

EUSKAL HERRIKO UNIBERTSITATEA
UNIVERSIDAD DEL PAIS VASCO

Fisika Aplikatua I Saila
Ingeniaritza Goi Eskola



TURBULENCIA Y ONDAS EN LA ATMÓSFERA DE JÚPITER

Directores: Agustín Sánchez Lavega
Santiago Pérez Hoyos
Escuela Superior de Ingeniería
Departamento de Física Aplicada I, EHU-UPV

MEMORIA

presentada para optar al grado de Doctor en Ciencias Físicas por

NAIARA BARRADO IZAGIRRE

Bilbaon, 2009.eko Uztaila

Turbulencia y Ondas en la Atmósfera de Júpiter

Naiara Barrado Izagirre

16 de noviembre de 2009

Agradecimientos

De pequeños todos soñamos con lo que seremos de mayores: peluquera, arquitecto, directora de cine (sí, sí, de los que hacen “pelis”)... pero a mi nunca se me había pasado por la cabeza ser científica. De hecho no supe lo que realmente significaba esa palabra hasta que no pasaron uno o dos años de carrera en la que, por cierto, entré sin ningún tipo de pretensión. Puede que ésta sea la razón por la que he llegado hasta aquí; porque siempre he intentado hacer y descubrir lo que cada momento de la vida me ha brindado. Entré en la carrera pensando en que l@s físic@s estudiaban para ser “profes” (cosa que en aquel momento no me motivaba; pensé que dejaría la carrera en un año y luego me dedicaría a la imagen y el sonido) y me di cuenta de que nada más lejos de la realidad. Soy muy perseverante y, en cuanto entendí de qué iba esto de la física y la investigación, supe que lo que realmente quería hacer era investigar. Y si he de ser sincera, aunque a muchos les extraña, todavía no me ha decepcionado. Puede ser porque realmente me gusta, pero de lo que no tengo duda es de que si esto es así es principalmente por todo el apoyo (de tanta gente tan diferente) que he tenido durante estos cuatro años que llevo dedicándome a esto de ser “científica” (Uff! como suena!).

Por eso quiero empezar (porque por algún sitio hay que empezar) agradeciendo a la EHU que me concediera una beca predoctoral que, más tarde, se convertiría en el contrato que hasta el día de hoy me está sustentando. Sin ella, no estaría aquí porque, aunque resulte frío, para investigar así como para vivir hace falta financiación.

Seguiré agradeciendo al Departamento de Física Aplicada I, al que puedo decir que pertenezco desde el primer día, ya que me acogieron y me apoyaron como a una más. En él he conocido gente muy válida, tanto en lo profesional como en lo personal, con la que he compartido reuniones, cafés, risas,... Destacar entre esta gente a Nora, Sara, Raquel y Marina con las que he compartido tantas comidas, Esti, que haría sin tus risas, Asier, siempre con una solución informática debajo del brazo y, por supuesto, Marta, apoyo moral (que durante la Tesis buena falta hace), psicológico, logístico, ... en definitiva una amiga.

Pero sin duda, parte de esta Tesis le pertenece al Grupo de Ciencias Planetarias,

Capítulo 0. Agradecimientos

todos ellos merecen mi más sincero agradecimiento. Enrique García-Melendo, Josep María, Jesús Arregui, Jose Félix Rojas, Jon Legarreta y Teresa del Rio han estado ahí desde el primer día para lo que necesitase; al otro lado de la pared, al otro lado del teléfono y por supuesto al otro lado de la pantalla. Ricardo Hueso y Javier Peralta siempre dispuestos a ayudarme por muy liados que estuviesen, aunque eso supusiese tener que salir de la uni a horas intempestivas por la carga de trabajo. De este grupo también han formado parte, aunque por poco tiempo, numerosos estudiantes de proyecto con los que he tenido el placer de compartir despacho, empezando por Aleks (que ya estaba cuando llegué), luego vinieron Iban, Sara e Itziar. Pero obviamente no puedo olvidarme de dos de las personas más importantes de esta Tesis, Agustín Sánchez Lavega y Santiago Pérez Hoyos. Agustín, que además de ser un gran investigador (de eso creo que no cabe duda a estas alturas de la película) es una excelente persona, me ha demostrado que ambas virtudes no están reñidas. Trabajar con él ha sido una gran experiencia de la que he aprendido muchísimo. Y para Santi, no tengo palabras, me ha ayudado en todo momento. Director, mentor, saco de lagrimas, ... con él he aprendido, me he desahogado, he llorado, he reído pero, sobre todo, he conocido a un amigo; una grandísima persona de la que mucha gente debería aprender que se puede ser comprensivo al mismo tiempo que “jefe”. ¡¡GRACIAS, GRACIAS, GRACIAS!!

Por supuesto, no me puedo olvidar de mis amigos, que han hecho que este camino se haga más ameno y divertido. Por suerte, son muchos los que forman este grupo. No puedo nombrarlos a tod@s pero me gustaría mencionar a algunos: Agus, que siempre ha estado al otro lado de la pantalla para cualquier duda informática (o existencial) y sus email para amenizar el día (spam, spam, spam!), Hector y sus interesantes preguntas sobre si Júpiter es más grande que Asia y América, Oskar con sus inesperadas visitas a cualquier hora (café, comida, ... gracias por el poema), Sergio mi gran y único “fan”, Naia tan lejos y a la vez tan cerca, Padin (todavía estoy esperando tus correcciones), Loreto (eres la siguiente y lo sabes), Antxon, Sonia, Pablo, y un largo etcétera. Tampoco se me olvidan “mis chicas del ballet”, que hubiese sido de mí sin desahogarme tarde sí y tarde también de mi estrés diario y sin sus incansables ánimos (eh! Maitane), ni de mis “klasekide”-s de la uni.

Nada de esto sería lo que es sin mi familia, a ellos les debo el estar aquí. Es difícil agradecer todo lo que han hecho por mí, he tenido su apoyo incondicional desde el principio y nunca me han puesto ni la más mínima pega para dedicarme a lo que me dedicase aunque supiesen que no sería fácil. Mi ama y mi aita, siempre intentando entender lo que hacía, Olatz aguantando a la loca de su hermana, mis aitites que nunca sabrán a lo que me dedico pero que siempre estarán orgullosísimos de su nieta “la eterna estudiante” (por lo visto para ellos seguir en la uni es lo que supone).

Y por supuesto no se como agradecer a quien más me ha sufrido y aguantado, la persona que he tenido a mi lado en todo momento, Asier. Él ha vivido y sufrido mis

alegrías, mis enfados, mis chapas, mis nervios (tranquilo Asiertxu, que a partir de ahora mi vida será... mucho más estresante, jeje!). Pero sobre todo me ha apoyado y ayudado en todo lo que he necesitado a conseguir mi propósito, y aquí estoy, parecía que no iba a llegar nunca, a puntito de depositar mi Tesis.

Esta Tesis os la dedico a tod@s vosotr@s porque también es un poquito vuestra.

ESKERRIK ASKO!

Capítulo 0. Agradecimientos

Son inmensas las dunas
que se extienden ante nosotros,
infinidad de huellas esperan nacer
en la virginidad perpetua del conocimiento.

De las mismas cenizas
de cada libro incinerado
brota el grito de rabia de la razón
arengando a un mundo demasiado sordo.

Cada palmo oscuro,
cada habitación sin recorrer,
anhela una semilla de inquietud
con la que hacer girar las poleas
que arrastren los granos de arena
y hagan más pequeños los desiertos
para acercarnos al día en que,
podremos ver tan lejos,
que llegaremos a mirarnos

a los ojos.

Oskar Marcos

Índice general

Agradecimientos	III
Índice de tablas	IX
Índice de figuras	XI
1. Introducción	1
1.1. Descripción de la atmósfera de Júpiter	1
1.1.1. Composición Química	3
1.1.2. Nubes	4
1.1.3. Aspecto visual de Júpiter: Bandas, zonas y fenómenos meteorológicos	6
1.1.4. Circulación general	12
1.2. Ondas y turbulencia: Antecedentes	16
1.2.1. Observaciones	17
1.2.2. Ondas	20
1.2.3. Turbulencia	21
1.3. Objetivos de esta Tesis doctoral	22
2. Observaciones y Métodos de Análisis	25
2.1. Observaciones	25
2.1.1. Telescopio Espacial Hubble	27
2.1.2. Sonda Cassini	31
2.1.3. International Outer Planet Watch	33
2.2. Navegación y Tratamiento de Imágenes	36
2.2.1. Software de navegación y tratamiento: LAIA y PLIA	36
2.2.2. Procesado de imágenes y proyecciones geométricas	37
2.3. Análisis de las imágenes	42
2.3.1. Medida de vientos	42
2.3.2. Distribución espectral del brillo	44
3. Observación de Ondas Atmosféricas en Júpiter	49
3.1. Introducción	49
3.2. Ondas Circumpolares	51

Índice general

3.2.1. Estructura vertical nubosa en las regiones polares	52
3.2.2. Perfiles zonales de vientos en las regiones polares	53
3.2.3. Estructura horizontal de las ondas circumpolares	56
3.3. Búsqueda global de ondas	62
3.4. Conclusiones	71
4. Interpretación de las ondas circumpolares: Ondas de Rossby	73
4.1. Introducción	73
4.2. Ondas de Rossby Barotrópicas	75
4.3. Propagación en tres dimensiones	78
4.3.1. Propagación en un flujo con cizalla	79
4.3.2. Nivel crítico	79
4.4. Interpretación de las ondas circumpolares	80
5. Turbulencia y Distribución de brillo en las nubes de Júpiter	85
5.1. Teorías Clásicas de la Turbulencia	85
5.1.1. Teoría de Kolmogorov (Turbulencia 3D)	89
5.1.2. Turbulencia bidimensional	92
5.2. Estudio de la turbulencia en la atmósfera de Júpiter	95
5.3. Espectro de potencia de los perfiles meridionales de brillo y viento	98
5.4. Discusión: Turbulencia anisótropa unidimensional	104
5.5. Espectros de potencias de cortes fotométricos zonales	105
5.6. Discusión de los en términos de teorías clásicas de turbulencia	114
5.7. Conclusiones	120
6. Turbulencia y Ondas en el jet más intenso de Júpiter	123
6.1. Introducción	123
6.2. Descripción del fenómeno NTBD y morfología de las nubes	126
6.3. Espectros de potencia y periodogramas	128
6.4. Medida del perfil de vientos del jet	131
6.5. Interpretación en términos de onda de Rossby	133
6.6. Simulaciones numéricas de la inestabilidad	136
6.6.1. EPIC: Breve descripción	136
6.6.2. Simulación NTBD	138
6.7. Conclusiones	140
7. Conclusiones e Investigación Futura	143
7.1. Conclusiones	143
7.2. Dirección futura de investigación	147
A. Resumen de las imágenes utilizadas en la Tesis	153
B. Planisferios a alta resolución	163

Referencias	171
Índice alfabético	183

Índice general

Índice de tablas

1.1. Júpiter en números	2
1.2. Misiones Espaciales	19
2.1. Resumen de las imágenes utilizadas en la tesis	26
2.2. Filtros de la cámara WFPC2 de HST	29
2.3. Filtros de la cámara Cassini-ISS	33
3.1. Niveles de sondeo de los filtros seleccionados.	53
3.2. Propiedades principales de las onda circumpolares	60
3.3. Propiedades de las principales onda circumpolares	63
3.4. Localización de las ondas	69
5.1. Pendientes de los espectros de potencia del análisis meridional	100
5.2. Pendientes del espectro de potencia para los cortes zonales.	108
5.3. Pendientes de espectros de potencia y puntos de inflexión para la energía cinética y el albedo de las nubes.	116
5.4. Escalas dinámicas	118
6.1. Pendientes de los espectros de potencia de la NTB	132
A.1. Listado de imágenes utilizadas en los capítulos 3 y 4	154
A.2. Listado de imágenes utilizadas en el capítulo 5.	159
A.3. Listado de imágenes utilizadas en el capítulo 6.	160

Índice de tablas

Índice de figuras

1.1. Sistema Solar	2
1.2. Comparativa GRS vs. Tierra	3
1.3. Nubes en Júpiter	5
1.4. Bandas y zonas	7
1.5. Perfil de vientos y morfología.	8
1.6. Planisferio de Júpiter	10
1.7. Latitud planetográfica y planetocéntrica.	13
1.8. Perfiles de vientos	14
1.9. Vientos en altura	15
1.10. Sidereus Nuncius (1610)	17
1.11. Giove, de Donato Creti (1671-1749)	18
1.12. Campo turbulento en las nubes de Júpiter	23
2.1. Ejemplos de HST y Cassini	27
2.2. Hubble	28
2.3. Disposición de los detectores de la WFPC2.	30
2.4. Trayectoria de la sonda Cassini.	32
2.5. Perfil vertical de temperatura, posición de las nubes y nivel de sondeo.	34
2.6. Reflectividad de Júpiter y curvas de transferencia de algunos filtros.	35
2.7. Navegación de imágenes planetarias	37
2.8. Tratamiento de las imágenes	38
2.9. Ejemplo de proyección polar	39
2.10. Composición de planisferios	40
2.11. Geometría de visualización e iluminación de un planeta.	41
2.12. Ejemplo del análisis espectral.	46
3.1. Estructura vertical de las nubes en las regiones polares.	54
3.2. Perfil de vientos zonales de las regiones polares	55
3.3. Cizalla vertical del viento	57
3.4. Morfología de las regiones polares con imágenes de Cassini	58
3.5. Morfología de las regiones polares a alta resolución con Cassini	59
3.6. Evolución temporal de la morfología de las regiones polares	61
3.7. Onda polar Sur con imágenes de ACS.	64

Índice de figuras

3.8. Planisferios y mapas espectrales en infrarrojo.	65
3.9. Planisferios y mapas espectrales en azul.	66
3.10. Planisferios y mapas espectrales en ultravioleta.	67
3.11. Periodogramas de Lomb-Scargle para números de onda altos.	70
3.12. Localización de las ondas sobre el perfil de vientos zonal.	71
4.1. Movimiento de las parcelas de aire bajo la influencia de una onda de Rossby.	75
4.2. Campo de vorticidad de la perturbación y campo de velocidad inducido.	76
4.3. Gradientes de vorticidad	82
4.4. Relación de dispersión de la onda de Rossby	83
5.1. Visión de Leonardo da Vinci de la turbulencia.	86
5.2. De sterrennacht, de Vincent Van Gogh.	87
5.3. Esquema del espectro de energía de Kolmogorov.	91
5.4. Esquema del espectro de la turbulencia bidimensional.	94
5.5. Esquema de conexión entre energía y reflectividad	97
5.6. Planisferios utilizados en este capítulo.	99
5.7. Espectros de potencia del viento zonal.	101
5.8. Espectros de potencia de la derivada del viento zonal.	102
5.9. Espectros de potencia del brillo promedio meridional con HST.	103
5.10. Espectros de potencia del brillo promedio meridional con Cassini.	104
5.11. Algunos ejemplos de espectros de potencia de cortes de brillo zonales.	106
5.12. Efecto de las estructuras de gran escala en los espectros de potencia.	109
5.13. Valores de las pendientes para el infrarrojo cercano.	110
5.14. Valores de las pendientes para el azul.	111
5.15. Valores de las pendientes para el ultravioleta.	112
5.16. Promedio de las pendientes zonales respecto a la longitud de onda.	113
5.17. Esquema comparativo entre las teorías de turbulencia y los resultados experimentales.	119
6.1. Planisferios utilizados en el análisis.	124
6.2. Morfología e histogramas de tamaño	127
6.3. Morfología de la NTBD en diferentes longitudes de onda.	128
6.4. Cortes fotométricos y periodogramas de la perturbación.	130
6.5. Ejemplos de espectros de potencia del brillo.	131
6.6. Perfil de vientos zonal de la NTB.	133
6.7. Morfología de la NTBD.	134
6.8. Simulación de EPIC para la perturbación.	139
6.9. Evolución de la energía cinética turbulenta media en función de la latitud.	141
7.1. Periodogramas de campo de temperatura de Saturno	148
7.2. Perfiles y simulación del campo de velocidad de Júpiter	149

7.3. Simulación del campo de temperatura de Saturno.	150
7.4. Campo de velocidad en BA y sus alrededores.	151
B.1. Planisferio ultravioleta (F255W) de HST (1995)	164
B.2. Planisferio azul (F410M) de HST (1995)	165
B.3. Planisferio infrarrojo (F953N) de HST (1995)	166
B.4. Planisferio ultravioleta (UV1) de Cassini (2000)	167
B.5. Planisferio azul (BL1) de Cassini (2000)	168
B.6. Planisferio infrarrojo (CB3) de Cassini (2000)	169

Índice de figuras

Capítulo 1

Introducción

1.1. Descripción de la atmósfera de Júpiter

Júpiter, quinto planeta en distancia al Sol, es el objeto más grande del Sistema Solar excluyendo obviamente a nuestra estrella. Junto con Saturno, Urano y Neptuno pertenece a los llamados planetas exteriores. Considerando su masa, radio y densidad, éstos suelen dividirse a su vez en dos subgrupos: Júpiter y Saturno, conocidos como gigantes gaseosos por su composición (principalmente hidrógeno y en menor medida helio) y Urano y Neptuno, llamados gigantes helados por ser los hielos una parte sustancial de su composición. En la Figura 1.1 podemos ver estos gigantes junto con el resto de los planetas del Sistema Solar. Estas grandes esferas de gas que orbitan alrededor del Sol, no poseen superficie sólida sino que constituyen un continuo de gases progresivamente más denso debido a la presión y, al menos en el caso de Saturno, un núcleo rocoso con una pequeña porción de su masa. Por esa razón, definir donde comienza o termina su atmósfera no es trivial. Llamaremos atmósfera a una fina capa exterior de unos pocos cientos de kilómetros, que la comparada con el radio total del planeta supone menos de un 1%. En el caso de Júpiter y Saturno, muestra una increíble variedad de fenómenos dinámicos y meteorológicos y por tanto puede considerarse como un gran laboratorio natural para el estudio de la meteorología y la dinámica atmosférica, un laboratorio que nunca podríamos construir en la Tierra debido a sus características de tamaño, temperatura, etc. La masa de Júpiter, 318 veces mayor que la de la Tierra (M_T), es de $1,899 \cdot 10^{27}$ kg y su temperatura media a 1 bar es de -121° C pudiendo variar desde los -163.15° C hasta los -75.15° C. La distancia media al Sol es de 5,2 UA (Unidades Astronómicas) que en kilómetros supone $7,78 \cdot 10^8$ km. Los datos más significativos del planeta están resumidos en la Tabla 1.1.

Cuando comparamos la atmósfera de la Tierra con la de Júpiter, vemos que prácticamente todos los aspectos están magnificados. Por ejemplo, Júpiter posee una docena de corrientes en chorro (denominadas comunmente jets) hacia el Este,

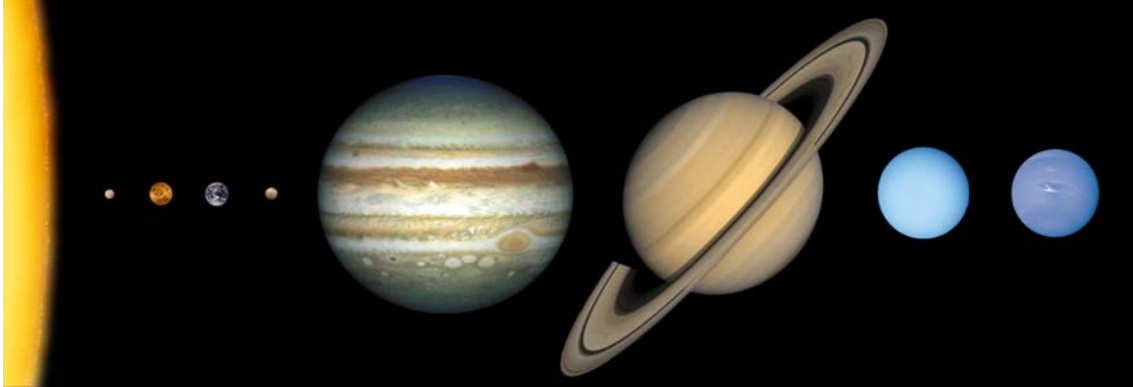


Figura 1.1: *El Sistema Solar. De izquierda a derecha: el Sol, Mercurio, Venus, Tierra, Marte, Júpiter, Saturno, Urano y Neptuno. En esta figura los tamaños de los planetas están a escala pero no así las distancias entre ellos. Fuente: NASA.*

Tabla 1.1: Júpiter en números

<i>Propiedad</i>	<i>Júpiter</i>
Masa	318 M_T
Radio Ecuatorial	71 492 km
Radio Polar	66 854 km
Densidad	1.33 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$
Gravedad a 1 bar	22.9 $\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$
Temperatura media a 1 bar	152 K
Periodo de Rotación	9 h 55 m 29.7 s
Periodo Orbital	11.86 años
Distancia media al Sol	5.20336 UA
Excentricidad	0.048
Inclinación del eje de rotación	3.13°



Figura 1.2: Imagen a escala de la Gran Mancha Roja frente a la Tierra. La Gran mancha roja casi duplica el tamaño de nuestro planeta. Fuente: NASA.

mientras que en la Tierra únicamente hallamos uno en cada hemisferio. Los vientos en Júpiter son unas 3-4 veces más intensos que en la Tierra. En Júpiter se desarrollan vórtices gigantes como la Gran Mancha Roja cuyo tamaño es casi el de dos Tierras (ver Figura 1.2) y que pueden durar siglos. Por el contrario, el tiempo medio de vida de una tormenta en la Tierra es de una semana. Sin embargo, en ambos planetas se pueden observar relámpagos. A pesar de todas estas diferencias, el estudio comparativo de las atmósferas planetarias nos proporciona una información sobre su funcionamiento imposible de obtener por otras vías.

A pesar de todo, no debemos olvidar que aún quedan muchas incógnitas por desvelar sobre este planeta como por ejemplo su estructura interna y el origen de sus vientos huracanados, entre otras.

1.1.1. Composición Química

Para explicar la composición química de la atmósfera de Júpiter tenemos que remontarnos al momento en el que se formó el Sistema Solar. La nebulosa protosolar en la que se formó estaba compuesta de hidrógeno y helio principalmente,

Capítulo 1. Introducción

más algunos elementos pesados en un bajo porcentaje, por lo que se sostiene que Júpiter, al igual que el Sol, debe de contener estos elementos en una proporción muy parecida: alrededor de un 83.5 % de hidrógeno frente a un 16 % de helio (Anders and Grevesse 1989).

El resto de elementos de Júpiter (carbono, nitrógeno, oxígeno y azufre), están en la atmósfera mezclados con el hidrógeno formando metano (CH_4 , 0.18 %), amoníaco (NH_3 , 0.07 %), agua (H_2O , 0.05 %), sulfuro de hidrógeno (H_2S , 0.007 %) y toda una familia de hidrocarburos entre otros (Taylor et al. 2004). Estas especies son además los condensables más abundantes. Las abundancias de estos compuestos están tabuladas por ejemplo en De Pater and Lissauer (2001) o Taylor et al. (2004) aunque existe una pequeña discrepancia entre las abundancias medidas por la sonda Galileo y las calculadas a partir de la abundancia solar.

Algunas de estas sustancias químicas han sido detectadas usando técnicas espectroscópicas desde observatorios terrestres. Los gases CH_4 , NH_3 , H_2O y H_2S tienen bandas de absorción en las longitudes de onda visibles, ultravioleta y infrarrojo, lo que posibilita su detección espectral. Los primeros en detectarse fueron el metano y el amoníaco. El espectro solar reflejado por la atmósfera joviana reveló la existencia de dos bandas de absorción debidas a estas especies (antes incluso que el hidrógeno). Más tarde también fue detectada la presencia de H_2O . Estas detecciones fueron posteriormente confirmadas por las medidas *in situ* de la sonda Galileo, la cual también confirmó la presencia del H_2S y de gases nobles (He , Ne , Ar , Kr y Xe).

1.1.2. Nubes

La ubicación vertical de las capas de nubes se puede dar en kilómetros respecto a un nivel de referencia o bien en términos de presión atmosférica (en bares). Ambas magnitudes están relacionadas por medio de la ecuación de equilibrio hidrostático: $\frac{dp}{\rho} = -g \cdot dz$ (Holton 2004) que suponemos aplicable por término medio en todo el planeta. En este texto, utilizaremos la presión para referirnos a dichos niveles. Conociendo la estructura térmica de la atmósfera, su composición química y la abundancia de cada especie, es posible predecir la estructura nubosa que poseerá la atmósfera a partir de la ecuación de Clausius-Clapeyron, es decir, los niveles verticales a los cuales se producirá condensación de las diferentes especies condensables y por tanto dónde se formarán las nubes (Sánchez-Lavega et al. 2004).

Los condensables más abundantes en la atmósfera superior de Júpiter son el amoníaco (NH_3), el hidrosulfuro de amonio (NH_4SH), y el agua (H_2O) (Atreya et al. 1999). Los modelos de Lewis (1969) y Weidenschilling and Lewis (1973), mejorados posteriormente por Carlson et al. (1987), apuntan a la existencia de tres capas

1.1. Descripción de la atmósfera de Júpiter

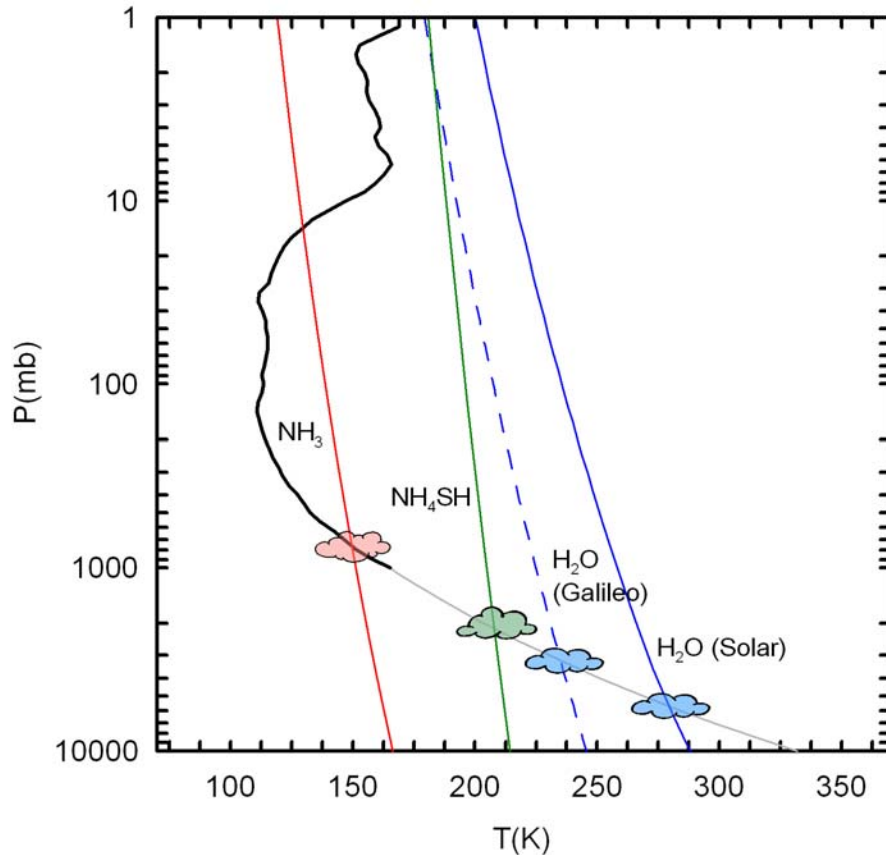


Figura 1.3: Perfil vertical de temperatura de Júpiter (Lindal et al. 1981) (línea continua negra, en gris la extrapolación adiabática) comparado con las curvas de presión de saturación del vapor para los diferentes condensables de Júpiter: NH_3 (rojo), NH_4SH (verde) y H_2O (azul). El punto donde esta curva y el perfil se cruzan muestra el nivel en el que se sitúa la base de la nube para cada uno de los condensables. Para el caso del agua hay dos curvas: la discontinua representa las medidas de la sonda Galileo mientras que la continua está calculada respecto a la abundancia Solar. (Sánchez-Lavega et al. 2004)

nubosas. El agua condensa formando nubes de cristales de hielo a un nivel de presión entre 4 y 6 bares y a una temperatura de alrededor de 250K, mientras que el hidrosulfuro de amonio lo hace a presiones de unos 2,5 bares a 210K. Por encima de dichos niveles la atmósfera joviana queda empobrecida en agua e hidrosulfuro de amonio pero el amoníaco sigue estando presente formando la capa de nubes más alta. El amoníaco forma nubes de cristales de hielo cuya base se sitúa a un nivel de presión de 0,6 - 0,7 bares ($T \approx 140$ K) siendo ésta la capa de nubes más alta y la única visible en las longitudes de onda del visible y del infrarrojo cercano. La Figura 1.3 muestra los niveles en los que se encuentran las nubes de acuerdo con los resultados obtenidos a partir de estos modelos termoquímicos sobre el perfil vertical de temperaturas de la atmósfera.

Por encima del banco de nubes de amoníaco existen dos capas de nieblas: una en

la estratosfera por encima de los 100 mbar y otra en la alta troposfera cuya cima alcanza niveles de presión entre 200 y 400 mbar, dependiendo de la región del planeta (West et al. 2004; Pérez-Hoyos and Sánchez-Lavega 2009). El aspecto que muestra el planeta observado en distintas longitudes de onda responde a los distintos procesos de absorción y difusión tanto de las especies gaseosas como de las partículas. Así, en longitudes de onda del ultravioleta en las cuales la difusión Rayleigh por las moléculas de H_2 y He es dominante, una zona despejada se observa brillante, mientras que una nube alta aparece oscura. Justo el efecto contrario ocurre en longitudes de onda donde la absorción gaseosa es dominante, como en la intensa banda de absorción del metano a 890 nm. En este caso, una zona despejada se ve oscura, mientras que una nube alta se ve brillante, ya que la reflexión en la nube acorta la atenuación de la radiación debido a la absorción gaseosa. Es común por tanto, esta dicotomía en las observaciones de Júpiter que muestra, como si del negativo de una fotografía se tratara, las zonas altas brillantes u oscuras en función de la longitud de onda en la que observemos. En longitudes de onda más largas, siempre que nos situemos fuera de las bandas de absorción del metano o hidrógeno, la radiación atraviesa las capas de nieblas compuestas por pequeñas partículas para alcanzar niveles más profundos como la nube de amoníaco o incluso, según afirman Banfield et al. (1998), nubes especialmente altas de agua.

Las diferentes capas de nubes tienen una influencia importante en las propiedades térmicas de la atmósfera y son capaces de alterar el gradiente térmico vertical. En primer lugar, por su capacidad de liberar calor latente durante su condensación y formación y, en segundo lugar, porque las nubes reflejan y absorben parte de la radiación solar, alterando la deposición de energía en las regiones de la atmósfera donde se encuentran (Pérez-Hoyos and Sánchez-Lavega 2009).

1.1.3. Aspecto visual de Júpiter: Bandas, zonas y fenómenos meteorológicos

Si miramos a Júpiter a través de un telescopio vemos un disco de color ocre bandeado en la dirección zonal (Este-Oeste). Esto es, el aspecto visual de Júpiter está dominado por un patrón de zonas brillantes y bandas oscuras paralelas al ecuador. La nomenclatura utilizada tradicionalmente para zonas y bandas esta descrita en la Figura 1.4 (ver Rogers 1995 para una descripción detallada de las bandas y zonas). Este patrón bandeado es muy estable en Júpiter pese a que, como veremos, en ocasiones alguna de las bandas sufre alteraciones.

Las zonas son en general más uniformes que las bandas, particularmente en el hemisferio Norte. En las zonas los detalles de pequeña escala tienen poco contraste y los detalles de gran escala son más regulares en el tiempo (Ingersoll et al. 2004).

1.1. Descripción de la atmósfera de Júpiter

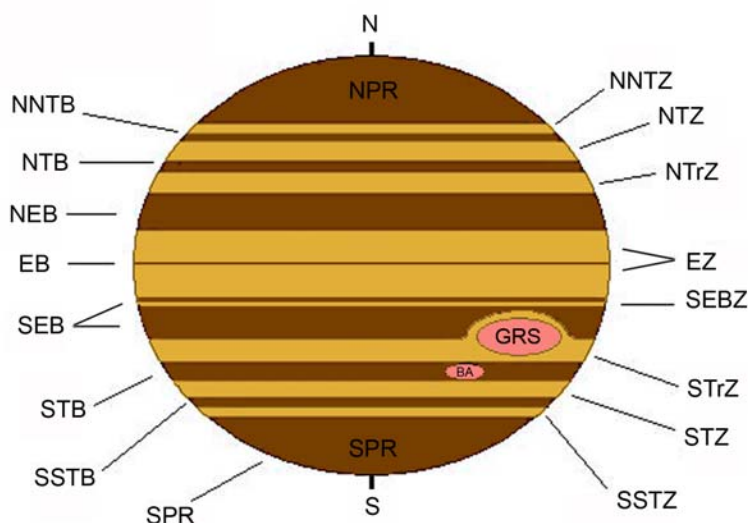


Figura 1.4: Terminología anglosajona internacionalmente aceptada que denomina bandas y zonas según su posición respecto al ecuador combinando: B (Belt), Z (Zone), E (Equatorial), T (Temperate), S (South), N (North), P (Polar), Tr (Tropical) y R (Region). GRS y BA indican la posición de la Gran mancha roja y del óvalo BA.

Se acepta que en las zonas las nubes se extienden, generalmente, hasta niveles de altura más elevados que en las bandas. La diferencia de presión suele ser de 100 - 200 milibares, y cuanto más oscura es la banda, más profundas son sus nubes (Irwin 2003). En ocasiones, se inician pequeños fenómenos convectivos en las bandas que pueden llegar a crecer hasta alcanzar grandes alturas y circundar todo el planeta (Simon-Miller et al. 2001). Observadores amateur y profesionales han sido capaces de estudiar y caracterizar estas perturbaciones (ver por ejemplo Sánchez-Lavega et al. 1991, Sánchez-Lavega and Gómez 1996 and Sánchez-Lavega et al. 2008) como veremos en detalle en el Capítulo 6.

El patrón bandeado de Júpiter se correlaciona casi perfectamente con el perfil de vientos del planeta que describiremos en la sección 1.1.4. Los vientos alcanzan sus picos en las fronteras entre bandas y zonas (ver Figura 1.5). Por esta razón, podemos concluir que las zonas son anticiclónicas¹, lo que significa que tienen un jet hacia el Este en la parte más cercana al polo y un jet hacia el Oeste en la parte ecuatorial, y que, por el contrario, las bandas son ciclónicas². La tendencia de los fenómenos que se hallen en una determinada región será por lo general girar en el sentido de rotación que caracteriza dicha región, de forma anticiclónica en las zonas

¹Una región anticiclónica es aquella en la que la vorticidad es negativa, esto es, la cizalla del viento zonal, $\partial u/\partial y$ es mayor que cero en el hemisferio Norte y justo la contrario en el hemisferio Sur.

²Por contra, una región ciclónica es aquella en la que la vorticidad es positiva en el hemisferio Sur y negativa en el Norte.

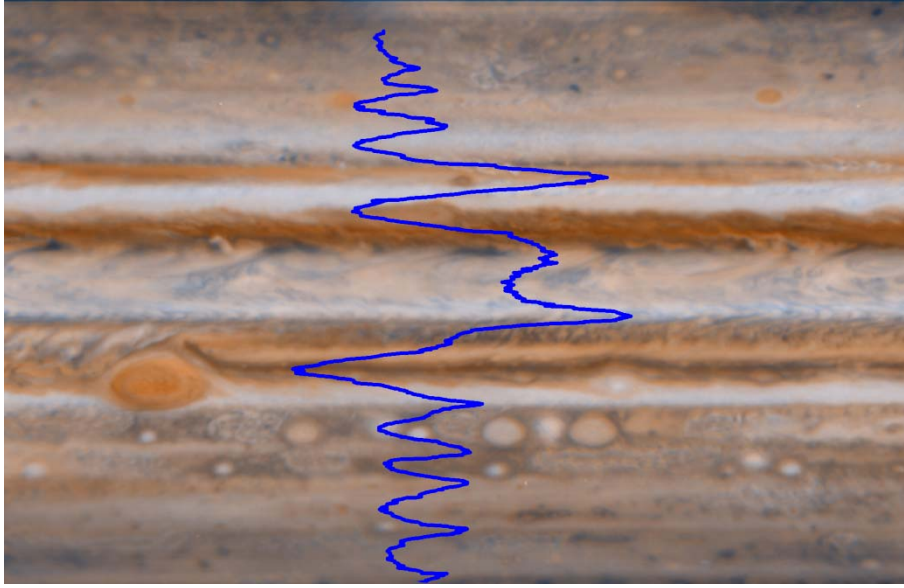


Figura 1.5: Proyección cilíndrica de Júpiter compuesta con imágenes tomadas por el Telescopio Espacial Hubble en 1995. Se ha superpuesto el perfil de vientos medido usando imágenes de Cassini por (Porco et al. 2003) con el fin de ver la correlación existente entre las bandas y zonas y los jets del perfil.

y ciclónica en las bandas (Ingersoll et al. 2004). Aunque las fronteras entre banda y zona se alinean estrechamente con los jets zonales, éstas en ocasiones pueden cambiar latitudinalmente y extenderse más allá del centro de los jets (Beebe et al. 1989; Rogers 1995; Simon et al. 1998).

Los mayores óvalos anticiclónicos están por tanto inmersos en las zonas. El mayor de todos ellos es la Gran Mancha Roja (Great Red Spot, GRS). Es el óvalo más longevo que se conoce en todo el Sistema Solar aunque la fecha de su primera observación es incierta, ya que existen dudas de que el óvalo observado por Hooke en 1664 fuese el mismo que la GRS, como veremos en el siguiente apartado 1.2. Se encuentra a unos 20°S, su tamaño longitudinal actual es de unos 15° ($\sim 20,000$ km ya que a esa latitud 1° equivale a $\pi R(\varphi)\cos(\varphi)/180^\circ \approx 1\,200$ km en latitudes medias) y se mueve a una velocidad media de 3 m/s mientras que su velocidad tangencial de rotación máxima es de 190 m/s (Simon-Miller et al. 2002). Otros anticiclones notorios son los “White Oval Spots” (WOS) situados entorno a los 30°S. Estos óvalos blancos (denominados BC, DE y FA), menores que la Gran Mancha Roja, se fusionaron en los años 1998, cuando BC y DE se unieron formando BE (Sánchez-Lavega et al. 1999), y en 2000 cuando BE y FA se fusionaron (Sánchez-Lavega et al. 2001) formando otro óvalo llamado BA que hoy en día sigue estando presente con unos 8°-10° de tamaño. Debido a que recientemente dicho óvalo sufrió un cambio de color está siendo estudiado en profundidad (Simon-Miller et al. 2006; Cheng et al. 2008; García-Melendo et al. 2009; Hueso et al. 2009; Pérez-Hoyos et al. 2009; Asay-Davis

1.1. Descripción de la atmósfera de Júpiter

et al. 2009).

Junto con estos dos ejemplos de vórtices anticiclónicos gigantes conviven una multitud de **fenómenos meteorológicos**. Todos ellos se supone ocupan la “capa meteorológica” que se extiende entre 0.1 y 5 bar. A continuación se enumeran y describen algunos de estos fenómenos:

- Los **vórtices** o estructuras de circulación cerrada, son el fenómeno meteorológico más abundante en Júpiter. La presencia de los mismos se extiende a casi todo el rango de latitudes del planeta. Se clasifican de acuerdo con su vorticidad: *ciclones* cuando la rotación es en sentido anti-horario en el hemisferio Norte y horario en el hemisferio Sur y *anticiclones* en el caso contrario. Además de los ya mencionados, existen varias cadenas de vórtices en el planeta (ver Figura B.6).
- Las **ondas** son otro de los fenómenos que cubren todas las latitudes del planeta y que se desarrollan tanto en el campo de nubes como en el campo térmico. Hay varios tipos de ondas que han sido observados sobre la atmósfera de Júpiter, ondas de gravedad (Flasar and Gierasch 1986; Allison 1990; Arregi et al. 2009) y ondas de Rossby (Li et al. 2006a; Barrado-Izagirre et al. 2008). Este fenómeno será analizado en detalle más adelante en el Capítulo 3.
- Las **tormentas convectivas** que fueron modelizadas por Hueso and Sánchez-Lavega (2001) se pueden observar en las imágenes de alta resolución del planeta (ver Fig. B.6). Las nubes de agua en su condensación liberan una gran cantidad de energía que junto con unas condiciones atmosféricas determinadas dan lugar a estas tormentas (Hueso 2000). Las misiones espaciales han detectado relámpagos en la atmósfera de Júpiter que provienen de la nube de agua a una profundidad de 5 bares de presión (Dyudina et al. 2004).
- Otro fenómeno característico de la atmósfera son las formaciones alargadas y retorcidas con nubes irregulares típicamente **ciclónicas**. Son uno de los fenómenos turbulentos ciclónicos presentes en Júpiter.
- Por último tenemos los **festones** y “*áreas calientes*” conocidas como **Hot Spots** situados a unos 7°N (Ortiz et al. 1998; Arregi et al. 2006). Son regiones extremadamente secas y carentes de nubes situadas en la NEB y fue precisamente por una de ellas por donde la sonda Galileo penetró en la atmósfera y ofreció los únicos datos *in situ* sobre la atmósfera joviana de los que disponemos (Young 2003; Orton et al. 1998, entre otros).

A lo largo de los años, Júpiter ha sufrido grandes perturbaciones que han recorrido el planeta en diferentes bandas. Estas perturbaciones puntuales tienden a repetirse en diferentes épocas, pero, sin embargo, aún no se ha encontrado ninguna correlación entre estas inestabilidades atmosféricas y la escala temporal en la que tienen lugar. Estos son algunos ejemplos de las perturbaciones más importantes:

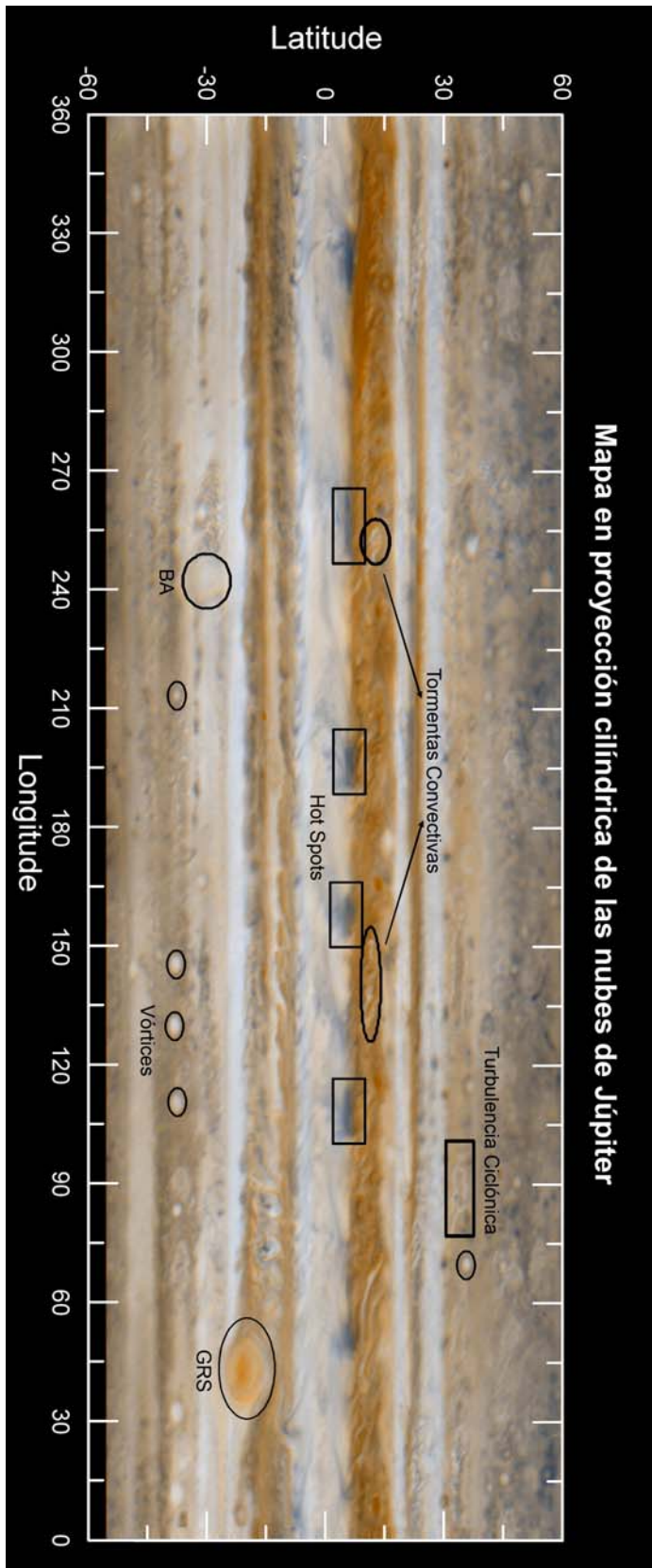


Figura 1.6: Planisferio de Júpiter en color compuesto a partir de imágenes obtenidas por la sonda Cassini en Diciembre del 2000 donde se señalan varios de los fenómenos meteorológicos descritos. Figura modificada de la Tesis de J. Legarreta (Legarreta 2007).

