1	14 ± 7	160 ± 100
	10	0.52	0.30 ± 0.07	0.07 ± 0.08	0.7 ± 0.4	0.7 ± 0.2	0.28 ± 0.09	3 ± 2	30 ± 20	140 ± 100
11	0.21	0.33 ± 0.06	0.1 ± 0.1	0.8 ± 0.3	0.7 ± 0.2	0.30 ± 0.09	3 ± 1	20 ± 10	110 ± 90	

Tabla D.1: (cont.) Valores de los parámetros recuperados para las regiones estudiadas. Los distintos parámetros atmosféricos aquí presentados se definen en las Secciones 5.3.1 y 6.4.1.

Region	Niebla estratosférica				Niebla troposférica				P ( $\tau=1$ ) (mbar)	
	$\chi^2/N$	$r_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}$ )	fsh	$\tau(900 \text{ nm})$	$r_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}$ )	fsh	$\tau(900 \text{ nm})$ 330 mbar	$\tau(900 \text{ nm})$ total		
OPAL 2020.08	0	0.99	0.29 ± 0.04	0.09 ± 0.09	1.9 ± 0.3	2 ± 1	0.32 ± 0.06	5 ± 1	14 ± 4	75 ± 6
	1	1.61	0.32 ± 0.03	0.1 ± 0.2	2.3 ± 0.4	0.6 ± 0.2	0.23 ± 0.08	5 ± 2	23 ± 8	72 ± 8
	2	1.54	0.22 ± 0.03	0.1 ± 0.1	0.7 ± 0.1	0.64 ± 0.06	0.27 ± 0.04	8 ± 2	29 ± 8	140 ± 40
	3	1.05	0.27 ± 0.04	0.08 ± 0.09	1.0 ± 0.2	0.6 ± 0.1	0.29 ± 0.07	5 ± 1	18 ± 4	110 ± 40
	4	0.86	0.27 ± 0.04	0.1 ± 0.1	1.0 ± 0.2	2 ± 1	0.28 ± 0.06	1.6 ± 0.3	6 ± 1	120 ± 50
	5	2.25	0.28 ± 0.02	0.08 ± 0.09	0.7 ± 0.1	0.62 ± 0.09	0.26 ± 0.06	7 ± 2	28 ± 8	150 ± 60
	6	1.61	0.26 ± 0.03	0.08 ± 0.09	0.7 ± 0.1	0.6 ± 0.1	0.21 ± 0.07	1.1 ± 0.3	20 ± 5	200 ± 70
	7	1.43	0.27 ± 0.04	0.08 ± 0.09	0.9 ± 0.1	0.7 ± 0.1	0.32 ± 0.06	6 ± 1	18 ± 5	100 ± 50
	8	1.32	0.26 ± 0.03	0.1 ± 0.1	0.8 ± 0.1	1.1 ± 0.5	0.23 ± 0.05	2.9 ± 0.5	13 ± 2	170 ± 70
	9	1.98	0.22 ± 0.05	0.1 ± 0.1	0.8 ± 0.3	1.1 ± 0.7	0.30 ± 0.09	4 ± 2	30 ± 20	120 ± 60
	10	1.42	0.23 ± 0.06	0.1 ± 0.1	0.6 ± 0.3	0.6 ± 0.2	0.27 ± 0.08	3 ± 1	20 ± 10	160 ± 90
11	1.63	0.23 ± 0.05	0.1 ± 0.1	0.7 ± 0.3	0.5 ± 0.1	0.30 ± 0.06	8 ± 3	30 ± 10	100 ± 50	
OPAL 2020.09	0	0.98	0.27 ± 0.06	0.1 ± 0.1	1.6 ± 0.3	2 ± 1	0.31 ± 0.07	2.7 ± 0.9	9 ± 3	79 ± 8
	1	1.1	0.30 ± 0.04	0.2 ± 0.5	1.8 ± 0.4	1.3 ± 0.8	0.21 ± 0.07	3 ± 1	14 ± 5	70 ± 20
	2	1.42	0.23 ± 0.03	0.08 ± 0.09	0.6 ± 0.2	0.65 ± 0.06	0.27 ± 0.06	3 ± 1	11 ± 4	190 ± 70
	3	0.4	0.28 ± 0.05	0.08 ± 0.08	0.9 ± 0.2	0.7 ± 0.1	0.31 ± 0.08	4 ± 1	15 ± 5	120 ± 60
	3B	0.91	0.26 ± 0.04	0.08 ± 0.09	1.1 ± 0.3	0.7 ± 0.1	0.3 ± 0.07	6 ± 1	20 ± 5	110 ± 40
	4	0.51	0.27 ± 0.05	0.1 ± 0.1	0.9 ± 0.2	2 ± 1	0.27 ± 0.07	1.2 ± 0.3	5 ± 1	150 ± 80
	5	1.17	0.28 ± 0.03	0.08 ± 0.09	0.8 ± 0.2	0.66 ± 0.09	0.24 ± 0.08	2.5 ± 0.9	11 ± 4	170 ± 80
	6	0.71	0.26 ± 0.03	0.08 ± 0.09	0.6 ± 0.1	0.7 ± 0.1	0.21 ± 0.07	1.8 ± 0.7	10 ± 4	240 ± 80
	7	0.18	0.28 ± 0.05	0.08 ± 0.09	0.9 ± 0.2	0.7 ± 0.1	0.31 ± 0.08	4 ± 1	13 ± 4	120 ± 60
	9	0.06	0.23 ± 0.06	0.09 ± 0.09	0.7 ± 0.4	1.3 ± 0.8	0.30 ± 0.09	2 ± 1	17 ± 8	150 ± 100
	10	0.08	0.26 ± 0.07	0.1 ± 0.1	0.7 ± 0.4	0.7 ± 0.2	0.27 ± 0.08	2 ± 1	20 ± 10	163 ± 100
	11	0.05	0.27 ± 0.06	0.1 ± 0.1	0.9 ± 0.5	0.7 ± 0.2	0.3 ± 0.1	2 ± 1	20 ± 9	100 ± 90
12	0.5	0.27 ± 0.04	0.1 ± 0.1	0.9 ± 0.2	2 ± 1	0.26 ± 0.07	0.9 ± 0.3	4 ± 1	200 ± 100	
OPAL 2021	0	0.72	0.29 ± 0.04	0.08 ± 0.09	1.7 ± 0.3	1.9 ± 0.4	0.36 ± 0.04	8 ± 2	22 ± 7	75 ± 7
	1	0.41	0.32 ± 0.03	0.1 ± 0.2	2.1 ± 0.3	0.7 ± 0.3	0.27 ± 0.08	7 ± 2	26 ± 8	73 ± 9
	2	0.57	0.23 ± 0.03	0.09 ± 0.09	0.6 ± 0.1	0.66 ± 0.06	0.26 ± 0.04	8 ± 2	32 ± 9	140 ± 40
	3	0.52	0.28 ± 0.04	0.08 ± 0.08	0.9 ± 0.2	0.6 ± 0.1	0.31 ± 0.05	8 ± 2	25 ± 7	110 ± 30
	4	0.23	0.25 ± 0.03	0.08 ± 0.09	1.0 ± 0.2	1.4 ± 0.8	0.29 ± 0.06	1.8 ± 0.3	6 ± 1	120 ± 50
	5	0.89	0.27 ± 0.02	0.08 ± 0.09	0.60 ± 0.09	0.64 ± 0.09	0.28 ± 0.06	7 ± 2	25 ± 7	150 ± 50
	6	0.65	0.25 ± 0.02	0.08 ± 0.09	0.6 ± 0.1	0.7 ± 0.1	0.25 ± 0.07	5 ± 1	20 ± 5	180 ± 70
	7	0.29	0.26 ± 0.03	0.08 ± 0.09	0.9 ± 0.2	0.6 ± 0.1	0.31 ± 0.06	6 ± 2	18 ± 5	120 ± 40
	8	0.29	0.25 ± 0.02	0.08 ± 0.09	0.8 ± 0.1	1.0 ± 0.2	0.26 ± 0.06	3.7 ± 0.7	15 ± 3	160 ± 60
	13	0.74	0.19 ± 0.05	0.1 ± 0.1	0.6 ± 0.1	2 ± 1	0.27 ± 0.05	11 ± 4	41 ± 15	130 ± 60

Presión base niebla estratosférica = 110 ± 10 mbar

Presión base niebla troposférica = 495 ± 1 mbar

**Tabla D.1: (cont.)** Valores de los parámetros recuperados para las regiones estudiadas. Los distintos parámetros atmosféricos aquí presentados se definen en las Secciones 5.3.1 y 6.4.1.