1.1. Descripción de la atmósfera de Júpiter

- SEBD (South Equatorial Belt Disturbance): Se trata de una perturbación que puede alcanzar escala planetaria y que transforma completamente la morfología de la banda ciclónica SEB (Sanchez-Lavega and Gomez 1996; Sanchez-Lavega et al. 1996). Se inicia cuando la banda SEB se encuentra cubierta de nubes blanquecinas. Súbitamente, aparecen una o varias manchas brillantes convectivas en la latitud 16° Sur, generando turbulencia y estructuras dispuestas de forma regular espacialmente que se mueven en direcciones opuestas respecto del foco convectivo a latitudes 6° Sur y 19° S. Finalmente, toda la región se vuelve caótica y oscura, con una nueva banda SEB.
- NTBD (North Temperate Belt Disturbance): Es muy parecida a la perturbación de la SEB, ya que empieza con la erupción de una o dos manchas brillantes llamadas “penachos”. Estos penachos emergen en el el pico del jet más intenso del planeta, situado a 21° Norte, y crecen rápidamente en 2-3 días, a su paso dejan una estela caótica en la que se forman unos parches oscuros regularmente separados y cuya velocidad es algo menor que la del penacho. Estos son dispersados zonalmente hasta que rodean todo el planeta y finalmente destruyen los penachos. En el transcurso de los meses, estos se mezclan formando una nueva banda oscura (Sánchez-Lavega et al. 1991; García-Melendo et al. 2000; Sánchez-Lavega et al. 2008). (La última de estas perturbaciones, que tuvo lugar en 2007, será analizada en detalle más adelante en el Capítulo 6.)
- NEBD (North Equatorial Belt Disturbance): Se forma cuando nubes brillantes convectivas emergen en el centro de la banda (10° N). Generan turbulencia, con nubes oscuras y claras entremezcladas a lo largo de toda la banda debidas a la cizalla meridional del viento zonal, desembocando a veces en la formación de vórtices de circulación cerrada denominados “barges” o barcazas.
- STrD (South Tropical Disturbance): Es una perturbación que ocurre en la zona de nubes blancas anticiclónicas centrada en 21° S, la misma que la GRS. Se trata de una columna curvada que se desprende del borde de la SEB, y que actúa como una barrera sobre el viento zonal, desviando los trazadores nubosos en dirección contraria a su movimiento tras recorrer el arco curvado de la columna, en lo que se conoce como “recirculación”.

Aunque la apariencia bandeada de Júpiter es bastante estable, los cambios son llamativos cuando comparamos imágenes tomadas por la nave *Voyager* en 1979 con imágenes de 2000 tomadas por *Cassini*. Los festones aparecían menos definidos en las imágenes de 2000, sin embargo, la cantidad era aproximadamente la misma en ambas épocas. La NEB estaba más activa en los tiempos *Cassini* y la NTB mostraba más contraste con respecto al entorno que en la época de *Voyager*. Ninguno de estos cambios es particularmente inusual, ya que, como hemos mencionado anteriormente, las bandas y las zonas a menudo cambian de color y de anchura. En Peek (1958)

y Rogers (1995) podemos encontrar descritos este tipo de cambios. Por otro lado, la Gran Mancha Roja ha disminuido en extensión longitudinal volviéndose más redondeada y los WOS que en la época de *Voyager* eran tres se fusionaron en uno sólo, como ya hemos comentado.

1.1.4. Circulación general

La dinámica no ecuatorial de Júpiter se encuentra en primera aproximación en *equilibrio geostrófico*, pues el número de Rossby³ es mucho menor que uno ($R_0 \ll 1$). Esto que indica que la fuerza de Coriolis equilibra los gradientes horizontales de presión. La rápida rotación y la ausencia de superficie del planeta hacen que podamos despreciar en primera aproximación los efectos de la fricción. Con todo esto las ecuaciones del movimiento se reducen a

$$fu \approx -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (1.1)$$

$$fv \approx \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (1.2)$$

donde f es el parámetro de Coriolis⁴, u y v las velocidades zonal y meridional respectivamente, p es la presión y ρ la densidad; de aquí que definamos el *viento geostrófico* como:

$$\mathbf{V}_g \equiv \mathbf{k} \times \frac{1}{\rho f} \nabla p \quad (1.3)$$

donde \mathbf{k} es el vector unitario vertical. En primera aproximación, los intensos vientos zonales están, pues, gobernados por esta expresión.

Debido a la rápida rotación del planeta, su forma no es estrictamente esférica, sino elipsoidal, y por esta razón, existen dos definiciones para la latitud. Por un lado esta la latitud planetográfica (PG), que es el ángulo que forman el plano ecuatorial y un vector perpendicular a la superficie de la atmósfera en un punto; y por otro lado, la latitud planetocéntrica (PC) es el ángulo que forman el plano ecuatorial y un vector que parte desde el centro del planeta (ver Figura 1.7). La latitud PG es siempre mayor que la PC excepto en el ecuador y los polos donde son iguales. La ecuación 1.4 relaciona ambas latitudes siendo, φ la latitud PG y θ la PC. Excepto en los casos en los que se especifique lo contrario, la latitud a la que nos referiremos

³El número de Rossby indica el balance entre la aceleración no lineal y la fuerza de Coriolis. Si U es la velocidad horizontal, L la escala de tamaño y f el parámetro de Coriolis (ver nota 4) $R_0 \equiv U/fL$ (Holton 2004)

⁴El parámetro de Coriolis que depende de la latitud y de la velocidad angular del planeta, se define como: $f_0 = 2\Omega \sin\varphi$ donde Ω representa la velocidad angular del planeta.

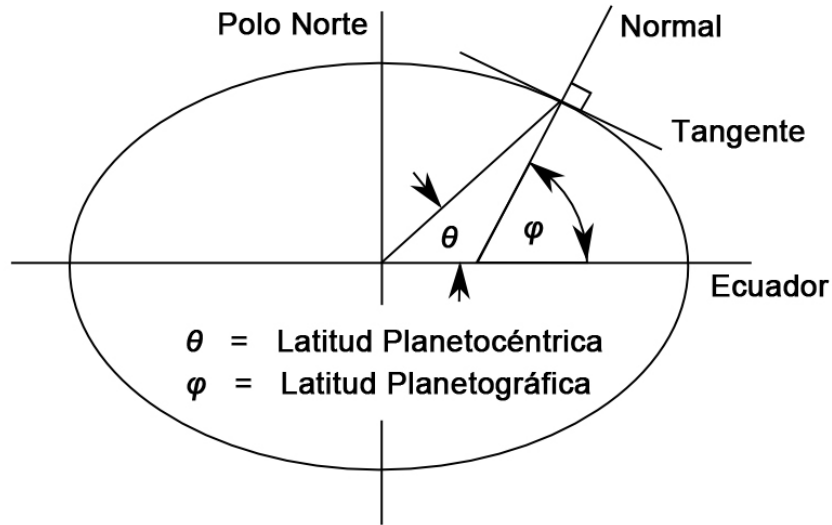


Figura 1.7: Esquema en el que se muestran gráficamente las latitudes planetográfica y planetocéntrica.

durante toda la Tesis será planetocéntrica.

$$\tan\varphi = \left(\frac{R_e}{R_p}\right)^2 \tan\theta \quad (1.4)$$

Por otro lado, definir el sistema de longitudes no es tan fácil como en la Tierra. La naturaleza nubosa de la atmósfera de Júpiter y su rotación diferencial hace complicado tomar una referencia para la definición del meridiano 0. Por esta razón se han adoptado varios Sistemas de rotación para medir la longitud en Júpiter: dos de ellos “visuales”, Sistema I y Sistema II, relacionados con la rotación de regiones concretas, y un tercer Sistema III que se establece en base a la rotación del campo magnético del planeta vinculado a su rotación interna por lo que se considera el auténtico período de rotación (Davies et al. 1986). El periodo de rotación del Sistema I es de 9h 50m 30.003 s y se suele utilizar por conveniencia en los estudios de la Zona Ecuatorial, y las dos bandas contiguas, NEB (North Equatorial Belt) y SEB (South Equatorial Belt), mientras que el Sistema II, con un periodo de 9h 55m 40.632s, se puede aplicar en el resto del planeta. Finalmente, el Sistema III, que es el que utilizaremos en esta Tesis, posee un periodo de rotación de 9h 55m 29.711 ± 0.04 s. El sistema de longitudes, en lugar de ser creciente hacia el Este como en la Tierra, es creciente hacia el Oeste por motivos históricos.

Como decíamos, los vientos del planeta son fuertemente zonales, por lo tanto, siguiendo el movimiento de detalles y formaciones nubosas de la atmósfera, se obtienen perfiles de vientos zonales como los que se muestran en la Fig. 1.8. Como vemos, el perfil de Júpiter está compuesto por fuertes vientos que, al igual que las

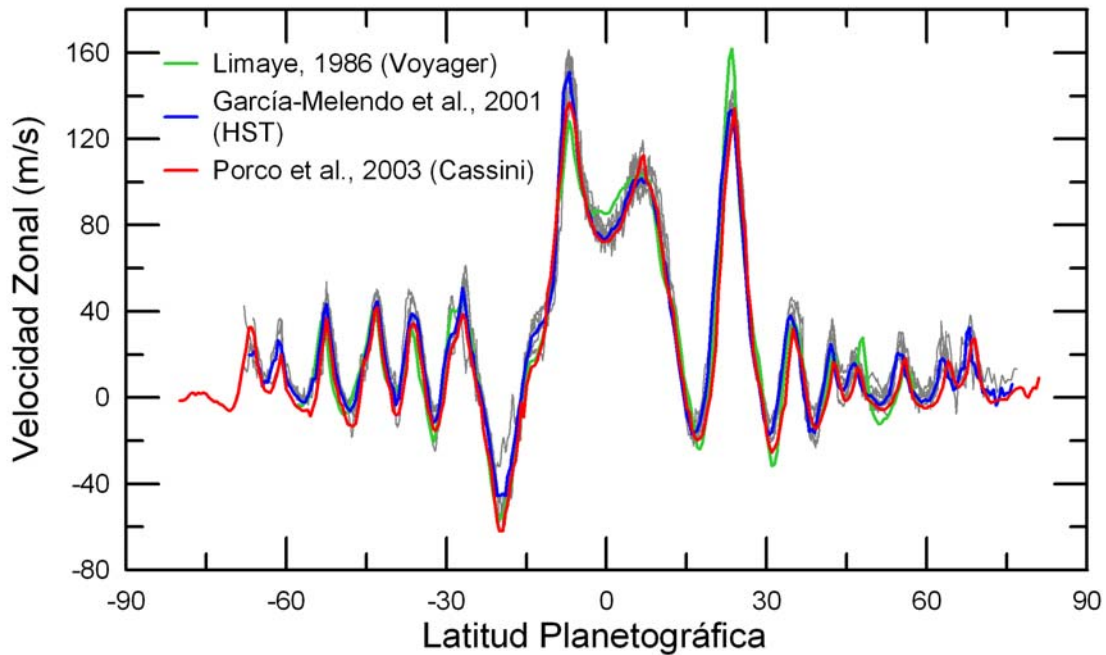


Figura 1.8: Perfiles de vientos de Júpiter en el tiempo. Las líneas grises representan cada uno de los perfiles medidos por [García-Melendo and Sánchez-Lavega \(2001\)](#) cuyo promedio está representado por la línea azul. Las líneas verdes y roja son los perfiles medidos por [Limaye \(1986\)](#) y [Porco et al. \(2003\)](#) respectivamente de modo que vemos la estabilidad del perfil en el tiempo.

bandas, alternan en latitud y son observados al nivel de las nubes superiores llegando a alcanzar velocidades de 160 m/s. Este patrón de vientos este-oeste se extiende hasta los polos.

Las imágenes de Voyager permitieron a [Ingersoll et al. \(1979\)](#) determinar el primer perfil completo de vientos en Júpiter mientras que el perfil completo más actual es el obtenido por Vasavada ([Porco et al. 2003](#)) utilizando imágenes de Cassini. Los vientos han sido medidos en varias ocasiones entre ambas fechas, [García-Melendo and Sánchez-Lavega \(2001\)](#) hacen un seguimiento del perfil de vientos desde 1995 hasta 2000 usando imágenes del Hubble. Se puede apreciar en la Figura 1.8, donde se hace una comparativa temporal de varios perfiles de vientos, que no se dan grandes cambios, esto es, que los vientos jovianos son muy estables. Todos estos perfiles muestran los vientos a nivel de las nubes superiores de Júpiter ya que han sido medidos utilizando imágenes en el visible o infrarrojo cercano. Además, los vientos también han sido medidos al nivel de las nieblas usando imágenes del ultravioleta. En la Figura 1.9 se muestra el perfil medido por [Li et al. \(2006b\)](#) en este nivel donde se aprecia un perfil más suave, aunque, como vemos, casi toda la estructura de jets se mantiene.

1.1. Descripción de la atmósfera de Júpiter

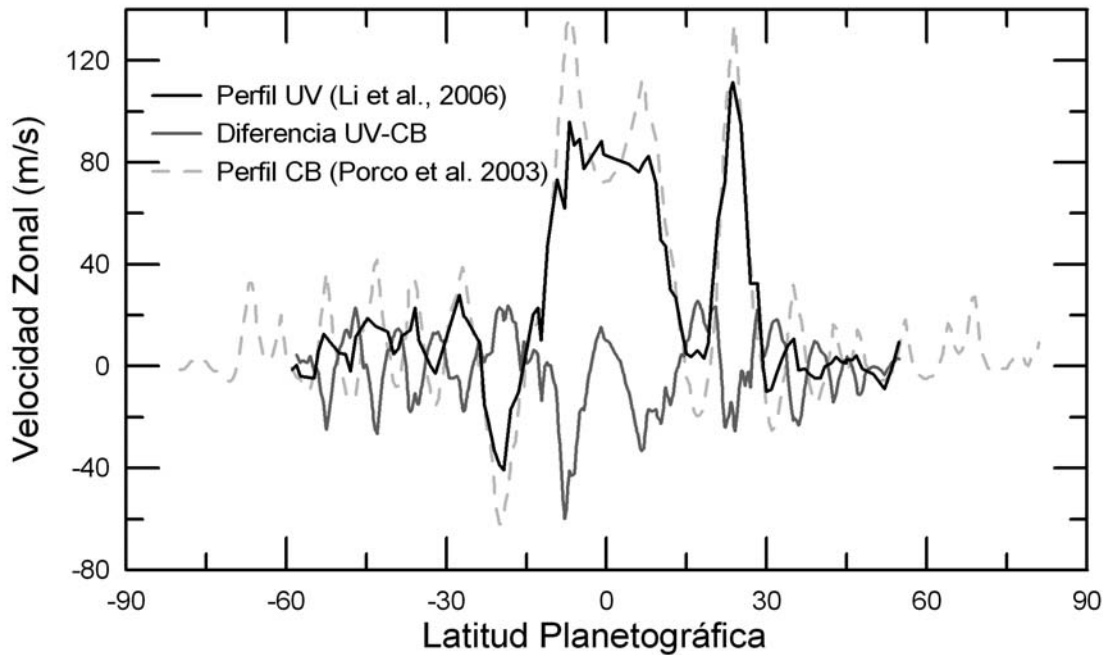


Figura 1.9: Perfiles de vientos en altura. En negro se representa el perfil de vientos de las nieblas medido por Li et al. (2006b) utilizando imágenes tomadas con filtros ultravioleta. El perfil rayado gris es el perfil de vientos a nivel de las nubes superiores y el gris representa la diferencia existente entre ambos perfiles, es decir la cizalla vertical.

Existen principalmente dos modelos que tratan de explicar esta estructura de vientos. Lo que los diferencia básicamente es la fuente de energía dominante que gobierna los movimientos atmosféricos y, por consiguiente, su extensión en profundidad hacia el interior del planeta. En el modelo *profundo*, la fuente de energía interna es el mecanismo básico para generar los movimientos atmosféricos, con movimientos que se extienden a lo largo de toda la capa de hidrógeno molecular (hasta presiones aproximadas de 1 Mbar), mientras los modelos *superficiales*, que se extienden hasta sólo unos pocos bares por debajo de la capa superior y que tienen en la energía solar su principal fuente de energía.

Los **modelos superficiales** son básicamente una extensión del modelo de circulación general terrestre a la atmósfera de Júpiter. La circulación quedaría confinada a una fina capa exterior. Esta capa es calentada por la radiación solar de manera diferencial desde el ecuador hasta los polos. El gradiente de temperatura meridional combinada con la rotación planetaria sería el responsable de generar los movimientos zonales. Williams (1978) fue el primero en aplicar este modelo en Júpiter. Estos modelos superficiales son capaces de explicar la existencia de doce jets estrechos como los existentes en Júpiter, pero presentan un serio problema: no son capaces de

Capítulo 1. Introducción

reproducir la *super-rotación* ecuatorial (el ancho jet situado en el ecuador), es más, estos modelos reproducen un fuerte jet en el ecuador pero en sentido inverso a la rotación del planeta, justamente lo contrario de lo que ocurre en la realidad.

Los **modelos profundos** son algo más sofisticados. Busse (1976) fue el primero en proponer un modelo profundo. Su modelo se basaba en una aplicación del *teorema de Taylor-Proudman* para un fluido incompresible, barotrópico y confinado en una esfera que es calentado desde dentro y se somete a una rápida rotación. Se predice que el interior del planeta organizaría su flujo en columnas cilíndricas alrededor del eje de rotación que generarían una circulación secundaria opuesta en la capa superior. Este elegante modelo reproduce adecuadamente el jet ecuatorial hacia el Este de Júpiter, pero recientemente ha sufrido un revés debido a los últimos resultados revelados por las imágenes de Cassini donde se observa que el movimiento zonal de los vientos se extiende hasta los polos, movimiento que estos modelos tienen dificultades en reproducir.

Por lo tanto, parece evidente pensar que para ser capaces de construir un modelo que pueda explicar de forma satisfactoria y completa la circulación general de Júpiter, habrá que tener en cuenta otros factores como los campos magnéticos, los fenómenos de convección del aire humedo o incluso los efectos de marea de los satélites más internos.

1.2. Ondas y turbulencia: Antecedentes

La naturaleza predominantemente geostrófica del movimiento atmosférico debida a la enorme fuerza de Coriolis en los planetas gigantes, la baja viscosidad y la ausencia de fricción con la superficie son, como acabamos de señalar, los elementos esenciales en la generación de la circulación zonal en los planetas gigantes. Sin embargo, mientras la viscosidad molecular es baja, la turbulencia en la atmósfera conduce a una considerable viscosidad de remolino también conocida como viscosidad *eddy*⁵ o turbulenta. Esto, junto con el calentamiento solar diferencial y el debido a la fuente interna de calor del planeta, conduce a movimientos *eddy* variables en el tiempo incluyendo todo tipo de turbulencia y ondas.

El conocimiento que tenemos sobre las atmósferas planetarias se basa en las observaciones desde Tierra y en las misiones enviadas al espacio para observarlas

⁵Llamamos *eddy* al arremolinamiento que se forma en un fluido al pasar por un obstáculo o sufrir algún tipo de inestabilidad. Por lo tanto, un *eddy* es un remolino y un movimiento *eddy* un movimiento de forma arremolinada. Optamos por mantener el término inglés dado su frecuente uso en la literatura.

1.2. Ondas y tubulencia: Antecedentes

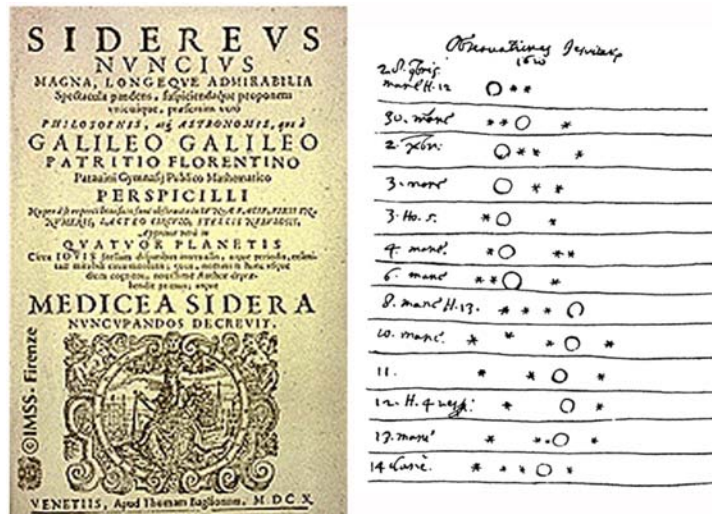


Figura 1.10: A la izquierda, la portada del libro *Sidereus Nuncius* escrito por Galileo Galilei (1564-1642) publicado en 1610. A la derecha, los apuntes de Galileo de sus observaciones de los satelites Galileanos.

y explorarlas. Estas observaciones, tanto terrestres como espaciales, toman datos e imágenes que utilizaremos para el estudio de la dinámica atmosférica. Por esa razón, empezaremos por describir los antecedentes observacionales y seguiremos con los antecedentes sobre turbulencia y ondas atmosféricas.

1.2.1. Observaciones

La primera observación telescópica documentada de Júpiter a través de un telescopio fue la que efectuó Galileo en Enero de 1610. A pesar de lo precario de su telescopio pudo observar los satelites Galileanos (*Io, Europa, Ganymedes y Calisto*) y publicó su descubrimiento en el libro *Sidereus Nuncius* (Mensajero de las estrellas) (Figura 1.10). Varias décadas después Niccolo Zucchi describió por primera vez el bandedo de la atmósfera joviana en 1630 pero no sería hasta 1665 cuando por primera vez Giovanni Domenico Cassini, pionero en el estudio de la atmósfera del planeta, observaría y seguiría durante años una mancha en dicha atmósfera. Esta mancha, a la que llamaron “spot of Hooke”, (ya que el fue el primero en observarlo en 1664) podría tratarse de la Gran Mancha Roja (GRS por su nombre en inglés) pero el periodo de rotación medido por Cassini para la misma fue de 9h 56m mucho más lenta que la velocidad medida hoy día para la misma.

Desde entonces el planeta ha estado continuamente vigilado. Primero por telescopios terrestres que han ido evolucionando con el transcurso de los años siendo en los últimos 25 años cuando más se ha avanzado en este campo debido al uso de



Figura 1.11: *Giove (Júpiter)* de Donato Creti (1671-1749) dibujado en 1711 y perteneciente en la actualidad a la pinacoteca de los museos Vaticanos. Forma parte de la colección *Osservazioni Astronomiche*.

1.2. Ondas y turbulencia: Antecedentes

Tabla 1.2: Misiones Espaciales que han sido enviadas a Júpiter para su estudio.

<i>Misiones Espaciales</i>	<i>Año</i>
Pioneer 10	1973
Pioneer 11	1974
Voyager 1 y 2	1979
Ulyses	1992
Galileo	1996 - 2003
Cassini	2000 - 2001
New Horizons	2007

la tecnología CCD. Y posteriormente por las siete misiones espaciales que han sido enviadas para fotografiar y analizar el planeta (ver Tabla 1.2).

La primera sonda que se enviaba más allá de Marte, la *Pioneer 10*, fue lanzada el 3 de Marzo de 1972 y llegó a Júpiter casi un año después. En Noviembre de ese mismo año tomó las mejores imágenes de la atmósfera hasta el momento (Kliore et al. 1974, 1975; Ingersoll et al. 1975). Un año más tarde (en la primavera del 1973) fue enviada la *Pioneer 11*. Hubo que esperar 4 años, hasta 1977, para que otras dos sondas, las *Voyager 1* y *2*, fueran lanzadas. Estas dos misiones fueron descritas inicialmente por Smith et al. (1979a), Smith et al. (1979b) y Morrison and Samz (1980). Dotadas de la mejor tecnología de los años 70 obtuvieron imágenes de Júpiter que por su espectacularidad dieron la vuelta al mundo y gracias a las cuales se revolucionó el conocimiento de las atmósferas jovianas.

Años más tarde, en 1992, fue lanzada *Ulysses*. Esta misión en la que colaboraron la Agencia Espacial Europea (ESA) y la NASA tenía como misión explorar la heliosfera. Para llevar a cabo su misión de llegar al Sol, utilizó la gravedad de Júpiter sobrevolándolo y aunque esta misión no tenía las herramientas adecuadas para la exploración del gigante pudo tomar algunas imágenes del mismo.

Hasta el momento, la misión más completa enviada a Júpiter ha sido *Galileo*, que estuvo orbitando alrededor del mismo desde 1996 hasta 2003, no sin antes sobrevolar Venus y obtener imágenes magníficas. Esta misión no sólo estaba compuesta de un orbitador que tomaría imágenes y mediría datos desde la distancia, sino que también poseía una sonda que al llegar al planeta se desprendió e hizo las únicas mediciones *in situ* existentes de Júpiter (Young 2003). Desafortunadamente la misión orbital sólo pudo transmitir un 10% de la información obtenida debido a un fallo en el despliegue de su antena principal.

Capítulo 1. Introducción

Por último tenemos las misiones *Cassini* y *New Horizons*. Ambas fotografiaron y tomaron datos de Júpiter a pesar de no ser su destino final, y ambas utilizaron al planeta como impulso gravitacional. Cassini en su viaje a Saturno sobrevoló Júpiter en Diciembre de 2000 y tomó imágenes de muy alta resolución algunas de las cuales serán utilizadas en esta Tesis. La descripción completa de dicha misión está detallada en [Porco et al. \(2004\)](#) y será resumida en el Capítulo 2. La más reciente, New Horizons, se aproximó a Júpiter en su trayectoria a su destino final: Plutón y Caronte. Tomó imágenes impresionantes que a día de hoy todavía están por analizar y que a buen seguro proporcionarán una enorme cantidad de información.

1.2.2. Ondas

Las ondas atmosféricas se excitan cuando una parcela de aire es perturbada de su equilibrio y vuelve a ser llevada a su posición inicial gracias a una fuerza restauradora. Mediante transferencia de momento comunican energía de una región a otra. Este mecanismo permite a la troposfera sacar a la estratosfera de su equilibrio radiativo o bien posibilita que la convección tropical influya sobre la circulación extratropical, por poner dos ejemplos ([Irwin 2003](#)).

En el caso de las atmósferas planetarias, las fuerzas restauradoras son principalmente debidas a la compresibilidad (ondas acústicas), estratificación vertical (ondas de gravedad) o rotación (ondas de Rossby). Las ondas de *gravedad internas* resultan directamente de la estratificación vertical mientras que las ondas de gran escala de *inertio-gravedad* resultan de la combinación de estratificación y efectos de Coriolis (rotación). Finalmente, las ondas de *Rossby*, también conocidas como ondas planetarias, son debidas a la fuerza restauradora de Coriolis. Estas ondas y su formulación matemática están descritas por ejemplo en [Houghton 2002](#) o [Salby 1996](#); las ondas de Rossby serán analizadas en detalle en el Capítulo 4.

La atmósfera de Júpiter contiene numerosos ejemplos de ondas en un amplio rango de longitudes de onda, desde las escalas más pequeñas hasta la escala planetaria. En las más pequeñas, [Flasar and Gierasch \(1986\)](#) descubrieron en las imágenes de *Voyager* ondas en la region ecuatorial viajando en dirección Este-Oeste al nivel de las nubes con longitudes de onda de alrededor de los 300 km, agrupadas en paquetes de onda de $\sim 1\,300$ km de longitud en la dirección meridional (Norte-Sur) y de $\sim 3\,000 - 13\,000$ km en la dirección zonal (Este-Oeste). Éstas fueron interpretadas como modos ecuatorialmente atrapados. Recientemente, [Arregi et al. \(2009\)](#) han realizado un estudio sobre estas ondas.

Otras ondas de mayor escala también han sido detectadas, tanto en el campo

1.2. Ondas y turbulencia: Antecedentes

térmico de Júpiter como en el campo de las nubes. En el campo térmico las ondas son debidas a variaciones en el campo de temperatura. Son bastante abundantes y algunas han sido observadas y caracterizadas por [Magalhaes et al. \(1989, 1990\)](#), que notaron que la velocidad de estas ondas era muy lenta en comparación con la velocidad del flujo local, [Orton et al. \(1991, 1994\)](#) encontraron variabilidad longitudinal a latitudes medias de muy alta longitud de onda pero de muy bajo tiempo de vida y oscilaciones cuasiperiódicas en la zona ecuatorial y en la banda ecuatorial norte. [Deming et al. \(1989, 1997\)](#) estudiaron también ondas de número de onda 2 - 15 en varias latitudes y niveles.

En el campo de nubes las ondas se manifiestan a través de cambios en el brillo o albedo de las mismas. En Júpiter estas ondas planetarias han sido estudiadas en varios trabajos como [Allison \(1990\)](#) donde se estudian las ondas planetarias en la región ecuatorial, [Harrington et al. \(1996\)](#) donde se hace un estudio global de las mismas, [Ortiz et al. \(1998\)](#) que estudia la posibilidad de la existencia de una onda de Rossby subyacente en los Hot Spots que más tarde ampliarían [Arregi et al. \(2006\)](#), [Li et al. \(2006a\)](#) donde una onda observada en la Banda Ecuatorial Norte (tanto en el campo de nubes como en el de temperatura) es caracterizada e interpretada y [Sánchez-Lavega et al. \(1998\)](#); [Barrado-Izagirre et al. \(2008\)](#) donde se estudian las ondas circumpolares que aparecen en algunas longitudes de onda concretas como veremos en el Capítulo 3.

1.2.3. Turbulencia

Cuando las parcelas de aire son perturbadas y por tanto desviadas de su posición inicial de equilibrio pero no hay ninguna fuerza restauradora que las devuelva a su posición inicial se desarrolla la turbulencia. La turbulencia en las atmósferas planetarias puede surgir a partir de varios mecanismos como la inestabilidad estática o en lugares donde la cizalla vertical del viento es excesiva. Una vez que la turbulencia ha sido iniciada, la energía asociada a este hecho debe de ser disipada por fricción y/o transferida al flujo ([Irwin 2003](#)) como se detalla en el Capítulo 5.

La turbulencia atmosférica no está bien constreñida en la mayoría de las atmósferas planetarias con la posible excepción de la Tierra donde [Nastrom et al. \(1984\)](#) y [Nastrom and Gage \(1985\)](#) han realizado medidas y calculado espectros de potencia de la energía cinética turbulenta de la atmósfera terrestre. Pero esto no es fácil de calcular en el caso del resto de planetas debido a la falta de resolución tanto temporal como espacial en las observaciones. [Beebe et al. \(1980\)](#) e [Ingersoll et al. \(1981\)](#) trataron de medir el campo de movimientos turbulentos (que son las desviaciones que sufre cada medida individual con respecto de la media) y de ahí obtener los espectros de energía turbulenta, aunque más adelante fueron cuestionados por [Sro-](#)

movsky et al. (1982). Recientemente, Salyk et al. (2006) en Júpiter y Del Genio et al. (2007) en Saturno usando imágenes de mayor resolución han medido movimientos *eddy* en algunas regiones específicas de los mencionados planetas, confirmando la existencia de una transferencia de momento de los *eddies* a los jets hacia el Este.

La atmósfera de Júpiter está especialmente dotada para el estudio de la turbulencia ya que su estructura bandeada, lejos de ser homogénea cuando la observamos a alta resolución, muestra áreas caóticas (turbulentas) especialmente en regiones con mucha cizalla meridional. Algunos ejemplos de esto son: la estela de la Gran Mancha Roja (ver Figura 1.12), las regiones filamentosas ciclónicas (Mitchell 1982) u otras que se forman esporádicamente cuando ocurre una perturbación o inestabilidad de gran escala, como por ejemplo durante la perturbación de la Banda Ecuatorial Sur (SEB) (Sánchez-Lavega and Gómez 1996) o durante la perturbación de la Banda Templada Norte (NTBD) (ver Sánchez-Lavega et al. (2008) y Capítulo 6 entre otros). Por eso decimos que Júpiter posee una atmósfera privilegiada para el estudio de la turbulencia de los patrones en nubes.

1.3. Objetivos de esta Tesis doctoral

La finalidad de esta Tesis es caracterizar los fenómenos turbulentos y ondulatorios de las nubes superiores de la atmósfera de Júpiter con el fin de avanzar en los mecanismos subyacentes a la formación de estructuras meteorológicas y a la circulación general de la atmósfera. Vamos a intentar profundizar en tres aspectos de la dinámica joviana:

1. Búsqueda global de ondas en Júpiter y estudio de las ondas polares en particular, utilizando imágenes de diferentes fuentes que detallaremos en el siguiente capítulo. Obtendremos mapas de periodicidad en los que podremos examinar las latitudes en las que se observa mayor cantidad de fenómenos periódicos y obtendremos su número de onda característico. Veremos si estos fenómenos periódicos pueden o no estar relacionados con fenómenos ondulatorios. Por otro lado, haciendo uso de proyecciones polares estudiaremos las ondas circumpolares que aparecen en la atmósfera cuando la observamos a través de los filtros de absorción del metano y ultravioleta y mediremos los vientos zonales en los diferentes filtros de modo que obtendremos la cizalla vertical del viento. Las ondas serán caracterizadas en detalle y haremos una interpretación de las mismas en términos de ondas de Rossby.
2. Estudio de la distribución global de brillo de las nubes superiores y su relación con el sistema de vientos y turbulencia en Júpiter. Haremos un estudio de la

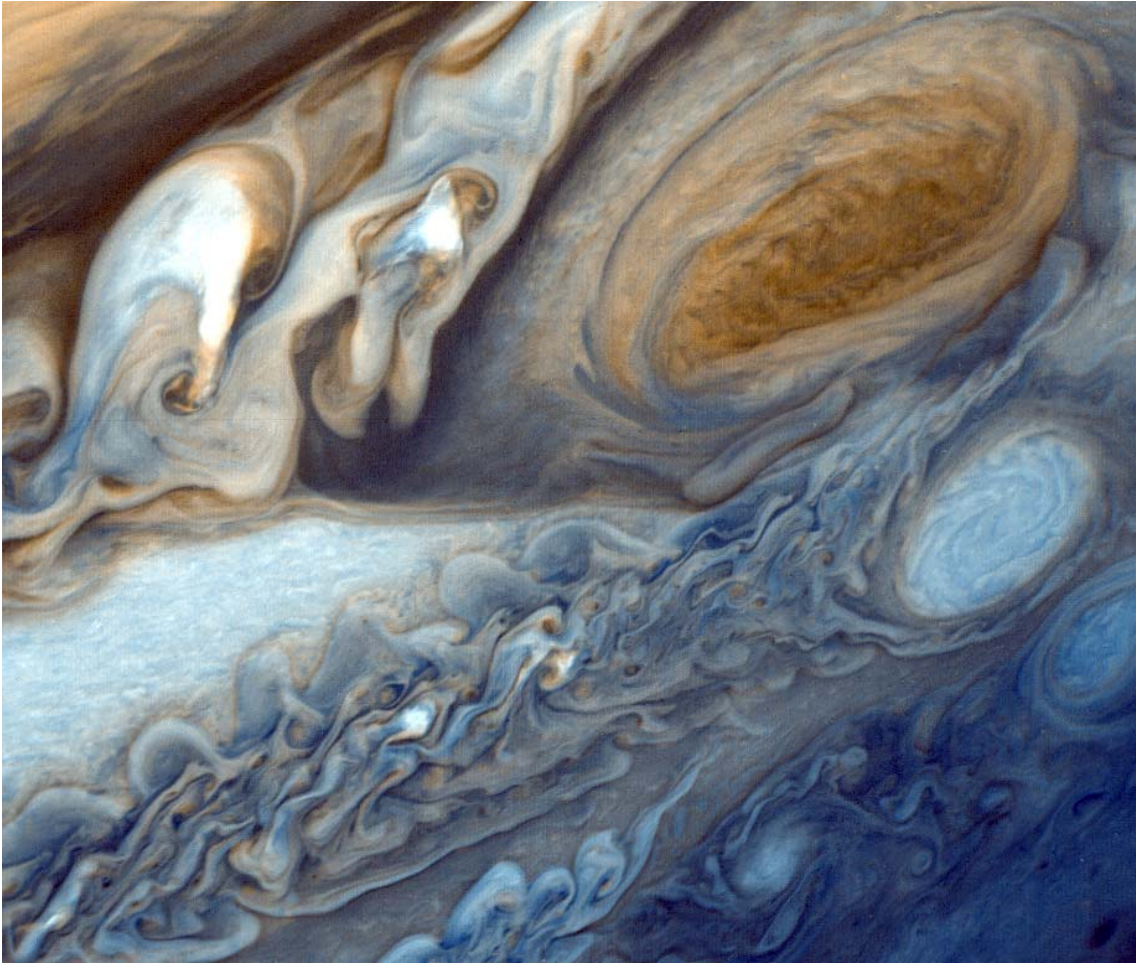


Figura 1.12: En esta imagen tomada por la nave Voyager 1 muestra uno de los Óvalos Blancos (White Ovals) cruzándose con la Gran Mancha Roja. Vemos el campo turbulento que se genera en la estela de la GRS. Se pueden apreciar las diferentes escalas de tamaño que se dan en un campo turbulento como este.

Capítulo 1. Introducción

distribución del brillo en todo el planeta utilizando como herramienta matemática la transformada de Fourier y obteniendo así espectros de potencia que nos indicarán las leyes de potencia que siguen. Esto mismo lo haremos con el perfil de vientos. El objetivo es utilizar los espectros de brillo de las nubes como aproximación a la dinámica turbulenta en Júpiter, comparando las leyes de potencia con teorías clásicas de turbulencia.

3. Estudio de la morfología, distribución de brillo y periodicidad de la inestabilidad ocurrida en el 2007 en el jet más intenso del planeta, en la NTB. Esta inestabilidad, denominada NTBD, ocurre cada cierto tiempo en esta banda. La última vez que esto ocurrió fue en el año 2007 y fue estudiada por [Sánchez-Lavega et al. \(2008\)](#). Nuestro propósito es ampliar este estudio introduciendo un análisis de la estela turbulenta que dejaron las tormentas que aparecieron con la perturbación. Estudiaremos la morfología y la periodicidad de la zona turbulenta además de su distribución espectral de brillo. Veremos que este análisis local vincula los movimientos ondulatorios, la turbulencia, la formación de estructuras de brillo y la circulación local.

Capítulo 2

Observaciones y Métodos de Análisis

En este capítulo describiremos las observaciones que han sido utilizadas en esta Tesis: las imágenes, los instrumentos con los que han sido tomadas, los filtros utilizados en el estudio y el resto de sus características. Además, explicaremos detalladamente la navegación y el tratamiento usado; el software y los métodos utilizados para dicho propósito en los diferentes ámbitos que se tratan.

2.1. Observaciones

Este trabajo se basa en el análisis e interpretación de imágenes de Júpiter tomadas en el rango “óptico” ($\sim 200 \text{ nm} - 1 \mu\text{m}$) con una variedad de filtros espectrales y obtenidas por varios instrumentos. Las imágenes utilizadas en esta Tesis fueron tomadas por el Telescopio Espacial Hubble y por la misión Cassini durante su sobrevuelo de Júpiter. Todas estas imágenes y sus datos de navegación han sido obtenidas de la base de datos de NASA (Planetary Data System) (ver Figura 2.1 como ejemplo de estas imágenes). Además, como soporte de dichas observaciones, hemos utilizado en ocasiones imágenes del International Outer Planet Watch (IOPW), una base de datos donde se recogen observaciones realizadas desde telescopios terrestres. En total se han utilizado 323 imágenes: 116 del Telescopio Espacial Hubble, 188 de Cassini y 19 del IOPW. Todas ellas están recogidas en el Apéndice A y un resumen de las mismas se muestra en la Tabla 2.1. En las siguientes secciones haremos una breve descripción de los instrumentos, filtros e imágenes seleccionadas.

Capítulo 2. Observaciones y Métodos de Análisis

Tabla 2.1: Resumen de las imágenes utilizadas en la tesis.

<i>Fecha</i>	<i>Número de Imágenes</i>	<i>Filtro</i>	<i>Uso</i>
<i>Cassini ISS</i>			
14 Nov 2000	18	CB3, BL1, UV1	DB
28 Nov 2000 - 10 Dic 2000	78	MT3	OP
11 - 15 Dic 2000	90	CB2, UV1, MT3	CT
		MT3, UV1	OP
		CB1, CB2, CB3, MT1, MT2, MT3, UV1, BL1	TR
31 Dic 2000- 1 Ene 2001	2	CB2	CT
<i>Hubble Space Telescope WFPC2</i>			
15 - 22 Jul 1994	14	FQCH4N	OP
5 - 7 Oct 1995	12	FQCH4N	OP
5 Oct 1995	21	F953N, F410M, F255W	DB
18 - 20 Sept 1997	8	FQCH4N	OP
14 Oct 1999	11	FQCH4N	OP
25 - 26 Marzo 2007	12	F953N	NTBD
1 - 11 Mayo 2007	18	F336W, F410M, F502N, F673N, F953N	NTBD
5 Jun 2007	6	F953N	NTBD
8 Jul 2008	14	F390N, F410M, F437N, F469N, F502N, F673N	CT, NTBD
<i>Hubble Space Telescope ACS</i>			
8 Abril 2006	5	F220N, F330N, F658N, F892N	OP
<i>IOPW</i>			
12 - 31 Abril 2007	19		NTBD
<i>Nota:</i> CT: Cloud Tracking, TR: Transporte Radiativo, OP: Onda Polar, DB: Distribución de Brillo (Planisferios), NTBD: Inestabilidad de la NTB			
En el Apéndice A están recogidas cada una de las imágenes utilizadas en la Tesis.			

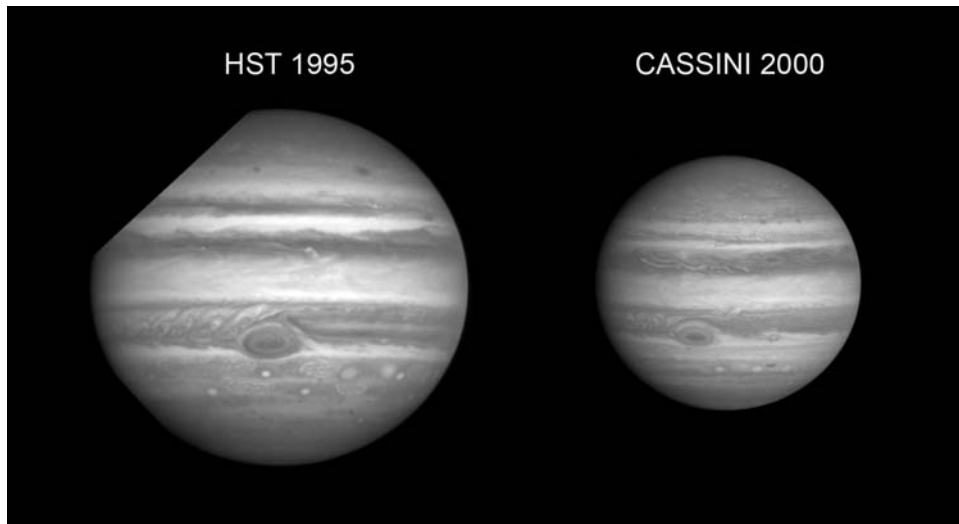


Figura 2.1: Imágenes de Júpiter tomadas por la WFPC2 del HST a la izquierda y Cassini-ISS a la derecha. Ambas imágenes corresponden a filtros azules (F410M de HST y BL1 de Cassini). Se aprecia la diferente geometría de visualización entre ambas y el cambio de tamaño aparente del disco.