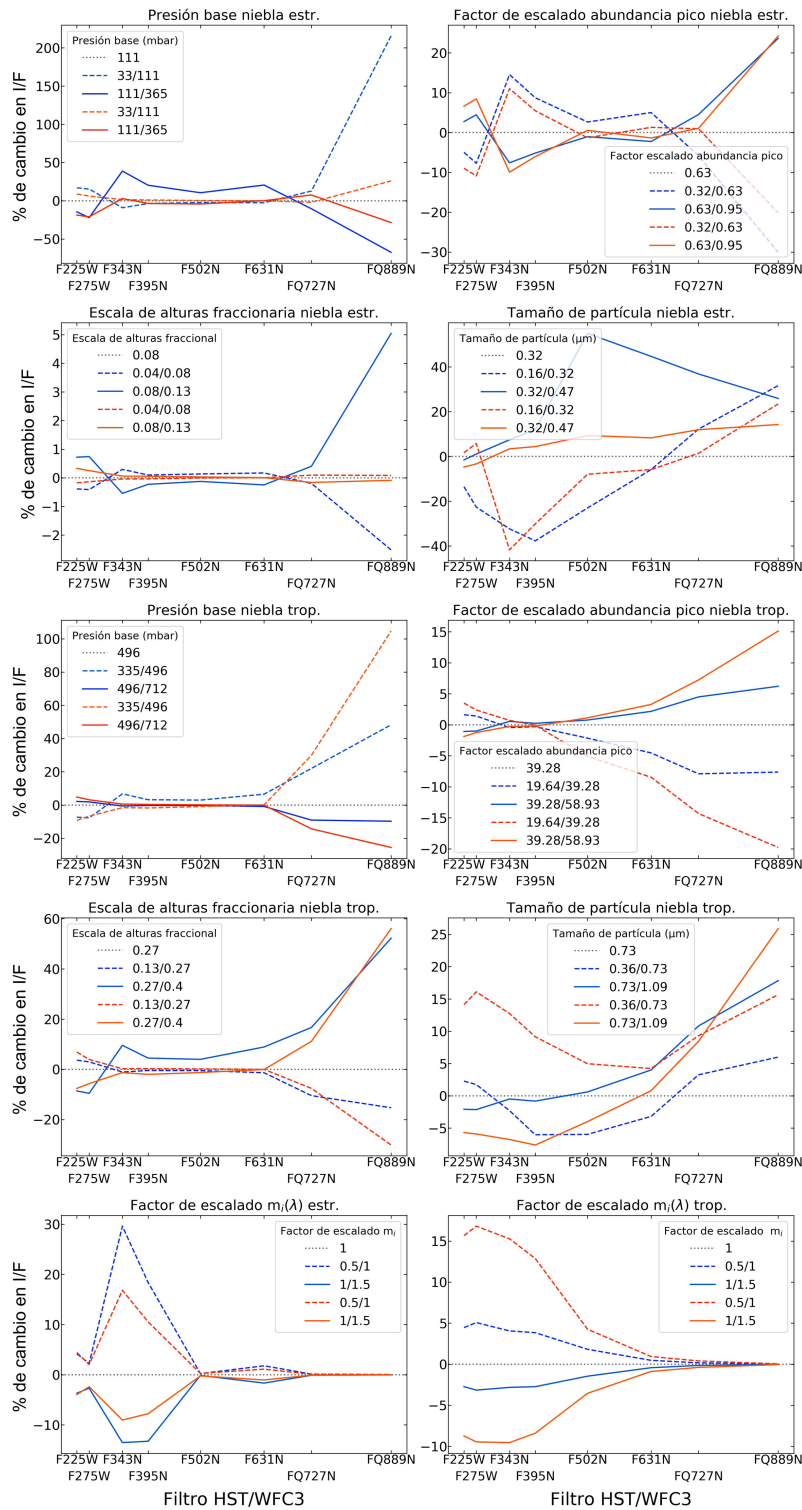




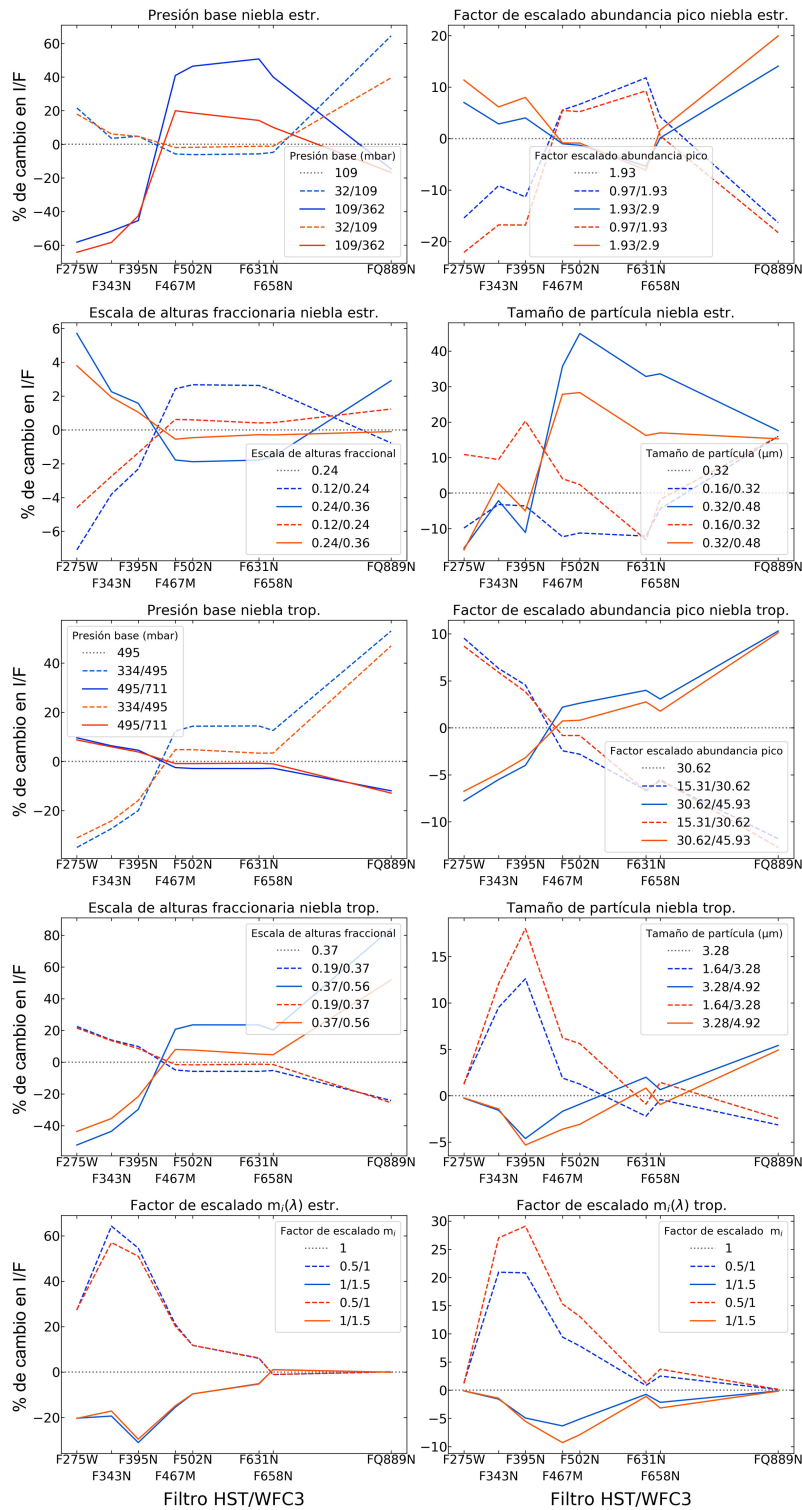
# Apéndice E

## Figuras complementarias del análisis de sensibilidad

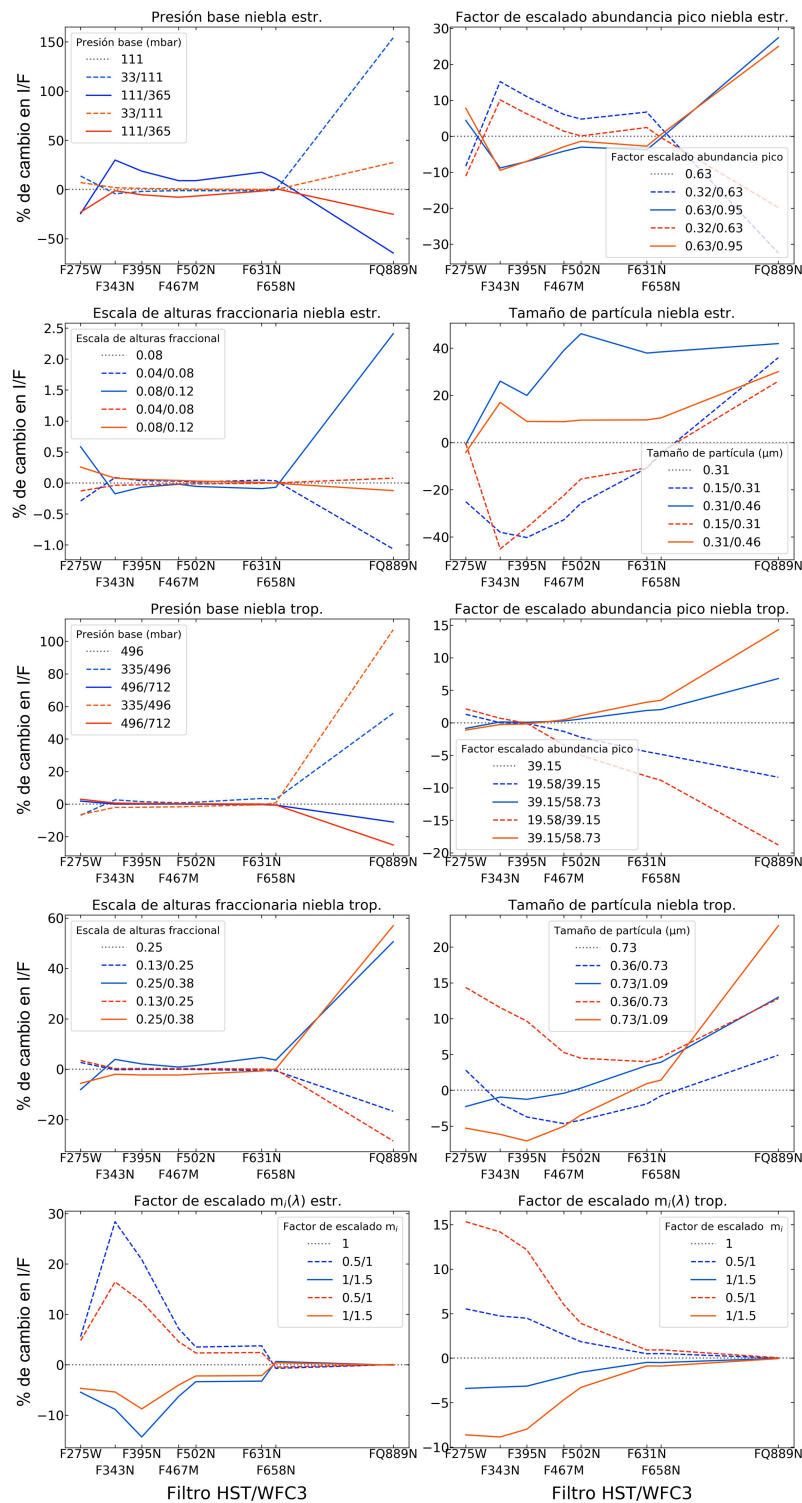
Se muestran aquí figuras análogas a la Figura 6.11 para la región 5 (STrZ) en la visita ‘Wong 2016’ y para las regiones 0 (núcleo GRS) y 5 (STrZ) en la visita ‘OPAL 2017’. Dichas visitas fueron elegidas por tener espectros en 3 (‘Wong 2016’) y 4 (‘OPAL 2017’) geometrías de visión y estar por tanto más constreñidas observacionalmente. Las conclusiones expuestas en la Sección 6.5.4 se mantienen válidas para los casos aquí mostrados.



**Figura E.1:** Igual que la Figura 6.11 pero para la región 5 (STrZ) en ‘Wong 2016’. Las líneas azul y roja corresponden a geometrías de visión con la región analizada situada aproximadamente a  $70^\circ\text{O}$  y a  $5^\circ\text{E}$ , respectivamente



**Figura E.2:** Igual que la Figura 6.11 pero para la región 0 (núcleo GRS) en ‘OPAL 2017’. Las líneas azul y roja corresponden a geometrías de visión con la región analizada situada aproximadamente a  $55^{\circ}\text{O}$  y a  $20^{\circ}\text{E}$ , respectivamente



**Figura E.3:** Igual que la Figura 6.11 pero para la región 5 (STrZ) en 'OPAL 2017'. Las líneas azul y roja corresponden a geometrías de visión con la región analizada situada aproximadamente a  $65^\circ\text{O}$  y a  $10^\circ\text{E}$ , respectivamente

# Bibliografía

- Anguiano-Arteaga, A., Pérez-Hoyos, S., Sánchez-Lavega, A., Sanz-Requena, J. F., & Irwin, P. G. J. (2021). Vertical Distribution of Aerosols and Hazes Over Jupiter's Great Red Spot and Its Surroundings in 2016 From HST/WFC3 Imaging. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 126(11). <https://doi.org/10.1029/2021JE006996>
- Anguiano-Arteaga, A., Pérez-Hoyos, S., Sánchez-Lavega, A., Sanz-Requena, J. F., & Irwin, P. G. J. (2023). Temporal Variations in Vertical Cloud Structure of Jupiter's Great Red Spot, Its Surroundings and Oval BA From HST/WFC3 Imaging. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 128(9). <https://doi.org/10.1029/2022JE007427>
- Asay-Davis, X. S., Marcus, P. S., Wong, M. H., & de Pater, I. (2009). Jupiter's shrinking Great Red Spot and steady Oval BA: Velocity measurements with the 'Advection Corrected Correlation Image Velocimetry' automated cloud-tracking method. *Icarus*, 203(1), 164–188. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2009.05.001>
- Atreya, S., Donahue, T., & Kuhn, W. (1977). The distribution of ammonia and its photochemical products on jupiter. *Icarus*, 31(3), 348–355. [https://doi.org/https://doi.org/10.1016/0019-1035\(77\)90027-6](https://doi.org/https://doi.org/10.1016/0019-1035(77)90027-6)
- Atreya, S. K., Wong, M. H., Owen, T. C., Mahaffy, P. R., Niemann, H. B., de Pater, I., Drossart, P., & Encrenaz, T. (1999). A comparison of the atmospheres of Jupiter and Saturn: deep atmospheric composition, cloud structure, vertical mixing, and origin. *Planet. Space Sci.*, 47(10-11), 1243–1262. [https://doi.org/10.1016/S0032-0633\(99\)00047-1](https://doi.org/10.1016/S0032-0633(99)00047-1)
- Avdukevsky, V. S., Marov, M. Y., & Rozhdestvensky, M. K. (1968). Model of the atmosphere of the planet Venus based on results of measurements made by the Soviet automatic interplanetary station Venera 4. *Journal of Atmospheric Sciences*, 25, 537–545. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1968\)025<0537:MOTAOT>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1968)025<0537:MOTAOT>2.0.CO;2)
- Avdukevsky, V. S., Marov, M. Y., & Rozhdestvensky, M. K. (1970). Preliminary results of measurements by space probes Venera 5 and Venera 6 in the at-