2.1.1. Telescopio Espacial Hubble

El Telescopio Espacial Hubble, HST (Hubble Space Telescope), (Figura 2.2) debe su nombre a Edwin Hubble, astrónomo estadounidense que demostró la expansión del Universo. Fue puesto en órbita en Abril de 1990 aunque debido a problemas técnicos algunos de sus instrumentos no funcionaron correctamente hasta finales de 1993 cuando la misión SST-61 lo reparó. Se trata de un telescopio reflector Cassegrain de 2.4 metros y forma parte de un programa cooperativo entre NASA (National Aeronautics and Space Administration) y ESA (European Space Agency). Los instrumentos científicos del telescopio incluyen tres cámaras, un espectrógrafo y un sensor de guiado de precisión. El telescopio se halla en una órbita a 600 km con lo que es capaz de tomar imágenes astronómicas de gran calidad ya que, a diferencia de los telescopios terrestres, no está limitado por la turbulencia atmosférica de la Tierra que distorsiona las imágenes y limita su resolución. Además, debido al efecto de la atmósfera, desde Tierra no es posible obtener imágenes en el rango ultravioleta, algo que HST sí puede hacer. Hubble ha sido una de las misiones científicas más longevas y exitosas de la historia. Muchos han sido sus descubrimientos en todas las áreas de la astronomía, entre ellos, estimaciones de la edad del universo o evidencias de la energía oscura. Más de 6 000 artículos científicos han sido publicados basándose en datos del HST. Recientemente, se ha completado la cuarta misión de servicio al HST para reparar o sustituir determinados instrumentos que no funcionaban adecuadamente. Esta misión prolongará unos años la vida útil de este excepcional instrumento científico.



Figura 2.2: Imagen del telescopio espacial Hubble en órbita. Fuente: NASA.

En esta Tesis nos centraremos en el estudio de las imágenes planetarias tomadas por dos de las cámaras del HST: la cámara Wide Field Planetary Camera 2 (WFPC2¹) y la Advanced Camera for Surveys (ACS). La segunda sólo ha sido utilizada como soporte ya que debido a que el campo es demasiado estrecho las imágenes planetarias con esta cámara no son muy frecuentes. La WFPC2 ha sido nuevamente sustituida a lo largo del presente año 2009 por la WFPC3.

Wide Field Planetary Camera 2

La WFPC2 (Baggett et al. 2002) fue desarrollada por el Jet Propulsion Laboratory (JPL) en California y es uno de los instrumentos más importantes del telescopio espacial. Ha dado lugar a las más famosas imágenes obtenidas por el HST. La tecnología CCD que lleva incorporada es muy sensible y es capaz de detectar la apenas perceptible luz proveniente de una lejana galaxia. Como se puede ver en la Figura 2.3 la WFPC2 está formada por cuatro detectores, tres de los cuales son de campo ancho (wide-field) dispuestos en forma de L con los que obtenemos tres pequeñas imágenes y la cuarta es una cámara de gran resolución (planetaria) localizada en la esquina restante y destinada a fotografiar planetas. Las cuatro imágenes que se obtienen son de 800x800 píxeles.

Sus 48 filtros están dispuestos en 12 ruedas rotatorias y permiten a los científicos observar en un rango de longitudes de onda que va desde el ultravioleta (115 nm)

¹Utilizamos imágenes tomadas por la WFPC2 porque la primera, la WFPC1, fue precisamente sustituida en 1993 por la misión STS-61 por ser uno de los instrumentos averiados.

Tabla 2.2: Filtros de la cámara WFPC2 de Hubble: Resumen de las características principales de los filtros de la WFPC2 utilizados en esta tesis: $\lambda_{central}$ es la longitud de onda central y $\Delta\lambda$ es el ancho de banda del filtro.

<i>Filtro</i>	$\lambda_{central}$	$\Delta\lambda$
<i>Filtros de WFPC2</i>		
F255W	255 nm	40 nm
F336W	334 nm	40 nm
F410M	409 nm	15 nm
F502N	501 nm	3 nm
F658N	659 nm	30 nm
F673N	673 nm	5 nm
FQCH4N	890 nm	5 nm
F953N	953 nm	6 nm
<i>Filtros de ACS</i>		
F220N	223 nm	10 nm
F330N	335 nm	10 nm
F658N	658 nm	10 nm
F892N	862 nm	10 nm

al infrarrojo cercano (1100 nm). Cuatro de estos filtros son polarizadores, cada uno con un ángulo distinto. Estos filtros se pueden usar junto con los demás para hacer medidas polarimétricas. Cada uno de los filtros utilizados para esta Tesis, la anchura de la banda aproximada y la longitud de onda central de los mismos están resumidos en la Tabla 2.2.

Las imágenes que utilizaremos serán las obtenidas por el detector PC (Planetary Camera) (ver Figura 2.3) ya que es el más indicado para fotografiar planetas debido a que su ángulo de visión es estrecho y obtiene imágenes de mayor resolución. La resolución de las mismas es de 0.046 "/pixel. Dependiendo de la distancia a la que se encuentre el objeto fotografiado tendremos una resolución espacial u otra en km/pixel. En esta tesis se han utilizado imágenes con resoluciones que van desde 187 km/pixel en las imágenes utilizadas para la composición de planisferios hasta las de mayor resolución con 150 km/pixel utilizadas en el estudio de la inestabilidad de la NTB.

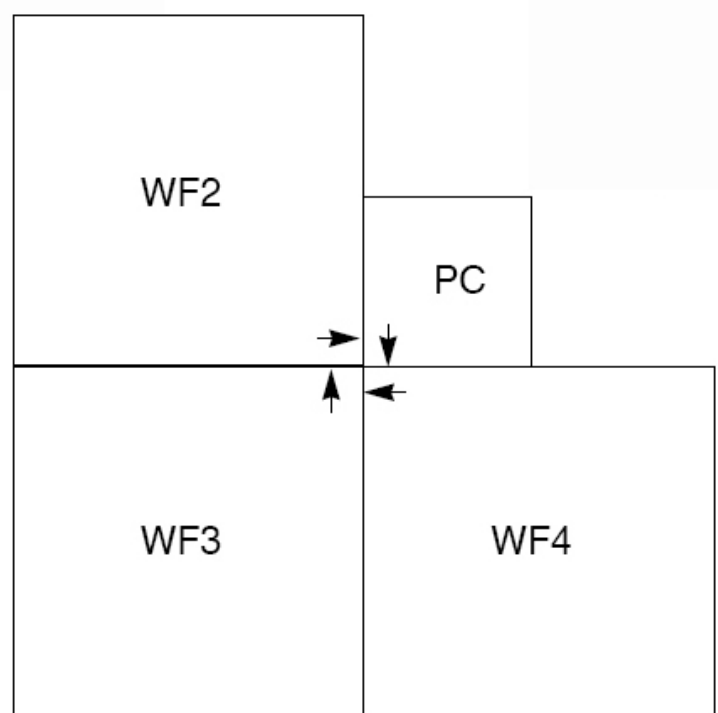


Figura 2.3: Esquema de la disposición de los detectores de la WFPC2. PC se refiere a la cámara planetaria de mayor resolución mientras que los otros tres detectores son los detectores de campo ancho (WF).

Advanced Camera for Surveys

Otro de los instrumentos a bordo del HST es la cámara ACS. Esta cámara suele ser usada para tomar imágenes extremadamente detalladas del interior de las galaxias. Sin embargo, no es la más indicada para fotografiar planetas debido a su estrecho campo de visión. Fue instalada en el año 2002 y en el 2007 sufrió un corte eléctrico que dejó fuera de servicio dos de sus tres cámaras. Por ambas razones, existen muy pocas imágenes planetarias tomadas con esta cámara en la base de datos del HST. En este trabajo, las imágenes ACS (ver Tabla 2.1) han sido usadas sólo como soporte en el estudio de las ondas polares ya que la falta de limbo o borde del disco, como veremos más adelante, imposibilita además la navegación de las mismas.

Los filtros de esta cámara tienen longitudes de onda muy similares a los de la cámara WFPC2. En la Tabla 2.2 se resumen los filtros utilizados en el trabajo.

2.1.2. Sonda Cassini

El 15 de Octubre de 1997 fue lanzada al espacio la misión espacial Cassini-Huygens rumbo a Saturno, donde llegó el 1 de Julio de 2004. Al igual que Galileo, constaba de dos elementos principales: el orbitador Cassini y la sonda Huygens (ESA), que el 14 de Enero del 2005 se desprendió y aterrizó satisfactoriamente en Titán (la mayor de las al menos 60 lunas de Saturno). Ambos formaban la más compleja nave interplanetaria construida hasta la fecha y la sonda Cassini se convirtió en aquel momento en el orbitador robotizado más lejano enviado desde Tierra. El orbitador permanece en Saturno a pesar de que la misión inicialmente planeada para 4 años se completó en Junio del 2008; debido al perfecto estado de la nave, se planeó una extensión de la misión llamada Cassini Equinox Mission que abarcará *a priori* hasta Septiembre de 2010.

Cassini es la misión más ambiciosa enviada al espacio, no sólo por llegar tan lejos, si no también por sus capacidades de medición gracias a los potentes instrumentos de los que está dotada: 12 instrumentos que hacen posible realizar estudios científicos en 27 areas diferentes. Por un lado, los dispositivos ópticos de detección remota son un espectrómetro compuesto infrarrojo (Composite Infrared Spectrometer - CIRS), una cámara CCD (Imaging Science Subsystem - ISS), un espectrógrafo ultravioleta (Ultraviolet Imaging Spectrograph - UVIS) y un espectrómetro de luz visible e infrarroja (Visible and Infrared Mapping Spectrometer - VIMS). El segundo bloque lo forman los dispositivos empleados para el estudio de campos, partículas y ondas y está compuesto por: un espectrómetro de plasma (Cassini Plasma Spectrometer - CAPS), un analizador de polvo cósmico (Cosmic Dust Analyzer - CDA), un espec-

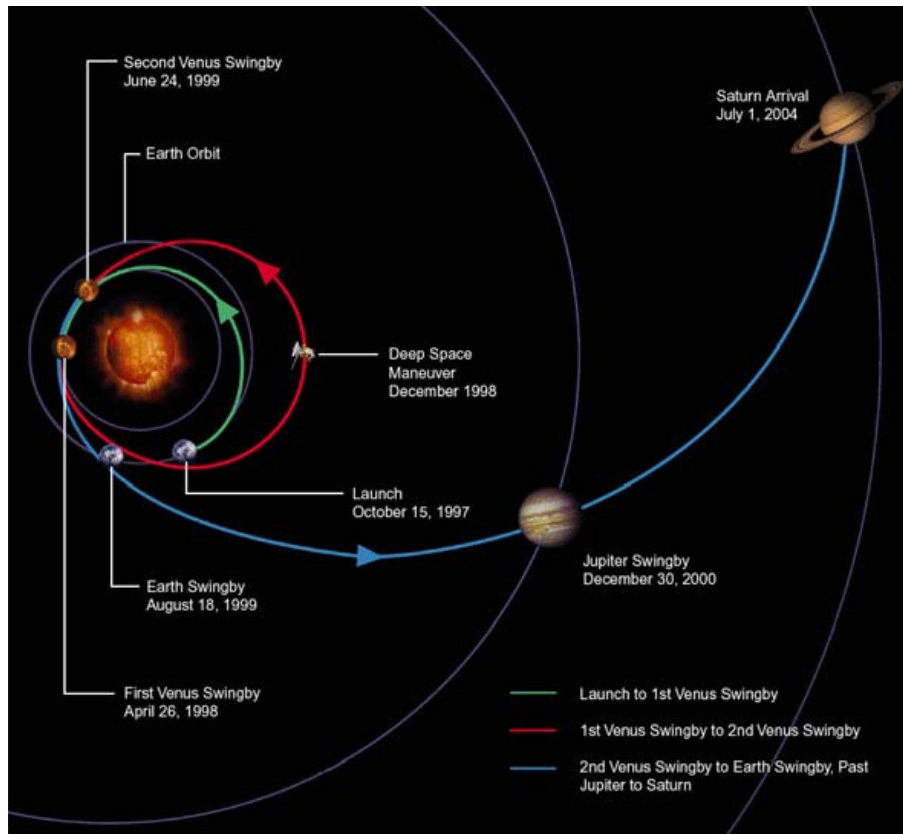


Figura 2.4: Ilustración de la trayectoria de la nave espacial Cassini hasta su llegada a Saturno. En ella se muestra el sobrevuelo de Júpiter de la nave durante el cual se tomaron las imágenes que se utilizan en la presente Tesis. Fuente: NASA.

trómetro de masas (Ion and Neutral Mass Spectrometer - INMS), un magnetómetro (Magnetometer - MAG), un analizador de imágenes magnetosféricas (Magnetospheric Imaging Instrument - MIMI) y un experimento de ondas de radio y plasma (Radio and Plasma Wave Science - RPWS). Por último, también incluye dispositivos de detección remota de microondas: un radar y un sistema de emisión de radio (Radio Science Subsystem - RSS).

A fin de aprovechar el campo gravitatorio de Júpiter, sobrevoló dicho planeta tomando imágenes extraordinarias del mismo. Este sobrevuelo (*Jupiter Millennium Flyby*, Porco et al. (2003), ver Figura 2.4) tuvo lugar desde mediados de Noviembre del 2000 hasta finales de Enero siendo el 30 de Diciembre el día de máxima aproximación al planeta. Era la primera oportunidad para probar toda su potencia antes de llegar a Saturno por lo que se obtuvieron más de 26 000 imágenes del planeta entre otros interesantes resultados.

Estas imágenes fueron tomadas por el Subsistema Científico de Imágenes ISS (Porco et al. 2004). Este sistema incluye filtros espectrales y está compuesto de dos

Tabla 2.3: Filtros de la cámara ISS de Cassini: Resumen de las características principales de los filtros de la cámara ISS utilizados en esta tesis.

Filtro	$\lambda_{central}$	$\Delta\lambda$
UV1	258 nm	50 - 200 nm
BL1	451 nm	50 - 200 nm
CB2	750 nm	< 20 nm
MT3	889 nm	< 20 nm
CB3	938 nm	< 20 nm

Nota: $\lambda_{central}$ es la longitud de onda central y $\Delta\lambda$ es el ancho de banda del filtro.

cámaras: una de campo ancho (wide-range) llamada WAC que es un telescopio refractor con una longitud focal de 2 000 mm y un campo de visión de 3.5° y la otra de campo estrecho (narrow-angle) NAC es un refractor de 200 mm de distancia focal y 0.35° de campo. Mientras la NAC ofrece imágenes de alta resolución del objeto a fotografiar la WAC cubre un campo más amplio pero con una resolución menor. El tamaño de las imágenes es de 1024x1024 píxeles. La resolución de cada imagen variará dependiendo de la distancia a la que se encuentra la nave del planeta, con lo que alrededor del 30 de Diciembre tendremos las imágenes con mayor resolución donde el planeta no podrá ser observado en su totalidad por estar tan cerca. Todas las imágenes utilizadas en esta Tesis (ver Tabla 2.1) han sido obtenidas por la cámara de campo estrecho (NAC) y tienen resoluciones de entre 265 km/píxel las imágenes usadas para componer planisferios y 125 km/píxel las imágenes utilizadas en el estudio de la onda circumpolar. Aunque la resolución en km/píxel es la misma en las regiones polares, hay que tener en cuenta que los meridianos convergen hacia los polos y que por lo tanto la resolución en $^\circ$ /píxel no será la misma (0.1° /píxel en el ecuador y 0.2° /píxel alrededor de los 60°) lo que inducirá mayores errores de medida.

Cada cámara está provista de un gran número de filtros espectrales que cubren el rango desde los 200 nm hasta $1.1 \mu\text{m}$ dispuestos en dos ruedas diseñadas para tomar imágenes en diferentes longitudes de onda con agilidad. La NAC posee 12 filtros en cada una de las ruedas, la WAC en cambio está equipada con 9 en cada una. Los filtros que han sido utilizados en la Tesis están resumidos en la Tabla 2.3.

2.1.3. International Outer Planet Watch

El International Outer Planet Watch (IOPW) es una organización voluntaria de astrónomos interesados en el estudio de los planetas gigantes del Sistema Solar, sus

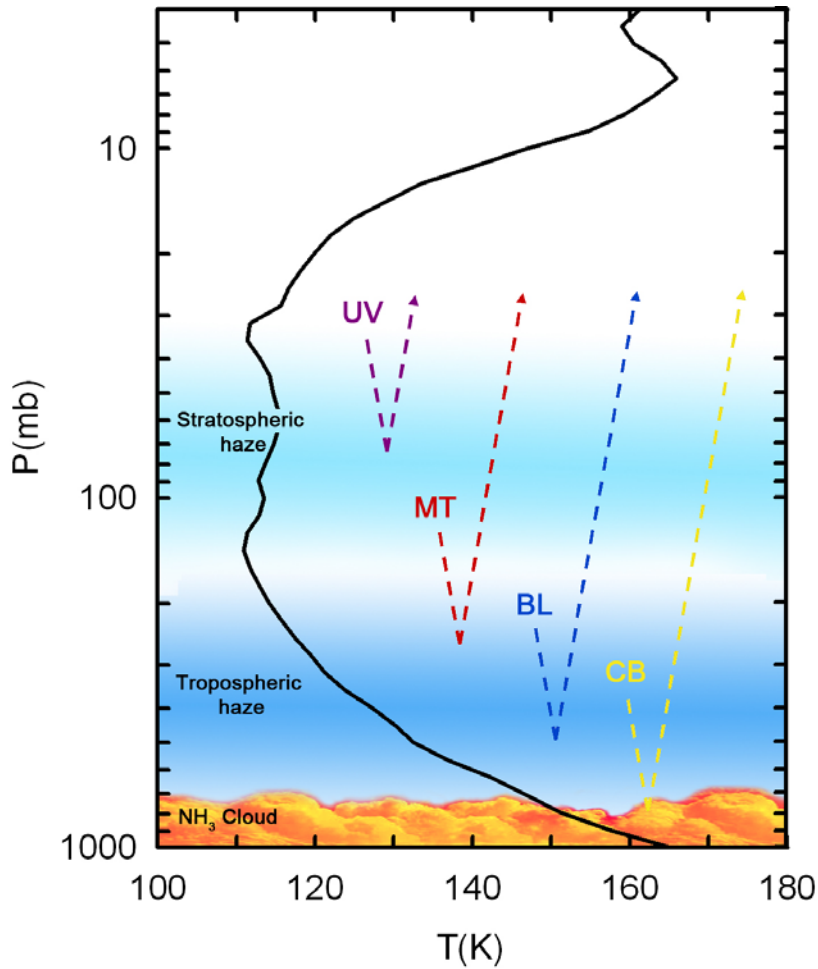


Figura 2.5: Perfil vertical de temperatura de Júpiter (Lindal et al. 1981) en el que se muestra la posición aproximada de las nubes y nieblas y la penetración de los filtros a través de ellas. Cada uno de los filtros utilizados en esta Tesis sondea por tanto un nivel atmosférico distinto.

atmósferas, satélites, anillos, magnetosfera, auroras, etc.

Desde el año 2004, el nodo IOPW-Atmospheres está a cargo del Grupo de Ciencias Planetarias de la EHU-UPV. Esta organización posee una base de datos llamada PVOL (Morgado et al. 2005) que está albergada en la web del mencionado grupo (<http://www.pvol.ehu.es/>). Esta base de datos contiene más de 6 650 imágenes de aficionados (de las cuales alrededor de 5 000 son de Júpiter) tomadas desde telescopios terrestres que han sido de gran ayuda en muchas ocasiones y en concreto en esta Tesis han sido utilizadas (ver Tabla 2.1) en el estudio de la inestabilidad de la NTB.

Cabe destacar que muchas de estas observaciones están realizadas por astrónomos amateur y, lejos de ser anecdóticas, constituyen un elemento fundamental para la

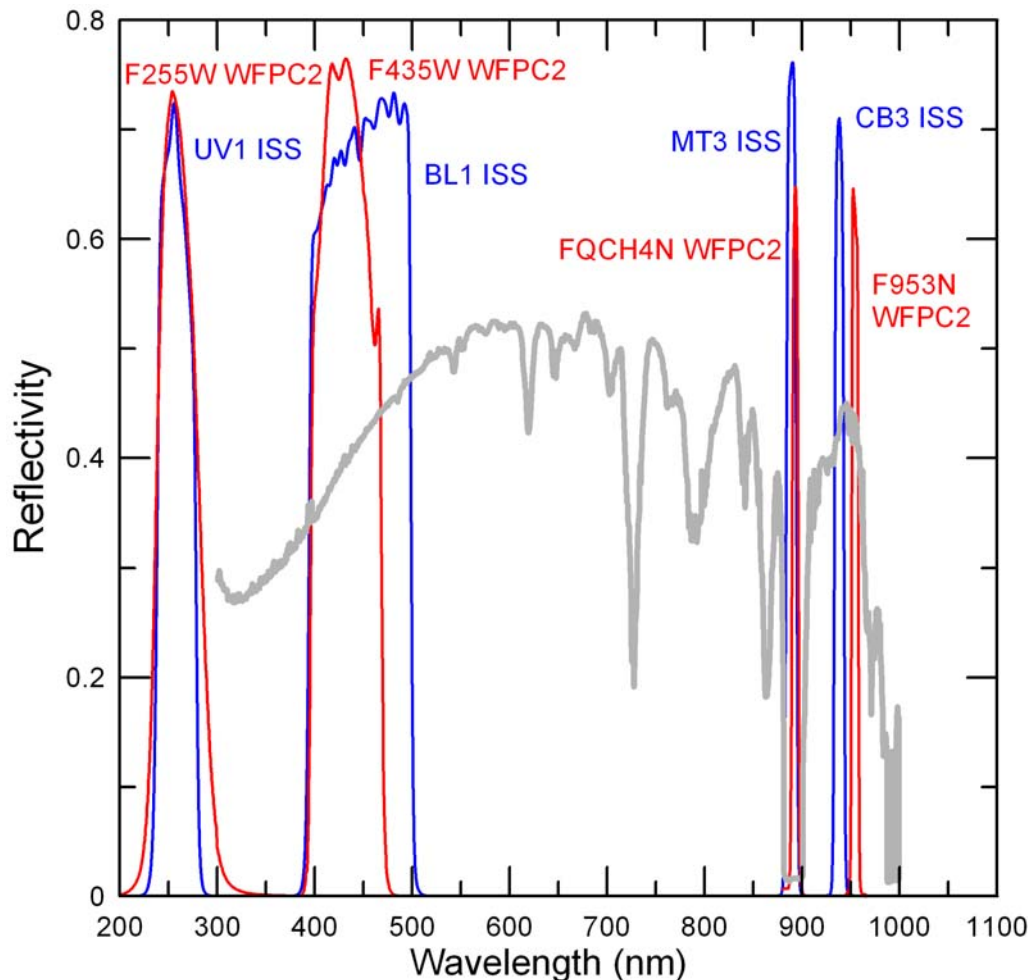


Figura 2.6: Albedo geométrico o reflectividad de Júpiter (Karkoschka 1998) en el rango de interés. Se muestran superpuestas las curvas de transferencia de los filtros más utilizados en esta tesis, tanto de HST WFPC2 (F255W, F435W, FQCH4N, F953N) como de Cassini ISS (UV1, BL1, MT3, CB3).

vigilancia continua de los planetas gigantes. La calidad del instrumental utilizado, combinado con cielos excepcionales y la abnegada dedicación de estos aficionados ha propiciado que algunos de ellos colaboren frecuentemente con equipos profesionales como el nuestro en algunas de las publicaciones científicas más prestigiosas. Las más modernas técnicas de tratamiento digital, como el *image stacking*, hacen que sus resultados superen muy habitualmente a los de muchos observatorios de principios de los noventa. En resumen, el papel de redes como el IOPW es extraordinario para cubrir una serie de aspectos (como la cobertura temporal continua) imposible de lograr por otras vías. Además, al ser redes internacionales, es posible observar en las mismas fechas regiones distintas del planeta.

2.2. Navegación y Tratamiento de Imágenes

Todas las observaciones descritas en el apartado anterior y resumidas en el Apéndice A han de ser navegadas y tratadas antes de ser analizadas. Dependiendo del uso que se les vaya a dar se les aplicará un tratamiento u otro. En las siguientes secciones se describen los programas y métodos usados para estos propósitos.

Todas las imágenes usadas en esta Tesis han sido calibradas al menos de forma relativa. Esto significa que todas ellas son sometidas a un proceso previo de corrección de *flat-field* y *dark*, habitual en el uso científico de imágenes digitales. En el caso de las imágenes HST, este proceso se efectúa durante el llamado *pipe-line* antes de la distribución de las imágenes. Para las imágenes Cassini-ISS, empleamos el software CISSCAL (Porco et al. 2004) que esencialmente realiza los mismos procesos.

Cuando tomamos una imagen planetaria por primera vez, si lo que deseamos es hacer un estudio dinámico sobre la atmósfera del planeta, lo primero que debemos hacer es conocer la posición de los detalles nubosos, lo que se conoce como **navegación** de la imagen. La navegación consiste en asignar a cada pixel de la imagen unas coordenadas de longitud y latitud.

Una vez las imágenes son navegadas y corregidas, están ya listas para ser tratadas y procesadas de modo que queden empleadas para el análisis dinámico. Cada una de las imágenes será tratada de una manera diferente dependiendo del posterior uso que se le quiera dar.

2.2.1. Software de navegación y tratamiento: LAIA y PLIA

El procedimiento exacto para la navegación dependerá de los datos que tengamos de la imagen, pero el método general será el mismo para todas ellas: obtener el pixel central y el limbo de la imagen y a partir de ahí asignar los valores de longitud y latitud a cada pixel. En nuestro caso particular explicaremos cómo se lleva a cabo dicha navegación utilizando un software de análisis planetario adecuado a cada caso.

En el caso de las imágenes de HST utilizamos el software LAIA (Laboratorio de Análisis de Imágenes Astronómicas) desarrollado por J.A. Cano (GEA) y en el caso de las imágenes de Cassini utilizaremos PLIA (Planetary Laboratory Image Analysis) desarrollado por R. Hueso (Hueso et al. 2009) para la navegación y el tratamiento. PLIA se basa en el código VICAR para la transformación de pixel a coordenadas longitud-latitud (Barrey 1984). En la Figura 2.7 se muestra un esquema de cómo se obtiene la matriz de transformación de las coordenadas de la cámara a

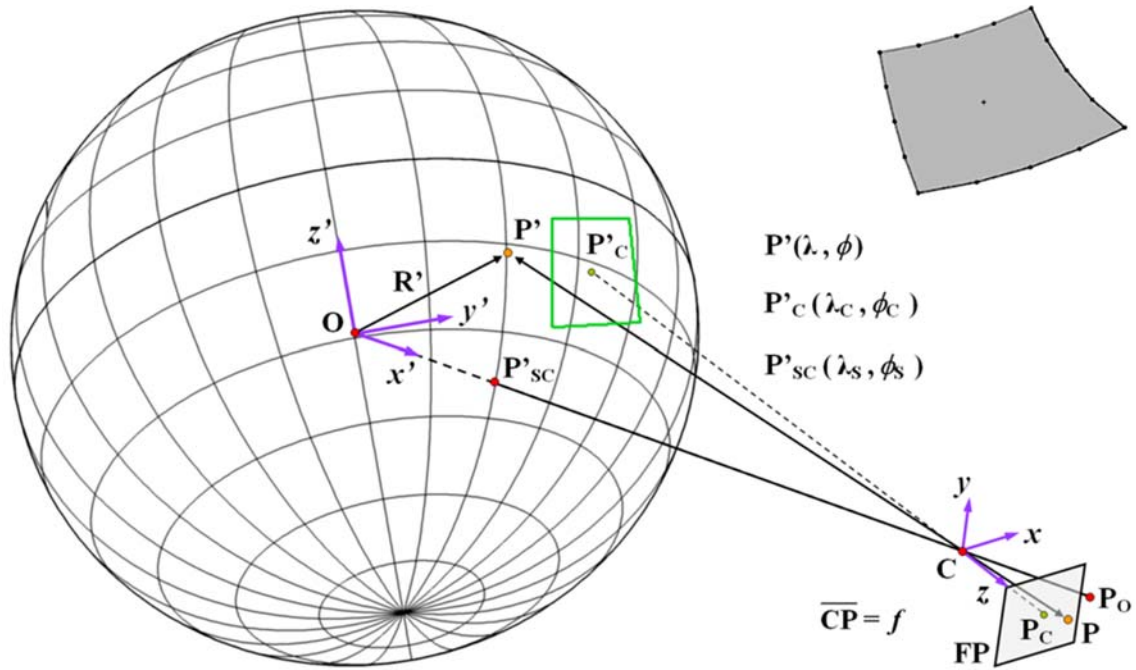


Figura 2.7: Geometría de la transformación entre el sistema de referencia de la cámara (x, y, z) y el del planeta (x', y', z') que podríamos transformar en $(\lambda, \varphi, R(\varphi))$ que son la longitud, latitud y radio del planeta a la latitud dada.

las del propio planeta. En la navegación de cada imagen es necesario conocer algunos datos de la misma: fecha, hora, distancia de la nave o telescopio al planeta, longitud central de la imagen, etc. Todos estos datos, según el caso, son o bien proporcionados en la propia cabecera de la imagen, o bien calculados a partir de las efemérides usando unos pocos datos básicos (esencialmente, fecha, hora y lugar de observación).

2.2.2. Procesado de imágenes y proyecciones geométricas

Una vez navegadas las imágenes procederemos a procesarlas y proyectarlas adecuadamente para su posterior análisis. Para esto utilizaremos el mismo software que en la navegación además de algún programa (escrito con IDL) desarrollado especialmente para esta Tesis.

Procesado: A la hora de medir la velocidad de los detalles atmosféricos nubosos es imprescindible identificar y hacer un seguimiento de “trazadores” o detalles comunes en dos o más imágenes, como explicaremos en el siguiente apartado. Por eso, es preciso que las imágenes estén correctamente procesadas para que los trazadores

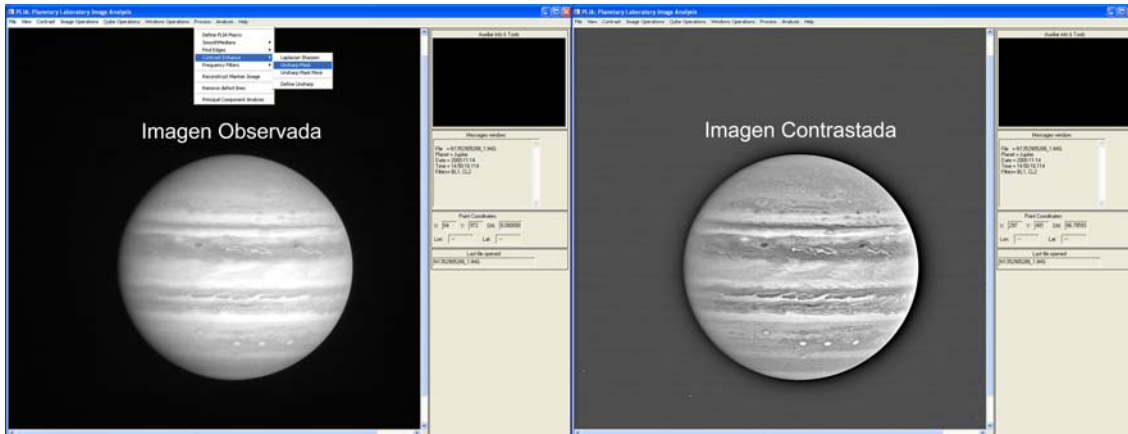


Figura 2.8: Ejemplo de una imagen sin tratar en la izquierda y la misma tratada en la derecha usando PLIA.

sean fácilmente identificables. Para ello, las imágenes serán contrastadas usando una combinación de filtros digitales de frecuencia espacial y máscara de enfoque (“*unsharp mask*”) que tanto PLIA como LAIA incluyen (ver por ejemplo la descripción de Hueso et al. 2009). Este tipo de tratamiento lo aplicaremos siempre que necesitemos hacer un seguimiento de detalles ya sea visual o con métodos de correlación automática.

Proyecciones polares: Dado que el sobrevuelo de Júpiter transcurrió por una órbita casi ecuatorial las imágenes de Cassini fueron tomadas desde 3.8° sobre el plano ecuatorial del planeta (Porco et al. 2003). Similarmente, las imágenes de Hubble están tomadas desde la órbita terrestre y el ángulo de visión que tenemos del planeta es prácticamente ecuatorial. Por lo tanto, esta perspectiva no es la óptima para el estudio de las regiones polares (ver Figura 2.1). Para mejorar la visualización, las imágenes han sido proyectadas polarmente, con lo que obtenemos una imagen con coordenadas polares (ver Figura 2.9), lo que facilitará tanto el seguimiento de detalles en las regiones polares del planeta como el estudio de la morfología y características de las ondas circumpolares. El oscurecimiento hacia el limbo de estas proyecciones se corrige mediante la ley de Lambert², corrección que está incorporada en el software utilizado.

Proyecciones cilíndricas y planisferios: En el estudio global de la distribución de brillo y turbulencia necesitaremos componer planisferios completos y de brillo uniforme. Para ello seguiremos los siguientes pasos también resumidos en la Figura 2.10:

²La ley de Lambert es un caso particular de la corrección de Minnaert (que se describe en los siguientes párrafos) en el que el coeficiente de oscurecimiento hacia el limbo, p , es igual a uno.

2.2. Navegación y Tratamiento de Imágenes

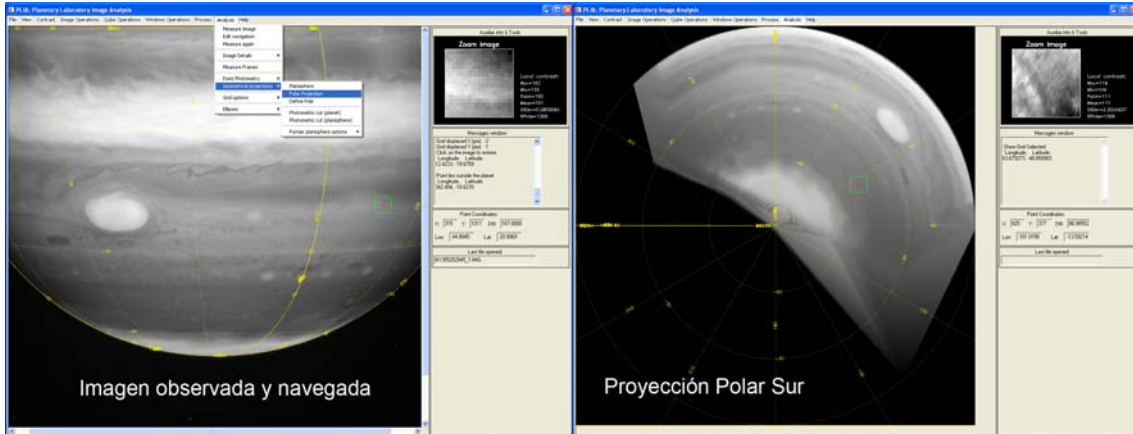


Figura 2.9: Ejemplo de una proyección polar realizada por PLIA. La imagen original (a la izquierda) es una imagen en el filtro MT3 de Cassini-ISS. En la derecha se muestra la proyección polar Sur de dicha imagen.

1. Se seleccionan imágenes que contengan el disco completo de Júpiter para que la cobertura latitudinal sea la máxima obtenible. Típicamente, se requieren seis imágenes para cubrir todas las longitudes, es decir un planisferio de 360° , de modo que los meridianos centrales de las imágenes seleccionadas han de estar separados unos 60° y debe haber una hora y media aproximadamente de separación entre imágenes adyacentes. Despreciaremos la evolución temporal de los detalles nubosos dado que en el tiempo que transcurre entre imagen e imagen no es suficiente normalmente para que estos sean cambios apreciables. La cobertura latitudinal dependerá del ángulo de visualización de la imagen. En el caso de las imágenes de Hubble la latitud planetocéntrica sub-solar es de -2.6° y de 3.7° para las de Cassini (ver Figura 2.1).
2. Utilizando el software previamente descrito para cada uno de los conjuntos de imágenes se hacen las proyecciones cilíndricas de las mismas (Figura 2.10). Estas proyecciones estarán sobre-muestreadas a $0.1^\circ/\text{pixel}$ sea cual sea su resolución inicial para tener homogeneidad en los mapas.
3. Para corregir el oscurecimiento hacia el limbo de cada uno de los planisferios individuales aplicaremos una corrección de Minnaert que consiste en aplicar a las imágenes una ley empírica (Minnaert 1941) que relaciona la reflectividad con los ángulos de observación e iluminación:

$$\left(\frac{I}{F}\right) = \left(\frac{I}{F}\right)_0 \cdot \mu^{p-1} \cdot \mu_0^p \quad (2.1)$$

donde (I/F_0) es el brillo o reflectividad del planisferio corregido, (I/F) es la reflectividad observada, p es el coeficiente de oscurecimiento hacia el limbo y

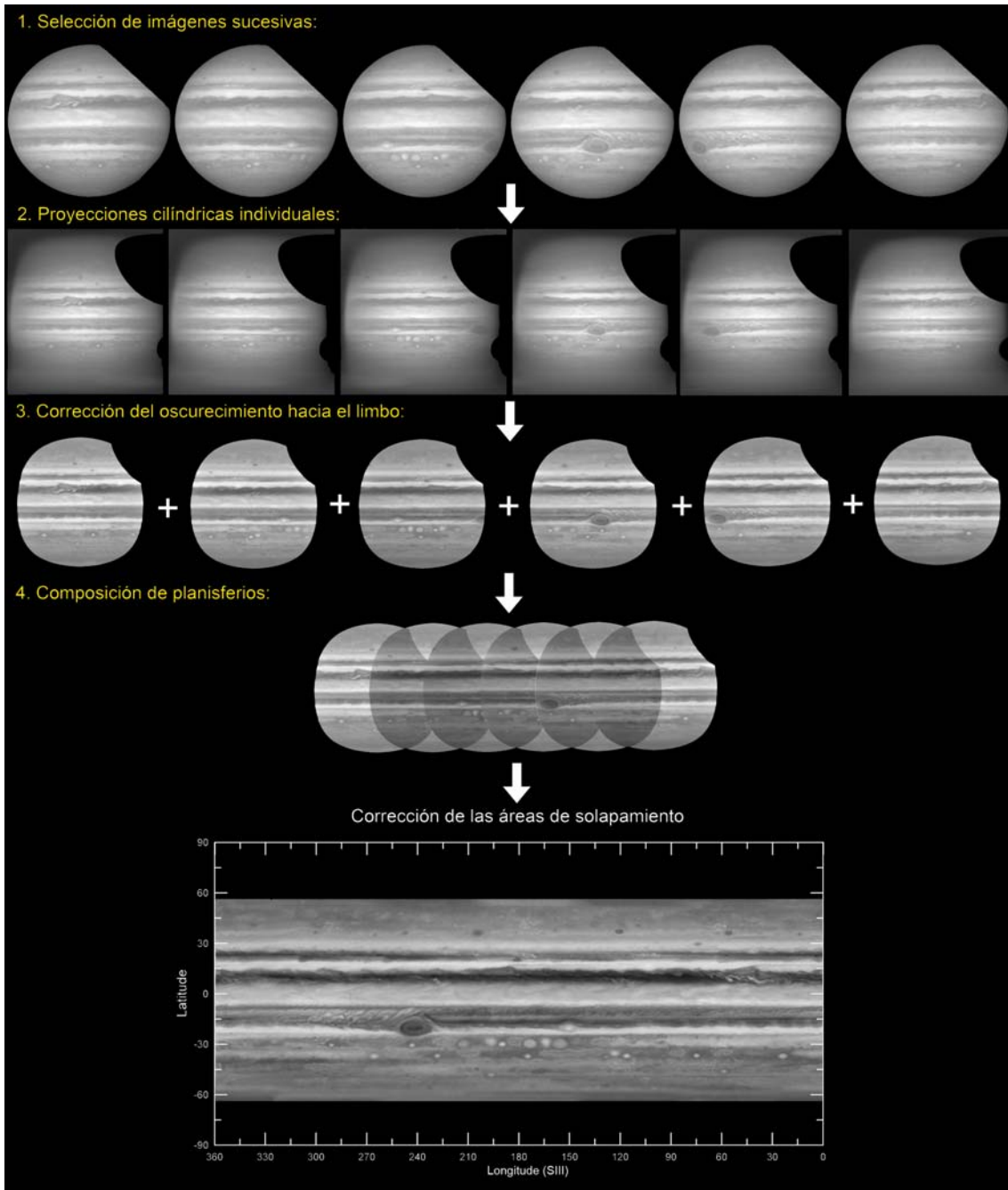


Figura 2.10: Esquema de los pasos a seguir para componer un planisferio completo uniforme.

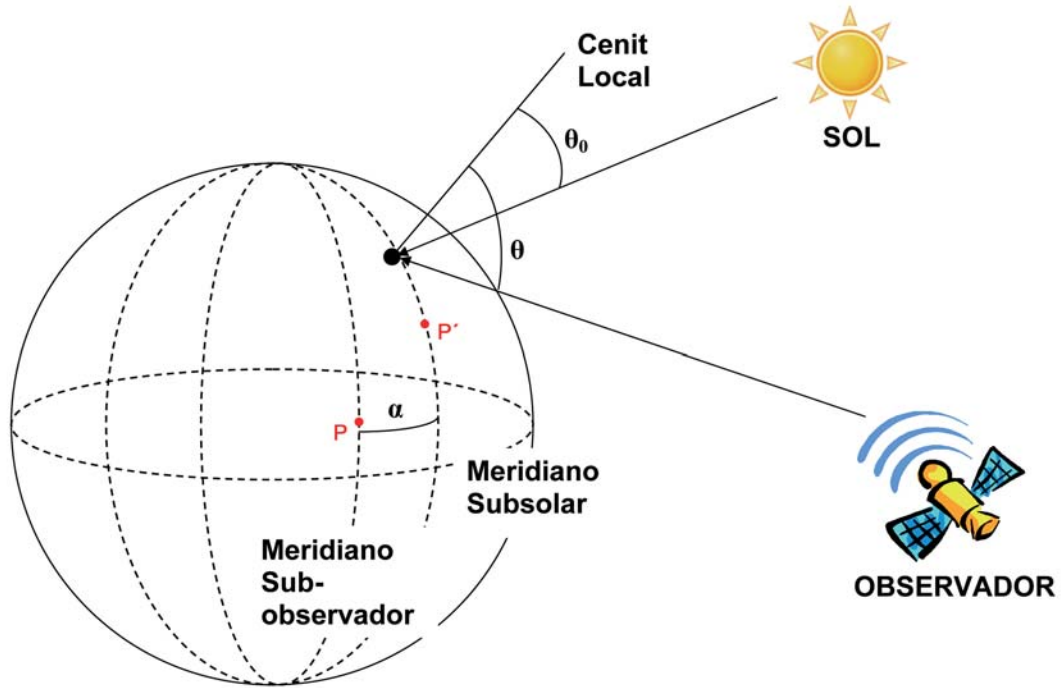


Figura 2.11: En esta figura se muestra la geometría de visualización e iluminación de un planeta. Se muestran los ángulos de visualización θ ($\mu = \cos\theta$) e iluminación θ_0 ($\mu_0 = \cos\theta_0$) con respecto a la vertical local. Los puntos P y P' son los puntos sub-observador y sub-Sol respectivamente; se sitúan en la intersección entre la línea que une el sol o el observador y el centro del planeta con su superficie. El ángulo de fase α se define como la distancia angular entre el meridiano sub-solar y el meridiano sub-observador.