- mosphere of Venus. *Radio Science*, 5(2), 333–337. <https://doi.org/10.1029/RS005i002p00333>
- Baines, K. H., Sromovsky, L. A., Carlson, R. W., Momary, T. W., & Fry, P. M. (2019). The visual spectrum of Jupiter's Great Red Spot accurately modeled with aerosols produced by photolyzed ammonia reacting with acetylene. *Icarus*, 330, 217–229. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2019.04.008>
- Banfield, D., Gierasch, P. J., Bell, M., Ustinov, E., Ingersoll, A. P., Vasavada, A. R., West, R. A., & Belton, M. J. S. (1998). Jupiter's Cloud Structure from Galileo Imaging Data. *Icarus*, 135(1), 230–250. <https://doi.org/10.1006/icar.1998.5985>
- Barrado-Izagirre, N., Pérez-Hoyos, S., & Sánchez-Lavega, A. (2009). Brightness power spectral distribution and waves in Jupiter's upper cloud and hazes. *Icarus*, 202(1), 181–196. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2009.02.015>
- Barth, E. (2020). PlanetCARMA: A New Framework for Studying the Microphysics of Planetary Atmospheres. *Atmosphere*, 11(10), 1064. <https://doi.org/10.3390/atmos11101064>
- Bolton, S. J., Lunine, J., Stevenson, D., Connerney, J. E. P., Levin, S., Owen, T. C., Bagenal, F., Gautier, D., Ingersoll, A. P., Orton, G. S., Guillot, T., Hubbard, W., Bloxham, J., Coradini, A., Stephens, S. K., Mokashi, P., Thorne, R., & Thorpe, R. (2017). The Juno Mission. *Space Sci. Rev.*, 213(1-4), 5–37. <https://doi.org/10.1007/s11214-017-0429-6>
- Borysow, A. (1991). Modeling of collision-induced infrared absorption spectra of H<sub>2</sub>-H<sub>2</sub> pairs in the fundamental band at temperatures from 20 to 300 K. *Icarus*, 92(2), 273–279.
- Borysow, A. & Frommhold, L. (1986). Theoretical Collision-induced Rototranslational Absorption Spectra for the Outer Planets: H<sub>2</sub>-CH<sub>4</sub> Pairs. *ApJ*, 304, 849. <https://doi.org/10.1086/164221>
- Borysow, A. & Frommhold, L. (1987). Collision-induced Rototranslational Absorption Spectra of CH<sub>4</sub>-CH<sub>4</sub> Pairs at Temperatures from 50 to 300 K. *ApJ*, 318, 940. <https://doi.org/10.1086/165426>
- Borysow, J., Frommhold, L., & Birnbaum, G. (1988). Collision-induced rototranslational absorption spectra of H<sub>2</sub>-He pairs at temperatures from 40 to 3000 K. *The Astrophysical Journal*, 326, 509–515.
- Bragg, S. L., Brault, J. W., & Smith, W. H. (1982). Line positions and strengths in the H<sub>2</sub> quadrupole spectrum. *ApJ*, 263, 999-1004. <https://doi.org/10.1086/160568>
- Braude, A. S., Irwin, P. G. J., Orton, G. S., & Fletcher, L. N. (2020). Colour and

- tropospheric cloud structure of Jupiter from MUSE/VLT: Retrieving a universal chromophore. *Icarus*, 338, 113589. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2019.113589>
- Carlson, B. E., Rossow, W. B., & Orton, G. S. (1988). Cloud microphysics of the giant planets. *Journal of Atmospheric Sciences*, 45, 2066–2081. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1988\)045<2066:CMOTGP>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1988)045<2066:CMOTGP>2.0.CO;2)
- Carlson, R. W., Baines, K. H., Anderson, M. S., Filacchione, G., & Simon, A. A. (2016). Chromophores from photolyzed ammonia reacting with acetylene: Application to Jupiter's Great Red Spot. *Icarus*, 274, 106–115. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2016.03.008>
- Chamberlain, J. W. & McElroy, M. B. (1966). Martian Atmosphere: The Mariner Occultation Experiment. *Science*, 152(3718), 21–25. <https://doi.org/10.1126/science.152.3718.21>
- Cheng, A. F., Simon-Miller, A. A., Weaver, H. A., Baines, K. H., Orton, G. S., Yanamandra-Fisher, P. A., Mousis, O., Pantin, E., Vanzi, L., Fletcher, L. N., Spencer, J. R., Stern, S. A., Clarke, J. T., Mutchler, M. J., & Noll, K. S. (2008). Changing Characteristics of Jupiter's Little Red SPOT. *AJ*, 135(6), 2446–2452. <https://doi.org/10.1088/0004-6256/135/6/2446>
- Colaprete, A. & Toon, O. B. (2003). Carbon dioxide clouds in an early dense Martian atmosphere. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 108(E4), 5025. <https://doi.org/10.1029/2002JE001967>
- Colina, L., Bohlin, R. C., & Castelli, F. (1996). The 0.12-2.5 micron Absolute Flux Distribution of the Sun for Comparison With Solar Analog Stars. *AJ*, 112, 307. <https://doi.org/10.1086/118016>
- Conrath, B., Curran, R., Hanel, R., Kunde, V., Maguire, W., Pearl, J., Pirraglia, J., Welker, J., & Burke, T. (1973). Atmospheric and Surface Properties of Mars Obtained by Infrared Spectroscopy on Mariner 9. *J. Geophys. Res.*, 78(20), 4267–4278. <https://doi.org/10.1029/JB078i020p04267>
- Coupe, J., Bardeen, C. G., Robock, A., & Toon, O. B. (2019). Nuclear Winter Responses to Nuclear War Between the United States and Russia in the Whole Atmosphere Community Climate Model Version 4 and the Goddard Institute for Space Studies ModelE. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 124(15), 8522–8543. <https://doi.org/10.1029/2019JD030509>
- Crank, J., Nicolson, P., & Hartree, D. R. (1947). A practical method for numerical evaluation of solutions of partial differential equations of the heat-conduction type. *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 43(1), 50. <https://doi.org/10.1017/S0305004100023197>
- Dahl, E. K., Chanover, N. J., Orton, G. S., Baines, K. H., Sinclair, J. A., Voelz,



- D. G., Wijerathna, E. A., Strycker, P. D., & Irwin, P. G. J. (2021). Vertical Structure and Color of Jovian Latitudinal Cloud Bands during the Juno Era. *The Planetary Science Journal*, 2(1), 16. <https://doi.org/10.3847/PSJ/abd400>
- de Pater, I., Fletcher, L. N., Pérez-Hoyos, S., Hammel, H. B., Orton, G. S., Wong, M. H., Luszcz-Cook, S., Sánchez-Lavega, A., & Boslough, M. (2010a). A multi-wavelength study of the 2009 impact on Jupiter: Comparison of high resolution images from Gemini, Keck and HST. *Icarus*, 210(2), 722–741. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2010.07.010>
- de Pater, I., Wong, M. H., Marcus, P., Luszcz-Cook, S., Ádámkóvics, M., Conrad, A., Asay-Davis, X., & Go, C. (2010b). Persistent rings in and around Jupiter's anticyclones - Observations and theory. *Icarus*, 210(2), 742–762. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2010.07.027>
- Dressel, L. & Marinelli, M. (2023). WFC3 Instrument Handbook, version 15.0, (Baltimore: STScI). [https://hst-docs.stsci.edu/wfc3ihb/files/60242283/151164372/1/1677709497209/wfc3\\_ihb.pdf](https://hst-docs.stsci.edu/wfc3ihb/files/60242283/151164372/1/1677709497209/wfc3_ihb.pdf).
- Eshleman, V. R. (1970). Atmospheres of Mars and Venus: A review of mariner 4 and 5 and venera 4 experiments. *Radio Science*, 5(2), 325–332. <https://doi.org/10.1029/RS005i002p00325>
- Fletcher, L. N., Orton, G. S., Greathouse, T. K., Rogers, J. H., Zhang, Z., Oyafuso, F. A., Eichstädt, G., Melin, H., Li, C., Levin, S. M., Bolton, S., Janssen, M., Mettig, H. J., Grassi, D., Mura, A., & Adriani, A. (2020). Jupiter's Equatorial Plumes and Hot Spots: Spectral Mapping from Gemini/TEXES and Juno/MWR. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 125(8), e06399. <https://doi.org/10.1029/2020JE006399>
- Fry, P. & Sromovsky, L. (2023). Investigating temporal changes in Jupiter's aerosol structure with rotationally-averaged 2015–2020 HST WFC3 images. *Icarus*, 389, 115224. <https://doi.org/doi.org/10.1016/j.icarus.2022.115224>
- Fuchs, N. A. & Davies, C. N. (1964). *The mechanics of aerosols*. Pergamon Press Oxford.
- Gao, P., Marley, M. S., Zahnle, K., Robinson, T. D., & Lewis, N. K. (2017). Sulfur Hazes in Giant Exoplanet Atmospheres: Impacts on Reflected Light Spectra. *AJ*, 153(3), 139. <https://doi.org/10.3847/1538-3881/aa5fab>
- García-Melendo, E., Legarreta, J., Sánchez-Lavega, A., Hueso, R., Pérez-Hoyos, S., González, J., Gómez-Forrellad, J. M., & IOPW Team (2009). The jovian anticyclone BA. I. Motions and interaction with the GRS from observations and non-linear simulations. *Icarus*, 203, 486–498. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2009.05.031>
- Gennaro, M. et al. (2018). WFC3 Data Handbook, version 4.0, (Baltimore:

- STScI). [https://www.stsci.edu/files/live/sites/www/files/home/hst/documentation/\\_documents/wfc3/wfc3\\_dhb\\_v4.pdf](https://www.stsci.edu/files/live/sites/www/files/home/hst/documentation/_documents/wfc3/wfc3_dhb_v4.pdf).
- Gierasch, P. et al. (2000). Observation of moist convection in Jupiter's atmosphere. *Nature*, 403, 628–630. <https://doi.org/10.1038/35001017>
- Gierasch, P. J., Conrath, B. J., & Magalhães, J. A. (1986). Zonal mean properties of Jupiter's upper troposphere from voyager infrared observations. *Icarus*, 67(3), 456–483. [https://doi.org/10.1016/0019-1035\(86\)90125-9](https://doi.org/10.1016/0019-1035(86)90125-9)
- Gladstone, G. R., Allen, M., & Yung, Y. L. (1996). Hydrocarbon Photochemistry in the Upper Atmosphere of Jupiter. *Icarus*, 119(1), 1–52. <https://doi.org/10.1006/icar.1996.0001>
- Goody, R., West, R., Chen, L., & Crisp, D. (1989). The correlated-k method for radiation calculations in nonhomogeneous atmospheres. *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 42, 539–550. [https://doi.org/10.1016/0022-4073\(89\)90044-7](https://doi.org/10.1016/0022-4073(89)90044-7)
- Grassi, D., Mura, A., Sindoni, G., Adriani, A., Atreya, S. K., Filacchione, G., Fletcher, L. N., Lunine, J. I., Moriconi, M. L., Noschese, R., Orton, G. S., Plainaki, C., Sordini, R., Tosi, F., Turrini, D., Olivieri, A., Eichstädt, G., Hansen, C. J., Melin, H., Altieri, F., Cicchetti, A., Dinelli, B. M., Migliorini, A., Piccioni, G., Stefani, S., & Bolton, S. J. (2021). On the clouds and ammonia in Jupiter's upper troposphere from Juno JIRAM reflectivity observations. *MNRAS*, 503(4), 4892–4907. <https://doi.org/10.1093/mnras/stab740>
- Guillot, T., Li, C., Bolton, S. J., Brown, S. T., Ingersoll, A. P., Janssen, M. A., Levin, S. M., Lunine, J. I., Orton, G. S., Steffes, P. G., & Stevenson, D. J. (2020). Storms and the Depletion of Ammonia in Jupiter: II. Explaining the Juno Observations. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 125(8), e06404. <https://doi.org/10.1029/2020JE006404>
- Hamill, P., Toon, O. B., & Kiang, C. S. (1977). Microphysical processes affecting stratospheric aerosol particles. *Journal of Atmospheric Sciences*, 34, 1104–1119. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1977\)034<1104:MPASAP>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1977)034<1104:MPASAP>2.0.CO;2)
- Hammel, H. et al. (2010). Jupiter after the 2009 impact: Hubble Space Telescope imaging of the impact-generated debris and its temporal evolution. *The Astrophysical Journal Letters*, 715(2). <https://doi.org/10.1088/2041-8205/715/2/L150>
- Hansen, C. F. (1979). Viscosity and thermal conductivity of model jupiter atmospheres. Technical report.
- Hansen, J. E. & Hovenier, J. W. (1974). Interpretation of the polarization of Venus. *Journal of Atmospheric Sciences*, 31, 1137–1160. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1974\)031<1137:IOTPOV>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1974)031<1137:IOTPOV>2.0.CO;2)

- Hansen, J. E. & Travis, L. D. (1974). Light scattering in planetary atmospheres. *Space Sci. Rev.*, 16(4), 527–610. <https://doi.org/10.1007/BF00168069>
- Hidy, G. M. & Brock, J. R. (2013). *The dynamics of aerocolloidal systems: International reviews in aerosol physics and chemistry*, volume 1. Elsevier.
- Hueso, R., Juaristi, J., Legarreta, J., Sánchez-Lavega, A., Rojas, J. F., Erard, S., Cecconi, B., & Le Sidaner, P. (2018). The Planetary Virtual Observatory and Laboratory (PVOL) and its integration into the Virtual European Solar and Planetary Access (VESPA). *Planet. Space Sci.*, 150, 22–35. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2017.03.014>
- Hueso, R., Legarreta, J., García-Melendo, E., Sánchez-Lavega, A., & Pérez-Hoyos, S. (2009). The jovian anticyclone BA. II. Circulation and interaction with the zonal jets. *Icarus*, 203, 499–515. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2009.05.004>
- Hueso, R., Legarreta, J., Pérez-Hoyos, S., Rojas, J. F., Sánchez-Lavega, A., & Morgado, A. (2010). The international outer planets watch atmospheres node database of giant-planet images. *Planet. Space Sci.*, 58, 1152–1159. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2010.04.006>
- Hueso, R., Sánchez-Lavega, A., & Guillot, T. (2002). A model for large-scale convective storms in Jupiter. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 107, 5075. <https://doi.org/10.1029/2001JE001839>
- Hueso, R., Sánchez-Lavega, A., Iñurrigarro, P., Rojas, J. F., Pérez-Hoyos, S., Mendikoa, I., Gómez-Forrellad, J. M., Go, C., Peach, D., Colas, F., & Vedovato, M. (2017). Jupiter cloud morphology and zonal winds from ground-based observations before and during Juno’s first perijove. *Geophys. Res. Lett.*, 44, 4669–4678. <https://doi.org/10.1002/2017GL073444>
- van de Hulst, H. C. (1957). *Light Scattering by Small Particles*.
- Ingersoll, A. P., Dowling, T. E., Gierasch, P. J., Orton, G. S., Read, P. L., Sánchez-Lavega, A., Showman, A. P., Simon-Miller, A. A., & Vasavada, A. R. (2004). Dynamics of Jupiter’s atmosphere. *Jupiter. The Planet, Satellites and Magnetosphere*, volume 1, 105–128. Cambridge University Press.
- Ingersoll, A. P., Gierasch, P. J., Banfield, D., Vasavada, A. R., & Galileo Imaging Team (2000). Moist convection as an energy source for the large-scale motions in Jupiter’s atmosphere. *Nature*, 403, 630–632. <https://doi.org/10.1038/35001021>
- Irvine, W. M. (1965). Multiple Scattering by Large Particles. *ApJ*, 142, 1563. <https://doi.org/10.1086/148436>
- Irwin, P. (2009). *Giant planets of our solar system: atmospheres, composition, and structure*. Springer Science & Business Media.

- Irwin, P. G. J., Bowles, N., Braude, A. S., Garland, R., Calcutt, S., Coles, P. A., Yurchenko, S. N., & Tennyson, J. (2019). Analysis of gaseous ammonia (NH<sub>3</sub>) absorption in the visible spectrum of Jupiter - Update. *Icarus*, 321, 572–582. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2018.12.008>
- Irwin, P. G. J., Dobinson, J., James, A., Toledo, D., Teanby, N. A., Fletcher, L. N., Orton, G. S., & Pérez-Hoyos, S. (2021). Latitudinal variation of methane mole fraction above clouds in Neptune's atmosphere from VLT/MUSE-NFM: Limb-darkening reanalysis. *Icarus*, 357, 114277. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2020.114277>
- Irwin, P. G. J., Parrish, P., Fouchet, T., Calcutt, S. B., Taylor, F. W., Simon-Miller, A. A., & Nixon, C. A. (2004). Retrievals of jovian tropospheric phosphine from Cassini/CIRS. *Icarus*, 172(1), 37–49. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2003.09.027>
- Irwin, P. G. J., Teanby, N. A., de Kok, R., Fletcher, L. N., Howett, C. J. A., Tsang, C. C. C., Wilson, C. F., Calcutt, S. B., Nixon, C. A., & Parrish, P. D. (2008). The NEMESIS planetary atmosphere radiative transfer and retrieval tool. *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 109, 1136–1150. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2007.11.006>
- Irwin, P. G. J., Teanby, N. A., Fletcher, L. N., Toledo, D., Orton, G. S., Wong, M. H., Roman, M. T., Pérez-Hoyos, S., James, A., & Dobinson, J. (2022). Hazy Blue Worlds: A Holistic Aerosol Model for Uranus and Neptune, Including Dark Spots. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 127(6), e07189. <https://doi.org/10.1029/2022JE007189>
- Irwin, P. G. J., Tice, D. S., Fletcher, L. N., Barstow, J. K., Teanby, N. A., Orton, G. S., & Davis, G. R. (2015). Reanalysis of Uranus' cloud scattering properties from IRTF/SpeX observations using a self-consistent scattering cloud retrieval scheme. *Icarus*, 250, 462–476. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2014.12.020>
- Jancey, R. (1966). Multidimensional group analysis. *Australian J. Botany*, 14, 127–130.
- Karkoschka, E. (1998). Methane, Ammonia, and Temperature Measurements of the Jovian Planets and Titan from CCD-Spectrophotometry. *Icarus*, 133, 134–146. <https://doi.org/10.1006/icar.1998.5913>
- Karkoschka, E. & Tomasko, M. G. (2010). Methane absorption coefficients for the jovian planets from laboratory, Huygens, and HST data. *Icarus*, 205(2), 674–694. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2009.07.044>
- Kaspi, Y., Galanti, E., Hubbard, W. B., Stevenson, D. J., Bolton, S. J., Iess, L., Guillot, T., Bloxham, J., Connerney, J. E. P., Cao, H., Durante, D., Folkner,