μ y μ_0 son los cosenos de los ángulos de visualización e iluminación que se muestran en la Figura 2.11 y definidos por Horak (1950) como:

$$\mu = \sin B \cdot \sin \varphi + \cos B \cos \varphi \cos(\Delta L) \quad (2.2)$$

$$\mu_0 = \sin B' \cdot \sin \varphi + \cos B' \cos \varphi \cos(\Delta L - \alpha) \quad (2.3)$$

B es la latitud planetocéntrica sub-observador, B' es la latitud planetocéntrica sub-solar, α es el ángulo de fase, φ es la latitud planetocéntrica y ΔL la longitud desde el meridiano central.

Para calcular el coeficiente de oscurecimiento hacia el limbo p a una latitud dada en un planisferio, se expresa la ley de Minnaert como una expresión

logarítmica:

$$\ln \left[\mu \left(\frac{I}{F} \right) \right] = p \cdot \ln(\mu\mu_0) + \ln \left[\mu \left(\frac{I}{F} \right)_0 \right] \quad (2.4)$$

Haciendo un ajuste lineal de $\ln(\mu I/F)$ frente a $\ln(\mu\mu_0)$ obtenemos un valor de p para cada latitud mediante una regresión lineal por mínimos cuadrados. De este modo obtenemos una $p(\varphi)$ por planisferio para corregirlo del oscurecimiento rápidamente utilizando una rutina desarrollada para dicho propósito. El valor de la ordenada en el origen está relacionado con $(I/F)_0$ o reflectividad corregida de efectos geométricos.

4. Finalmente, con intención de obtener planisferios uniformes, tendremos que prestar atención a la región de solapamiento entre imágenes, esto es, la región que comparten dos imágenes adyacentes. Se le asignará un peso específico a cada pixel dependiendo de la distancia al límite de la región de solapamiento. Por lo tanto, para estimar el valor de los píxeles de solapamiento usaremos la siguiente expresión:

$$R^{i,j} = \frac{R_1^{i,j}(i_2 - i) + R_2^{i,j}(i - i_1)}{i_2 - i_1} \quad (2.5)$$

donde R_1 , R_2 y R son el brillo de la imagen de la derecha, de la izquierda y la resultante respectivamente (Figura 2.10). Los índices i y j corresponden a los píxeles horizontales y verticales respectivamente, mientras que i_1 e i_2 son la posición derecha e izquierda de los límites de la región de solapamiento. De este modo obtenemos una transición suave entre los planisferios individuales como vemos en el último panel de la Figura 2.10.

2.3. Análisis de las imágenes

Una vez tenemos las imágenes preparadas, procedemos al análisis de las mismas. En este apartado se van a describir los dos métodos de análisis principales que se han usado en la Tesis para diferentes fines.

2.3.1. Medida de vientos

Cuando estudiamos la dinámica del movimiento de detalles de la atmósfera, por lo general se calcula lo que llamamos velocidad de deriva respecto a alguno de los

sistemas de rotación definidos en el Capítulo 1. En nuestro caso particular utilizaremos el Sistema III, sistema que rota a la misma velocidad a la que lo hace el núcleo del planeta.

Para el cálculo de velocidades utilizaremos las imágenes procesadas con el método previamente descrito. Esto hará que los detalles nubosos que servirán de trazador sean más fáciles de identificar. Hay dos maneras de proceder dependiendo de la cantidad de imágenes que tengamos. El primero consiste en tomar un par de imágenes separadas por unas 10 h (periodo de rotación del planeta) o múltiplos de 10 (cuanto mayor sea el lapso de tiempo menor será el error cometido en la medida de la velocidad y, por contra, más susceptible de error la identificación del detalle) de modo que en ambas imágenes estaremos viendo la misma región del planeta con 10 h de diferencia. Los tiempos de vida de la mayoría de formaciones nubosas de Júpiter son en general mayores que dicho intervalo, de modo que podremos identificar detalles comunes para ambas imágenes. Mediremos las coordenadas (longitud y latitud) de cada uno de ellos. De este modo podremos conocer la velocidad de deriva de cada uno de esos detalles, es decir, el desplazamiento en longitud que ha sufrido en ese intervalo de tiempo. Utilizando la ecuación 2.6 podamos rápidamente calcular las velocidades zonales, u . De manera análoga, se puede calcular la velocidad meridional, v , con la ecuación 2.7. Ésta suele ser muy pequeña en promedio frente a la componente zonal ya que la zonalidad de los planetas gigantes es muy fuerte.

$$u = -\frac{\pi}{180^\circ} R(\theta) \cos(\theta) \frac{\Delta\lambda}{\Delta t} \quad (2.6)$$

$$v = \frac{\pi}{180^\circ} R(\theta) \frac{\Delta\theta}{\Delta t} \quad (2.7)$$

donde $\Delta\lambda$ es la variación en longitud, $\Delta\theta$ la variación en latitud, Δt el tiempo transcurrido y $R(\theta)$ el radio planetario a la latitud θ que se define como:

$$R(\theta) = \frac{R_e \cdot R_p}{\sqrt{R_e^2 \sin^2\theta + R_p^2 \cos^2\theta}}. \quad (2.8)$$

La segunda manera de proceder se basa en tomar más de dos imágenes y seguir los mismos detalles en todas ellas. Estos pueden ser medidos en varias imágenes separadas por más de diez horas en el mejor de los casos o en imágenes separadas por menos tiempo en las que la misma región del planeta sea visible. De este modo podremos hacer una gráfica de la longitud frente al tiempo y mediante una regresión lineal obtener la velocidad zonal de cada uno de los detalles seguidos. Ambos métodos de seguimiento de detalles nubosos manuales se conocen como “*cloud tracking*”.

Capítulo 2. Observaciones y Métodos de Análisis

La precisión de estas medidas depende tanto de la resolución como del tiempo entre imagen e imagen ya que $u \propto \Delta\lambda/\Delta t$ y $v \propto \Delta\theta/\Delta t$; por lo tanto, el error (δu) que cometamos dependerá de la precisión a la hora de tomar el valor de la longitud en el caso de la velocidad zonal y de Δt , el tiempo entre las imágenes.

$$\delta u = \frac{\delta\lambda}{\Delta t} \quad (2.9)$$

Si la resolución de una imagen es de 120 km/píxel (0.2° /píxel a unos 60° de latitud) y en el apuntado cometemos un error de unos 2 píxeles, $\delta\lambda = 240$ km, teniendo en cuenta que la separación típica entre imágenes es de 10 horas ≈ 36000 s, el error cometido corresponderá a unos 7 m/s. Sin embargo, podemos reducir este error estadísticamente si aplicamos el segundo método de medida y somos capaces de identificar el mismo detalle en una sucesión de imágenes y no sólo en un par.

No podemos olvidar que cuando construimos un perfil de vientos, hay otro factor que debe ser tenido en cuenta: el binado o promediado en cajas de los datos. A la hora de medir velocidades, obtendremos varios valores para una misma latitud y, por lo tanto, promediaremos usando cajas de 0.5° ó 1° de latitud dependiendo de la cantidad de medidas que tengamos para cada caso. Esto hará que tengamos otro tipo de error que viene dado por la desviación estándar de los datos. Considerando todo esto, siempre tomaremos como error característico el más alto de los dos.

2.3.2. Distribución espectral del brillo

Para conocer la distribución espectral de brillo utilizaremos la transformada rápida de Fourier o FFT (Fast Fourier Transform). Esta herramienta matemática nos dirá no sólo como contribuye cada número de onda a la reflectividad observada sino que también nos ayudará a determinar la frecuencia característica de las estructuras especialmente periódicas existentes en la atmósfera de Júpiter.

En este método utilizaremos los planisferios completos previamente compuestos para este propósito. Se realizarán cortes zonales de brillo (cortes fotométricos) para cada 0.1° de latitud. A cada uno de estos cortes se le aplicará la transformada de Fourier, que transformará la señal de entrada del dominio espacial al dominio de números de onda. Para determinar las escalas espaciales de variabilidad de brillo, en lugar de la frecuencia o longitud de onda, utilizaremos el número de onda adimensional que se define como:

$$k = \frac{2\pi R(\theta) \cos(\theta)}{L} \quad (2.10)$$

donde $R(\theta)$ es el radio planetario dado por la ecuación 2.8, θ la latitud planetocéntrica y L la longitud de onda espacial, por lo tanto k representa el número de ciclos

que entran un círculo de longitud. La transformada de Fourier es generalmente un número complejo, pero en esta Tesis nos centraremos en el estudio de su amplitud que se obtiene de multiplicar la FFT por su complejo conjugado, como suele ser lo habitual en este tipo de estudios (Brigham 1988).

Sin embargo, cuando los planisferios no son completos, se requiere un especial cuidado a la hora de analizar los datos. Dado que los planisferios parciales tendrán diferente cobertura longitudinal, lo que haremos será *reescalar* la transformada, esto es, los números de onda obtenidos en el caso de planisferios parciales serán convertidos a números de onda planetarios.

Como decíamos, la FFT va a tener dos finalidades, por un lado determinar la frecuencia característica de las estructuras periódicas para lo que usaremos un *análisis de periodogramas* y por otro, estudiar la contribución de cada número de onda al campo de brillo observado mediante un *análisis de espectros de potencia* (ver Figura 2.12).

Periodogramas

Cuando la transformada de Fourier la representamos en una escala lineal con una normalización conocida como normalización de Lomb-Scargle (Lomb 1976; Scargle 1982) se le suele dar el nombre de periodograma (ver panel inferior izquierdo de la Figura 2.12). Los periodogramas son idóneos para la búsqueda de frecuencias o números de onda característicos de las estructuras de brillo regularmente espaciadas y por lo tanto para la búsqueda de fenómenos ondulatorios. En este tipo de estudio, este modo de representación es más conveniente que el logarítmico dado que la normalización hace que los picos se muestren más contrastados.

Además, este método, posibilita la estimación de la significancia estadística de cada pico. El valor de la potencia puede relacionarse con una significancia estadística por medio de simulaciones de ruido blanco lo que da la probabilidad de que un pico sea producido aleatoriamente (ver por ejemplo Fletcher et al. 2008). Esto se conoce como probabilidad de falsa alarma (fap). Cuando el fap es igual a 0.1 significa que hay una probabilidad de un 90% de que los picos con potencia superior a la que corresponde dicho fap sean verdaderos.

Espectros de Potencia

En cambio, para el análisis de espectros de potencia representaremos la FFT en una escala logarítmica (ver panel inferior derecho de la Figura 2.12) de modo

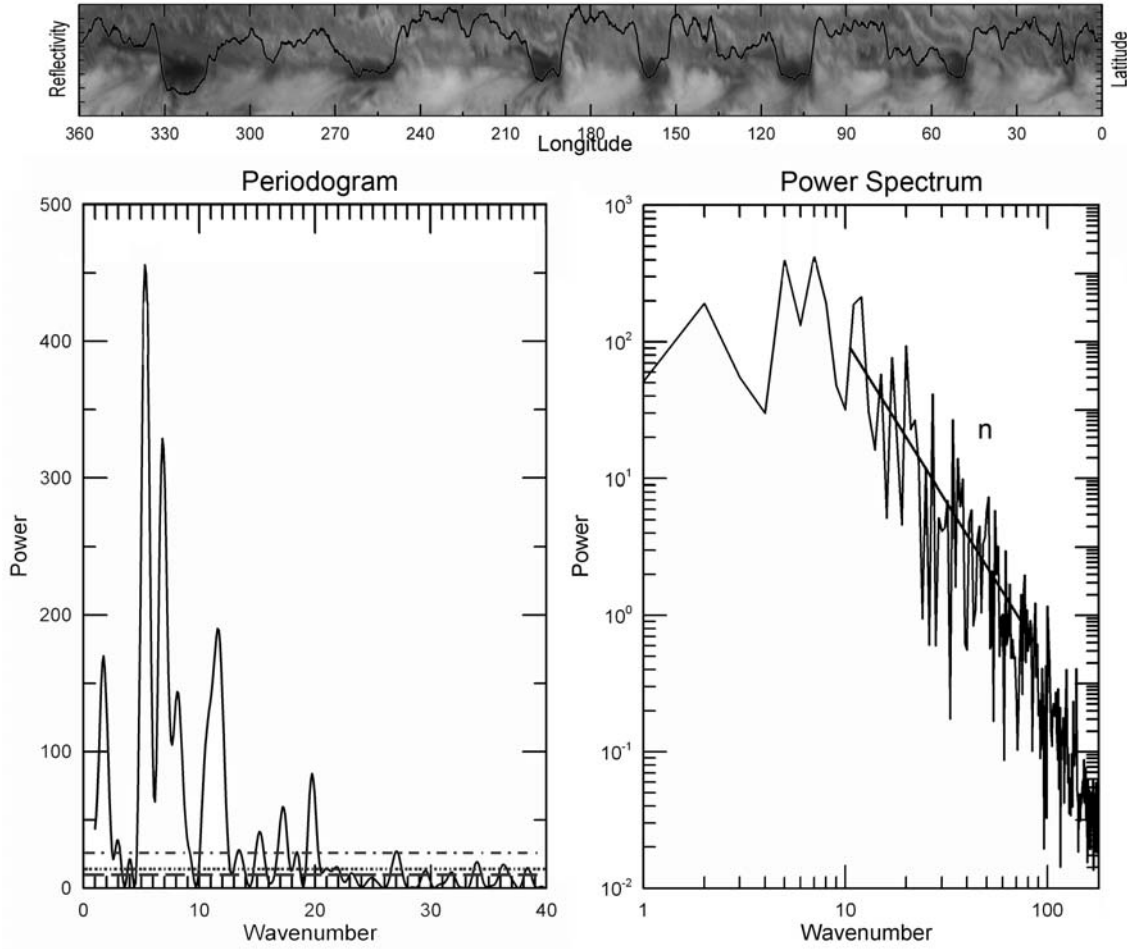


Figura 2.12: Ejemplo de las dos utilidades del análisis espectral usando un corte de brillo longitudinal centrado en 6.7°N , donde se sitúan los Hot Spots, que se muestra en el panel superior de la figura. En la parte inferior, el panel de la izquierda muestra el periodograma correspondiente a dicho corte, las líneas horizontales muestran la fap de los niveles de potencia en los que se sitúan: la línea rayada corresponde a un nivel con una fap de 0.5, la línea punteada una fap de 0.1 y la línea punto-rayada 0.0001. El panel de la derecha muestra un espectro de potencia del brillo con la regresión lineal correspondiente que nos da el valor de la pendiente n .

que lo que observaremos en este caso será como contribuye cada número de onda a la intensidad o brillo observado y nos dará información sobre como dicho brillo está distribuido entre las escalas espaciales. Esto se puede aproximar mediante una ley de potencias tal que

$$P(k) = P_0 k^{-n} \quad (2.11)$$

donde n es la pendiente del espectro de potencia.

Sin embargo, este método posee una serie de limitaciones que deberemos tener

en cuenta a la hora de analizar los espectros de potencia.

- El primer inconveniente es la *digitalización* de la señal que limita el rango dinámico de la imagen a un número finito de niveles, lo cual hará que su espectro de potencia se encuentre influenciado por la cuantificación de la señal (Peralta et al. 2007). Nuestros planisferios tienen un rango dinámico de entre 8 y 12 bits. Este rango dinámico no es sólo debido a la capacidad de la cámara con la que ha sido tomada la imagen sino que también se debe a la subexposición de cada imagen. Comprobando con una señal sinusoidal de diferentes pendientes del espectro de potencia (entre -1 y -5) y diferentes resoluciones espaciales, hallamos que la digitalización impone un límite superior de $k_d = 150$ en el peor de los casos en el que nosotros nos situaremos (una pendiente de -3.5 y una resolución espacial de $0,5^\circ/pixel$).
- Otro problema es el efecto de *aliasing*³ que se debe al hecho de que la resolución espacial de las imágenes sea finita (Peralta et al. 2007). Debido a este efecto k estará limitado por la frecuencia de *Nyquist* que puede ser estimada con:

$$k_N = \frac{360^\circ \cdot \cos\varphi}{E \cdot F} \quad (2.12)$$

donde E es la resolución de las imágenes y F es un factor que da cuenta del detalle más pequeño detectable, idealmente, $F = 1 \text{ pixel}$. En nuestro caso el valor de k_N será de 400.

Por lo tanto, la digitalización será la que nos limite el máximo número de onda hasta el que podemos explorar los espectros de potencia. Hemos detectado que este límite impuesto por la digitalización varía dependiendo de la longitud de onda de las observaciones; por lo tanto, este $k_d = 150$ está calculado para el peor de los casos.

³El efecto de *aliasing* se da cuando señales continuas son muestreadas digitalmente haciendo que a cierto nivel éstas se vuelvan indistinguibles entre sí, este nivel está definido por el número de Nyquist.

Capítulo 3

Observación de Ondas Atmosféricas en Júpiter

3.1. Introducción

Las ondas atmosféricas son un importante fenómeno dinámico presente en todas las atmósferas planetarias estudiadas hasta el momento. La generación de las ondas es debida a los diferentes tipos de inestabilidades que sufren las parcelas de aire inmersas en una atmósfera y a la existencia de una fuerza restauradora que da lugar a oscilaciones. Tanto la existencia como la caracterización de las ondas nos da información sobre las propiedades del medio en el que se desarrollan y propagan. Además, cambian la estructura atmosférica, intervienen en el movimiento del flujo y transportan energía. Las ondas se caracterizan por su amplitud, frecuencia, velocidad de fase, de grupo, etcétera. Por lo tanto, dependiendo de estas características y de los mecanismos de excitación y propagación de las mismas, serán clasificadas en diferentes tipos, de las que destacamos las principales:

- *Ondas acústicas*: La perturbación del campo de presión de un gas produce un movimiento oscilante compuesto por una compresión adiabática y una expansión del medio que se propaga longitudinalmente a través de dicho gas.
- *Ondas de gravedad*: Si una parcela es desplazada verticalmente en una atmósfera establemente estratificada, debido a la fuerza de flotabilidad y a la propia gravedad surgirá una oscilación vertical conocida como onda de gravedad. Existen dos tipos principales:
 - *Ondas topográficas*: Tienen lugar cuando la parcela de aire es desplazada verticalmente por el efecto de un obstáculo de carácter topográfico, como puede ser una montaña.

Capítulo 3. Observación de Ondas Atmosféricas en Júpiter

- *Ondas de inertio-gravedad*: Son aquellas ondas de gravedad que debido a su baja frecuencia están influidas por la velocidad angular del planeta, lo que hace que el término de Coriolis deba ser tenido en cuenta en la ecuación del movimiento zonal.
- *Ondas de Kelvin-Helmholtz*: Surgen de la cizalla (vertical u horizontal) entre dos flujos que pueden tener diferente densidad. Son ondas bastante inestables, de modo que se rompen rápidamente dando lugar a un régimen turbulento.
- *Ondas de Rossby*: Son ondas que se propagan hacia el Oeste y que tienen lugar cuando una parcela de aire es desplazada latitudinalmente y, debido a que la fuerza de Coriolis actúa como fuerza restauradora, es devuelta a la latitud inicial surgiendo una oscilación entorno a su posición original. Estas ondas serán analizadas en detalle en el siguiente capítulo.

Las oscilaciones y ondas atmosféricas pueden manifestarse de diferentes formas, bien como una variación local en el brillo o albedo de un planeta o bien como una desviación de la temperatura o incluso de la velocidad media del viento o del campo de presión. Por lo tanto, a la hora de detectar ondas en las atmósferas planetarias debemos estudiar el campo de nubes, el de temperatura, velocidad o presión.

En el Apartado 1.2.2 hemos presentado algunos de los numerosos ejemplos de ondas atmosféricas detectadas en Júpiter. En este capítulo prestaremos una especial atención a las regiones polares y sus sistemas de ondas. Las primeras imágenes de los polos tomadas en la banda de absorción del metano en 890 nm ya mostraban una capa de densas nieblas cubriendo los polos. Estas aparecían brillantes a esa longitud de onda, siendo las del Sur más brillantes que las del Norte (West 1979). Esta asimetría también aparecía en las imágenes ultravioleta, donde se observó una capa cubriendo los polos que se extendía hasta latitudes más ecuatoriales, especialmente en el hemisferio Norte (Wagener and Caldwell 1988). Sin embargo, en las imágenes tomadas con filtros en longitudes de onda infrarroja (que son los más penetrantes), estas regiones aparecían y siguen apareciendo homogéneamente repletas de pequeños vórtices y regiones turbulentas ciclónicas al igual que el resto del planeta.

Las regiones polares de Júpiter sólo fueron parcialmente observadas por las misiones Voyager con lo que los perfiles de vientos zonales derivados de las mismas únicamente pudieron ser precisados hasta los $\pm 60^\circ$ de latitud (Ingersoll et al. 1979, 1981; Limaye et al. 1982; Limaye 1986, 1989; Magalhaes et al. 1990). Más tarde, García-Melendo and Sánchez-Lavega (2001) extendieron dicho perfil hasta los 68° Sur y 77° Norte usando imágenes del telescopio espacial Hubble entre 1995 y 2000 para estudiar los cambios temporales del perfil de vientos. Finalmente, usando imágenes de Cassini este perfil fue extendido casi hasta $\sim 75^\circ$ Norte-Sur por Vasavada and Showman (2005).

Las primeras evidencias de la existencia de un sistema de ondas circumpolares en Júpiter la encontraron [Sánchez-Lavega et al. \(1998\)](#), quienes presentaron las primeras pruebas de la existencia de una onda de gran escala (escala planetaria) rodeando las regiones polares en el filtro de absorción del metano. Midiendo las características básicas de la misma, propusieron que podría tratarse de una *onda de Rossby*. Un posterior estudio de las regiones polares del planeta desarrollado por [Vincent et al. \(2000\)](#) usando imágenes ultravioleta de 1994-1997, confirmó la existencia de un fenómeno ondulatorio que confinaba las nieblas en la región polar en una latitud algo más baja.

La cámara ISS de Cassini obtuvo una gran cantidad de imágenes de alta resolución entre finales del 2000 y principios del 2001 durante su sobrevuelo de Júpiter ([Apartado 2.1](#), [Porco et al. \(2003\)](#); [Vasavada and Showman \(2005\)](#)). La gran cantidad de filtros de Cassini ([Porco et al. 2004](#)) permiten estudiar los diferentes niveles de altura (o presión) de la atmósfera de modo que es posible realizar una completa caracterización de la atmósfera y, en este caso concreto, de los polos de Júpiter utilizando las imágenes recogidas en el [Apéndice A](#).

El primer objetivo de este capítulo es caracterizar detalladamente las ondas circumpolares, para lo cual, además de su morfología y características propias de las ondas, estudiaremos la estructura vertical de las nieblas altas y nubes de las regiones polares de modo que podremos medir los vientos zonales a diferentes niveles de presión. Durante el estudio observamos que la estructura general y la velocidad de deriva de las ondas circumpolares eran suficientemente diferentes de las observadas por [Sánchez-Lavega et al. \(1998\)](#) como para motivar la realización de un análisis adicional sobre su evolución temporal. Para cubrir temporalmente el fenómeno utilizamos imágenes del archivo del HST desde 1993 hasta 2006, recogidas también en el [Apéndice A](#). El segundo objetivo es realizar una búsqueda global a nivel planetario de ondas o fenómenos periódicos en Júpiter para lo cual haremos uso de la técnica de análisis de periodogramas descrita en el [Apartado 2.3.2](#) del capítulo anterior, construyendo mapas de periodogramas del brillo de imágenes tanto HST como Cassini donde buscaremos números de onda característicos y las latitudes en las que se hallan la mayor parte de dichos fenómenos. De este modo podremos comparar los patrones de brillo en dos épocas diferentes y podremos buscar cambios temporales y la evolución temporal de los patrones observados.

3.2. Ondas Circumpolares

Los polos de Júpiter están cubiertos por unas nieblas altas confinadas en las regiones polares por algún tipo de fenómeno ondulatorio. Decimos que son nieblas

altas ya que las observamos en los filtros menos penetrantes (banda intensa de absorción del metano y en el ultravioleta) pero no las vemos en filtros más penetrantes como los infrarojos. Por lo tanto, para el estudio de las características principales de las ondas utilizaremos imágenes tomadas con los filtros UV1 y MT3 de Cassini y sus homólogos F255W y FQCH4N de HST. Las velocidades de las nubes serán medidas en tres diferentes niveles usando imágenes de Cassini: usaremos filtros CB2 para velocidades en el nivel de las nubes visibles, UV1 para las velocidades de las nieblas más altas y MT3 o FQCH4N (de HST) para la velocidad de fase de la onda. Sin embargo, para determinar los niveles verticales de las nubes sólo utilizaremos imágenes de Cassini calibradas con CISSCAL (Porco et al. 2004) utilizando los filtros ya mencionados además de BL1, CB1, CB3, MT1 y MT2.

3.2.1. Estructura vertical nubosa en las regiones polares

Como ya hemos comentado en la introducción, la estructura vertical de la atmósfera de Júpiter en general está definida por varias capas de nubes (ver Figura 1.3) y una capa de nieblas altas entre la alta troposfera (200 – 500 mbar) y la estratosfera (<100 mbar). Para determinar con mayor precisión la estructura vertical en las regiones polares es necesario realizar un análisis fotométrico de múltiples longitudes de onda y planificar un modelo de transporte radiativo que reproduzca la reflectividad observada en imágenes calibradas de Cassini.

Este análisis es muy similar al realizado en Sánchez-Lavega et al. (2006, 2007). El código de transporte radiativo que se usa para la modelización se describe en Acarreta and Sanchez-Lavega (1999) y Pérez-Hoyos et al. (2005). Basándonos en modelos previos presentados por West et al. (2004) se busca la distribución vertical de nubes y aerosoles que mejor reproduce la reflectividad observada en las latitudes de interés en todos los filtros simultáneamente. El resultado se presenta en la Figura 3.1 donde se esquematizan las diferentes capas de nubes que reproducen las observaciones.

Para determinar la profundidad a la que se está observando en cada filtro usamos una aproximación de difusión única¹ y asumimos que este nivel está donde la profundidad óptica es del valor uno. La función de contribución se define como $W(\tau) = \tau e^{-\tau}$ con máximo en $\tau = 1$, con contribuciones significativas de $\tau = 0.5$ a $\tau = 2.0$. Esto nos da una estimación de los niveles de los que proviene la mayor parte de la radiación reflejada. Los niveles resultantes de los tres filtros que utilizaremos en el estudio de las ondas: UV1, MT3 y CB3 se muestran en la Tabla 3.1. Las ob-

¹La aproximación de difusión única (*single scattering*) supone que los fotones son difundidos una sola vez penetrando después hacia el interior del planeta o bien siendo reflejados hacia el exterior.

Tabla 3.1: Niveles de sondeo de los filtros seleccionados.

Latitud	P@ $\tau=1$ UV1 (mbar)	P@ $\tau=1$ MT3 (mbar)	P@ $\tau=1$ CB3 (mbar)
70° N	137	512	800
60° N	143	511	800
50° N	164	510	800
50° S	158	393	750
60° S	95	392	750
70° S	186	361	750

servaciones del filtro ultravioleta están muy probablemente restringidas a los niveles superiores, por encima de 100 – 200 mbar, mientras que el MT3 es también sensible a los niveles altos de la niebla troposférica. Los valores resultantes en el caso del CB3 dependen fuertemente del espesor óptico que asumimos para la niebla inferior. Ésta es sensible al nivel inferior de la niebla pero un espesor óptico ligeramente menor que la unidad permite alcanzar la nube inferior. Por esta razón, tomamos un valor intermedio para el nivel de sondeo. En la Figura 3.1 está resumida toda esta información junto con la extensión vertical de las capas de nieblas.

En resumen, en la imágenes ultravioleta observamos estructuras situadas alrededor de los 150 ± 50 mbar mientras que en las imágenes del filtro de absorción intensa del metano vemos detalles que se encuentran a unos 450 ± 50 mbar y las estructuras alrededor de los 780 ± 30 mbar son observados en las imágenes del infrarojo cercano.

3.2.2. Perfiles zonales de vientos en las regiones polares

Los vientos de las regiones polares de Júpiter son de menor intensidad que los de las zonas ecuatoriales y templadas como se observa por ejemplo en el perfil obtenido por Vasavada and Showman (2005). Utilizando ese perfil medido por correlación como guía, nosotros intentaremos minimizar su error en las regiones polares, para obtener un perfil más preciso y medido manualmente.

Un total de 641 detalles han sido seguidos en las imágenes de Cassini-ISS, de los cuales 566 han sido observados en imágenes CB2, 53 en UV1 y 22 en MT3. Para hacer esta identificación de detalles y debido al ángulo de visualización ecuatorial de las imágenes de Cassini, todas han sido proyectadas polarmente como explicábamos en el Apartado 2.2.1. En la Figura 3.2 mostramos los perfiles de ambas regiones polares en el nivel de las nubes superiores. Para obtener dichos perfiles se ha realizado

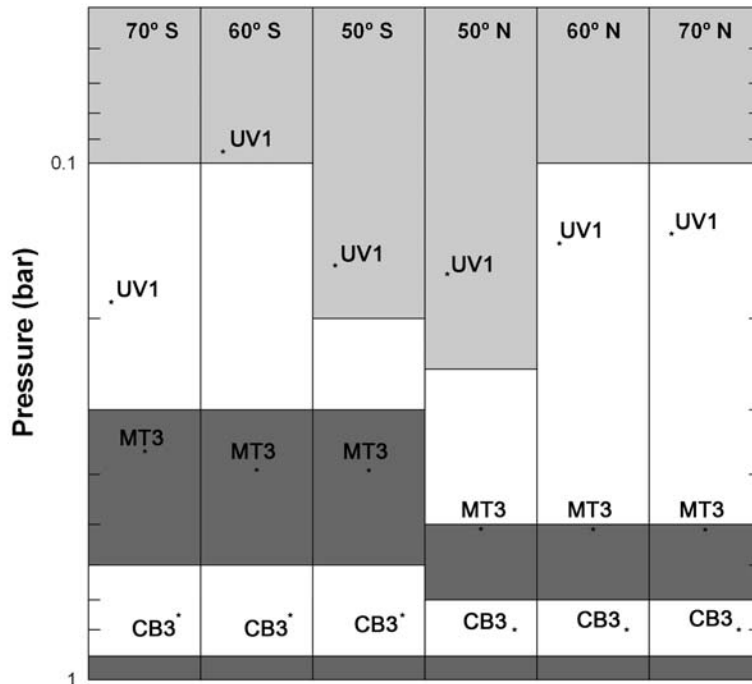


Figura 3.1: Esquema de la estructura vertical de las nubes en las regiones polares, Norte y Sur. Se muestra mediante un punto el nivel al cual el espesor óptico total (gas más aerosoles) es igual a uno.

un bineado o promedio de los datos en cajas de 0.5° excepto para algunas latitudes en las que los datos eran escasos y las cajas utilizadas han sido de 1° . Cada uno de los promedios tiene una desviación estandar de entre 5 y 20 m/s, que es similar a los errores relacionados con cada una de las medidas individuales. Considerando que los detalles típicos tienen una extensión de unos 500 km y que el intervalo de tiempo entre imágenes suele estar alrededor de las 10 horas, el error individual de cada detalle es de unos 15 m/s. Unos pocos detalles fueron seguidos más cerca de los polos (hasta unos 80°) pero las medidas de longitud resultaban muy imprecisas dada la convergencia de los meridianos. Esto induce errores que pueden llegar a alcanzar los 20 m/s a 80° de latitud, que tomamos como punto final del perfil. Como se observa en la Figura 3.2, ambos perfiles, Norte y Sur, son bastante simétricos, tanto en la posición de los picos de los jets como en magnitud.

Nuestros resultados para el perfil del infrarojo cercano entran dentro de las barras de error de los de Porco et al. (2003), como vemos en la Figura 3.2. Las diferencias más sustanciales las hallamos en los picos de los jets donde nosotros encontramos vientos más intensos en los jets de 55° y 68° de latitud en ambos polos. Dado que hemos seleccionado las imágenes más apropiadas para cubrir las regiones polares y que Porco et al. (2003) realizaron un estudio global del perfil zonal del planeta,

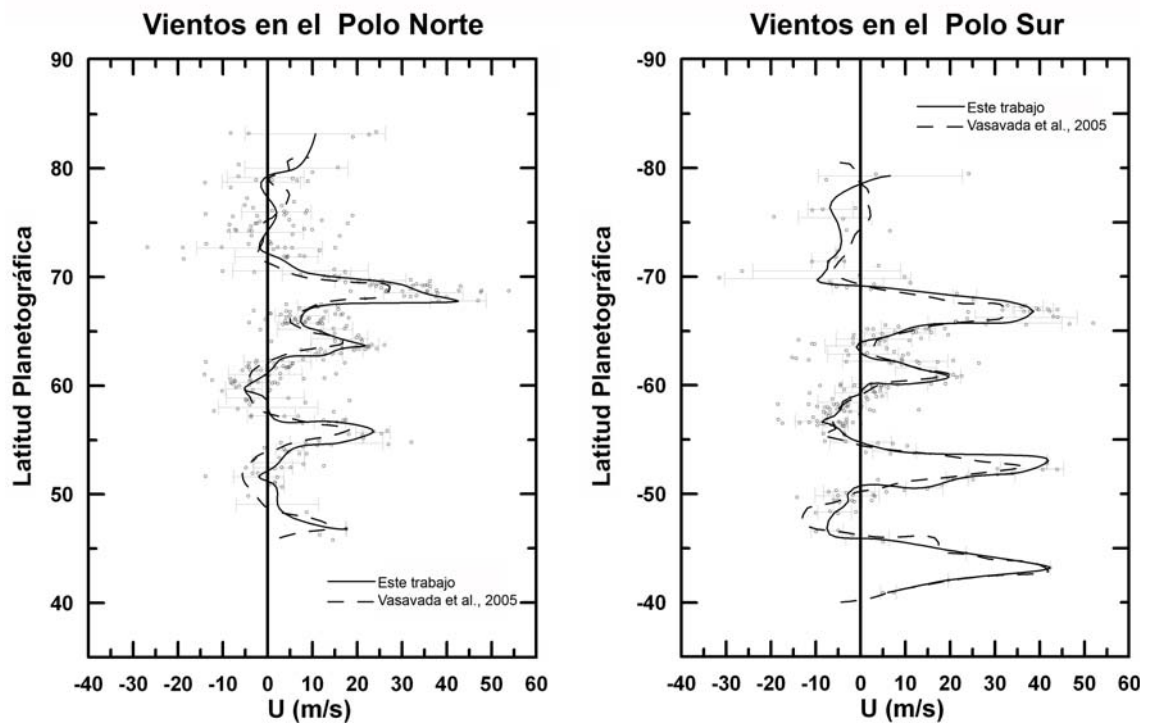


Figura 3.2: Perfil de vientos zonales de las regiones polares del planeta donde se comparan el perfil obtenido por Porco et al. (2003) (línea a trazos) y el obtenido en este trabajo por seguimiento de detalles manual (línea continua).

la causa de esta pequeña diferencia podría ser una estrategia diferente en selección de las imágenes. Pero, además, también existe otra diferencia relacionada con la obtención de ambos perfiles. Mientras que [Porco et al. \(2003\)](#) utilizó un método de correlación automática, nosotros hemos medido todas las velocidades por seguimiento visual de detalles. Los métodos de correlación automática son más rápidos pero tienden a suavizar los picos de los jets estrechos como es el caso de los jets de las áreas polares. En todo caso, los dos perfiles concurren dentro de las barras de error.

Haciendo esto mismo con las imágenes en longitudes de onda ultravioleta y de la banda del metano obtenemos unas velocidades bien diferentes. [Li et al. \(2006b\)](#) obtuvieron un perfil de vientos con imágenes de ultravioleta donde vemos detalles de las nieblas más altas y lo compararon con el perfil del infrarrojo cercano (nivel de las nubes altas) de modo que observaron cómo el perfil de vientos zonales medido desde el ecuador hasta unos 60° de latitud Norte-Sur decrecía con la altura. Nosotros hemos hecho esto mismo pero a partir de $\pm 50^\circ$ con lo que ambos resultados únicamente se solapan en un pequeño rango de latitudes en el que coinciden, y además, nuestro resultado (Figura 3.3) concuerda con el comportamiento que [Li et al. \(2006b\)](#) defienden sobre la cizalla vertical y extendemos dicho comportamiento hasta los polos. Al parecer, este comportamiento es incluso más acentuado en los polos de manera que si nos fijamos en la Figura 3.3 el perfil se suaviza de tal manera que el sistema de jets desaparece.

3.2.3. Estructura horizontal de las ondas circumpolares

Observaciones de Cassini

Las imágenes tomadas con los filtros UV1 y MT3 muestran una morfología nubosa de las regiones polares muy diferente a la que estamos acostumbrados en Júpiter con filtros del continuo o del infrarrojo cercano (ver Figura 3.4). Los filtros ultravioleta y metano muestran el casquete polar como una región de brillo casi uniforme confinada en su parte ecuatorial por un patrón ondulante. Este patrón constituye un sistema de ondas circumpolares observadas previamente en imágenes de 1979 tomadas por las misiones Voyager, telescopios terrestres y el telescopio espacial Hubble ([Sánchez-Lavega et al. 1998](#); [Vincent et al. 2000](#)). En el ultravioleta, la región polar es oscura debido a la absorción de las partículas de la niebla del ultravioleta-azul, mientras que en las imágenes del filtro de la banda de metano es brillante, lo que significa que estas partículas se encuentran altas en la atmósfera y sufren una menor absorción de metano, siendo más eficientes reflejando fotones que los alrededores. Por otro lado, el hecho de que estas ondas hayan sido observadas

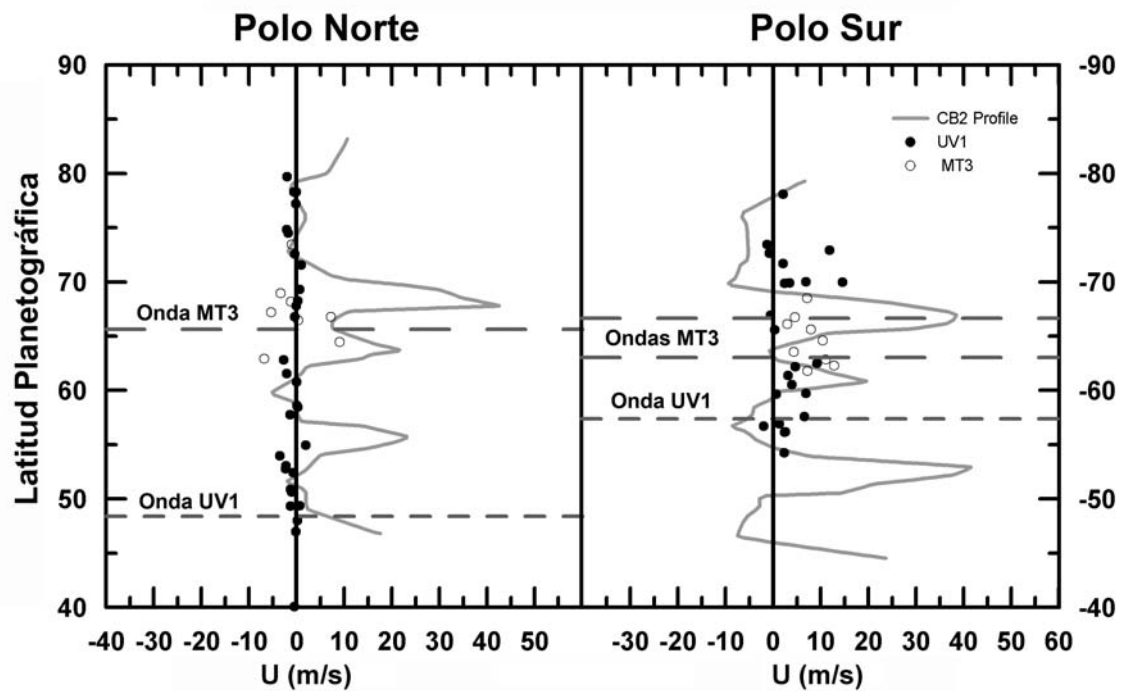


Figura 3.3: En esta figura se puede apreciar la cizalla vertical del viento. La línea gris muestra el perfil de viento a la altura de las nubes altas mientras que los puntos son las medidas de velocidad a la altura de las nieblas visibles en el ultravioleta y los anillos la velocidad de los pocos trazadores observables en el filtro de absorción del metano. También se muestra con líneas discontinuas la latitud a la que se encuentra cada una de las ondas polares que se describen en el texto.

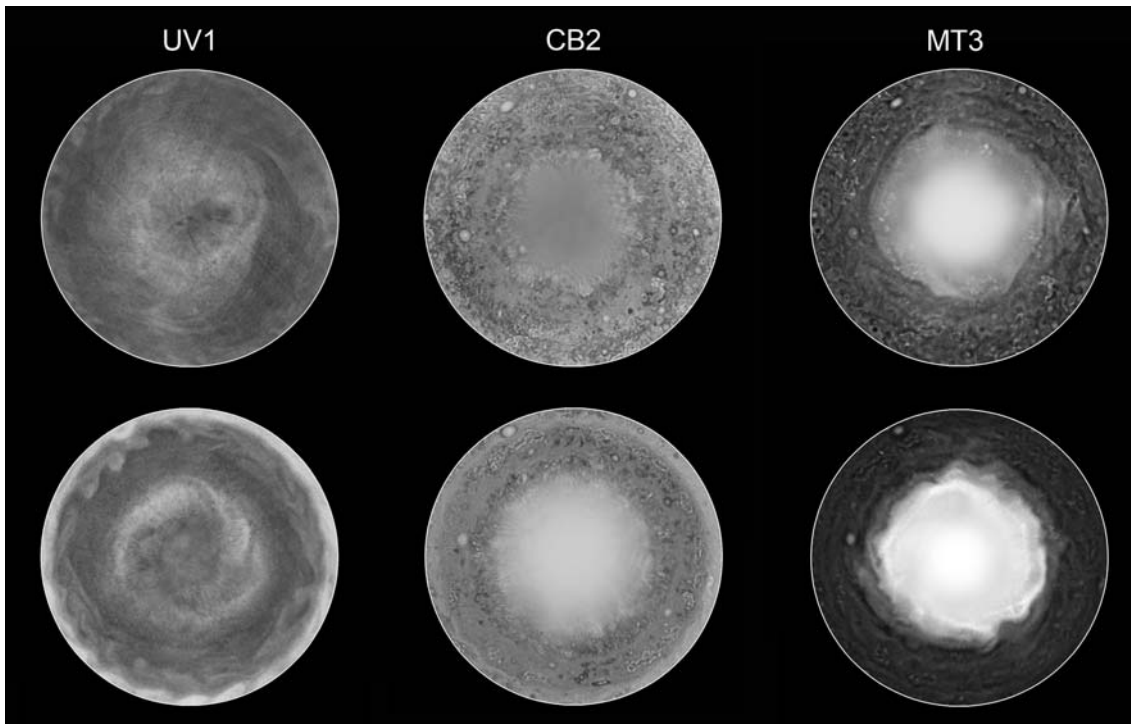


Figura 3.4: Morfología de las regiones polares de Júpiter en diferentes longitudes de onda utilizando imágenes de Cassini-ISS, desde el ultravioleta hasta el infrarrojo cercano. Estas proyecciones polares desde el polo hasta 45° se componen utilizando 6 imágenes individuales y sucesivas. Las proyecciones de la fila superior corresponden al hemisferio Norte mientras que en las de la fila inferior observamos el hemisferio Sur.

durante años sucesivos sugiere que se trata de un fenómeno dinámico permanente en los polos jovianos, aunque como describiremos algunas de sus propiedades cambien con el tiempo.