- W. M., Helled, R., Ingersoll, A. P., Levin, S. M., Lunine, J. I., Miguel, Y., Militzer, B., Parisi, M., & Wahl, S. M. (2018). Jupiter's atmospheric jet streams extend thousands of kilometres deep. *Nature*, 555(7695), 223–226. <https://doi.org/10.1038/nature25793>
- Kasten, F. (1968). Falling Speed of Aerosol Particles. *Journal of Applied Meteorology*, 7(5), 944–946. [https://doi.org/10.1175/1520-0450\(1968\)007<0944:FSOAP>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0450(1968)007<0944:FSOAP>2.0.CO;2)
- Kattawar, G. W. (1975). A three-parameter analytic phase function for multiple scattering calculations. *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 15, 839–849. [https://doi.org/10.1016/0022-4073\(75\)90095-3](https://doi.org/10.1016/0022-4073(75)90095-3)
- Kraus, E. B. & Squires, P. (1947). Experiments on the Stimulation of Clouds to Produce Rain. *Nature*, 159(4041), 489–491. <https://doi.org/10.1038/159489a0>
- Lacis, A. A. & Oinas, V. (1991). A description of the correlated-k distribution method for modelling nongray gaseous absorption, thermal emission, and multiple scattering in vertically inhomogeneous atmospheres. *J. Geophys. Res.*, 96, 9027–9064. <https://doi.org/10.1029/90JD01945>
- Law, N. M., Mackay, C. D., & Baldwin, J. E. (2006). Lucky imaging: high angular resolution imaging in the visible from the ground. *A&A*, 446, 739–745. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20053695>
- Lewis, J. S. (1969). The clouds of Jupiter and the NH<sub>3</sub>—H<sub>2</sub>O and NH<sub>3</sub>—H<sub>2</sub>S systems. *Icarus*, 10(3), 365–378.
- Li, L., Ingersoll, A. P., Vasavada, A. R., Porco, C. C., Del Genio, A. D., & Ewald, S. P. (2004). Life cycles of spots on Jupiter from Cassini images. *Icarus*, 172(1), 9–23. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2003.10.015>
- Limaye, S. S. (1986). Jupiter: New estimates of the mean zonal flow at the cloud level. *Icarus*, 65(2-3), 335–352. newblock [https://doi.org/10.1016/0019-1035\(86\)90142-9](https://doi.org/10.1016/0019-1035(86)90142-9)
- Liou, K. N. (1992). Radiation and cloud processes in the atmosphere. Theory, observation, and modeling.
- Liou, K. N. (2002). *An introduction to atmospheric radiation*, volume 84. Elsevier.
- López-Puertas, M. et al. (2018). Aerosols and Water Ice in Jupiter's Stratosphere from UV-NIR Ground-based Observations. *The Astronomical Journal*, 156(4), 169. <https://doi.org/10.3847/1538-3881/aadcef>
- Lucarini, V., Peiponen, K.-E., Saarinen, J. J., & Vartiainen, E. M. (2005). *Kramers-Kronig Relations in Optical Materials Research*. <https://doi.org/10.1007/b138913>

- Marcus, P. S., Asay-Davis, X., & Wong, M. (2013). Jupiter's Red Oval BA: Dynamics, Color, and Relationship to Jovian Climate Change. *J. Heat Transfer*, 135. <https://doi.org/10.1115/1.4007666>
- Marley, M. S., Ackerman, A. S., Cuzzi, J. N., & Kitzmann, D. (2013). Clouds and hazes in exoplanet atmospheres. *Comparative climatology of terrestrial planets*, 1, 367–391.
- Martonchik, J. V., Orton, G. S., & Appleby, J. F. (1984). Optical properties of NH<sub>3</sub> ice from the far infrared to the near ultraviolet. *Appl. Opt.*, 23, 541–547. <https://doi.org/10.1364/AO.23.000541>
- McGouldrick, K. & Toon, O. B. (2007). 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. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2007.04.007>
- McLean, W., Stam, D. M., Bagnulo, S., Borisov, G., Devogèle, M., Cellino, A., Rivet, J. P., Bendjoya, P., Vernet, D., Paolini, G., & Pollacco, D. (2017). A polarimetric investigation of Jupiter: Disk-resolved imaging polarimetry and spectropolarimetry. *A&A*, 601, A142. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629314>
- Mendikoa, I., Sánchez-Lavega, A., Pérez-Hoyos, S., Hueso, R., Rojas, J. F., & López-Santiago, J. (2017). Temporal and spatial variations of the absolute reflectivity of Jupiter and Saturn from 0.38 to 1.7  $\mu\text{m}$  with PlanetCam-UPV/EHU. *A&A*, 607, A72. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201731109>
- Mills, M. J., Toon, O. B., Turco, R. P., Kinnison, D. E., & Garcia, R. R. (2008). From the Cover: Massive global ozone loss predicted following regional nuclear conflict. *Proceedings of the National Academy of Science*, 105(14), 5307–5312. <https://doi.org/10.1073/pnas.0710058105>
- Minnaert, M. (1941). The reciprocity principle in lunar photometry. *ApJ*, 93, 403–410. <https://doi.org/10.1086/144279>
- Moreno, F. (1996). The Structure of the Stratospheric Aerosol Layer in the Equatorial and South Polar Regions of Jupiter. *Icarus*, 124(2), 632–644. <https://doi.org/10.1006/icar.1996.0237>
- Moses, J. I., Fouchet, T., Bézard, B., Gladstone, G. R., Lellouch, E., & Feuchtgruber, H. (2005). Photochemistry and diffusion in Jupiter's stratosphere: Constraints from ISO observations and comparisons with other giant planets. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 110(E8), E08001. <https://doi.org/10.1029/2005JE002411>
- Ordóñez-Etxeberria, I., Hueso, R., Sánchez-Lavega, A., & Pérez-Hoyos, S. (2016). Spatial distribution of jovian clouds, hazes and colors from Cassini ISS multi-

- spectral images. *Icarus*, 267, 34–50. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2015.12.008>
- Orton, G. S., Gustafsson, M., Burgdorf, M., & Meadows, V. (2007). Revised ab initio models for H<sub>2</sub>–H<sub>2</sub> collision-induced absorption at low temperatures. *Icarus*, 189(2), 544–549.
- Parisi, M., Kaspi, Y., Galanti, E., Durante, D., Bolton, S. J., Levin, S. M., Buccino, D. R., Fletcher, L. N., Folkner, W. M., Guillot, T., Helled, R., Iess, L., Li, C., Oudrhiri, K., & Wong, M. H. (2021). The depth of Jupiter’s Great Red Spot constrained by Juno gravity overflights. *Science*, 374(6570), 964–968. <https://doi.org/10.1126/science.abf1396>
- Pausata, F. S. R., Lindvall, J., Ekman, A. M. L., & Svensson, G. (2016). Climate effects of a hypothetical regional nuclear war: Sensitivity to emission duration and particle composition. *Earth’s Future*, 4(11), 498–511. <https://doi.org/10.1002/2016EF000415>
- Pérez-Hoyos, S., Sánchez-Lavega, A., García-Muñoz, A., Irwin, P. G. J., Peralta, J., Holsclaw, G., McClintock, W. M., & Sanz-Requena, J. F. (2018). Venus Upper Clouds and the UV Absorber From MESSENGER/MASCS Observations. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 123(1), 145–162. <https://doi.org/10.1002/2017JE005406>
- Pérez-Hoyos, S., Sánchez-Lavega, A., Hueso, R., García-Melendo, E., & Legarreta, J. (2009). The jovian anticyclone BA. III. Aerosol properties and color change. *Icarus*, 203(2), 516–530. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2009.06.024>
- Pérez-Hoyos, S., Sánchez-Lavega, A., Sanz-Requena, J. F., Barrado-Izagirre, N., Carrión-González, Ó., Anguiano-Arteaga, A., Irwin, P. G. J., & Braude, A. S. (2020). Color and aerosol changes in Jupiter after a North Temperate Belt disturbance. *Icarus*, 352, 114031. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2020.114031>
- Pérez-Hoyos, S., Sanz-Requena, J. F., Barrado-Izagirre, N., Rojas, J. F., Sánchez-Lavega, A., & IOPW Team (2012a). The 2009–2010 fade of Jupiter’s South Equatorial Belt: Vertical cloud structure models and zonal winds from visible imaging. *Icarus*, 217, 256–271. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2011.11.008>
- Pérez-Hoyos, S., Sanz-Requena, J. F., Sánchez-Lavega, A., Wong, M. H., Hammel, H. B., Orton, G. S., de Pater, I., Simon-Miller, A. A., Clarke, J. T., & Noll, K. (2012b). Vertical cloud structure of the 2009 Jupiter impact based on HST/WFC3 observations. *Icarus*, 221(2), 1061–1078. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2012.10.012>
- Plass, G. N., Kattawar, G. W., & Catchings, F. E. (1973). Matrix operator theory of radiative transfer. 1: Rayleigh scattering. *Appl. Opt.*, 12, 314–329. <https://doi.org/10.1364/AO.12.000314>

- Pollack, J. B., Rages, K., Pope, S. K., Tomasko, M. G., Romani, P. N., & Atreya, S. K. (1987). Nature of the stratospheric haze on Uranus: Evidence for condensed hydrocarbons. *J. Geophys. Res.*, 92(A13), 15037–15065. <https://doi.org/10.1029/JA092iA13p15037>
- Pruppacher, H. R. & Klett, J. D. (2012). *Microphysics of clouds and precipitation: Reprinted 1980*. Springer Science & Business Media.
- Rodgers, C. D. (2000). *Inverse Methods for Atmospheric Sounding: Theory and Practice*, volume 2. World Scientific, Series on Atmospheric, Oceanic and Planetary Physics. <https://www.worldscientific.com/worldscibooks/10.1142/3171#t=aboutBook>
- Rogers, J. H. (1995). *The giant planet Jupiter*. Cambridge ; New York, NY, USA : Cambridge University Press, 1995.
- Rogers, J. H. (2019). Continuing disruption of the GRS. *British Astronomical Association*. <https://www.britastro.org/node/17283>
- Rogers, J. H. (2020). Jupiter in 2020, report no.6: NTBs jetstream outbreak. *British Astronomical Association*. [https://britastro.org/section\\_information\\_/jupiter-section-overview/jupiter-in-2020/jupiter-in-2020-report-no-6-ntbs-jetstream-outbreak](https://britastro.org/section_information_/jupiter-section-overview/jupiter-in-2020/jupiter-in-2020-report-no-6-ntbs-jetstream-outbreak)
- Rossow, W. B. (1978). Cloud Microphysics: Analysis of the Clouds of Earth, Venus, Mars, and Jupiter. *Icarus*, 36(1), 1–50. [https://doi.org/10.1016/0019-1035\(78\)90072-6](https://doi.org/10.1016/0019-1035(78)90072-6)
- Sada, P. V., Beebe, R. F., & Conrath, B. J. (1996). Comparison of the Structure and Dynamics of Jupiter's Great Red Spot between the Voyager 1 and 2 Encounters. *Icarus*, 119(2), 311–335. <https://doi.org/10.1006/icar.1996.0022>
- Sánchez-Lavega, A. (2011). *An Introduction to Planetary Atmospheres*. Taylor & Francis Group.
- Sánchez-Lavega, A., Anguiano-Arteaga, A., Iñurrigarro, P., García-Melendo, E., Legarreta, J., Hueso, R., Sanz-Requena, J. F., Pérez-Hoyos, S., Mendikoa, I., Soria, M., Rojas, J. F., Andrés-Carcasona, M., Prat-Gasull, A., Ordoñez-Extebarria, I., Rogers, J. H., Foster, C., Mizumoto, S., Casely, A., Hansen, C. J., Orton, G. S., Momary, T., & Eichstädt, G. (2021). Jupiter's Great Red Spot: Strong Interactions With Incoming Anticyclones in 2019. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 126(4), e06686. <https://doi.org/10.1029/2020JE006686>
- Sanchez-Lavega, A. & Gomez, J. M. (1996). The South Equatorial Belt of Jupiter, I: Its Life Cycle. *Icarus*, 121(1), 1–17. <https://doi.org/10.1006/icar.1996.0067>
- Sánchez-Lavega, A., Gómez, J. M., Lecacheux, J., Colas, F., Miyazaki, I., Parker, D., & Guarro, J. (1996). The South Equatorial Belt of Jupiter, II: The Onset and



- Development of the 1993 Disturbance. *Icarus*, 121, 18–29. <https://doi.org/10.1006/icar.1996.0068>
- Sánchez-Lavega, A., Hueso, R., Lecacheux, J., Colas, F., Rojas, J. F., Gómez, J. M., Miyazaki, I., & Parker, D., (1998). Dynamics and Interaction between a Large-Scale Vortex and the Great Red Spot in Jupiter. *Icarus*, 136(1), 14–26. <https://doi.org/10.1006/icar.1998.6006>
- Sánchez-Lavega, A., Hueso, R., Eichstädt, G., Orton, G., Rogers, J., Hansen, C. J., Momary, T., Tabataba-Vakili, F., & Bolton, S. (2018). The Rich Dynamics of Jupiter's Great Red Spot from JunoCam: Juno Images. *The Astronomical Journal*, 156(4), 162. <https://doi.org/10.3847/1538-3881/aada81>
- Sánchez-Lavega, A., Legarreta, J., García-Melendo, E., Hueso, R., Pérez-Hoyos, S., Gómez-Forrellad, J. M., Fletcher, L. N., Orton, G. S., Simon-Miller, A., Chanoover, N., Irwin, P., Tanga, P., & Cecconi, M. (2013). Colors of Jupiter's large anticyclones and the interaction of a Tropical Red Oval with the Great Red Spot in 2008. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 118(12), 2537–2557. <https://doi.org/10.1002/2013JE004371>
- Sánchez-Lavega, A., Orton, G. S., Hueso, R., García-Melendo, E., Pérez-Hoyos, S., Simon-Miller, A., Rojas, J. F., Gómez, J. M., Yanamandra-Fisher, P., Fletcher, L., Joels, J., Kemerer, J., Hora, J., Karkoschka, E., de Pater, I., Wong, M. H., Marcus, P. S., Pinilla-Alonso, N., Carvalho, F., Go, C., Parker, D., Salway, M., Valimberti, M., Wesley, A., & Pujic, Z. (2008). Depth of a strong jovian jet from a planetary-scale disturbance driven by storms. *Nature*, 451, 437–440. <https://doi.org/10.1038/nature06533>
- Sánchez-Lavega, A., Orton, G. S., Morales, R., Lecacheux, J., Colas, F., Fisher, B., Fukumura-Sawada, P., Golisch, W., Griep, D., Kaminski, C., Baines, K., Rages, K., & West, R. (2001). The Merger of Two Giant Anticyclones in the Atmosphere of Jupiter. *Icarus*, 149(2), 491–495. <https://doi.org/10.1006/icar.2000.6548>
- Sánchez-Lavega, A., Pérez-Hoyos, S., & Hueso, R. (2004). Clouds in planetary atmospheres: A useful application of the Clausius-Clapeyron equation. *American Journal of Physics*, 72, 767–774. <https://doi.org/10.1119/1.1645279>
- Sánchez-Lavega, A., Rojas, J. F., Hueso, R., Lecacheux, J., Colas, F., Acarreta, J. R., Miyazaki, I., & Parker, D. (1999). Interaction of Jovian White Ovals BC and DE in 1998 from Earth-Based Observations in the Visual Range. *Icarus*, 142(1), 116–124. <https://doi.org/10.1006/icar.1999.6197>
- Sánchez-Lavega, A., Wesley, A., Orton, G., Hueso, R., Perez-Hoyos, S., Fletcher, L. N., Yanamandra-Fisher, P., Legarreta, J., de Pater, I., Hammel, H., Simon-Miller, A., Gomez-Forrellad, J. M., Ortiz, J. L., García-Melendo, E., Puetter, R. C., & Chodas, P. (2010). The Impact of a Large Object on Jupiter in 2009 July. *ApJ*, 715(2), L155–L159. <https://doi.org/10.1088/2041-8205/715/2/L155>