La ubicación latitudinal de las ondas depende de la longitud de onda en la que estemos observando. Las ondas en la banda del metano son las más contrastadas, especialmente la del polo Sur que constituye el límite de la niebla circumpolar a 67°S de latitud planetográfica. Las imágenes de alta resolución de Cassini (Figura 3.5) muestran que el límite externo de las brillantes áreas polares encerradas por la onda no está igualmente contrastado a lo largo de toda la periferia, hay parches de material ondulado menos contrastados (ver Figuras 3.4 y 3.5). Sin embargo, no existe ninguna correlación *a priori* entre la onda observada en el metano y los patrones turbulentos visibles en el infrarrojo. El mayor contraste está ubicado en el límite interno del “sombrero” polar a 67°S , lo que llamaremos “Onda Interna”, pero hay material menos contrastado que se extiende hasta los 63°S que también muestra una estructura ondulante (casi paralela) a la que llamaremos “Onda Externa”. La onda externa tiene su equivalente en el hemisferio Norte a exactamente la misma

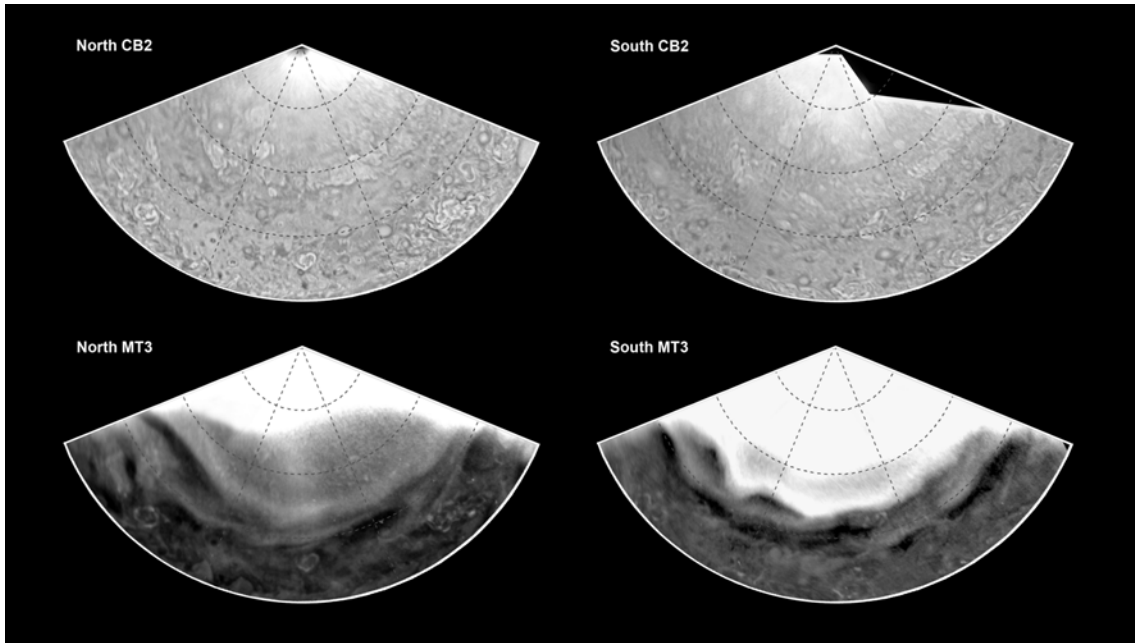


Figura 3.5: Morfología de las regiones polares de Júpiter a alta resolución con imágenes del 29 de Diciembre del 2000 (momento de máximo acercamiento de Cassini al planeta). Arriba las proyecciones polares con el filtro CB2, debajo proyecciones en MT3 que muestran la estructura circumpolar en detalle. Las líneas de latitud de la rejilla están dispuestas cada 10° mientras que las de longitud cada 30° .

latitud aunque su amplitud es normalmente menor que la de la del Sur. Por otro lado, las ondas observadas en el ultravioleta poseen una amplitud variable y están situadas en latitudes ligeramente diferentes; a 50° en el Norte y 57° en el Sur. Si comparamos la ubicación de las ondas con el sistema de vientos (ver Figura 3.3) parece que estos no intervienen en el comportamiento de las ondas de una manera directa, ya que las ondas Norte y Sur (Externa) en MT3 están situadas entre dos jets hacia el este mientras que la Onda Interna Sur está ubicada en el pico de un jet.

A fin de determinar el número de onda zonal de estos patrones ondulantes, identificamos las crestas más prominentes a lo largo de todo el círculo de latitud. Esto origina un número de onda típico de $\sim 12 - 14$ para la onda del Sur y un menor número de onda de alrededor de 5 para la del Norte. El análisis de periodograma sobre un corte de brillo a estas latitudes confirma estos mismos picos.

Las principales propiedades del sistema de ondas circumpolares medidas a partir de las imágenes de Cassini están recogidas en la Tabla 3.2. El número de onda ha sido estimado visualmente contando el número promedio de crestas y valles. La velocidad de fase ($\langle c \rangle$) de las ondas ha sido determinada del mismo modo que en

Capítulo 3. Observación de Ondas Atmosféricas en Júpiter

Tabla 3.2: Propiedades principales de las onda circumpolares.

Hemisferio	Onda	Latitud Planetográfica (°)	$\langle c \rangle$ (m/s)	Número de Onda
NORTE	MT3	67.3 ± 1	-0.5 ± 5	5
	UV1	50 ± 2	-0.5 ± 0.8	-
SUR	MT3 Interna (I)	-67 ± 1	5 ± 2	14
	MT3 Externa (E)	-63 ± 1	9.1 ± 3	14
	UV1	-57 ± 2	1.7 ± 1	18 - 20

el seguimiento de detalles, siendo en esta ocasión las crestas y los valles los detalles que se han seguido. Este seguimiento del movimiento de las crestas y valles se ha realizado en imágenes entre el 9 y 11 de Diciembre del 2000 cubriendo un intervalo de 40 h, observamos que una característica común a todas estas ondas es la baja velocidad de fase.

Observaciones con el HST

A pesar de que las imágenes Hubble poseen menor resolución que las imágenes de máximo acercamiento de Cassini, la mayor cobertura temporal permite estudiar las principales propiedades de las ondas en el tiempo, esto es, la evolución temporal de las mismas. Los análisis previos de estos sistemas de ondas se basaban en la gran cantidad de imágenes obtenidas por el HST en 1994 con el filtro de la banda de absorción del metano (890 nm) (Sánchez-Lavega et al. 1998). Nosotros hemos extendido este análisis usando imágenes de archivo tomadas con el mismo filtro del HST en diferentes años en los que haya suficientes imágenes para componer una proyección polar completa y medir velocidades para estudiar el movimiento ondulatorio. Estos períodos en los que el seguimiento es posible corresponden a los años 1994, 1995 y 1997. Además, se presenta un análisis morfológico para los años 1993, 1999 y 2006. En la Figura 3.6 se muestra la morfología del sistema de ondas polares en metano para los años seleccionados.

Las ondas polares han estado presentes durante todo este tiempo en ambos hemisferios, lo que sugiere que podría tratarse de una característica permanente en las atmósfera. Sin embargo, su estructura cambia con el tiempo siendo más o menos prominente y regular en la separación de sus crestas. Mientras que la onda polar Norte es siempre algo más irregular y menos contrastada, la del Sur resulta ser mucho más regular durante los años 1994 y 1997 pero más irregular en 1995 y 2000.

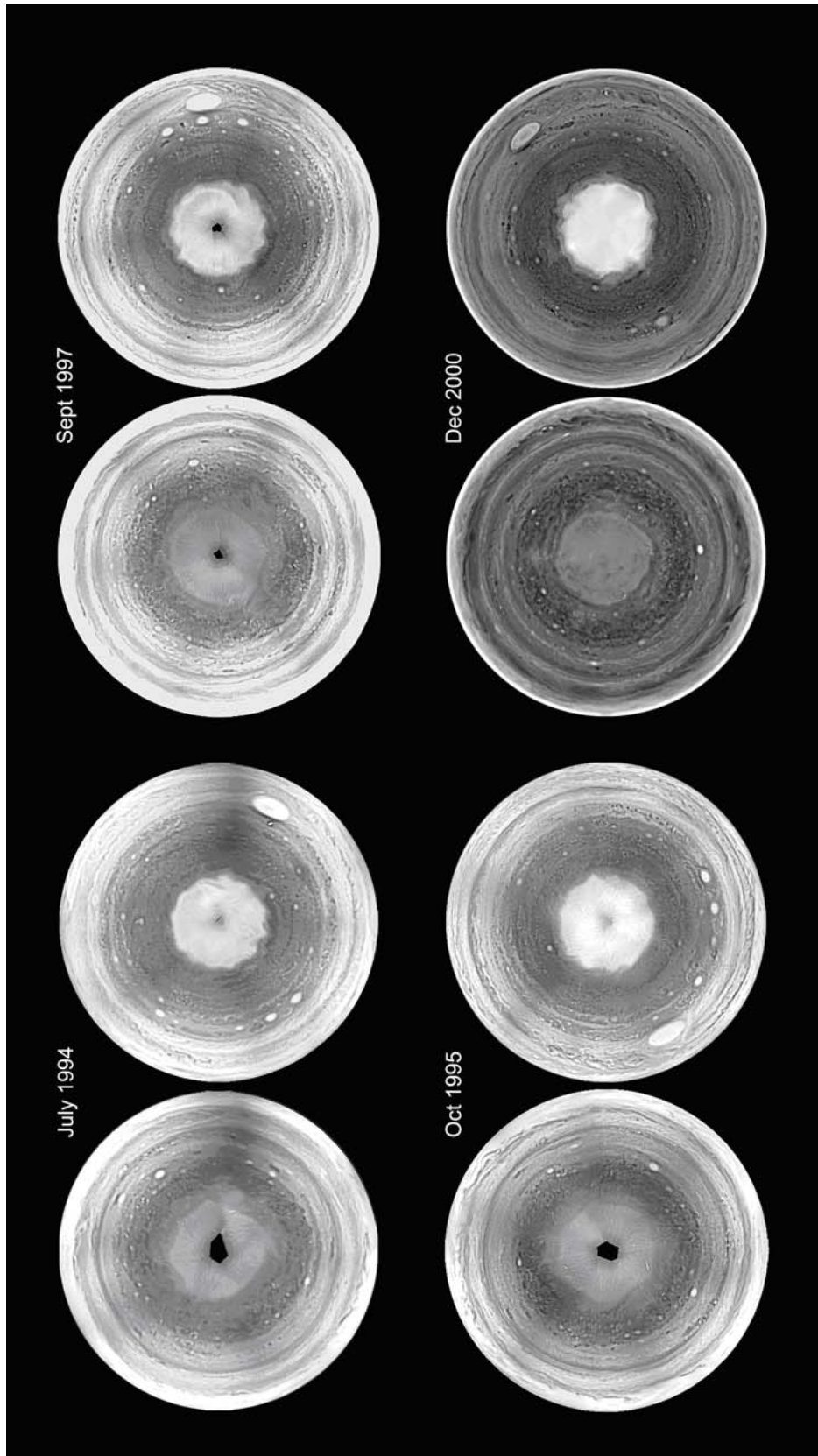


Figura 3.6: Proyecciones polares del planeta desde el polo hasta el ecuador, donde vemos la evolución de las mismas desde 1994 hasta el 2000. Las tres primeras, 1994, 1995 y 1997 pertenecen al archivo del HST mientras que la del 2000 está compuesta utilizando imágenes de Cassini. Para cada año, a la izquierda tenemos la proyección que corresponde al hemisferio Norte y a la derecha la del Sur.

Capítulo 3. Observación de Ondas Atmosféricas en Júpiter

De todos modos, los principales parámetros que definen las ondas: latitud media ($\langle Pg \rangle$), amplitud meridional ($\langle A \rangle$) y número de onda (k), no muestran cambios significativos durante este período como podemos ver en la Tabla 3.3, donde se muestran las propiedades de las ondas en diferentes épocas. El cambio más significativo tiene lugar en la velocidad de fase de la onda y parece estar relacionado con un cambio en la velocidad del perfil de vientos en esa latitud como midieron [García-Melendo and Sánchez-Lavega \(2001\)](#) para la capa de nubes superior. Este aspecto será discutido en el Capítulo 4.

En la actualidad, este sistema de onda circumpolares sigue presente en la atmósfera joviana. Imágenes recientemente tomadas por la cámara ACS en Abril del 2006 muestran la presencia y estructura actual de la onda polar Sur tal como se presenta en la Figura 3.7. El panel superior de la figura revela la onda circumpolar más ecuatorial correspondiente a la observada en el filtro UV1 de Cassini-ISS. El segundo panel muestra simultáneamente las ondas visibles en UV1 y MT3 de Cassini. En el tercero ninguna onda es visible ya que lo que observamos con este filtro es la capa de nubes altas que se encuentra debajo de estas nieblas superiores. Finalmente, en el último panel tenemos una proyección de la onda circumpolar observada en el filtro del metano. Las imágenes de ACS no se han podido utilizar para la caracterización de las ondas dado que sólo cubren un sector de la región polar, pero sí muestran la persistencia del fenómeno y constituyen las observaciones de alta resolución más recientes de la región polar. La onda también está presente en las imágenes WFPC2 del 2008 pero tienen menor resolución y las imágenes de la banda de absorción del metano están viñeteadas ([Karkoschka and Koekemoer 2002](#)).

3.3. Búsqueda global de ondas

Para la búsqueda de ondas en las nubes superiores de Júpiter en todas las latitudes y longitudes utilizamos planisferios completos del planeta. Las imágenes utilizadas para componer los planisferios han sido tomadas del archivo del HST de 1995 y de Cassini del 2000 y se detallan en la Tabla 2.1 y en el Apéndice A. Hemos utilizado imágenes en tres filtros para hacer una búsqueda más completa en diferentes niveles de altura: ultravioleta, azul e infrarojo. Para la composición de los mismos hemos seguido el método descrito en el Capítulo 2.1 en la Sección 2.2.2. En la parte izquierda de las Figuras 3.8, 3.9 y 3.10 se muestran estos planisferios.

Una vez compuestos los planisferios procederemos a estudiar la distribución de brillo de los mismos, para ello haremos cortes de latitud cada 0.1° y aplicaremos un periodograma de Lomb-Scargle a cada uno de estos cortes como se detalla en el Apartado 2.3.2 del capítulo anterior. Así tendremos un periodograma cada 0.1° lo

Tabla 3.3: Características principales de las ondas y su evolución temporal.

	Junio 1993	Julio 1994	Oct. 1995	Sep. 1997	Oct. 1999	Dic. 2000
Sur						
$\langle Pg \rangle$ (°)	-67.2 ± 0.2	-67.0 ± 0.2	-67.0 ± 0.2	-67.1 ± 0.2	-66.4 ± 0.5	-67.3 ± 0.1
$\langle A \rangle$ (°)	1.2	1.1	1.0	1.0	1.2	0.8
A_{max} (°)	1.8	2.0	2.5	2.5	2.6	2.0
k	12	12	12	13	14	14
c (m/s)	-	2.3 ± 1	10.0 ± 4	0 ± 4	-	5.0 ± 2
$\langle u \rangle$ (m/s)	-	16.5 ± 5	37.1 ± 5	16.4 ± 5	-	37.3 ± 3
$c - \langle u \rangle$ (m/s)	-	-14.2 ± 5	-27.1 ± 5	-16.4 ± 4	-	-32.3 ± 3
Norte						
$\langle Pg \rangle$ (°)	-	66.2 ± 0.2	66.7 ± 0.2	66.4 ± 0.2	66.7 ± 0.2	66.6 ± 0.1
$\langle A \rangle$ (°)	-	1.8	1.8	1.2	1.9	1.7
A_{max} (°)	-	3.9	4.0	3.0	4.2	3.2
k	-	8	8	12	8 - 10	5
c (m/s)	-	6.9 ± 4	-	10.9 ± 8	-	-0.5 ± 5
$\langle u \rangle$ (m/s)	-	-	-	15.4 ± 5	-	7.6 ± 6
$c - \langle u \rangle$ (m/s)	-	-	-	-4.5 ± 8	-	-8.1 ± 6

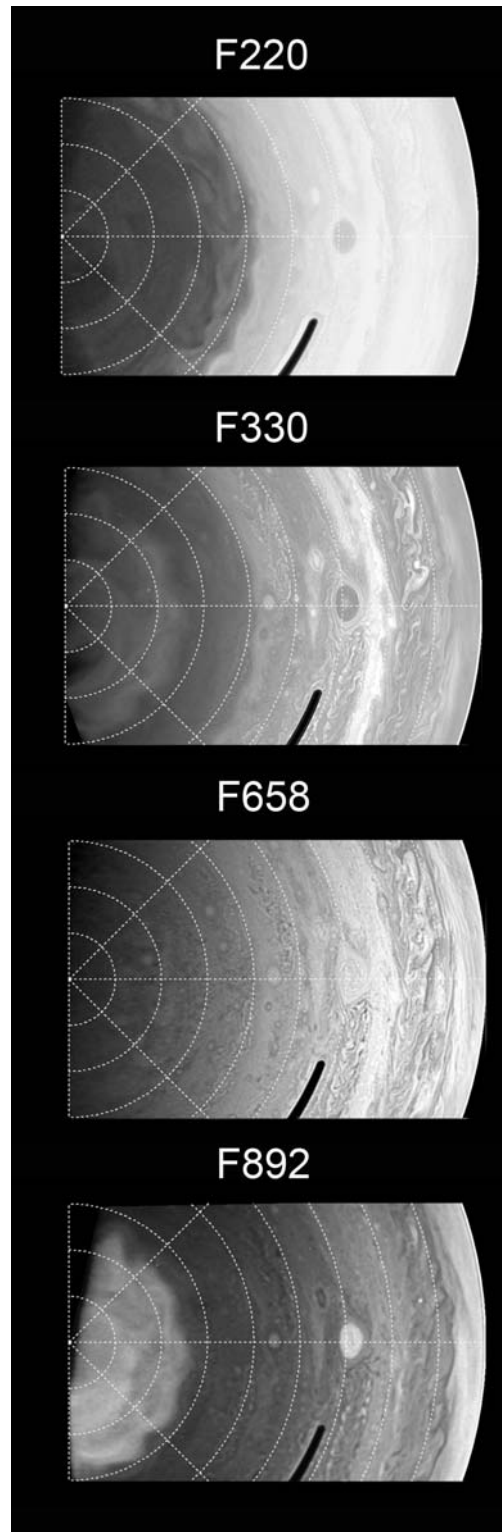


Figura 3.7: Proyecciones polares con imágenes de la región polar Sur de la cámara ACS Telescopio Espacial Hubble ACS (desde 0° a 90°). Cada filtro muestra una morfología peculiar correspondiente al nivel de sondeo de los mismos. Los nombres de los filtros se muestran sobre cada panel y corresponden aproximadamente a los filtros UV1, UV3, HAL and MT3 de Cassini.

3.3. Búsqueda global de ondas

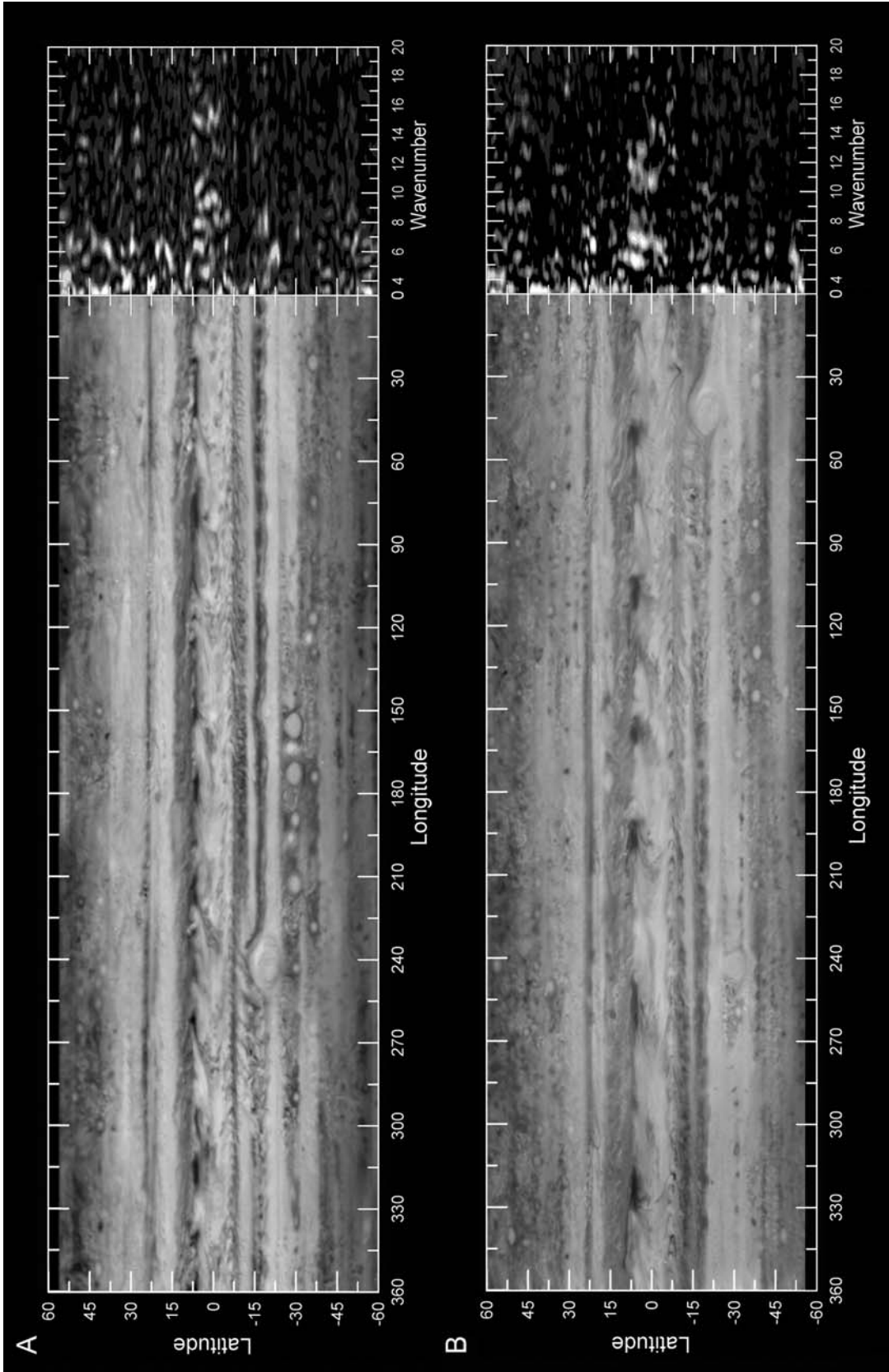


Figura 3.8: Planisferios de Júpiter y mapas de contorno de los periodogramas de Lomb-Scargle para el infrarrojo. El panel superior muestra planisferios compuestos a partir de imágenes de 1995 del HST y el inferior con observaciones de Cassini-ISS. Note la diferente morfología y contraste en cada caso. Los mapas de periodograma en función de la latitud y el número de onda muestran en colores más claros los mayores valores de potencia del periodograma (los contornos corresponden a valores de potencia de 0.01, 12, 50, 75, 100, 150, 200, 300 cuya probabilidad de falsa alarma (fap) corresponde a $\sim 100\%$ para el primer valor, 10% para el segundo y menos de un 1% para el resto). Para ver en detalle estos planisferios, consultar el Apéndice B.

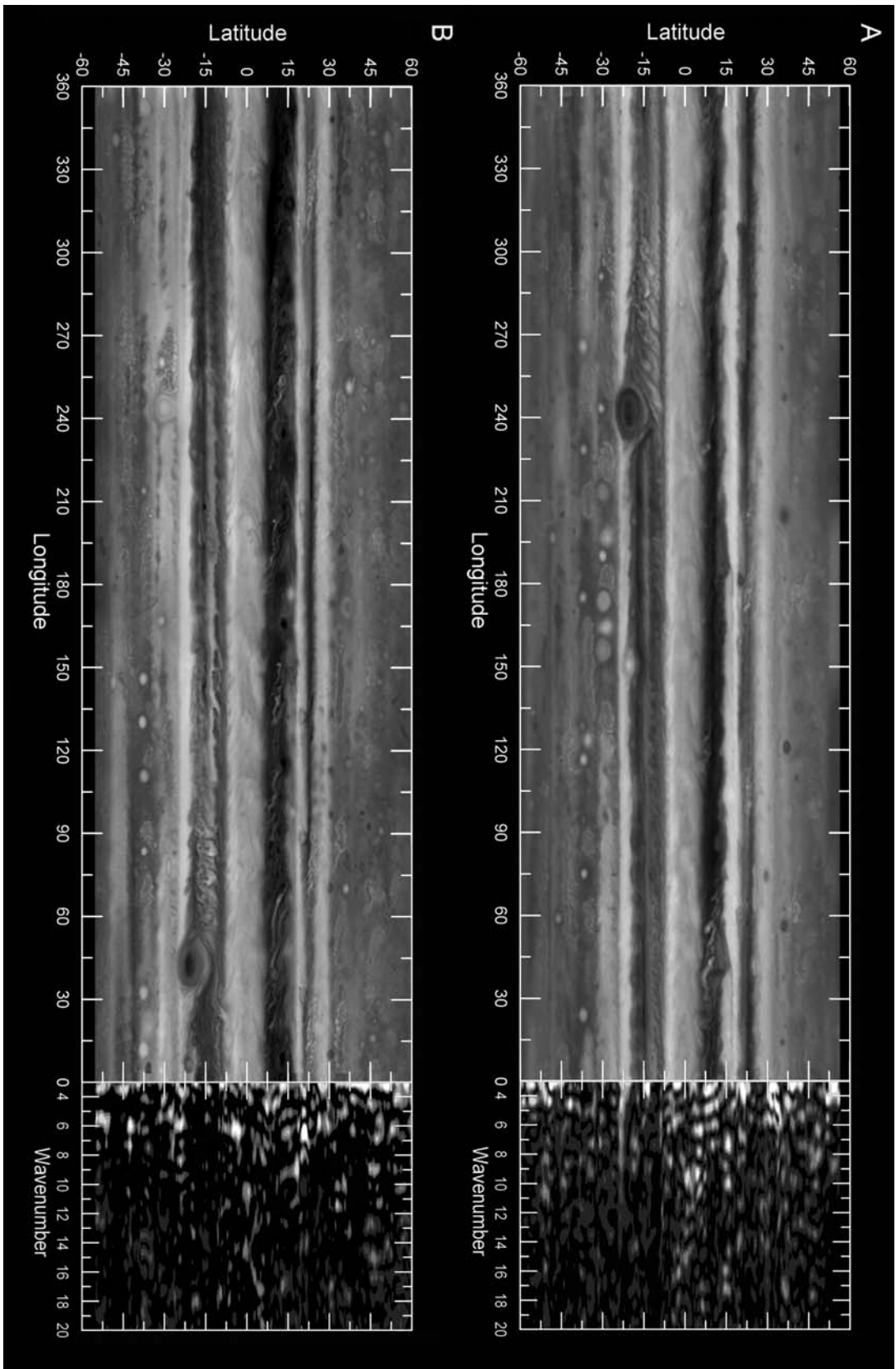


Figura 3.9: *Ídem* Figura 3.9 para el azul. Para ver en detalle, consultar el Apéndice B.

3.3. Búsqueda global de ondas

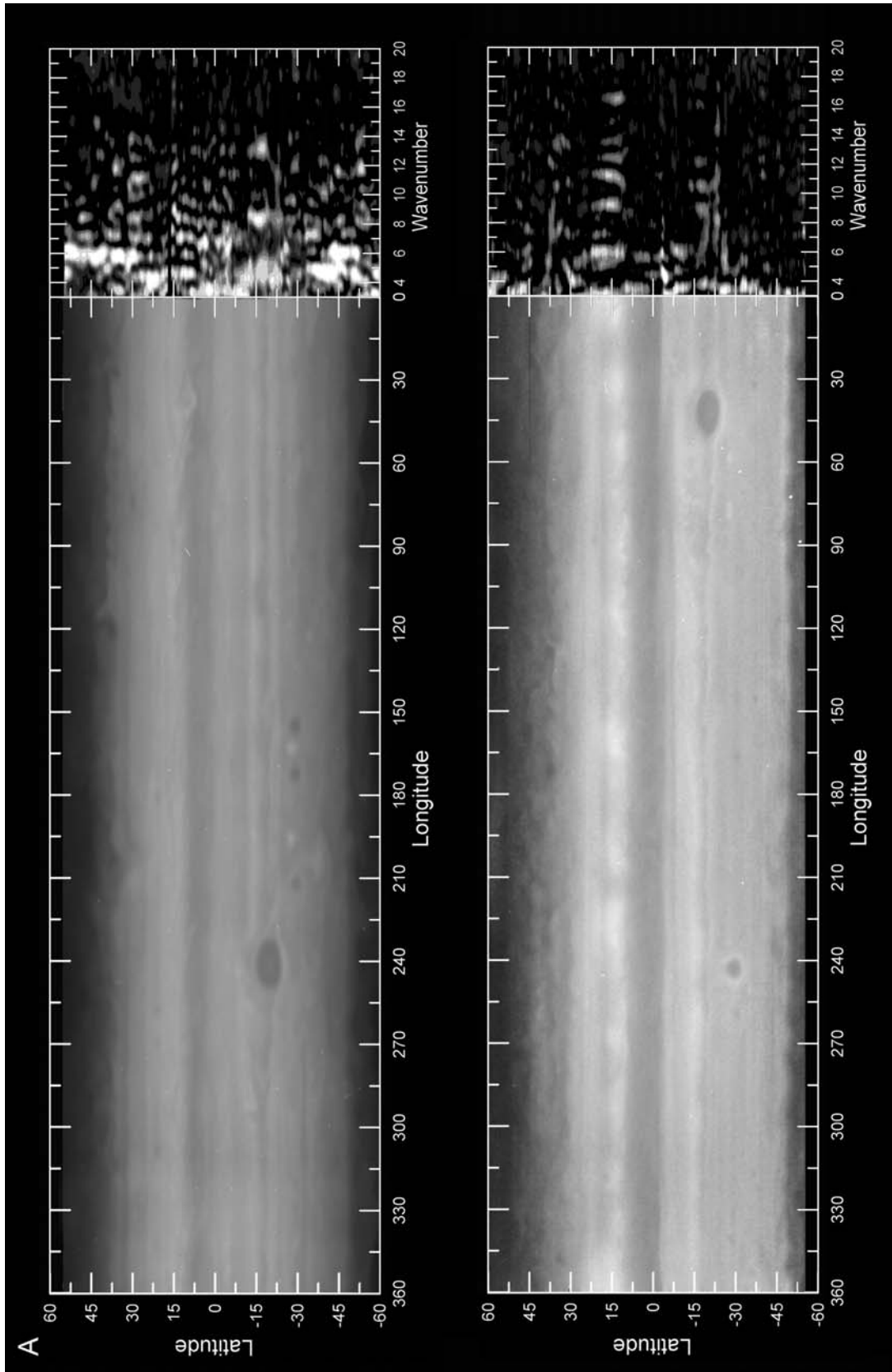


Figura 3.10: *Ídem* Figura 3.9 para el ultravioleta. Para ver en detalle, consultar el Apéndice B.

Capítulo 3. Observación de Ondas Atmosféricas en Júpiter

que nos permitirá construir unos mapas de la potencia espectral del brillo en función de la latitud y el número de onda (ver parte derecha de las Figuras 3.8, 3.9 y 3.10). Podríamos decir que hemos transformado unos mapas o planisferios espaciales (brillo en función de latitud y longitud), en mapas espectrales del brillo (potencia en función de latitud y número de onda). Los mapas de periodograma que se muestran en estas tres figuras muestran la contribución de los números de onda entre 3 y 20 mientras que en la Figura 3.11 observamos estos mismos mapas partiendo de 20 hasta 120. Dado que un fenómeno periódico muestra varios grados de contraste a lo largo de sus crestas y valles, los mapas no muestran un único número de onda característico sino una combinación de los armónicos más importantes.

El código de brillo de cada mapa indica la localización latitudinal de los números de onda dominantes (los de mayor potencia) para todas las estructuras de brillo periódicas que aparecen en cada planisferio. En la Tabla 3.4 resumimos la localización y el número de onda de las estructuras periódicas observadas en las imágenes del infrarojo que más probablemente parecen estar relacionadas con ondas atmosféricas, seleccionadas visualmente. Del mismo modo, la Figura 3.12 muestra la posición de los fenómenos ondulatorios más significativos sobre el perfil de vientos zonal. Para precisar más el número de onda característico de cada fenómeno, necesitaríamos un análisis más detallado, como el que hemos realizado para las ondas circumpolares, con mayor resolución tanto espacial como temporal.

Los patrones periódicos son producidos por diferentes tipos de estructuras nubosas y de brillo: (1) cadenas de vórtices anticiclónicos, (2) estructuras ondulantes de albedo, por ejemplo, en los límites banda-zona, (3) parches brillantes y oscuros, como los Hot Spots y sus proyecciones, (4) patrones turbulentos y caóticos como la estela de la GRS y (5) áreas “filamentales” ciclónicas. Aunque cada una de las estructuras nubosas corresponde a un fenómeno dinámico diferente, todas producen patrones de brillo periódicos.

Los mapas para las imágenes tomadas con el filtro azul (BL1 o F410M) muestran periodicidades aproximadamente en las mismas latitudes que las del infrarojo (Figura 3.9). Por el contrario, los mapas de las imágenes ultravioleta (Figura 3.10) son planos y homogéneos en brillo, por lo tanto, muestran menos actividad ondulatoria. Sin embargo, en estos mapas aparecen algunos rasgos llamativos como por ejemplo la onda polar a 57°S tanto en los mapas de 1995 y 2000 que hemos caracterizado en los apartados anteriores (Vincent et al. 2000; Barrado-Izagirre et al. 2008). También es interesante observar el tren de manchas ondulante a 15°N observado en la época de Cassini y descubierto por Li et al. (2006a) que aparece en el mapa del 2000 pero no está presente en el de HST de 1995. Este tipo de cambios entre 1995 y 2000 se puede apreciar en bastantes latitudes sin que se den cambios en el perfil de vientos zonal. Como ejemplo, existe una diferencia notoria entre ambas épocas a 33°S. Ésta se debe a que en el periodo entre ambos mapas los White Oval Spots se fusionaron

3.3. Búsqueda global de ondas

Tabla 3.4: Localización de los principales fenómenos ondulatorios en infrarojo.

Imágenes de HST (1995)

Rango de Latitud	Números de onda dominantes	Morfología nubosa	Interpretación
16° N – 20° N	6, 27, 100	-	-
13° N – 15° N	4, 10, 20	Límite NEB-NTrZ	Kelvin-Helmholtz ¹
4° N – 8° N	11, 15	Hot Spots	Rossby
0° – 3° N	10, 15	Proyecciones	Rossby
4° S – 8° S	8, 52	Límite EZ-SEB	Kelvin-Helmholtz ¹
17° S – 20° S	8, 18, 37, 55	Límite STRZ-SEB & Estela de GRS	Kelvin-Helmholtz ¹
32° S – 38° S	6 – 7	WOS & Óvalos	Cadenas de vórtices anticiclónicos ²

Imágenes de Cassini (2000)

Rango de Latitud	Números de onda dominantes	Morfología nubosa	Interpretación
28° N – 32° N	17	Pequeños vórtices oscuros	Cadena de vórtices ²
20° N – 26° N	6, 35	NTB	Rossby
13° N – 15° N	4, 10, 24, 52	Límite NEB-NTrZ	Kelvin-Helmholtz ¹
2° N – 8° N	12	Hot Spots	Rossby
1° N – 1° S	11, 14	Proyecciones	Rossby
5° S – 8° S	9, 50, 75	Límite EZ-SEB	Kelvin-Helmholtz ¹
15° S – 22° S	10, 18, 37, 55	Límite STRZ-SEB & Estela de GRS	Kelvin-Helmholtz ¹
34° S – 42° S	6 – 7, 51	WOS & Óvalos	Cadenas de vórtices anticiclónicos ²

¹Los límites ondulantes de bandas podrían deberse a una inestabilidad de Kelvin-Helmholtz producto de la cizalla meridional du/dy .

²Las cadenas de vórtices aparecen como fenómenos periódicos aunque no necesariamente se tratan de ondas.

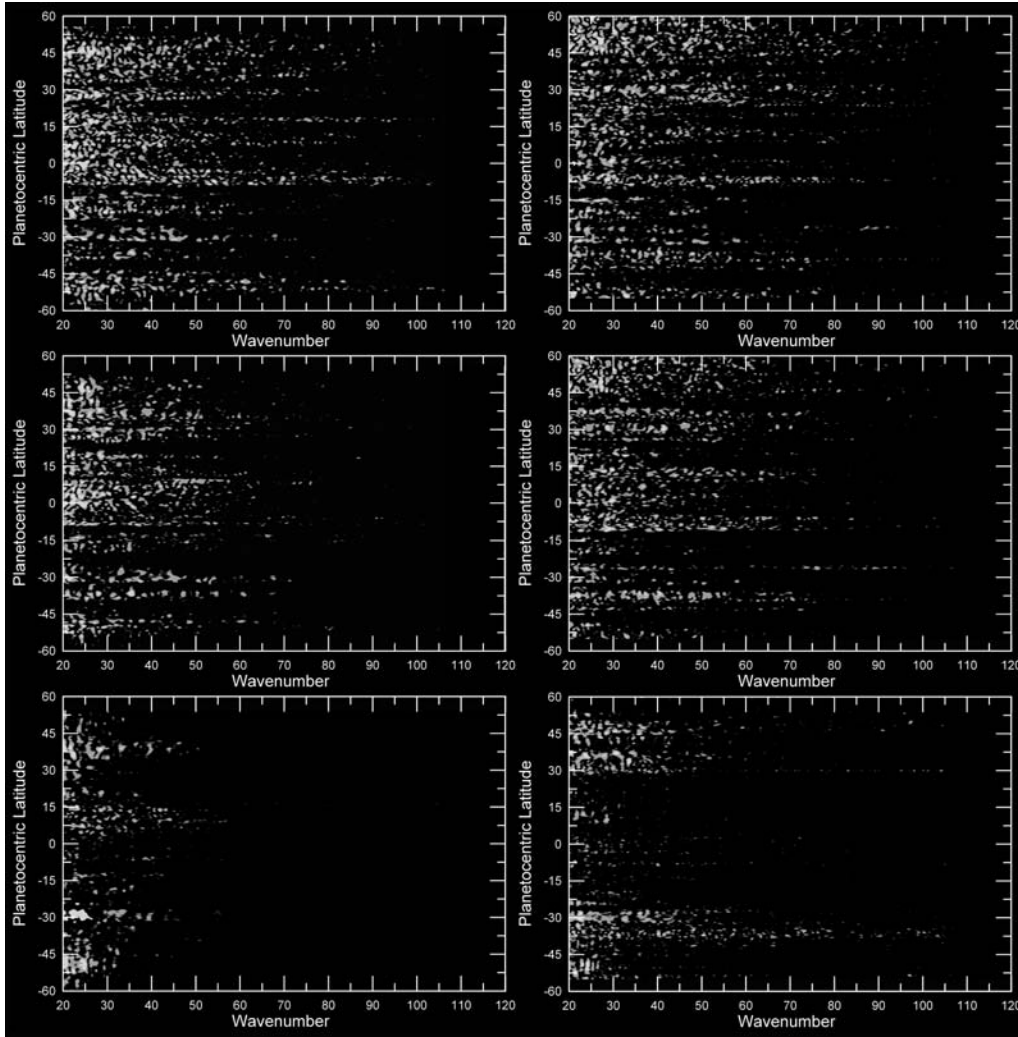


Figura 3.11: Periodogramas de Lomb-Scargle para números de onda entre 20 y 80 para el infrarrojo (panel superior), azul (panel del medio) y ultravioleta (panel inferior). La columna de la izquierda muestra los periodogramas para las observaciones de HST y en la columna de la derecha se muestran los obtenidos con las imágenes de Cassini-ISS. Las líneas de contorno corresponden a valores de potencia de 8 (90 % fap), 10 (40 % fap), 11.2 (20 % fap), 12 (10 % fap), 14.3 (1 % fap) y 37 (<0.1 % fap).

(Sánchez-Lavega et al. 1998, 2001) como se explica en la introducción. Esto es evidente en los periodogramas del ultravioleta que claramente muestran la cadena de vórtices en 1995 con un número de onda característico de ~ 12 , mientras que esta cadena ya no está en el 2000 donde sólo aparece el óvalo BA.

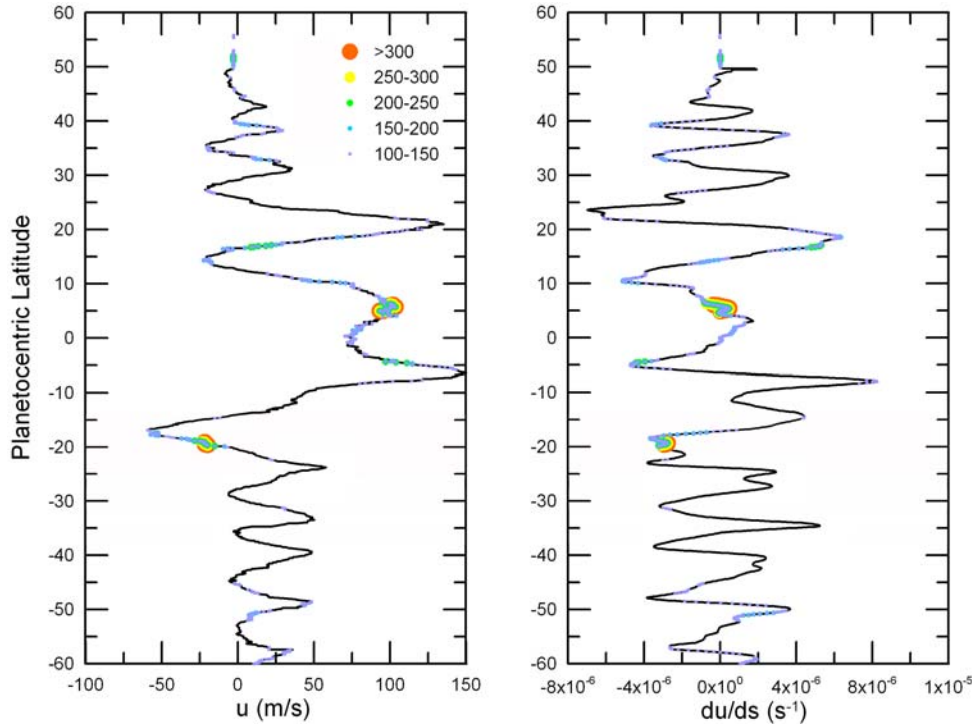


Figura 3.12: Localización de las ondas sobre el perfil de vientos zonal. Los puntos de colores indican el valor de la potencia espectral de cada uno de los fenómenos, el patrón de colores se indica en la leyenda.

3.4. Conclusiones

En este capítulo hemos estudiado las propiedades de la región polar de Júpiter usando imágenes de alta resolución de Cassini-ISS. Los perfiles zonales de vientos a la altura de las nubes han resultado coherentes con los medidos por Porco et al. (2003). Las principales propiedades de las ondas circumpolares previamente observadas, han sido medidas y caracterizadas en imágenes tomadas en diferentes longitudes de onda (metano y ultravioleta). Dichas propiedades están recogidas en la Tabla 3.2.

Usando imágenes del HST somos capaces de seguir las posibles variaciones temporales de las ondas observadas en los filtros de la banda de absorción del metano. La mayoría de las propiedades parecen ser constantes en el tiempo (ver Tabla 3.3), excepto la velocidad de fase y la velocidad zonal del viento que cambian en la misma dirección pero sin una tendencia temporal definida. Lo que sí es evidente es su naturaleza longeva.