- Sanz-Requena, J., Pérez-Hoyos, S., Sánchez-Lavega, A., del Río-Gaztelurrutia, T., & Irwin, P. (2019). Hazes and clouds in a singular triple vortex in Saturn's atmosphere from HST/WFC3 multispectral imaging. *Icarus*, 333(4), e06686. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2019.05.037>
- Sculley, D. (2010). Web Scale K-Means clustering. *Proceedings of the 19th international conference on World wide web*. <https://doi.org/10.1145/1772690.1772862>
- Shetty, S. & Marcus, P. S. (2010). Changes in Jupiter's Great Red Spot (1979-2006) and Oval BA (2000-2006). *Icarus*, 210(1), 182–201. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2010.06.026>
- Simon, A. A., Tabataba-Vakili, F., Cosentino, R., Beebe, R. F., Wong, M. H., & Orton, G. S. (2018). Historical and Contemporary Trends in the Size, Drift, and Color of Jupiter's Great Red Spot. *AJ*, 155(4), 151. <https://doi.org/10.3847/1538-3881/aaae01>
- Simon, A. A., Wong, M. H., & Orton, G. S. (2015). First Results from the Hubble OPAL Program: Jupiter in 2015. *ApJ*, 812, 55. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/812/1/55>
- Simon-Miller, A. A., Banfield, D., & Gierasch, P. J. (2001a). An HST Study of Jovian Chromophores. *Icarus*, 149(1), 94–106. <https://doi.org/10.1006/icar.2001.6473>
- Simon-Miller, A. A., Banfield, D., & Gierasch, P. J. (2001b). Color and the Vertical Structure in Jupiter's Belts, Zones, and Weather Systems. *Icarus*, 154(2), 459–474. <https://doi.org/10.1006/icar.2001.6742>
- Simon-Miller, A. A., Chanover, N. J., Orton, G. S., Sussman, M., Tsavaris, I. G., & Karkoschka, E. (2006a). Jupiter's White Oval turns red. *Icarus*, 185(2), 558–562. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2006.08.002>
- Simon-Miller, A. A., Conrath, B. J., Gierasch, P. J., Orton, G. S., Achterberg, R. K., Flasar, F. M., & Fisher, B. M. (2006b). Jupiter's atmospheric temperatures: From Voyager IRIS to Cassini CIRS. *Icarus*, 180(1), 98–112. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2005.07.019>
- Smith, B. A., Soderblom, L. A., Johnson, T. V., Ingersoll, A. P., Collins, S. A., Shoemaker, E. M., Hunt, G. E., Masursky, H., Carr, M. H., Davies, M. E., Cook, Allan F., I., Boyce, J., Danielson, G. E., Owen, T., Sagan, C., Beebe, R. F., Veverka, J., Strom, R. G., McCauley, J. F., Morrison, D., Briggs, G. A., & Suomi, V. E. (1979). The Jupiter System Through the Eyes of Voyager 1. *Science*, 204(4396), 951–957. <https://doi.org/10.1126/science.204.4396.951>
- Solberg, H. G. (1969). A 3-month oscillation in the longitude of Jupiter's

- red spot. *Planet. Space Sci.*, 17(9), 1573–1580. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(69\)90146-9](https://doi.org/10.1016/0032-0633(69)90146-9)
- Sromovsky, L. A., Baines, K. H., Fry, P. M., & Carlson, R. W. (2017). A possibly universal red chromophore for modeling color variations on Jupiter. *Icarus*, 291, 232–244. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2016.12.014>
- Stauffer, D. & Kiang, C. (1974). Cloud base levels for jupiter and venus and the heteromolecular nucleation theory. *Icarus*, 21(2), 129–146. [https://doi.org/10.1016/0019-1035\(74\)90129-8](https://doi.org/10.1016/0019-1035(74)90129-8)
- Taylor, F. W., Atreya, S. K., Encrenaz, T., Hunten, D. M., Irwin, P. G. J., & Owen, T. C. (2004). The composition of the atmosphere of Jupiter. *Jupiter. The Planet, Satellites and Magnetosphere*, volume 1, 59–78. Cambridge University Press.
- Thompson, W. R. (1990). Global four-band spectral classification of Jupiter's clouds: color/albedo units and trends. *International Journal of Supercomputer Applications*, 4, 48–65. <https://doi.org/10.1177/109434209000400205>
- Toledo, D., Irwin, P. G. J., Rannou, P., Teanby, N. A., Simon, A. A., Wong, M. H., & Orton, G. S. (2019). Constraints on Uranus's haze structure, formation and transport. *Icarus*, 333, 1–11. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2019.05.018>
- Tomasko, M. G., West, R. A., & Castillo, N. D. (1978). Photometry and polarimetry of Jupiter at large phase angles I. Analysis of imaging data of a prominent belt and a zone from pioneer 10. *Icarus*, 33(3), 558–592. [https://doi.org/10.1016/0019-1035\(78\)90191-4](https://doi.org/10.1016/0019-1035(78)90191-4)
- Toon, O. B., Turco, R. P., Hamill, P., Kiang, C. S., & Whitten, R. C. (1979). A One-Dimensional Model Describing Aerosol Formation and Evolution in the Stratosphere: II. Sensitivity Studies and Comparison with Observations. *Journal of Atmospheric Sciences*, 36(4), 718–736. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1979\)036<0718:AODMDA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1979)036<0718:AODMDA>2.0.CO;2)
- Toon, O. B., Turco, R. P., Westphal, D., Malone, R., & Liu, M. S. (1988). A multidimensional model for aerosols - Description of computational analogs. *Journal of Atmospheric Sciences*, 45, 2123–2143. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1988\)045<2123:AMMFAD>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1988)045<2123:AMMFAD>2.0.CO;2)
- Trigo-Rodriguez, J. M., Sánchez-Lavega, A., Gómez, J. M., Lecacheux, J., Colas, F., & Miyazaki, I. (2000). The 90-day oscillations of Jupiter's Great Red Spot revisited. *Planet. Space Sci.*, 48(4), 331–339. [https://doi.org/10.1016/S0032-0633\(00\)00002-7](https://doi.org/10.1016/S0032-0633(00)00002-7)
- Turco, R. P., Hamill, P., Toon, O. B., Whitten, R. C., & Kiang, C. S. (1979a). A One-Dimensional Model Describing Aerosol Formation and Evolution in the Stratosphere: I. Physical Processes and Mathematical Analogs. *Journal of Atmosphere-*

- ric Sciences*, 36(4), 699–717. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1979\)036<0699:AODMDA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1979)036<0699:AODMDA>2.0.CO;2)
- Turco, R. P., Hamill, P., Toon, O. B., Whitten, R. C., & Kiang, C. S. (1979b). The NASA-Ames Research Center Stratospheric Aerosol Model. 1. Physical Processes and Computational Analogs. Technical report.
- Turco, R. P., Toon, O. B., Ackerman, T. P., Pollack, J. B., & Sagan, C. (1983). Nuclear Winter: Global Consequences of Multiple Nuclear Explosions. *Science*, 222(4630), 1283–1292. <https://doi.org/10.1126/science.222.4630.1283>
- Vabishchevich, P. N. & Vasil’eva, M. V. (2012). Explicit-implicit schemes for convection-diffusion-reaction problems. *Numerical Analysis and Applications*, 5, 297–306. <https://doi.org/10.1134/S1995423912040027>
- West, R. A., Baines, K. H., Friedson, A. J., Banfield, D., Ragent, B., & Taylor, F. W. (2004). Jovian clouds and haze. *Jupiter. The Planet, Satellites and Magnetosphere*, volume 1, 79–104. Cambridge University Press.
- Wong, M. H. (2010). *Amplitude of fringing in WFC3/UVIS narrowband red filters*. WFC3 Instrument Science Report 2010-04, 18 páginas.
- Wong, M. H., de Pater, I., Asay-Davis, X., Marcus, P. S., & Go, C. Y. (2011). Vertical structure of Jupiter’s Oval BA before and after it reddened: What changed? *Icarus*, 215(1), 211–225. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2011.06.032>
- Wong, M. H., Marcus, P. S., Simon, A. A., de Pater, I., Tollefson, J. W., & Asay-Davis, X. (2021). Evolution of the Horizontal Winds in Jupiter’s Great Red Spot From One Jovian Year of HST/WFC3 Maps. *Geophys. Res. Lett.*, 48(18), e93982. <https://doi.org/10.1029/2021GL093982>
- Wong, M. H., Simon, A. A., Tollefson, J. W., de Pater, I., Barnett, M. N., Hsu, A. I., Stephens, A. W., Orton, G. S., Fleming, S. W., Goullaud, C., Januszewski, W., Roman, A., Bjoraker, G. L., Atreya, S. K., Adriani, A., & Fletcher, L. N. (2020). High-resolution UV/Optical/IR Imaging of Jupiter in 2016-2019. *ApJS*, 247(2), 58. <https://doi.org/10.3847/1538-4365/ab775f>
- Young, R. E., Smith, M. A., Sobeck, C. K. (1996). Galileo Probe: In situ Observations of Jupiter’s Atmosphere. *Science*, 272(5263), 837-838. <https://doi.org/10.1126/science.272.5263.837>
- Zhang, X., West, R. A., Banfield, D., & Yung, Y. L. (2013). Stratospheric aerosols on Jupiter from Cassini observations. *Icarus*, 226(1), 159–171. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2013.05.020>