Para finalizar, utilizando planisferios completos de 1995 (HST) y 2000 (Cassini), hemos estudiado la periodicidad del albedo que apunta a la presencia de algunas

Capítulo 3. Observación de Ondas Atmosféricas en Júpiter

estructuras periódicas de brillo. Algunas de ellas han sido observadas previamente (Li et al. 2006a; Vincent et al. 2000; Barrado-Izagirre et al. 2008). Esto nos permite caracterizar los números de onda típicos asociados con el fenómeno. Entre otros, hemos obtenido información sobre las periodicidades de los Hot-Spots, los límites entre algunas bandas-zonas, ondas polares (en el ultravioleta) y alguna cadena de vórtices que aunque resultan periódicas en la distribución de brillo, no están estrictamente relacionadas con una onda atmosférica en el sentido comúnmente aceptado.

Proponemos que al nivel de las nubes superiores de Júpiter (alrededor de 0.1 - 0.5 bar), dentro de lo que podríamos considerar escala sinóptica ($L_x > 1000$ km, esto es, $k < 100$) y con tiempo de supervivencia mayor o igual a un mes, encontramos los siguientes tipos de ondas:

- Ondas de *Rossby* polares: Como adelantaron Sánchez-Lavega et al. (1998) son de carácter permanente y se manifiestan en las regiones polares tanto del Norte como del Sur confinando las nieblas polares con un patrón ondulatorio de número de onda 5 en el Norte y 14 en el Sur y en varias alturas como hemos descrito. La interpretación completa de estas ondas como ondas de Rossby se dará en el siguiente apartado.
- Ondas de *Rossby* ecuatoriales: Estas ondas también son de carácter permanente. Por un lado, las que se observan a 6 - 7° Norte parecen ser las responsables de la dinámica subyacente en los Hot Spots y los festones como interpretan Ortiz et al. (1998) y Arregi et al. (2006). Por otro lado, a 15° Norte (en la NEB) en el filtro ultravioleta se observan otras que caracterizaron Li et al. (2006a).
- Inestabilidad de *Kelvin-Helmholtz*: Proponemos que los límites banda/zona con carácter ondulatorio, podrían deberse a ondas debidas a este tipo de inestabilidad dado que son regiones de gran cizalla meridional.
- Inestabilidad tipo *Von Kármán*: Este tipo de inestabilidades se dan cuando un fluido atraviesa un obstáculo y deja tras de sí una estela de patrón ondulante. En el caso de Júpiter, este tipo de fenómenos ocurren de un modo muy evidente en la estela de la Gran Mancha Roja y también, de un modo algo más sutil, tras grandes vórtices como BA, por ejemplo.

Capítulo 4

Interpretación de las ondas circumpolares: Ondas de Rossby

Carl-Gustaf Arvid Rossby, meteorólogo estadounidense de origen sueco, investigó la dinámica atmosférica y propuso la formulación matemática de las llamadas *ondas de Rossby*. De esta forma estableció la conexión de estas ondas con los procesos meteorológicos, indicando que son las de mayor importancia en los procesos de gran escala. Son un fenómeno meteorológico de longitud de onda larga que recorre todo el planeta por lo que son también conocidas como *ondas planetarias*. Su frecuencia es muy baja, por debajo de dos veces la frecuencia de rotación del planeta, y su existencia sólo es posible en medios rotantes, por lo que también son conocidas como *ondas rotacionales*. La discusión que se presenta en este capítulo está basada principalmente en [Holton \(2004\)](#) y [Salby \(1996\)](#).

4.1. Introducción

En un fluido barotrópico no viscoso, la onda de Rossby conserva la vorticidad absoluta, η , y debe su existencia a la variación con la latitud del parámetro de Coriolis o *efecto β* . Dicho de otro modo, la fuerza restauradora de estas ondas es la fuerza de Coriolis, dependiente de la latitud. La vorticidad absoluta se define como: $\eta = \zeta + f$ donde ζ es la vorticidad relativa ($\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$) y $f = 2\Omega \sin\varphi$ es el parámetro de Coriolis.

Para entender la propagación de las ondas de Rossby de una forma cualitativa, consideramos una cadena de parcelas de aire cerradas (burbujas de aire) a lo largo de un paralelo o círculo de latitud. Tomamos una de esas parcelas cuya vorticidad relativa en el instante inicial t_0 es nula y por tanto la vorticidad absoluta: $\eta_0 = f_0$, supongamos que esta parcela es desplazada meridionalmente un distancia δy de su posición inicial. La vorticidad potencial de esta parcela en el instante posterior t_1

Capítulo 4. Interpretación de las ondas circumpolares: Ondas de Rossby

será $\eta_1 = \zeta_1 + f_1$. Dado que el movimiento de estas parcelas de aire está gobernado por la conservación de la vorticidad absoluta η :

$$\frac{d(\zeta + f)}{dt} = 0 \quad (4.1)$$

tendremos que

$$\zeta_0 + f_0 = \zeta_1 + f_1 \quad (4.2)$$

$$f_0 = \zeta_1 + f_1 \quad (4.3)$$

Considerando la aproximación¹ de plano β , $f = f_0 + \beta y$ donde $\beta = df/dy$ es el gradiente de vorticidad planetaria, en nuestro caso particular: $f_1 = f_0 + \beta \delta y$, sustituyendo:

$$\zeta_1 = -\beta \delta y \quad (4.4)$$

De esta última ecuación resulta evidente que si las parcelas de aire están en el hemisferio Norte y son sometidas a un desplazamiento sinusoidal meridional, cuando el desplazamiento sea hacia el Sur la vorticidad de las perturbación inducida será positiva (ciclónica), sin embargo, será negativa (anticiclónica) en el caso de un desplazamiento hacia el polo (ver Figura 4.1). En el caso de estar situadas en el hemisferio Sur ocurrirá lo mismo pero en sentido inverso.

Este campo de vorticidad generará un campo de velocidad meridional que provocará que la cadena de parcelas de fluido sea advectada: hacia el Sur la cadena de burbujas al Oeste del máximo de vorticidad y hacia el Norte al Oeste del mínimo de vorticidad (ver Figura 4.2). Por lo tanto, las parcelas de fluido oscilan de un lado al otro del círculo de latitud inicial donde se sitúa su posición de equilibrio al mismo tiempo que el patrón de vorticidad máxima y mínima se propaga hacia el Oeste. Esta propagación en dirección Oeste del campo de vorticidad constituye lo que conocemos como onda de Rossby. De esta forma el gradiente meridional de vorticidad absoluta que ejerce una resistencia sobre los desplazamientos meridionales proporciona el mecanismo restaurador para las ondas de Rossby.

La velocidad de fase de esta onda puede calcularse considerando que el desplazamiento se define como $\delta y = a \sin[k(x - ct)]$ donde c es la velocidad de propagación de la onda y a representa el desplazamiento máximo o amplitud. De aquí obtenemos que la velocidad meridional será:

$$v = \frac{d(\delta y)}{dt} = -kca \cos[k(x - ct)] \quad (4.5)$$

¹El parámetro de Coriolis es función de la latitud, $f = 2\Omega \sin\varphi$. Cuando tenemos dos puntos cercanos de una esfera podemos suponer que ambos se sitúan en un mismo plano y que por lo tanto esta variación del término de Coriolis puede ser aproximada, tras un desarrollo de Taylor a primer orden, como: $f = f_0 + \beta y$ donde $\beta = df/dy = 2\Omega \cos\varphi/R(\varphi)$.

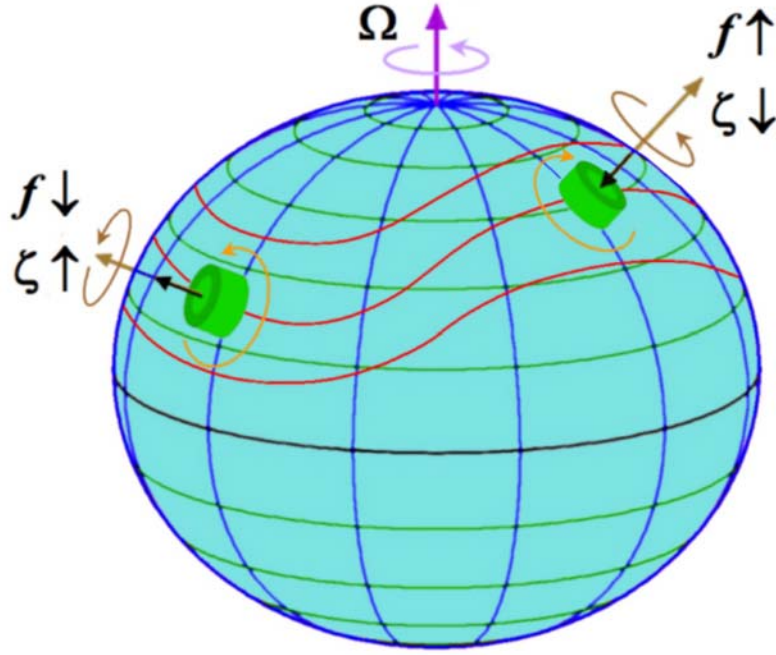


Figura 4.1: Movimiento de las parcelas de aire, tras ser desplazadas meridionalmente son devueltas a su latitud de origen empujadas por una fuerza restauradora gobernada por el parámetro de Coriolis y, por conservación de la vorticidad absoluta, aparece una vorticidad relativa que en el instante inicial era nula.

Dado que sólo hay desplazamiento δy meridional, $\zeta = \partial v / \partial x$. Así pues,

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} = k^2 ca \sin[k(x - ct)]. \quad (4.6)$$

Sustituyendo δy y ζ en la ecuación 4.4:

$$k^2 ca \sin[k(x - ct)] = -\beta a \sin[k(x - ct)] \quad (4.7)$$

de donde simplificando obtenemos que

$$c = -\beta / k^2. \quad (4.8)$$

De modo que se verifica que la velocidad de fase de la onda tiene sentido hacia el Oeste relativa al flujo medio y que es inversamente proporcional al cuadrado del número de onda.

4.2. Ondas de Rossby Barotrópicas

La relación de dispersión para *ondas de Rossby* puede ser estimada formalmente buscando soluciones ondulatorias de la ecuación de vorticidad barotrópica lineal:

$$\frac{D(\zeta + f)}{Dt} = 0 \quad (4.9)$$

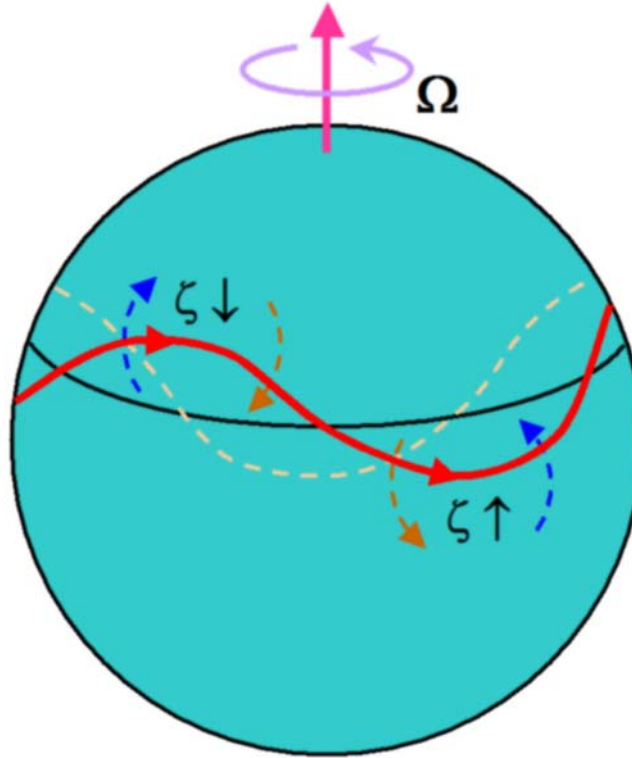


Figura 4.2: Campo de vorticidad de la perturbación y campo de velocidad inducido (flechas discontinuas) cuando una cadena de parcelas de fluido es desplazada meridionalmente. La línea roja indica la posición de la perturbación original mientras que la línea discontinua indica el desplazamiento hacia el Oeste del patrón ondulante debido a la advección de la velocidad inducida.

donde

$$\frac{D}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y}. \quad (4.10)$$

Durante el movimiento horizontal, la componente vertical de la vorticidad se conserva. Considerando dicha conservación y la aproximación de plano β , la ecuación 4.9 la podemos escribir de la siguiente manera:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) \zeta + \beta v = 0. \quad (4.11)$$

Suponiendo que el movimiento horizontal consiste en una velocidad media constante más una pequeña desviación de la misma (perturbación u') utilizando el *método de perturbaciones* tendremos que:

$$u = \bar{u} + u' \quad (4.12)$$

$$v = v' \quad (4.13)$$

$$\zeta = \frac{\partial v'}{\partial x} - \frac{\partial u'}{\partial y} = \zeta' \quad (4.14)$$

4.2. Ondas de Rossby Barotrópicas

Definimos una función de corriente, Ψ , de la perturbación tal que:

$$u' = -\frac{\partial \Psi'}{\partial y} \quad (4.15)$$

$$v' = \frac{\partial \Psi'}{\partial x} \quad (4.16)$$

de lo que obtenemos que

$$\zeta' = \nabla^2 \Psi'. \quad (4.17)$$

La forma perturbada de la ecuación 4.11 es por lo tanto

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \nabla^2 \Psi' + \beta \frac{\partial \Psi'}{\partial x} = 0 \quad (4.18)$$

donde, como es habitual en este tipo de cálculos, hemos despreciado los productos entre los términos de la perturbación.

Una vez hallada esta ecuación diferencial, probaremos una solución del tipo:

$$\Psi' = \text{Re}[Ae^{i\Phi}] \quad (4.19)$$

donde $\Phi = kx + ly - \nu t$ y k y l son el número de onda zonal y meridional respectivamente.

Sustituyendo Ψ' en 4.18 obtenemos

$$(-\nu + k\bar{u})(-k^2 - l^2) + k\beta = 0 \quad (4.20)$$

de donde despejamos ν

$$\nu = k \left(\bar{u} - \frac{\beta}{(k^2 + l^2)} \right) \quad (4.21)$$

y como $c = \nu/k$ obtenemos la expresión que nos da la velocidad de fase zonal relativa al viento promedio:

$$c - \bar{u} = -\frac{\beta}{(k^2 + l^2)}. \quad (4.22)$$

Como vemos, en esta ecuación la velocidad de propagación de la onda de Rossby siempre es hacia el Oeste relativa a la velocidad media del flujo. Además, esta velocidad de fase de la onda es inversamente proporcional al cuadrado del número de onda. Por lo tanto, las *ondas de Rossby* son ondas dispersivas cuya velocidad de fase aumenta rápidamente cuando la longitud de onda crece.

Para longitudes de onda muy largas, la velocidad de fase hacia el Oeste de las ondas será lo suficientemente alta como para llegar a equilibrarse con la advección

Capítulo 4. Interpretación de las ondas circumpolares: Ondas de Rossby

del viento medio zonal hacia el Este por lo que la perturbación resultante será estacionaria o cuasi-estacionaria respecto al giro del planeta o esfera rotante en cuestión. En la ecuación 4.22 vemos claramente que la solución de la *onda de Rossby* se hace estacionaria cuando:

$$k^2 + l^2 = \frac{\beta}{\bar{u}}. \quad (4.23)$$

Por otro lado, como decíamos, el máximo valor de la frecuencia de una onda de Rossby es 2Ω ya que la frecuencia intrínseca de las *ondas de Rossby* es proporcional a β .

4.3. Propagación en tres dimensiones

Pasemos ahora a estudiar de la propagación de las ondas tridimensionales. Dentro del marco de la cuasi-geostrofia, el movimiento del aire se rige por la conservación de la vorticidad potencial cuasi-geostrofica. Partiendo de la ecuación de la vorticidad barotrópica dada por Salby (1996):

$$\frac{D}{Dt} \left[\nabla^2 \Psi + f_0 + \beta y + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f_0^2}{N^2} \rho \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right) \right] = 0 \quad (4.24)$$

y considerando un estado básico isoterma en movimiento uniforme obtenemos la ecuación de la perturbación de la vorticidad potencial para el movimiento ondulatorio en un plano β :

$$\frac{D}{Dt} \left[\nabla^2 \Psi' + \frac{f_0^2}{N^2} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho \frac{\partial \Psi'}{\partial z} \right) \right] + \frac{D(f_0 + \beta y)}{Dt} = 0 \quad (4.25)$$

como f_0 es constante,

$$\frac{D}{Dt} \left[\nabla^2 \Psi' + \frac{f_0^2}{N^2} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho \frac{\partial \Psi'}{\partial z} \right) \right] + \beta \frac{\partial \Psi'}{\partial x} = 0. \quad (4.26)$$

Dado que los coeficientes también son constantes en este caso, consideraremos soluciones del tipo:

$$\Psi' = A e^{z/2H + i\Phi} \quad (4.27)$$

donde $\Phi = kx + ly + mz - \nu t$ y k , l y m son los números de onda zonal, meridional y vertical respectivamente. Sustituyendola en 4.26 de manera análoga a la sección anterior obtenemos

$$(-\nu + \bar{u}k) \left[-k^2 - l^2 - \left(m^2 + \frac{1}{4H^2} \right) \right] + (-\nu + \bar{u}k) \left(\frac{f_0^2}{N^2} \right) \left(m^2 + \frac{1}{4H^2} \right) + \beta k = 0 \quad (4.28)$$

y despejando la relación de dispersión de las *ondas de Rossby cuasi-geostroficas tridimensionales*:

$$c - \bar{u} = - \frac{\beta}{k^2 + l^2 + \left(\frac{f_0^2}{N^2} \right) \left(m^2 + \frac{1}{4H^2} \right)} \quad (4.29)$$

Si el denominador se considera el número de onda efectivo total al cuadrado la ecuación tiene una forma muy parecida a la obtenida para las ondas de Rossby barótrópicas (ecuación 4.22).

4.3.1. Propagación en un flujo con cizalla

Cuando en un fluido la velocidad no es uniforme y existe cizalla hay que tener en cuenta algún factor más. En las atmósferas es muy probable que haya cizalla en los vientos. En el caso de Júpiter en particular el perfil de vientos zonal muestra la existencia de regiones de gran cizalla meridional.

En estos casos, la ecuación de la perturbación de la vorticidad potencial quedará igual que 4.26 sólo que β no será una constante y será sustituida por β_e (*beta efectiva*) que definíamos en el Capítulo 3 como:

$$\beta_e = \beta + \beta_y + \beta_z = \frac{df}{dy} - \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} \left(\bar{\rho} \frac{f^2}{N^2} \frac{\partial u}{\partial z} \right). \quad (4.30)$$

La relación de dispersión derivada en este caso será igual a la que obteníamos para la propagación de las ondas de Rossby tridimensionales pero con β_e en lugar de β :

$$c - \bar{u} = - \frac{\beta_e}{k^2 + l^2 + \left(\frac{f_0^2}{N^2} \right) \left(m^2 + \frac{1}{4H^2} \right)} \quad (4.31)$$

De modo que reordenando esta ecuación obtenemos

$$\ell^2 = \frac{\beta_e}{\bar{u} - c} - k^2 - \frac{f^2}{N^2} \left(m^2 + \frac{1}{4H^2} \right) \quad (4.32)$$

siendo ésta la ecuación que hemos usado en la interpretación de las ondas de Rossby presentes en los polos de Júpiter. Podremos estudiar las limitaciones de la propagación de la onda en el plano yz .

4.3.2. Nivel crítico

El confinamiento de cualquier onda con una relación de dispersión semejante a la obtenida para las ondas de Rossby (como pueden ser las de gravedad o inertiogravedad) está definido por un *nivel crítico* donde $\bar{u} = c$.

Este nivel crítico podemos encontrarlo en cualquier dirección, en el caso de la propagación vertical de la onda, en z , tenemos que

$$m^2 = \left(\frac{N^2}{f_0^2} \right) \left(\frac{\beta_e}{\bar{u} - c} - k^2 \right) - \frac{1}{4H^2} \quad (4.33)$$

Capítulo 4. Interpretación de las ondas circumpolares: Ondas de Rossby

con lo cual cuando $\bar{u} = c$ tendremos que $m^2 \rightarrow \infty$, esto es que la longitud de onda vertical en ese lugar será nula. Del mismo modo, en la dirección meridional tendremos $\ell^2 \rightarrow \infty$, $L_y = 0$. La onda de Rossby encuentra su nivel crítico cuando $\bar{u} - c = 0$ y la actividad ondulatoria es absorbida.

4.4. Interpretación de las ondas circumpolares

Muchos de los fenómenos ondulatorios observados en la atmósfera de Júpiter han sido interpretados en términos de ondas de *Rossby*, mayoritariamente en el ecuador (Allison 1990; Ortiz et al. 1998; Arregi et al. 2006), pero también en otras latitudes (Li et al. 2006a). Sánchez-Lavega et al. (1998) propusieron que la onda polar Sur observada en el metano debía de ser una onda planetaria de Rossby. Nuestro propósito será desarrollar dicha interpretación siguiendo el esquema utilizado recientemente por Li et al. (2006a) para la interpretación de otras ondas jovianas.

Para empezar, partiendo del valor de la velocidad de fase y la longitud de onda zonal dadas en la Tabla 3.3, el periodo más pequeño que obtenemos es de $\tau \sim 18$, demasiado alto para ser interpretada como una onda de gravedad. De todos modos, para descartar totalmente esta posibilidad hemos usado la relación de dispersión con desplazamiento Doppler para ondas de *inertio-gravedad* (Holton 2004):

$$(v - k\bar{u})^2 = f_o^2 + N^2 \frac{(k^2 + \ell^2)}{m^2} \quad (4.34)$$

donde la frecuencia, v , toma su valor máximo de $6.5 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ en 1995. k , ℓ y m son los números de onda zonal, meridional y vertical respectivamente y $f_o = 3.14 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ es el parámetro de Coriolis² a 67°S . El término $k\bar{u}$ toma valores entre 1.5×10^{-5} y $7.3 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$. En el cálculo de este rango hemos utilizado la velocidad del viento medida en las nubes como \bar{u} dado que de acuerdo con las medidas del viento térmico del instrumento CIRS a bordo de Cassini (Simon-Miller et al. 2006), los vientos son prácticamente constantes en el rango de alturas de la onda (por encima de las nubes). Por lo tanto, $(v - k\bar{u})^2 \ll f_o^2$ sugiere que la ecuación 4.34 no se cumple ya que el segundo término de la misma es siempre positivo, de modo que podemos descartar que se trate de ondas de *inertio-gravedad*.

Por otro lado, la onda circumpolar Sur tiene un periodo bastante largo y se mueve hacia el Oeste relativa al flujo zonal, lo que nos lleva a pensar que pueda tratarse de una onda de Rossby. Siguiendo el esquema de Li et al. (2006a) (ver también Salby 1996) haremos la interpretación de la onda como si se tratara de

²El parámetro de Coriolis que depende de la latitud y de la velocidad angular del planeta, se define como: $f_o = 2\Omega \sin\varphi$ donde Ω representa la velocidad angular del planeta.

4.4. Interpretación de las ondas circumpolares

una onda tridimensional (3D) de Rossby bajo una aproximación cuasi-geostrófica cuya relación de dispersión como desarrollabamos en las secciones precedentes viene dada por la ecuación 4.32 donde k , ℓ , m y c (velocidad de fase) son las propiedades de la onda mientras que u , β_e , N , f , y H son las propiedades del entorno que definiremos a continuación. k , c y u fueron medidas directamente en las imágenes y sus valores se muestran en la Tabla 3.3, f es el parámetro de Coriolis a 67°S definido anteriormente, $N = N(z, \varphi)$ es la frecuencia de Brunt-Väisälä en función de la altura z y de la latitud φ , H es la escala de altura y β_e es el gradiente meridional de la vorticidad zonal media también conocido como “beta efectiva” y que se define

$$\beta_e = \beta + \beta_y + \beta_z = \frac{df}{dy} - \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} \left(\bar{\rho} \frac{f^2}{N^2} \frac{\partial u}{\partial z} \right). \quad (4.35)$$

El primer término β es el gradiente de vorticidad planetaria $\beta = df/dy \sim 2.2 \times 10^{-12} \text{ m}^{-1}\text{s}^{-1}$. El segundo, β_y , es el gradiente de vorticidad obtenido a partir del perfil zonal de viento. Para obtenerlo, hacemos un bineado del perfil usando cajas de latitud de 0.5° y diferenciamos el perfil promediado resultante numéricamente respecto a la coordenada meridional. El último término, β_z , está relacionado con la cizalla vertical del viento y también lo obtenemos numéricamente, siendo este dependiente tanto de la latitud como de la altura. Para calcular $\partial u/\partial z$ hemos usado las medidas del campo de temperatura obtenidas con el instrumento CIRS de la misión Cassini (cedido personalmente por la Dra. Simon-Miller, [Simon-Miller et al. 2006](#)). La frecuencia de Brunt-Väisälä fue estimada a partir de la expresión:

$$N(z, \varphi)^2 = \frac{g^2}{c_p T(z, \varphi)}. \quad (4.36)$$

Tomaremos la gravedad local como una constante de valor: 26.17 m/s² para el rango de latitudes en el que nos estamos moviendo (alrededor de 67°S). N^2 toma un valor de $5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ en el nivel de presión esperado para la onda (350 mbar). La densidad $\rho = \rho(z, \varphi)$ la derivamos usando la ecuación de los gases ideales:

$$P = \rho R^* T \quad (4.37)$$

donde $R^* = R/\mu$ ($R = 8.314 \text{ JK}^{-1}\text{mol}^{-1}$, $\mu = 2.309 \text{ g mol}^{-1}$).

Una vez calculados todos estos parámetros podemos obtener β_z para cada latitud y altura de modo que obtenemos que $\beta_z = -2.4 \times 10^{-12} \text{ m}^{-1}\text{s}^{-1}$ para 67°S y 350 mbar. β , β_y , β_z y β_e están representados en la Figura 4.3 donde el predominio de β_y sobre el resto es apreciable.

El último parámetro de la ecuación 4.32 que nos queda por resolver es la escala de altura que se define como:

$$H = \frac{RT(z, \varphi)}{\mu g} \quad (4.38)$$

Capítulo 4. Interpretación de las ondas circumpolares: Ondas de Rossby

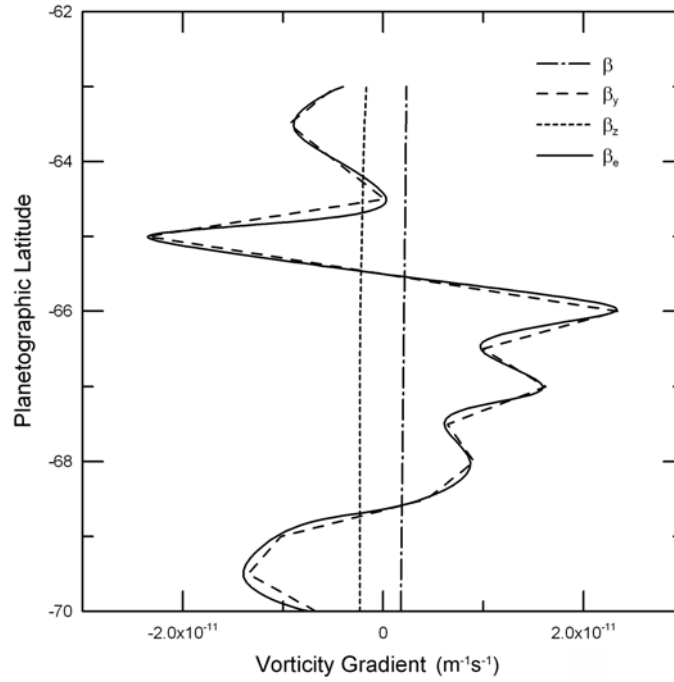


Figura 4.3: Gradientes de vorticidad en 375 mbar (nivel vertical de la onda). En el rango de latitudes de interés, β_y es el término dominante. De hecho, β_z y β_e prácticamente se cancelan entre sí.

donde de nuevo debemos incorporar los datos del campo térmico determinados por Cassini CIRSS.

Sustituyendo todos estos valores que hemos obtenido en la ecuación 4.32 obtenemos:

$$\ell^2 = \frac{15,97 \times 10^{-12}}{\bar{u} - c} - 3,22 \times 10^{-13} - 1,97 \times 10^{-4} m^2. \quad (4.39)$$

Tomando m como un parámetro libre, podemos representar esta relación de dispersión como se muestra en la Figura 4.4.

Los resultados mostrados en la Tabla 3.3 para $\bar{u} - c$ toman valores desde 14 m/s hasta 32 m/s. Tomando el primero de ellos como valor mínimo, obtenemos la siguiente expresión:

$$\ell^2 = 8,18 \times 10^{-13} - 1,97 \times 10^{-4} m^2. \quad (4.40)$$

Cuando $\ell = 0$, esto es, cuando no hay oscilación meridional, el número de onda vertical tomará un valor máximo de $m = 6,44 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ que corresponde a un mínimo de longitud de onda vertical de $L_z = 98 \text{ km}$, unas cinco escalas de altura. Por otro lado, cuando $m = 0$, esto es, cuando no hay oscilación vertical, obtenemos $\ell = 9,04 \times 10^{-7} \text{ m}^{-1}$ que corresponde a un mínimo de longitud de onda meridional

4.4. Interpretación de las ondas circumpolares

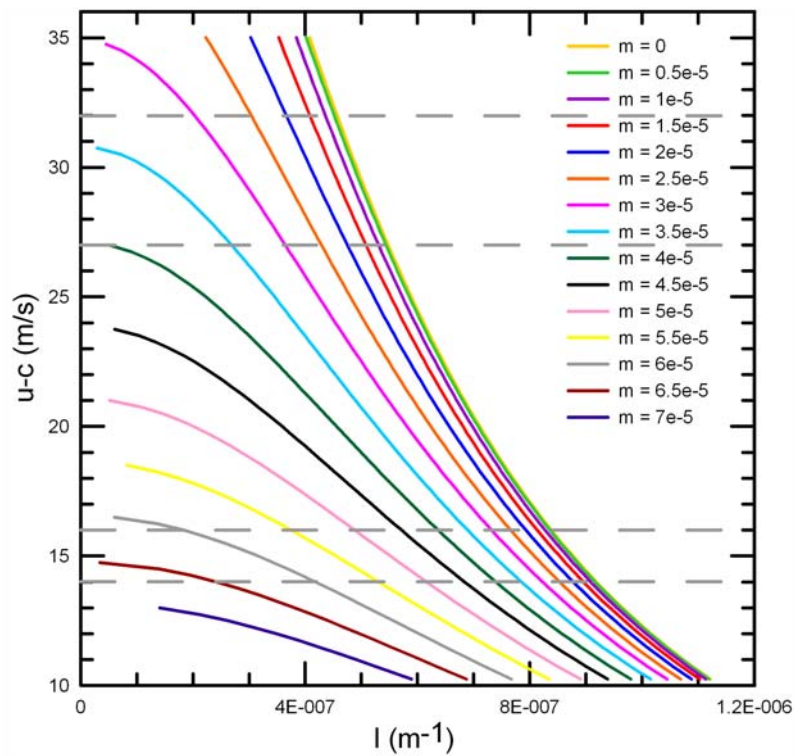


Figura 4.4: Relación de dispersión de la onda de Rossby. Las líneas de colores representan las soluciones de la ecuación 4.39 tomando un valor de m para cada uno de los colores. Las líneas a trazos representan la velocidad de la onda en los diferentes años como se muestra en la Tabla 3.3, de arriba a abajo tenemos 32 m/s para el 2000, 27 m/s para 1995, 16 m/s en 1997 y 14 m/s en 1994.

Capítulo 4. Interpretación de las ondas circumpolares: Ondas de Rossby

de 7000 km. Por consiguiente, para que la ecuación 4.40 se cumpla en el caso de $\bar{u} - c = 14$ m/s, m y ℓ han de estar comprendidas en los rangos: $0 < m < 6.44 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ y $0 < \ell < 9.04 \times 10^{-7} \text{ m}^{-1}$.

No obstante, para el caso $\bar{u} - c = 32$ m/s tenemos que

$$\ell^2 = 1,77 \times 10^{-13} - 1,97 \times 10^{-4} m^2 \quad (4.41)$$

lo que nos restringe a los rangos $0 < m < 6.44 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ y $0 < \ell < 9.04 \times 10^{-7} \text{ m}^{-1}$ para m y ℓ obteniendo un valor de longitud de onda vertical mínimo de $L_z = 210 \text{ km} \sim 12H$.

Los confinamientos horizontal y vertical de una onda vienen determinados por la existencia de un nivel crítico donde $\bar{u} = c$ (Salby 1996). Por lo tanto, siguiendo la ecuación 4.32 los números de onda m y ℓ tienden a infinito y la amplitud de la onda decrece a cero: la onda es absorbida. Evaluando esta condición obtenemos los niveles en los que la onda se encuentra confinada. Como observamos en la Figura 3.3 la velocidad del viento zonal a 750 mbar (CB2) es mayor que la de 100 mbar (UV), además, la velocidad zonal del viento es casi constante por encima de los 375 mbar de acuerdo con los datos de CIRS (Simon-Miller et al. 2006), por lo tanto el nivel crítico debería de estar en algún lugar entre estos niveles. Esto está de acuerdo con el hecho de que la onda más polar no sea visible en el ultravioleta. El confinamiento vertical de la onda en los niveles más profundos, está probablemente controlado por el decrecimiento de la estabilidad estática de la atmósfera además de ser acorde con que la onda no es visible tampoco en los filtros CB que penetran hasta niveles de 700 – 800 mbar. Siguiendo una argumentación similar, la onda debería estar meridionalmente atrapada dentro del jet, entre $\sim 65^\circ\text{S}$ y $\sim 69^\circ\text{S}$ donde $\bar{u} = c$ nuevamente. Estos son, precisamente, los límites observados en los máximos de amplitud meridional de la onda.

Por tanto, con toda esta información, además de la proporcionada por Cassini-CIRS, somos capaces de interpretar la onda en términos de onda de Rossby. Mostramos que las observaciones son compatibles con esta interpretación con lo que podemos confinar la onda meridional y verticalmente para unos números de onda dados.

Este estudio demuestra la naturaleza longeva de estas ondas y ofrece una sólida interpretación del fenómeno como onda de Rossby. Esto podría ser extendido utilizando imágenes del sobrevuelo de la misión New Horizons y en un futuro no muy lejano usando observaciones y datos que proporcionará la misión Juno gracias a su órbita polar.

Capítulo 5

Turbulencia y Distribución de brillo en las nubes de Júpiter

5.1. Teorías Clásicas de la Turbulencia

El primer científico en tratar de estudiar la turbulencia fue Leonardo da Vinci (1452-1519). La técnica utilizada era tan simple como colocar obstáculos en un flujo de agua y observar el resultado. Lo que no resultaba tan simple era dar explicación al caótico resultado que obtenía. Leonardo escribió: “Observe el movimiento de la superficie del agua, cómo se parece al cabello, el cual tiene dos movimientos: uno que depende del peso del pelo y el otro que depende de los bucles; de este modo el agua forma remolinos, uno siguiendo el ímpetu de la corriente principal y otro debido al movimiento aleatorio e inverso.” Estos resultados los recogería en uno de sus códices tal y como se muestra en la Figura 5.1.

En todos los ámbitos de la vida estamos rodeados de movimientos turbulentos y, sin embargo, la turbulencia sigue siendo uno de los problemas sin resolver de la física clásica. Hay turbulencia en los ríos, en las nubes o en el humo de un cigarrillo. La mayoría de nosotros podríamos pasar horas mirando las llamas de una hoguera, donde también la turbulencia juega un papel importante. Incluso los museos están llenos de obras con alusiones a ésta, como por ejemplo el cuadro de Van Gogh que se muestra en la Figura 5.2 (Aragon et al. 2006; Ball 2006). Incluso, el investigador de la Universidad Johns Hopkins, S. Corrsin escribió un soneto¹ para su director de

¹SONNET TO TURBULENCE: *Shall we compare you to a laminar flow?/You are more lovely and more sinuous./Rough winter winds shake branches free of snow,/And summers plumes churn up in cumulus./How do we perceive you? Let me count the ways./A random vortex field with strain entwined./Fractal? Big and small swirls in the maze/May give us paradigms of flows to find./Orthonormal forms non-linearly renew/Intricate flows with many free degrees/Or, in the latest fashion, merely few /As strange attractor. In fact, we need Cray 3s./Experiment and theory, unforgiving;/For serious searcher, fun ... and its a living!*



Figura 5.1: En esta Figura se muestran tres páginas extraídas de los códices de Leonardo da Vinci en las que se recoge el modo en el que él interpretaba la turbulencia observando cómo actuaba el fluido que era interrumpido por un obstáculo.

Tesis, H. Liepman, relacionado con la turbulencia.

La turbulencia es un estado del movimiento de un fluido que se caracteriza por el azar y el caos. No es un movimiento totalmente caótico ya que depende tanto del tiempo como del espacio, pero en un instante determinado se parece mucho a un estado caótico, los detalles del flujo se vuelven completamente impredecibles. [Lesieur \(2008\)](#) dice de la turbulencia que es “un tema peligroso que a menudo ha dado origen a serias peleas en reuniones científicas dedicadas a la turbulencia dado que empuja a puntos de vista extremadamente diferentes, todos ellos teniendo en común su complejidad, además de la incapacidad de resolver el problema”. Cuando la turbulencia está presente, suele dominar frente al resto de fenómenos del flujo y suele causar un incremento de la disipación de energía, en la mezcla, en el transporte de calor, etcétera.

Algunas propiedades del flujo turbulento son las siguientes ([Tenekes and Lumley 1972](#); [Kundu 2008](#)):

- **Aleatoriedad:** Las propiedades de un fluido (densidad, presión, velocidad) no pueden ser predichas en un instante y lugar (x,y,z,t) dado.
- **Fluctuaciones en la vorticidad:** La turbulencia se caracteriza por grandes fluctuaciones en la vorticidad (rotación local del fluido). Las estructuras identificables que se forman en un flujo turbulento se denominan *eddies*. Una característica de las estructuras de la turbulencia es la existencia de un amplio rango



Figura 5.2: Las arremolinadas nubes pintadas por Vincent Van Gogh en la obra *De sterrennacht*, pintada en 1889, que reproducen de forma casi perfecta el patrón característico de las nubes reales como se describe en el trabajo de [Aragon et al. \(2006\)](#). Este cuadro forma parte de la colección permanente del museo de arte moderno de Nueva York (*Museum of Modern Art, MOMA, New York City*).

de tamaños de *eddies*. Los grandes *eddies* (vórtices) poseen la mayor parte de la energía y ésta es transferida desde los *eddies* grandes a los pequeños a través de interacciones no lineales, hasta que ésta es disipada por la difusión viscosa en los *eddies* más pequeños (su tamaño es del orden de las escalas de difusión molecular).

- **Difusividad:** Debido a la mezcla macroscópica de las partículas del fluido, los flujos turbulentos se caracterizan por una rápida tasa de difusión de momento y calor.
- **Disipación:** Los flujos turbulentos son siempre disipativos ya que existe una pérdida de energía cinética turbulenta asociada a la cizalla viscosa del fluido. Esta cizalla da lugar a deformaciones en el fluido que son las que requieren dicha energía. Los flujos turbulentos por lo tanto requieren un suministro continuo de energía para contrarrestar las pérdidas por viscosidad. Si no se les suministra energía, la turbulencia decae rápidamente.

La ecuación del momento que determina el movimiento del sistema es la ecuación

Capítulo 5. Turbulencia y Distribución de brillo en las nubes de Júpiter

de Navier-Stokes:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{F} \quad (5.1)$$

donde ν es el coeficiente de viscosidad, \mathbf{F} es la fuerza externa que se ejerce sobre el sistema y $\mathbf{u} = u\hat{\mathbf{i}} + v\hat{\mathbf{j}} + w\hat{\mathbf{k}}$ la velocidad del flujo. Si dividimos los términos inerciales (no lineales) entre los términos viscosos (lineales) de la ecuación, esto es, el segundo término dividido por el cuarto, y haciendo un análisis dimensional obtenemos un número adimensional conocido como número de Reynolds:

$$R_e \equiv \left[\frac{(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}}{\nu \nabla^2 \mathbf{u}} \right] = \frac{U^2/L}{\nu U/L^2} = \frac{UL}{\nu} \quad (5.2)$$

siendo U es la escala de velocidad y L la escala de tamaño. Los flujos turbulentos siempre aparecen cuando tenemos números de Reynolds altos. Este número adimensional que se utiliza para caracterizar la dinámica de los fluidos, nos indica que las fuerzas viscosas son R_e veces menores que las convectivas, lo que nos permitirá predecir si un flujo es de carácter laminar o turbulento. Cuando $R_e < 4000$ decimos que el flujo es laminar, por el contrario, si el flujo es $R_e > 4000$ éste será turbulento. En los valores intermedios de R_e nos encontramos en un régimen que se denomina de transición. En el caso de Júpiter con escalas de tamaño $L = 100$ km, velocidades turbulentas de $u' = 5$ m/s y tomando la el coeficiente de viscosidad como el coeficiente de viscosidad turbulento o *eddy* ~ 100 m²s⁻¹ (Irwin 2003), obtenemos un número de Reynolds de aproximadamente 5 000.

La turbulencia es uno de los temas más complejos y difíciles de la física y de la matemática ya que, además de la no-linealidad, existen interacciones entre diferentes escalas de tamaño del movimiento. A pesar de que conocemos la ecuación de Navier-Stokes que determina el movimiento del sistema y demás ecuaciones (continuidad y energía entre otras), éstas no son lineales y por tanto son difíciles de manejar y además nos enfrentamos a una dificultad mayor: el problema de indeterminación². Pero aunque en un flujo turbulento es imposible predecir el movimiento detallado de cada *eddy*, las propiedades estadísticas (los promedios temporales por ejemplo) pueden ser predichas.

En esta sección describiremos las teorías clásicas de la turbulencia bidimensional (2D) y tridimensional (3D) que nos servirán como referencia para su aplicación a los movimientos y las nubes de Júpiter. A continuación, y siguiendo el esquema de Vallis (2006), se describen la teorías clásicas de Kolmogorov y Kraichnan para la turbulencia tanto en regimen tridimensional como bidimensional.

²El problema de indeterminación o de cierre (del inglés *closure problem*) ocurre cuando tenemos más incógnitas que ecuaciones

5.1.1. Teoría de Kolmogorov (Turbulencia 3D)

La mayor parte de las teorías de turbulencia se basan en la teoría espectral de Kolmogorov. Esta teoría ofrece una predicción del espectro de energía de un flujo turbulento, esto es, predice la cantidad de energía presente en cada escala espacial.

Consideremos un flujo incompresible con un número de Reynolds alto mantenido por una fuerza externa \mathbf{F} a la que llamaremos forzamiento o inyección. Si asumimos que $\rho = 1$, las ecuaciones que describen la evolución de dicho sistema son la ecuación del momento (Navier-Stokes) y la ecuación de continuidad para un fluido incompresible:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p + \mathbf{F} + \nu \nabla^2 \mathbf{u} \quad (5.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (5.4)$$

Tomemos un flujo isótropo y homogéneo, la homogeneidad descarta la presencia de fronteras sólidas con lo que deberá de tomarse un dominio periódico. Además, un dominio finito impone un límite superior del tamaño de los *eddies*. La energía por unidad de masa de dicho dominio vendrá dada por

$$\bar{E} = \frac{1}{V} \hat{E} = \frac{1}{2V} \int_V \mathbf{v}^2 dV = \int E(k) dK \quad (5.5)$$

donde \bar{E} es el promedio de la energía, \hat{E} es la energía total, V el volumen del dominio y $E(k)$ la densidad espectral de la energía o espectro de energía, esto es, $E(k)\delta k$ es la energía contenida en un pequeño intervalo espectral δk (todas las energías en este capítulo están dadas por unidad de masa). Debido al supuesto de isotropía, la energía sólo depende del número de onda escalar k .

Supongamos que inyectamos energía al fluido en las escalas grandes a través de los términos no-lineales de la ecuación del momento. Asumimos que esta energía será transferida hacia escalas más y más pequeñas hasta que finalmente se disipará por viscosidad. Esta transferencia se conoce como cascada³ de energía.

Si la escala de forzamiento (en la que se inyecta la energía) es suficientemente mayor que la escala de disipación, existe un rango de escalas intermedias en las cuales ni el forzamiento ni la viscosidad son considerables en la dinámica. Esta suposición, que depende de la transferencia local no-lineal de la energía, se conoce como *hipótesis de localidad* y el rango de escalas intermedias se denomina *rango inercial*. Se le conoce como *rango inercial* debido a que los términos dominantes en la ecuación del momento son los inerciales y no los términos de forzamiento o

³Este proceso lo plasmó L. F. Richardson en forma de canción: “*Big whirls have little whirls,/
that feed on their velocity;/ and little whirls have lesser whirls,/
and so on to viscosity.*”

Capítulo 5. Turbulencia y Distribución de brillo en las nubes de Júpiter

disipación que pueden ser despreciados.

Así, si el fluido se encuentra en estado estacionario, el transporte de energía de escalas grandes a pequeñas, debe ser igual al ritmo con el que se inyecta energía al sistema, ε , que a su vez es igual que el ritmo con el que la energía es disipada en las escalas pequeñas.

Supongamos que en general

$$E(k) = g(\varepsilon, k, k_0, k_\nu) \quad (5.6)$$

donde ε es el flujo de energía, k es el número de onda, k_0 y k_ν son los número de onda en los que se sitúan las escalas de forzamiento y disipación respectivamente. La función g es una función que se supone universal, esto es, igual para todos los flujos turbulentos. Debido a la hipótesis de localidad podremos reducir esa función ya que, como hemos mencionado, en la escala inercial tanto la escala de forzamiento como la de disipación son despreciables, y por lo tanto, el espectro de energía en la escala inercial únicamente será función de el flujo de energía ε y del número de onda k .

$$E(k) = g(\varepsilon, k). \quad (5.7)$$

Para darle forma a la función g se utilizan razonamientos dimensionales. La energía por unidad de masa tiene dimensiones $[L^2/T^2]$ por lo que las dimensiones del espectro de energía $E(k)$ serán $[L^3/T^2]$ y las del flujo de energía ε $[L^2/T^3]$ y finalmente el número de onda k es el inverso de la distancia $[1/L]$. Por lo tanto en la parte izquierda de la ecuación tenemos $[L^3/T^2]$, como el número de onda no tiene dependencia temporal, la única manera de compensar ambos lados de la ecuación es con $\varepsilon^{2/3}$, esto es,

$$[L^3/T^2] = [L^{4/3}/T^2] \cdot g(k) \quad (5.8)$$

con lo que $g(k)$ ha de tener dimensión $[L^{5/3}]$ para compensar la igualdad, de modo que finalmente tendremos que

$$E(k) = C\varepsilon^{2/3}k^{-5/3} \quad (5.9)$$

donde C es una constante adimensional conocida como constante de Kolmogorov y cuyo valor experimentalmente hallado se sitúa alrededor de 1.5. Esta ecuación representa la ley $-5/3$ de Kolmogorov, consagrada como uno de los pilares de la teoría de turbulencia. En la Figura 5.3 podemos ver una representación gráfica de la misma.

Fuera del rango inercial, en alguna escala de tamaño suficientemente pequeña, el efecto de la viscosidad se volverá dominante. En la escala inercial el rozamiento no es importante ya que las escalas de tiempo en las que actúa son muy largas, y por lo tanto, los efectos dinámicos son dominantes. Dado que el término viscoso de

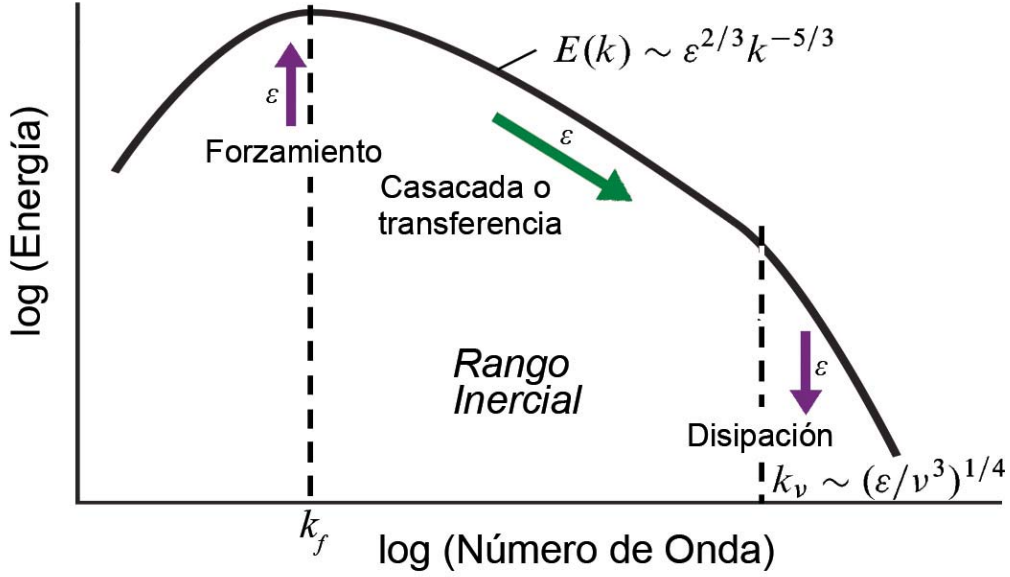


Figura 5.3: Esquema que muestra cómo la energía es transferida de escalas grandes a escalas más pequeñas, lo que llamamos cascada directa de energía.

la ecuación del momento es $\nu \nabla^2 u$, la escala temporal de viscosidad o disipación en la escala espacial k^{-1}

$$\tau_k^\nu \sim \frac{1}{k^2 \nu} \quad (5.10)$$

con lo que la escala temporal de viscosidad decrece con la escala espacial.

Por otro lado, definiremos el tiempo “turnover” como el tiempo que tarda una parcela de fluido de velocidad v_k en recorrer una distancia $1/k = L_k$. Dimensionalmente,

$$v_k = [E(k)k]^{1/2} \quad (5.11)$$

como $v_k = L_k/\tau_k = 1/(\tau_k k)$ el tiempo

$$\tau_k = E(k)^{-1/2} k^{-1/2} k^{-1} = [E(k)k^3]^{-1/2} \quad (5.12)$$

con lo que sustituyendo el espectro de energía de Kolmogorov definido por 5.9

$$\tau_k \sim [\epsilon^{2/3} k^{-5/3} k^3]^{-1/2} = \epsilon^{-1/3} k^{-2/3}. \quad (5.13)$$

El número de onda en el cual la disipación toma importancia es el que obtenemos al igualar 5.10 y 5.13 de modo que obtenemos el número de onda de disipación k_ν y la escala L_ν asociada, también conocida como escala de Kolmogorov:

$$k_\nu \sim \left(\frac{\epsilon}{\nu^3}\right)^{1/4} \quad (5.14)$$

$$L_\nu \sim \left(\frac{\nu^3}{\epsilon}\right)^{1/4} \quad (5.15)$$

Capítulo 5. Turbulencia y Distribución de brillo en las nubes de Júpiter

Por lo tanto, si $L \gg L_\nu$ entonces $\tau_k \ll \tau_k^\nu$ y los efectos dominantes son los inerciales, mientras que para $L \ll L_\nu$, $\tau_k \gg \tau_k^\nu$ y dominan los efectos de rozamiento. De hecho, para escalas menores que la escala de disipación la ecuación 5.13 no es correcta y el espectro de energía decae más rápidamente que $k^{-5/3}$, como se esquematiza en la Figura 5.3, y el tiempo “turnover” es cada vez mayor.

5.1.2. Turbulencia bidimensional

La turbulencia bidimensional tiene un comportamiento muy diferente al que hemos explicado hasta ahora para un régimen tridimensional. Las atmósferas planetarias son en general muy delgadas comparadas con el radio del planeta (en Júpiter esto es también válido para su capa meteorológica). Por lo tanto pueden considerarse bidimensionales, obviando la dirección vertical para el movimiento y considerando sólo las horizontales. En ese caso es importante considerar otra magnitud (cuadrática y constante), la *enstrofía*, que está relacionada con la energía cinética de rotación de los *eddies* y que denominaremos Z .

La ecuación de la vorticidad para un fluido incompresible en dos dimensiones se escribe como (Vallis 2006)

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \zeta = F + \nu \nabla^2 \zeta \quad (5.16)$$

donde $\mathbf{u} = u\hat{\mathbf{i}} + v\hat{\mathbf{j}}$, ζ es la vorticidad relativa definida en el Capítulo 4 y F el término de forzamiento. La energía (E) y la enstrofía (Z) vienen dadas por

$$E = \frac{1}{2} \int_A (u^2 + v^2) dA \quad (5.17)$$

$$Z = \frac{1}{2} \int_A \zeta^2 dA \quad (5.18)$$

donde se integra sobre una área finita con condiciones de contorno periódicas.

En el régimen tridimensional, la teoría de Kolmogorov propone una transferencia de energía por medio de una cascada directa de escalas grandes a pequeñas. Sin embargo, en dos dimensiones este mecanismo parece no estar presente y la energía se transfiere de escalas pequeñas a grandes. Este comportamiento poco intuitivo viene de la conservación de las dos magnitudes cuadráticas, E y Z , que manejamos en dos dimensiones. Supongamos una región de vorticidad en un fluido de baja viscosidad en el que la vorticidad se conserva a pesar de los movimientos del mismo. El movimiento aleatorio del fluido hará que la región se estire. Dado que el área de la misma deberá ser constante, la región se estrecha y los gradientes de vorticidad se incrementarán. Esto es equivalente a decir que la vorticidad se está moviendo hacia

5.1. Teorías Clásicas de la Turbulencia

escalas más pequeñas. Esta cascada de enstrofía a escalas pequeñas va acompañada de un transferencia de energía a escalas grandes. Cuando la disipación de energía tiende a cero, el número de Reynolds crece en lugar de disminuir como ocurría en el caso tridimensional. Esto es, la cascada ha de ser inversa.

Suponiendo que el fluido es forzado en una escala caracterizada por el número de onda k_f , la energía será transferida a escalas grandes mediante una *cascada inversa de energía* mientras que la enstrofía es transferida a escalas pequeñas mediante una *cascada directa de enstrofía*. Si la escala de forzamiento, k_f , está suficientemente bien separada de las escalas donde se sitúan los efectos de fricción, tendremos dos rangos inerciales: el *rango inercial de energía* donde la energía es transportada a escalas más grandes y el *rango inercial de enstrofía* donde se transporta la enstrofía a escalas pequeñas en donde se disipa.

En el **rango inercial de enstrofía** el flujo de enstrofía η se acepta como constante. Este flujo es igual al ritmo al cual la enstrofía es transmitida desde el exterior. De manera análoga a como lo hacíamos para el caso 3D se obtiene

$$E(k) = C_\eta \eta^{2/3} k^{-3}. \quad (5.19)$$

Notese que mientras en este caso el espectro decae con el índice -3, en el caso 3D lo hacia con -5/3, esto se debe a que las dimensiones de la enstrofía Z son $[T^{-2}]$ y por tanto η tendrá dimensión $[T^{-3}]$. C_η es una constante universal análoga a la constante de Kolmogorov (5.9).

Del mismo modo, siguiendo los argumentos del apartado anterior y partiendo de 5.11, obtendremos que:

$$v_k \sim \eta^{1/3} k^{-1} \quad (5.20)$$

$$\tau_k \sim \eta^{-1/3} \quad (5.21)$$

de lo que se deduce que la escala temporal de “turnover” en el rango inercial de enstrofía de la turbulencia 2D no depende de la escala espacial.

Siguiendo la misma argumentación podemos estimar la escala de disipación viscosa que obtendremos operando del mismo modo que en el apartado anterior

$$k_\nu \sim \left(\frac{\eta}{\nu^3}\right)^{1/6} \quad y \quad L_\nu \sim \left(\frac{\nu^3}{\eta}\right)^{1/6}. \quad (5.22)$$

Por otro lado, el **rango inercial de energía** en el regimen turbulento bidimensional es muy similar al del regimen tridimensional, excepto por el hecho de que la energía fluye de escalas pequeñas a escalas grandes en una cascada inversa de energía. Por lo tanto el espectro de energía será el mismo que en tres dimensiones:

$$E(k) = C_\epsilon \epsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (5.23)$$

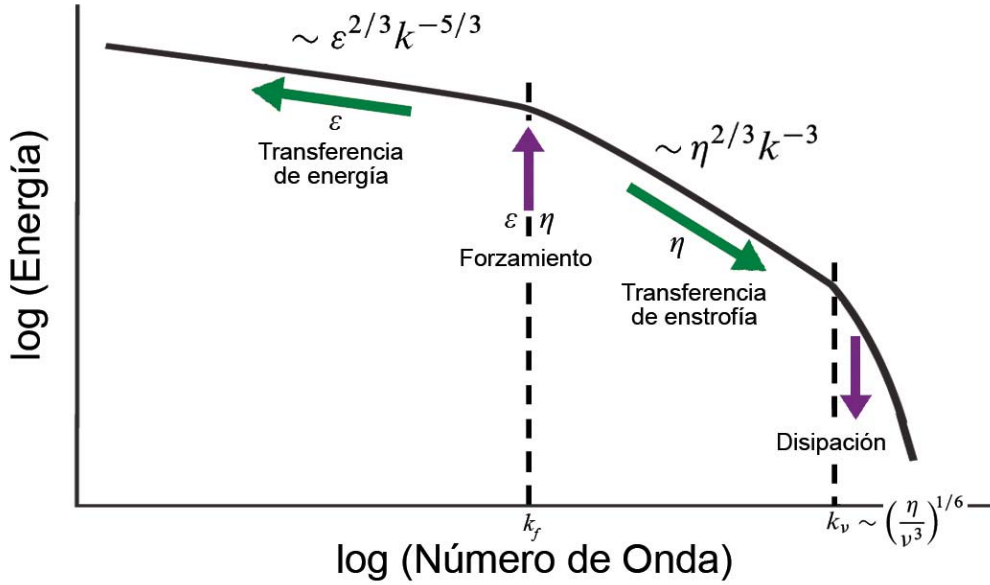


Figura 5.4: Espectro de energía de la turbulencia bidimensional. La energía suministrada en la escala de forzamiento k_f es transferida a escalas mayores con un flujo ε mientras que la enstrofía es transferida a escalas más pequeñas donde es disipada por la viscosidad.

donde C_ε es una constante no dimensional conocida como constante de Kolmogorov-Kraichan que no necesariamente ha de tener el mismo valor que la constante de Kolmogorov y donde ε es el flujo de energía hacia escalas grandes.

En la Figura 5.4 se muestra el espectro de la energía de un regimen turbulento bidimensional. Observamos la presencia de ambos rangos inerciales, por encima de la escala de forzamiento y por debajo de la misma. Cada uno de ellos muestra una pendiente diferente, lo cual indica que cada una de las transferencias de energía y enstrofía ocurrirá a un ritmo diferente.

Las tasas de tranferencia de energía y enstrofía están relacionadas por la escala de forzamiento ya que en esta escala

$$\varepsilon^{2/3} k_f^{-5/3} = \eta^{2/3} k_f^{-3} \quad (5.24)$$

entonces

$$\eta = k_f^2 \varepsilon \quad (5.25)$$

es la ecuación que relaciona ambas tasas de transferencia y que en el caso particular de esta Tesis nos permitirá estimar el orden de magnitud de la tasa de transferencia de enstrofía.

5.2. Estudio de la turbulencia en la atmósfera de Júpiter

Anteriormente indicábamos que la apariencia visual de Júpiter está dominada por el patrón de zonas brillantes y bandas oscuras alternantes en latitud, que se correlacionan con la circulación general dominada por un sistema de jets zonales. Dentro de estas bandas y zonas encontramos una gran variedad de fenómenos dinámicos: ondas, tormentas, vórtices, etcétera. Estas bandas y zonas, lejos de ser homogéneas, muestran gran cantidad de “áreas turbulentas” cuando son observadas a alta resolución. Se definen éstas como regiones en las que las estructuras nubosas se muestran retorcidas, orientadas arbitrariamente, si bien en escala global pueden mostrar un patrón organizado. Ver por ejemplo la Figura 1.12 de la Introducción.

En los planetas en rápida rotación como Júpiter, los vientos fuera del ecuador se encuentran en equilibrio cuasi-geostrófico (Ingersoll et al. 2004). El estudio teórico de la turbulencia cuasi-geostrófica en una esfera (Rhines 1975) combinado con los estudios numéricos con o sin forzamiento y disipación llevados a cabo por Williams (1978), Williams (1979), Cho and Polvani (1996) y Scott and Polvani (2007), mostraron que los vientos zonales podrían originarse por una combinación entre la rotación del planeta y la llamada cascada inversa de energía característica de la turbulencia bidimensional (2D) (Vallis 2006, y Apartado 5.1).

Los procesos turbulentos en una atmósfera pueden caracterizarse a partir de las fluctuaciones de determinadas magnitudes como temperatura, densidad, velocidad del viento, brillo u opacidad (densidad de partículas) en las nubes entre otras. Si usamos la velocidad de los vientos para calcular movimientos turbulentos (como suele ser habitual) se debe medir la desviación de las velocidades con respecto del valor medio de las mismas (velocidades turbulentas: u' , v')

$$\begin{aligned} u' &= \langle u \rangle - u \\ v' &= \langle v \rangle - v \end{aligned} \tag{5.26}$$

siendo $\langle u \rangle$ y $\langle v \rangle$ las velocidades zonal y meridional medias respectivamente⁴. Pero estas desviaciones son tan pequeñas que no son fáciles de medir ya que su valor típico es muy similar al error de medida que se comete con las imágenes de las que disponemos (ver Apartado 2.3.1). El campo de velocidad turbulenta global (u' , v'), la distribución de energía cinética espectral, E'_k , resultante y los flujos *eddy* promedios, $\langle u'v' \rangle$ fueron medidos en Júpiter usando imágenes de Voyager por Beebe et al. (1980) y Ingersoll et al. (1981) aunque fueron cuestionados más tarde por Sromovsky et al. (1982). Recientemente, usando imágenes de Cassini, Salyk et al. (2006) para

⁴En esta Tesis $\langle u \rangle$ y $\langle v \rangle$ se definen como las velocidades promediadas espacialmente y no temporalmente como suele ser habitual. A las medias temporales nos referiremos como \bar{u} , \bar{v} , etc.

Capítulo 5. Turbulencia y Distribución de brillo en las nubes de Júpiter

Júpiter y Del Genio et al. (2007) para Saturno midieron los movimientos *eddy* en algunas áreas de los respectivos planetas confirmando la transferencia de momento de los *eddies* a los jets hacia el Este y la tasa de conversión de energía derivada del análisis de Voyager. Los únicos estudios que se han publicado sobre las leyes de potencia espectrales para la energía cinética turbulenta zonal en Júpiter los realizaron Mitchell (1982) y Mitchell and Maxworthy (1985) basándose en el análisis de las observaciones de Voyager.

Dada la dificultad para medir un campo de velocidades u', v' en las atmósferas planetarias por la falta de resolución de las observaciones, trataremos de caracterizar el campo de reflectividad del planeta. Una estrategia para caracterizar el patrón global de nubes en las atmósferas planetarias es el análisis del campo de brillo o albedo en diferentes longitudes de onda como lo hizo Travis (1978) para el caso de la Tierra y Venus, Peralta et al. (2007) para Venus y Harrington et al. (1996) para las nubes inferiores de Júpiter. El estudio de la distribución del albedo es importante por dos razones. En primer lugar, podemos determinar el tamaño, la forma y la distribución de las nubes además de su periodicidad (si la hubiese), dado que la morfología (organización y distribución) de las nubes está relacionada con los mecanismos dinámicos. La segunda razón es la conexión que sugirió Travis (1978) para el caso de la Tierra entre el espectro de potencia del brillo y el espectro de potencia de la energía. Además, en el caso de Júpiter, su atmósfera está especialmente bien dotada para asumir esta aproximación entre el espectro de brillo y el de la energía cinética. Por un lado, esto se debe a la gran correlación entre el patrón bandeado y el sistema de jets en la dirección meridional. Pero por otro lado, las estructuras de menor escala que las bandas y zonas de brillo también están íntimamente relacionadas con la dinámica de la atmósfera, ya que los aerosoles se organizan de diferentes maneras dependiendo de la dinámica que subyazca a los mismos siguiendo las líneas de corriente trazadas por la velocidad o vorticidad de una región dada del planeta. El esquema que se muestra en la Figura 5.5 resume la conexión existente entre el estudio del campo de brillo y el de velocidad, además de mostrar los impedimentos tanto de un estudio como del otro. Por tanto, nuestra hipótesis de partida, que permanece hasta la fecha pendiente de demostración fehaciente y directa, será que el espectro de energía cinética puede ser aproximado por el espectro de brillo del planeta.

Debido a la distribución inhomogénea de los aerosoles superiores (nubes y nieblas) en la atmósfera de Júpiter, el primer paso es situar verticalmente la altura de las nubes observadas en diferentes longitudes de onda. La mayor parte de la luz visible proviene de niveles de presión de entre 250 mbar y 1 bar donde se sitúa aproximadamente la nube de amoníaco (West et al. 2004). A longitudes de onda más cortas, en el ultravioleta cercano, se observan las nieblas superiores situadas sobre las nubes. A este nivel la intensidad de los vientos zonales es menor, los jets se suavizan (Gierasch et al. 1986; Flasar et al. 2004; Li et al. 2006a) y la estructura nubosa observada es

5.2. Estudio de la turbulencia en la atmósfera de Júpiter

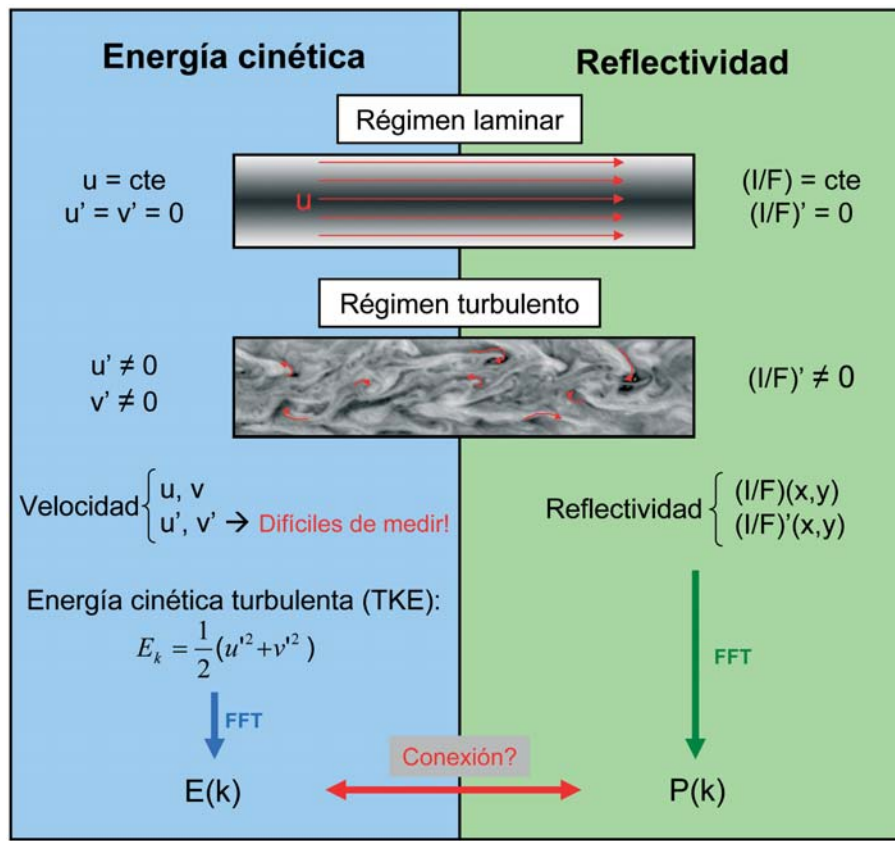


Figura 5.5: Conexión entre energía y reflectividad.

extremadamente diferente. Por otro lado, las longitudes de onda del infrarrojo cercano (desde 800 nm a 1 μm) fuera de la banda de absorción del metano profundizan más en la nube de amoníaco. Así pues, estudiaremos la reflectividad en tres longitudes de onda que detectan la estructura de las nubes y nieblas en la estratosfera inferior (<100 mbar, observaciones en ultravioleta cercano), la troposfera superior (200 – 700 mbar, imágenes en azul) y el nivel de la nube de amoníaco (800 – 1000 mbar, infrarrojo cercano), aproximadamente.

En este capítulo estudiaremos la distribución espectral del brillo utilizando espectros de potencia calculados tanto en la dirección zonal como meridional. Aplicaremos este mismo análisis a los perfiles de viento zonales de modo que podremos comparar los espectros para los perfiles de brillo meridional con los de la velocidad, y por tanto con la energía cinética. Además, compararemos los resultados del análisis zonal con lo que se esperaría de las leyes de las teorías clásicas de turbulencia enunciadas por Kolmogorov (1941) y Kraichnan (1967).

Para dicho propósito, hemos utilizado imágenes de 1995 del archivo de HST y del 2000 obtenidas por Cassini tomadas en tres longitudes de onda (ultravioleta, azul

e infrarrojo cercano) lo que permite sondear los tres niveles atmosféricos diferentes (ver Tabla 2.1 imágenes etiquetadas como *DB* y Apéndice A). Todas las imágenes son proyectadas cilíndricamente y corregidas del oscurecimiento hacia el limbo como explicábamos en el Apartado 2.2 y posteriormente compuestas cuidadosamente de modo que obtenemos seis planisferios completos y de suaves transiciones, tres para cada uno de los años analizados (ver Figura 5.6).

5.3. Espectro de potencia de los perfiles meridionales de brillo y viento

Huang et al. (2001) estudiaron el espectro de energía en la superficie de una esfera rotante a partir de simulaciones numéricas. La turbulencia bidimensional considerada en su trabajo estaba gobernada por la ecuación de vorticidad barotrópica incluyendo términos de difusión y forzamiento. En ausencia de rotación obtenían el espectro $k^{-5/3}$. Por el contrario, cuando la esfera era sometida a una fuerte rotación hallaban pendientes espectrales de -5 en las inmediaciones de la dirección del eje zonal. En el resto de direcciones continuaba prevaleciendo la pendiente -5/3. Propusieron para la componente zonal la ley de potencias:

$$E_z(k) = C_z \left(\frac{\Omega}{R}\right)^2 k^{-5} \quad (5.27)$$

donde R es el radio planetario y Ω la velocidad angular del planeta. C_z es una constante adimensional que se encuentra en el rango 0.2 – 0.5 y que es determinada empíricamente.

Posteriormente, Galperin et al. (2001) estudiaron el espectro de potencia obtenido al aplicar una transformada de Fourier al perfil zonal de vientos del planeta Júpiter. Ajustando una pendiente a dicho espectro en el rango de números de onda⁵ $20 < k < 90$ obtenían una pendiente de -4.1. Además, obtuvieron que para los números de onda en los que la pendiente tiende a -5 la constante C_z se encuentra dentro del rango de valores esperado (Huang et al. 2001). El perfil de vientos utilizado lo obtuvo Simon (1999) del reanálisis de imágenes de Voyager tomadas en 1979 en longitudes de onda verdes. Similarmente, Sukoriansky et al. (2002) analizaron el perfil obtenido por García-Melendo and Sánchez-Lavega (2001) en el infrarrojo cercano afirmando que la pendiente se situaba cerca de -5. Más aún, el mismo tipo de leyes espectrales se obtuvieron para los océanos terrestres y las atmósferas de Saturno,

⁵Notese que en este apartado k se refiere al número de onda meridional ya que el análisis que llevamos a cabo se realiza en esta dirección y se define de forma análoga del número de onda zonal definido por la ecuación 2.10.

5.3. Espectro de potencia de los perfiles meridionales de brillo y viento

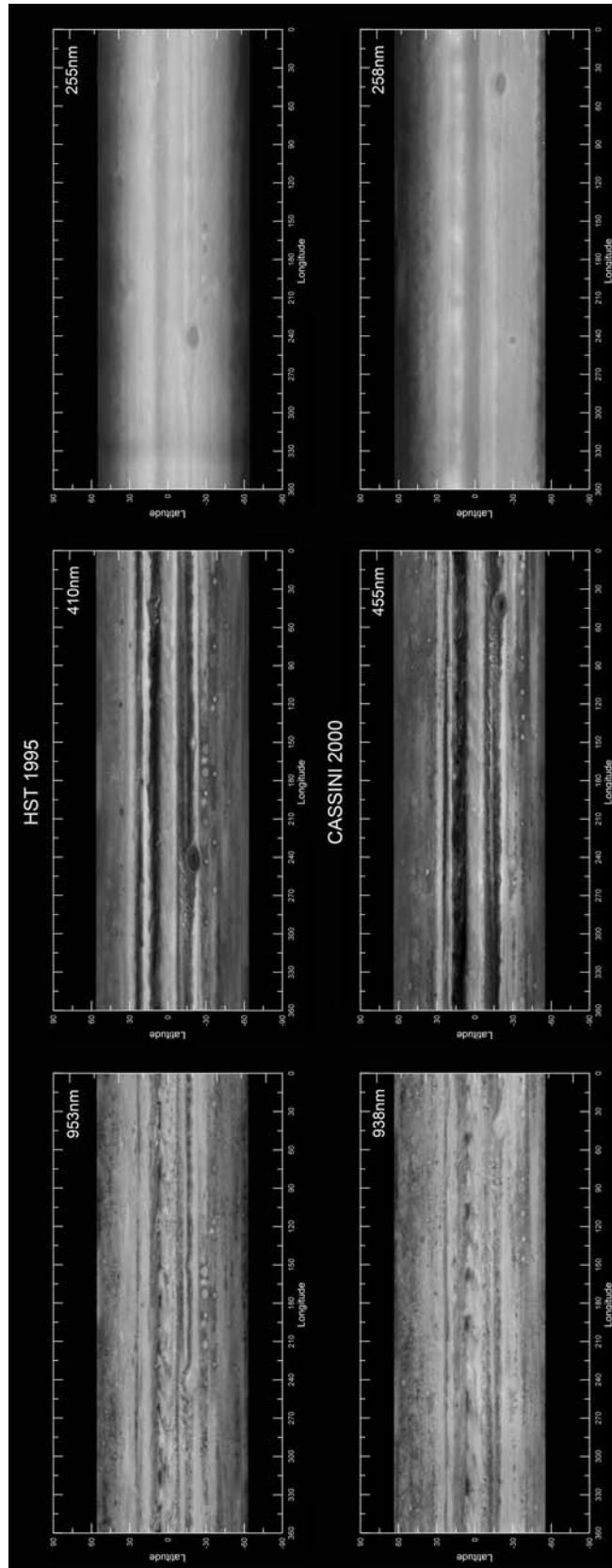


Figura 5.6: Planisferios de Júpiter usados en este capítulo. En los paneles superiores los planisferios del infrarrojo cercano (izquierda), azul (medio) y ultravioleta (derecha) usando imágenes de HST 1995. En los paneles inferiores lo mismo pero para las observaciones de Cassini 2000. Notense las diferencias de morfología y contraste en cada caso. Para ver en detalle los planisferios, consultar el Apéndice B.

Capítulo 5. Turbulencia y Distribución de brillo en las nubes de Júpiter

Tabla 5.1: Pendientes de los espectros de potencia del análisis meridional.

Perfil	Misión	Infrarrojo cercano	Azul	Ultravioleta
<i>Viento Zonal</i>	<i>HST</i>	$-4.1 \pm 0,5$	-	-
	<i>Cassini</i>	$-4.6 \pm 0,5$	-	$-2.5 \pm 0,4$
<i>Reflectividad</i>	<i>HST</i>	$-3.9 \pm 0,3$	$-4.0 \pm 0,5$	$-2.8 \pm 0,3$
	<i>Cassini</i>	$-4.1 \pm 0,3$	$-4.5 \pm 0,4$	$-2.5 \pm 0,2$

Urano y Neptuno (Sukoriansky et al. 2002; Galperin et al. 2004).

El primer propósito de este apartado será aplicar la FFT al perfil de vientos en otras épocas y longitudes de onda para confirmar estos resultados y extenderlos en el tiempo y en altura, además de realizar este mismo análisis en los perfiles de reflectividad de manera que podremos comparar lo obtenido para los perfiles de viento con los resultados de los respectivos perfiles de brillo, y así buscar una posible correlación entre ambos.

Análisis espectral del perfil meridional de los vientos zonales

En el caso de las imágenes HST hemos utilizado el perfil obtenido por [García-Melendo and Sánchez-Lavega \(2001\)](#) mientras que en el caso de Cassini hemos utilizado el perfil de [Porco et al. \(2003\)](#). Para el rango de números de onda $20 < k < 90$ (elegido para comparar con los resultados de los trabajos citados) obtenemos una pendiente de -4.1 y $C_z \sim 0.3$ de modo que confirmamos los resultados de [Galperin et al. \(2001\)](#) para los vientos de la época de Voyager. Extendemos la cobertura temporal utilizando los vientos medidos en el 2000 con imágenes del infrarrojo cercano de Cassini ([Porco et al. 2003](#)) y obtenemos una pendiente de -4.6 que entra dentro de las barras de error de los resultados anteriores (Figura 5.7) y una constante $C_z \sim 0.5$.

Todos los resultados anteriores corresponden a niveles de presión entre 600 mbar y 1 bar. Para completar este estudio, hemos analizado los vientos medidos por *cloud tracking* en imágenes del ultravioleta por [Li et al. \(2006a\)](#) situados a niveles atmosféricos más altos cercanos a la tropopausa (100 mbar). Este perfil de vientos se diferencia de los demás porque los picos de los jets son menos intensos. Aplicando el análisis de espectros de potencia obtenemos una pendiente de -2.5 (Figura 5.7). Esta pendiente es sustancialmente menor que las anteriores. Todos los valores de las pendientes están resumidos en la Tabla 5.1.

Para extender este estudio, hemos calculado el perfil de cizalla del viento meridional, du/dy , para cada uno de los casos mostrados en la Figura 5.7 de modo que

5.3. Espectro de potencia de los perfiles meridionales de brillo y viento

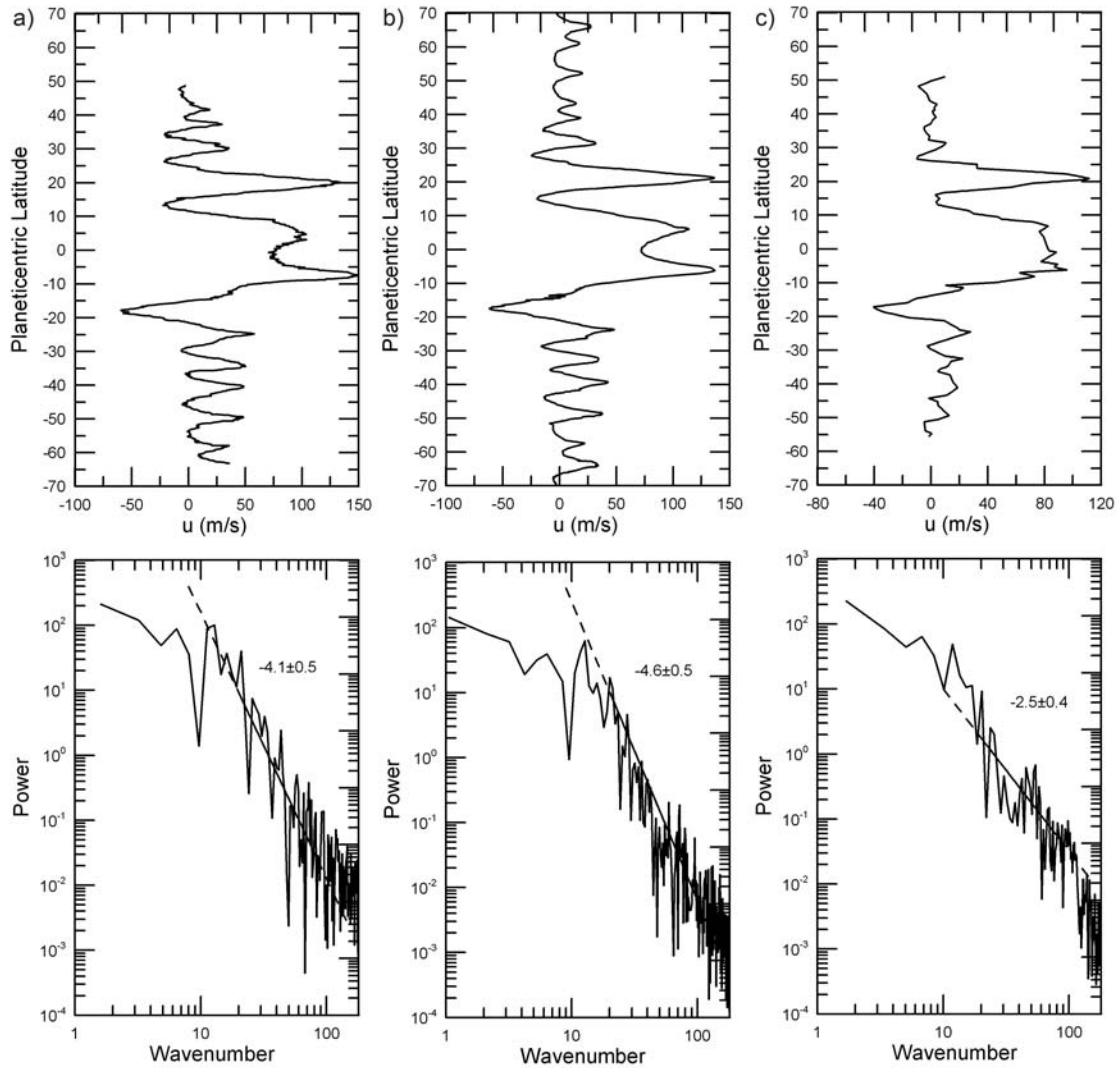


Figura 5.7: Espectros de potencia de los perfiles de viento zonales: (a) Perfil de HST 1995 medido por [García-Melendo and Sánchez-Lavega \(2001\)](#) usando imágenes del infrarrojo cercano, (b) Perfil de Cassini 2000 por [Porco et al. \(2003\)](#) en las mismas longitudes de onda y (c) Perfil de Cassini 2000 en ultravioleta medido por [Li et al. \(2006b\)](#). Las pendientes del espectro de potencia se han ajustado para el rango $k = 20 - 90$, las líneas discontinuas muestran una extrapolación hacia números de onda mayores y menores.

obtenemos los perfiles de cizalla que se muestran en los paneles superiores de las Figura 5.8. Siguiendo el mismo procedimiento obtenemos sus espectros de potencia y las pendientes correspondientes (ver Figura 5.8). Los valores de la pendiente son muy similares a los obtenidos de los perfiles de vientos dentro de la barra de error.

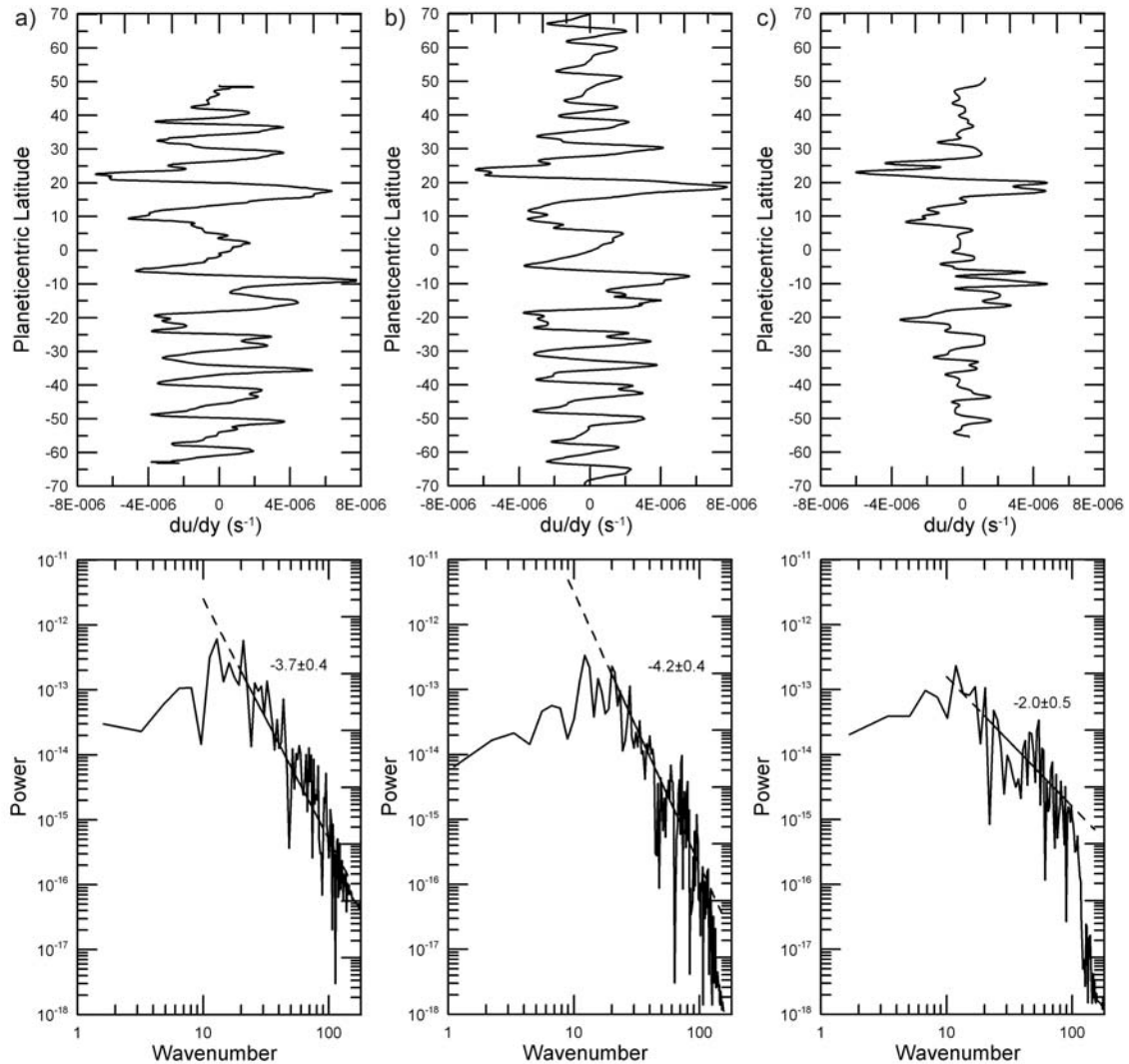


Figura 5.8: Igual que la Figura 5.7 pero para la derivada del perfil de viento du/dy .

Análisis espectral del perfil meridional de brillo

Por otro lado, analizaremos los espectros de potencia de brillo de las nubes meridionalmente, para lo que promediaremos el brillo de cada latitud de modo que obtenemos un único perfil promediado para cada uno de los planisferios utilizados en el estudio. Aplicando el análisis de espectro de potencia a dichos perfiles obtenemos los espectros y sus respectivas pendientes que se muestran en las Figuras 5.9 y 5.10. La Tabla 5.1 recoge las pendientes correspondientes a cada uno de los planisferios de cada filtro y año. Hay dos aspectos destacables en estos resultados; el primero, que las pendientes son muy similares en ambas épocas en cada uno de los

5.3. Espectro de potencia de los perfiles meridionales de brillo y viento

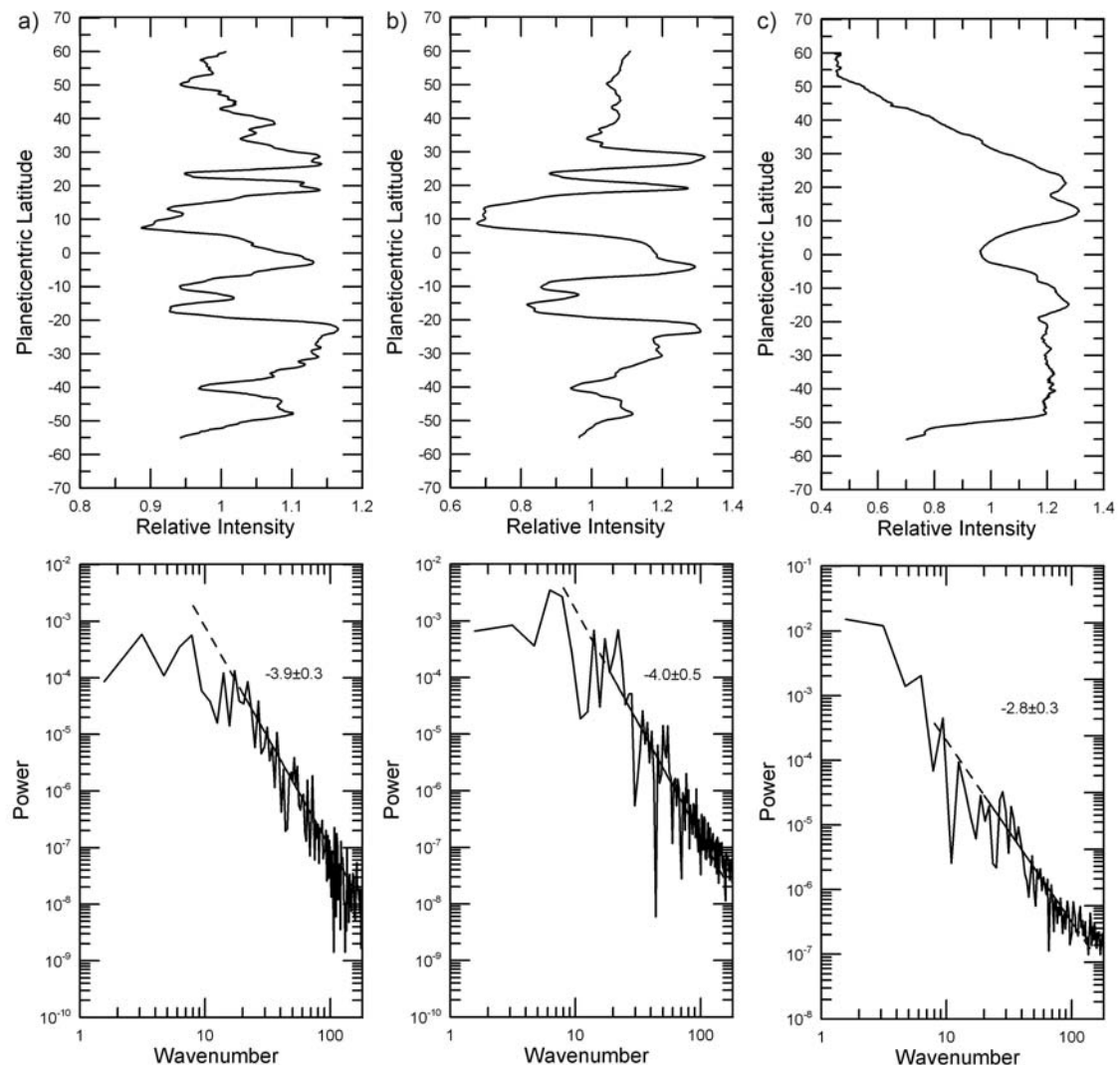


Figura 5.9: Espectros de potencia del perfil de brillo promedio meridional de HST (1995) correspondiente a los planisferios en (a) infrarrojo cercano, (b) azul y (c) ultravioleta.

filtros; y el segundo, que existe una buena correlación entre las pendientes obtenidas de los perfiles de vientos y sus correspondientes perfiles de brillo como se muestra en la Tabla 5.1 Incluso, en las imágenes ultravioleta donde encontrábamos un cambio en la pendiente con respecto a lo obtenido en las imágenes que muestran las nubes visibles. Esto suscita un estudio regional (zonal) de la distribución del brillo de las nubes y su comparación con los perfiles meridionales que se han utilizado en este apartado, velocidad del viento, cizalla horizontal del viento y reflectividad, que se llevará a cabo en el Apartado 5.5.

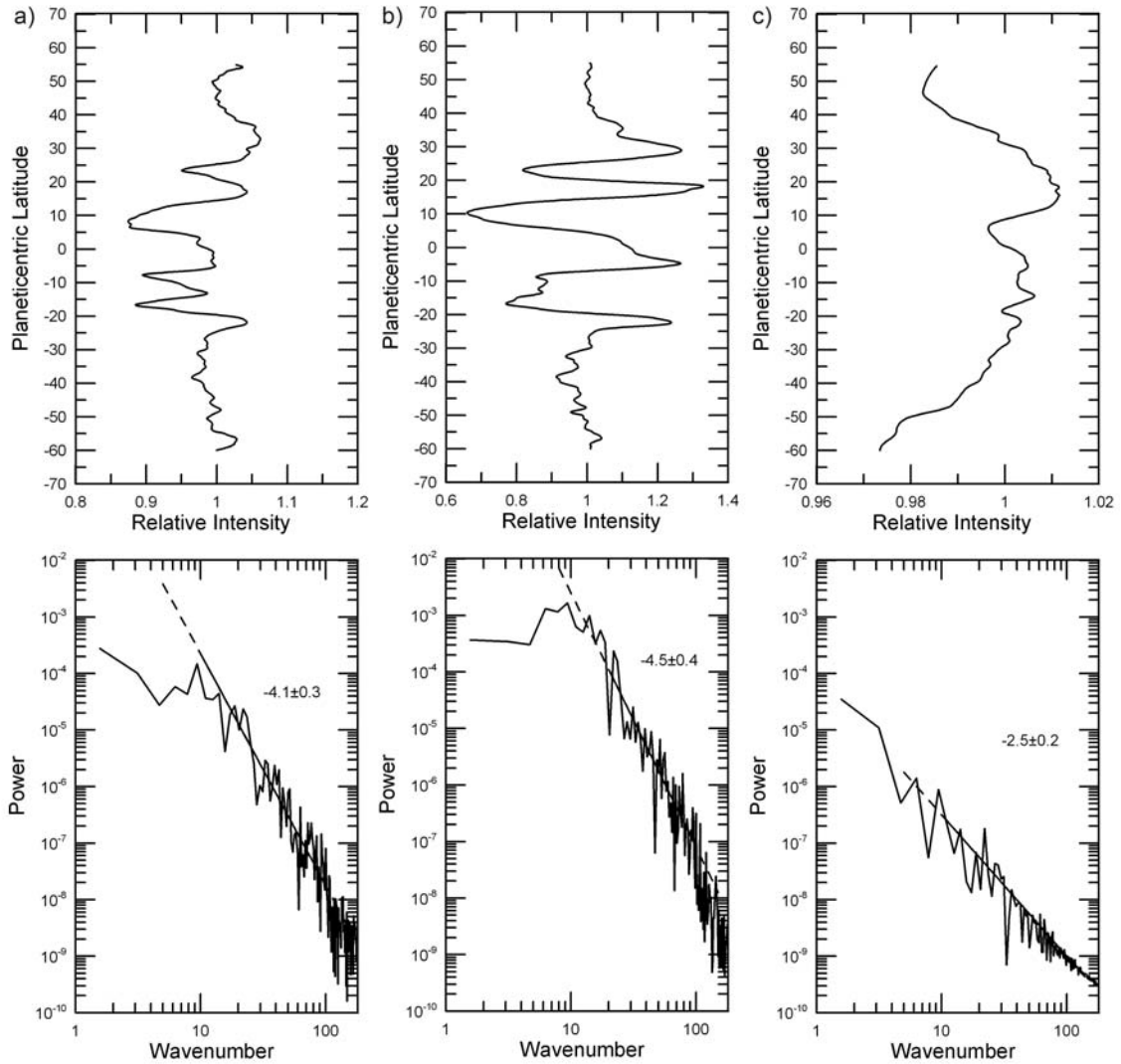


Figura 5.10: *Idem* Figura 5.9 para los planisferios de Cassini (2000).

5.4. Discusión: Turbulencia anisótropa unidimensional

Como ya se indicó anteriormente, los trabajos previos de Galperin et al. (2001) y Sukoriansky et al. (2002) presentan un análisis de espectros de potencia del perfil meridional del sistema de jets zonales para los planetas gigantes. Sus resultados suscitan para todos los casos una dependencia de la energía zonal por unidad de número de onda que cumple una ley de potencias $\sim k^{-5}$ con un valor de la amplitud relacionado con el radio planetario R y la velocidad angular del planeta (Ω) cumpliendo

5.5. Espectros de potencias de cortes fotométricos zonales

la ecuación 5.27. Esta ley se cumple para un rango de números de onda dado y fue numéricamente predicha por Huang et al. (2001) para la turbulencia anisótropa bi-dimensional en la superficie de una esfera en rotación con una aproximación de plano β . Galperin et al. (2004) propusieron que este comportamiento podría darse en los océanos de la Tierra y fue posteriormente observado en el laboratorio por Read et al. (2007). También obtuvieron que para los números de onda en los que la pendiente tiende a ~ -5 la constante C_z debe hallarse dentro del rango esperado entre 0.3 – 0.5. Esta ley difiere de la predicha anteriormente para la turbulencia bi-dimensional $E(k) \sim k^{-5/3}$ en el rango inercial y $E(k) \sim k^{-3}$ para mayores números de onda (ver Vallis (2006) y Sección 5.1). En la Tabla 5.1 mostramos el excelente acuerdo de los perfiles de brillo con estas leyes de potencia.

En el análisis de los espectros de potencia meridionales con imágenes ultravioleta, tanto de los vientos zonales como del brillo existe un significativo descenso en el valor de la pendiente desde -5 en el caso de las imágenes del infrarrojo cercano a -2.5 en el caso de estas imágenes ultravioleta. Esta disminución en los niveles más altos de la atmósfera sugiere que la ley k^{-5} no se cumple en el segundo de los casos. El valor de C_z es también bastante menor que el obtenido para las observaciones más penetrantes. Esto apunta a un comportamiento dinámico distinto a niveles más altos lo cual requerirá una investigación futura.

La correlación existente entre las pendientes obtenidas en el análisis de los perfiles de reflectividad y las pendientes de sus respectivos perfiles de vientos indica que existe una buena correlación entre los vientos zonales y la estructura bandeada de las nubes incluso a los niveles atmosféricos más altos. Al mismo tiempo esta relación entre los espectros de reflectividad y velocidad es *a priori* el primer enlace directo que encontramos entre espectros de brillo y energía cinética en Júpiter.

5.5. Espectros de potencias de cortes fotométricos zonales

A primera vista, todos los espectros de potencia de la reflectividad zonal muestran dos rangos de pendiente: una correspondiente a los menores números de onda y otra a los mayores (ver Figura 5.11). Estos dos rangos están separados por un punto de inflexión situado en el número de onda k_I . Para hallar el mejor ajuste a una o dos pendientes y su correspondiente punto de inflexión, hemos desarrollado una rutina que escanea automáticamente todos los puntos de inflexión posibles y ajusta las pendientes en cada caso. Se calcula la desviación cuadrática media de cada ajuste a fin de seleccionar como resultado el ajuste de menor error. En la mayoría de los casos, el mejor ajuste para los espectros de potencia de brillo zonal se da con dos

Capítulo 5. Turbulencia y Distribución de brillo en las nubes de Júpiter

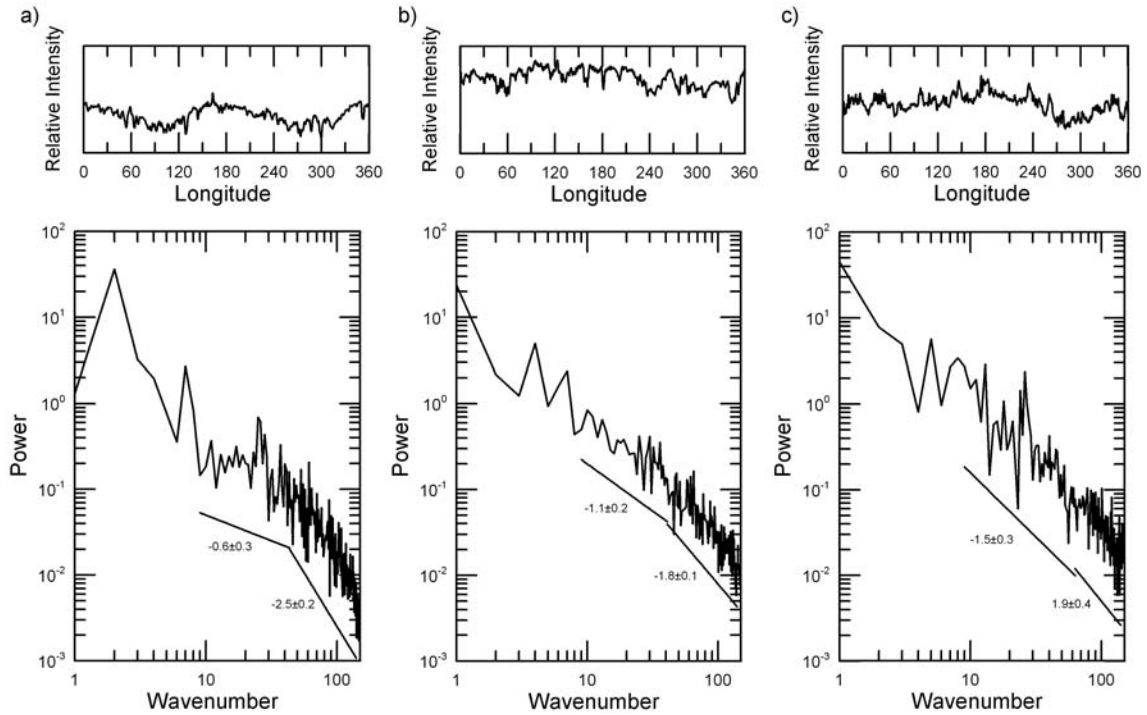


Figura 5.11: Algunos ejemplos de espectros de potencia de cortes de brillo zonales para varias latitudes y en diferentes filtros. En los paneles superiores se representa el corte de brillo frente a la longitud mientras que en los inferiores se muestra el espectro de potencia relativo a cada uno de estos cortes. Estos espectros están promediados en 5° de latitud alrededor de (a) 54°S en 953 nm en 1995, (b) 21°N en 953 nm (1995) y (c) 45°N filtro BL1 (2000).

pendientes separadas por un punto de inflexión en $k_I \sim 80$. La Figura 5.11 muestra algunos ejemplos representativos de los cortes de brillo y sus espectros de potencia para unas latitudes concretas.

En el Capítulo 2 explicábamos las razones y limitaciones que nos llevaban a considerar $k = 150$ como límite superior en nuestro estudio de las pendientes espectrales. Ahora tendremos que limitar inferiormente este rango en el que centraremos el análisis. Este punto es más difícil de restringir ya que no existe ninguna razón analítica ni física excepto el rango de propagación de las ondas de Rossby (Mitchell 1982). Por lo tanto, adoptaremos $k_m = 10$ como número de onda mínimo a fin de evitar el efecto que presumiblemente puedan causar en la pendiente fenómenos tales como la Gran Mancha Roja (GRS), los Óvalos Blancos (WOS) o los Hot Spots, en los números de onda menores que 10. Aunque, de hecho, veremos que la contribución de los números de onda de 2 a 10 es despreciable, esto es, obtenemos resultados muy similares partiendo desde 2 o desde 10.

Si estudiamos la contribución que tienen estos vórtices y estructuras de gran es-

5.5. Espectros de potencias de cortes fotométricos zonales

cala en el espectro vemos que el efecto de los mismos depende del tipo de fenómeno del que se trate. En la Figura 5.11 se muestran cortes fotométricos de Júpiter carentes de grandes vórtices, estructuras de gran escala o periódicas. Ésta es la situación más común en la atmósfera del planeta donde la caída de los espectros determina la distribución del brillo. Sin embargo, en la Figura 5.12 se muestran tres latitudes en las que estructuras de gran escala bien contrastadas están presentes. La presencia de estas estructuras influye en las pendientes de los espectros de potencia, no sólo afectando a los números de onda bajos si no contribuyendo también a los altos. Esta contribución, además, depende del fenómeno del que se trate; vemos cómo, mientras que eliminar los WOS tiene un efecto despreciable en la pendiente, quitar la GRS o una cadena de vórtices periódicos, afecta drásticamente a la pendiente. Esto significa que en algunas latitudes la pendiente contiene información y está modulada por la presencia de estas estructuras de brillo y no sólo por la turbulencia de pequeña escala. Por lo tanto, concluimos que no es tan importante la elección del número de onda limitante inferior como el promediar cuidadosamente en bandas de latitud a fin de anular la contribución de estas estructuras concretas que pueden enmascarar el comportamiento global.

Para comenzar, obtendremos un espectro de potencia para cada corte de brillo realizado cada 0.1° de latitud en los planisferios mostrados en la Figura 5.6. Como decíamos, la mayor parte de los espectros muestran dos pendientes, n_1 y n_2 , separadas por un punto de inflexión situado en el número de onda k_I : $10 < n_1 < k_I$ y $k_I < n_2 < 150$. Para observar el comportamiento meridional de las pendientes de los espectros de potencia y disminuir el ruido del espectro, como comentábamos en el párrafo anterior los promediaremos cuidadosamente en dominios meridionalmente definidos siguiendo los criterios siguientes: (1) Tomando los jets hacia el Este u Oeste como límites del dominio, (2) bandas de latitud con el mismo signo de vorticidad (regiones ciclónicas y anticiclónicas) y (3) bandas de albedo (bandas y zonas). Los resultados de la pendiente que se obtiene en cada una de estos dominios se resumen en las Figuras 5.13, 5.14 y 5.15.

En la Tabla 5.2 se recogen los resultados para las pendientes promediadas y la posición del punto de inflexión para los diferentes criterios y longitudes de onda. El resultado más evidente de la Tabla 5.2 es que la pendiente n_1 es aproximadamente igual a -1.3 en promedio y excluyendo los resultados del ultravioleta que como ya veíamos en apartados anteriores muestra un comportamiento algo diferente del de los otros dos filtros. Además, este valor está muy lejos del obtenido en el análisis meridional. Algo muy similar ocurre en el caso de los números de onda altos en los que la pendiente toma un valor promedio $n_2 \sim -2.5$.

Para interpretar el significado de estos resultados, discutiremos los siguientes aspectos de las pendientes de los espectros de potencia: (1) la dependencia con la longitud de onda, (2) la variabilidad temporal y (3) la correlación con los parámetros

Capítulo 5. Turbulencia y Distribución de brillo en las nubes de Júpiter

Tabla 5.2: Pendientes del espectro de potencia para los cortes fotométricos zonales.

Longitud de Onda	Criterio de integración	Pendiente media del espectro de potencia		Número de onda punto de inflexión k_I
		$\langle n_1 \rangle$	$\langle n_2 \rangle$	
<i>1995 HST WFPC2</i>				
953 nm	Viento	-1.3 ± 0.3	-2.7 ± 0.6	80 ± 18
	Vorticidad	-1.3 ± 0.3	-2.7 ± 0.6	86 ± 10
	Brillo	-1.3 ± 0.4	-2.6 ± 0.6	81 ± 7
410 nm	Viento	-1.6 ± 0.3	-2.7 ± 0.9	84 ± 14
	Vorticidad	-1.6 ± 0.4	-2.7 ± 0.7	85 ± 10
	Brillo	-1.6 ± 0.4	-3.1 ± 1	90 ± 13
255 nm	Viento	-2.5 ± 0.4	-0.3 ± 0.4	85 ± 12
	Vorticidad	-2.4 ± 0.5	-0.3 ± 0.5	86 ± 10
	Brillo	-2.3 ± 0.5	-0.4 ± 0.3	87 ± 12
<i>2000 Cassini ISS</i>				
938 nm	Viento	-1.1 ± 0.4	-2.1 ± 0.5	74 ± 12
	Vorticidad	-1.2 ± 0.4	-2.3 ± 0.7	82 ± 14
	Brillo	-1.2 ± 0.4	-2.2 ± 0.5	77 ± 6
455 nm	Viento	-1.3 ± 0.2	-2.0 ± 0.6	84 ± 14
	Vorticidad	-1.3 ± 0.4	-2.0 ± 0.5	77 ± 10
	Brillo	-1.3 ± 0.4	-2.0 ± 0.5	76 ± 12
258 nm	Viento	-1.4 ± 0.4	-0.8 ± 0.4	84 ± 11
	Vorticidad	-1.5 ± 0.4	-0.7 ± 0.4	81 ± 10
	Brillo	-1.5 ± 0.3	-0.7 ± 0.3	82 ± 10

5.5. Espectros de potencias de cortes fotométricos zonales

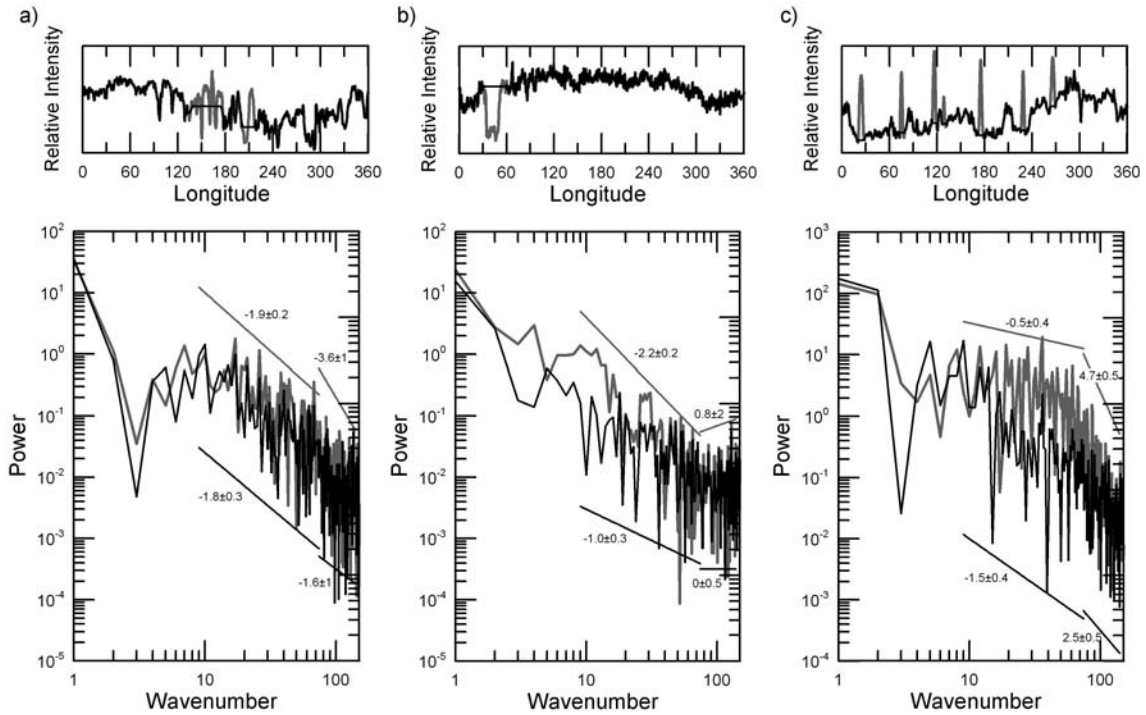


Figura 5.12: Efecto de las estructuras de gran escala en los espectros de potencia. Los paneles superiores muestran los cortes de fotométricos con (gris) y sin (negro) estructuras de gran escala y en los inferiores se representa el espectro y la pendiente correspondiente a cada uno de los cortes. (a) Óvalos Blancos (WOS) a 29°S en el infrarrojo cercano con observaciones del HST. (b) Gran Mancha Roja (GRS) a 20°S en imágenes ultravioleta de 2000. (c) Cadena de vórtices a 37°S observada en imágenes del azul en 1995.

físicos (vientos, cizalla o vorticidad y brillo). La Figura 5.16 muestra las pendientes promedio en función de la longitud de onda y el tiempo.

Variabilidad con la longitud de onda

En primer lugar, dentro de cada longitud de onda, las pendientes son bastante homogéneas independientemente del criterio de integración seleccionado. Un comportamiento similar se encuentra para el punto de inflexión que separa las dos pendientes. Esto claramente indica que la distribución del espectro de potencia promedio está fuertemente controlado por la longitud de onda y no por los dominios de integración seleccionados. En segundo lugar, vemos que n_1 para los resultados de HST muestra una importante dependencia con la longitud de onda (de -1.3 en el infrarrojo cercano hasta -2.4 en el ultravioleta) mientras que para Cassini no muestran una notable dependencia, siendo el valor promedio de $n_1 \sim -1.3$ en las tres longitudes de onda. Para n_2 la diferencia entre filtros diferentes es mayor: de -0.6 en

Capítulo 5. Turbulencia y Distribución de brillo en las nubes de Júpiter

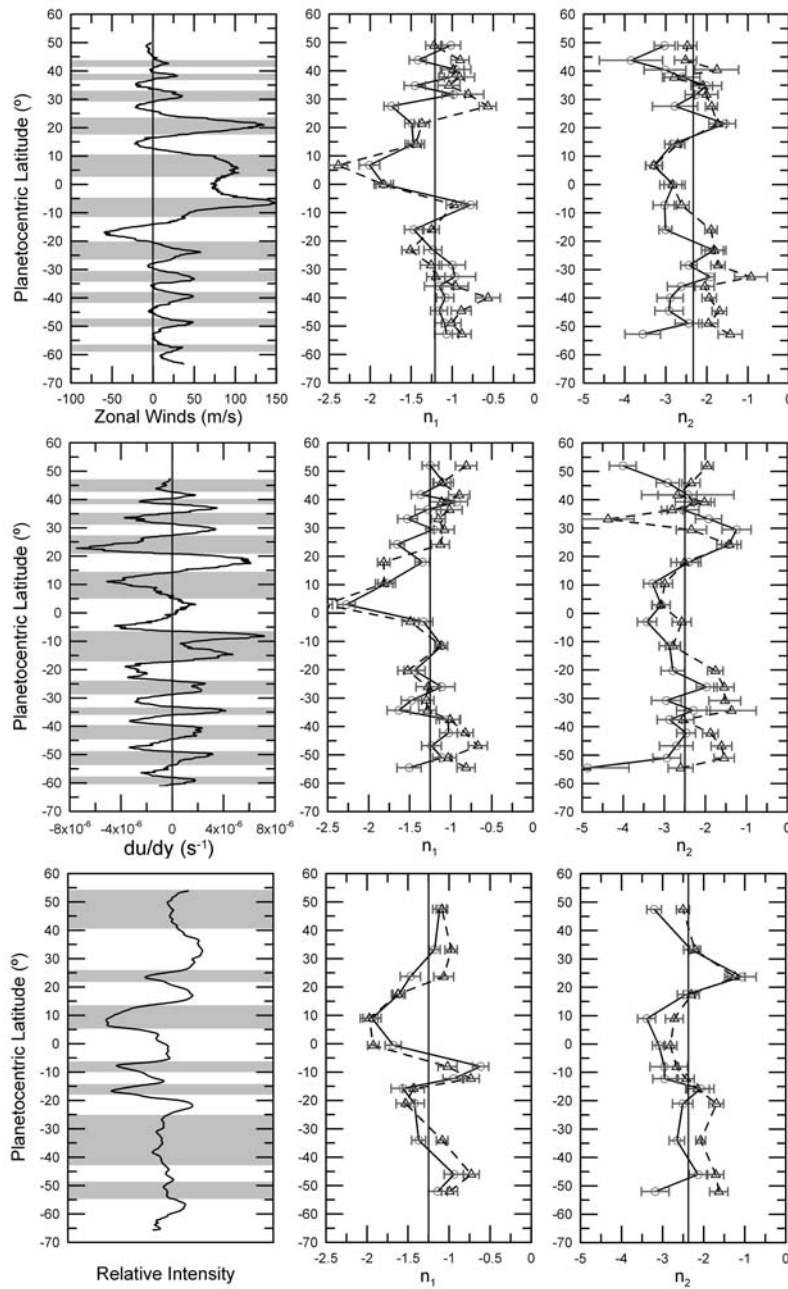


Figura 5.13: Resultados de las pendientes con los planisferios en infrarrojo cercano. La línea continua une los valores de la pendiente de 1995 (círculo) y la discontinua los de 2000 (triángulo). Los tres métodos de promediado se muestran de arriba a abajo: dependiendo de la dirección del viento, de la vorticidad y del brillo. La primera columna de arriba a abajo muestra el perfil de brillo medido por [García-Melendo and Sánchez-Lavega \(2001\)](#), su correspondiente cizalla meridional (du/dy) y el perfil de brillo promedio. En la columna central se representan los valores de las pendientes para los números de onda inferiores a k_I , n_1 , y la tercera columna las pendientes correspondientes a los números de onda superiores, n_2 .

5.5. Espectros de potencias de cortes fotométricos zonales

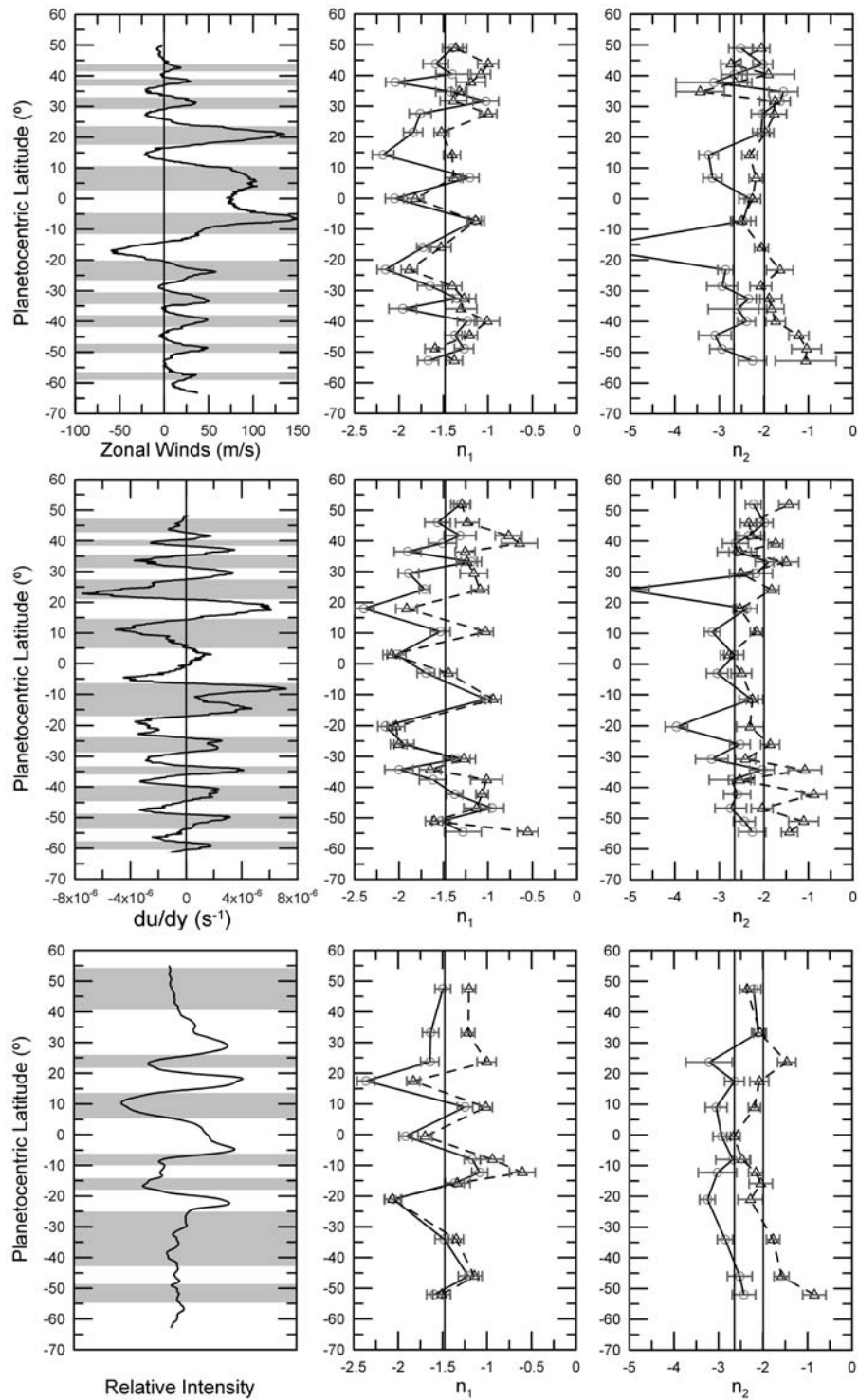


Figura 5.14: Igual que en la Figura 5.13 pero para los planisferios del azul.

Capítulo 5. Turbulencia y Distribución de brillo en las nubes de Júpiter

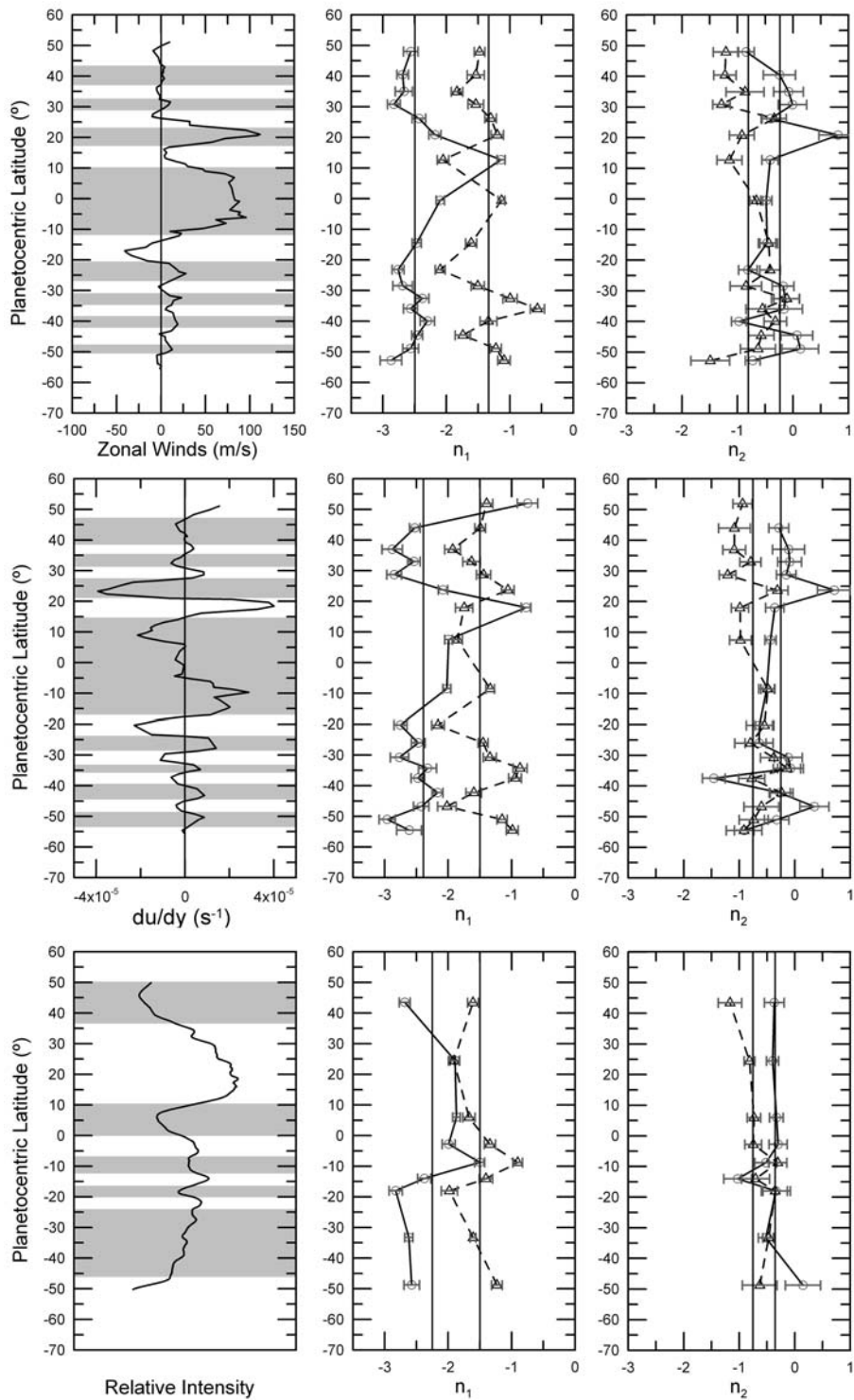


Figura 5.15: Igual que en las Figuras 5.13 y 5.14 pero para los planisferios del ultravioleta.

5.5. Espectros de potencias de cortes fotométricos zonales

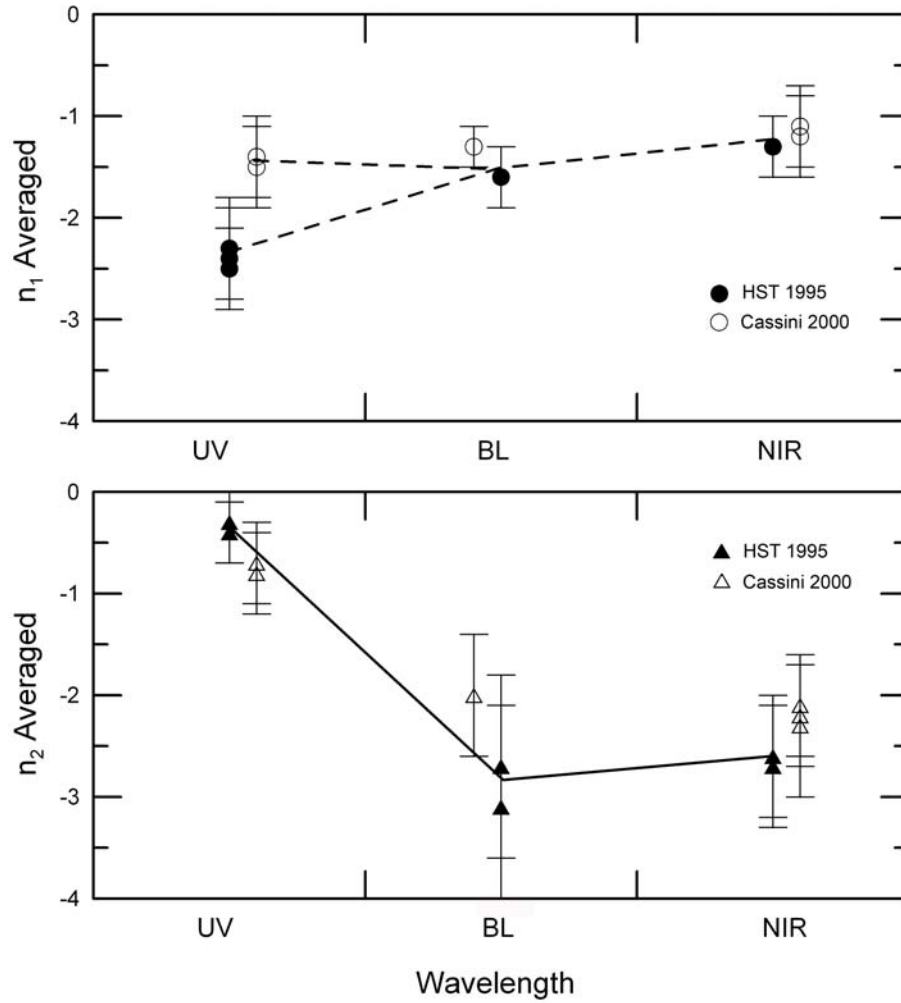


Figura 5.16: Dependencia de las pendientes promedio con respecto a la longitud de onda y el tiempo. El panel superior muestra los valores medios de n_1 tomados de la Tabla 5.2 y en el panel inferior, los valores medios de n_2 . Los símbolos cerrados representan los resultados de HST y los abiertos, los de Cassini. Las líneas muestran las tendencias aproximadas en longitud de onda.

el ultravioleta hasta -2.5 en azul e infrarrojo cercano y muy similar en ambos sets; HST o Cassini.

Variabilidad temporal

La variabilidad temporal de los perfiles meridionales de las pendientes se presenta en las Figuras 5.13, 5.14 y 5.15. En ambos años y todas las longitudes de onda los perfiles de las pendientes n_1 y n_2 muestran un comportamiento muy parecido. Si bien las pendientes no muestran variabilidad temporal ni en el infrarrojo ni en el

Capítulo 5. Turbulencia y Distribución de brillo en las nubes de Júpiter

azul (lo que está de acuerdo con que los perfiles de viento tampoco varían en estos filtros), en el ultravioleta detectamos variabilidad temporal para n_1 . Sin embargo, no podemos determinar si este cambio es real debido a las limitaciones de las observaciones del ultravioleta de Hubble ya que su rango dinámico es extremadamente bajo. Asimismo, no sabemos si ha habido algún cambio en los vientos zonales entre ambos años a ese nivel atmosférico.

Correlación con la dinámica y el albedo global

Aunque encontramos una dependencia latitudinal de las pendientes muy consistente tanto en los filtros azules como infrarojos de ambas épocas, no encontramos ninguna correlación obvia con el albedo, esto es, con las bandas y zonas. Tampoco se ha encontrado ninguna correlación entre las pendientes del espectro de potencia del brillo y la velocidad de los jets o la vorticidad del flujo.

Lo que sí notamos es que el comportamiento latitudinal de la pendiente n_1 en el infrarrojo cercano sugiere una tendencia creciente desde -2.5 en el ecuador hasta -0.75 a 60° de latitud al igual que en el azul donde esta tendencia es menos pronunciada. Este comportamiento se repite sea cual sea el criterio de integración que utilicemos: dirección del viento, cizalla, brillo o un criterio de integración arbitrario, por lo tanto, podría estar relacionado con una dependencia con el parámetro de Coriolis (f) o su derivada meridional (β) en latitud. El valor absoluto de f está positivamente correlacionado con n_1 mientras que β está anticorrelacionado.

5.6. Discusión de los en términos de teorías clásicas de turbulencia

Los resultados obtenidos en la sección anterior sugieren una comparación e interpretación de los espectros de potencia en términos de teorías clásicas de turbulencia. Las teorías clásicas de turbulencia 2D y 3D para el espectro de potencia de la energía cinética (Kolmogorov 1941; Kraichnan 1967) predicen diferentes valores de pendiente para las leyes de potencia dependiendo tanto número de onda como del régimen turbulento. En el régimen de turbulencia 3D se predice un solo rango de pendientes en el cual tiene lugar la *cascada directa de energía* donde la energía es transferida de escalas grandes a pequeñas con una pendiente de $n = -5/3 = -1.66$ (ver Figura 5.3). Por otro lado, en el régimen turbulento 2D se describen dos rangos diferenciados por la escala espacial en la que se produce el forzamiento dinámico característico del flujo. Estos dos rangos son: una *cascada inversa de energía* en la que la energía

5.6. Discusión de los en términos de teorías clásicas de turbulencia

es transferida de la escala de forzamiento a escalas grandes (al contrario que en 3D) con una pendiente de $-5/3$ y una cascada directa de enstrofia de pendiente $n = -3$ (ley k^{-3}) de la escala de forzamiento hacia escalas pequeñas (ver Figura 5.4). Esta aproximación a las leyes de turbulencia, descrita en detalle anteriormente, es simple e idealizada ya que asume por ejemplo que hay suficiente separación entre las escalas de forzamiento y disipación para que estas tendencias sean observables o que solamente haya forzamiento a una escala de tamaño.

Algunos trabajos anteriores han tratado este tema haciendo un análisis de las leyes de potencia, tanto relacionadas con la energía cinética (en Tierra y en Júpiter) como con el albedo de las nubes y la opacidad (en Tierra, Venus y Júpiter). Estos resultados se comparan con los obtenidos en esta Tesis en la Tabla 5.3. Todos ellos tienden a una ley de potencia de dos pendientes separadas en un punto de inflexión k_I tanto para los espectros de energía cinética como para los de brillo u opacidad. Esto ocurre incluso bajo condiciones atmosféricas extremadamente diferentes como por ejemplo un planeta de rotación lenta (Venus) frente a uno de rápida (Tierra y Júpiter) o la presencia de superficie (Tierra y Venus) o no (Júpiter), lo que indica que los mecanismos que rigen en los vientos y campos de nubes deben de ser similares. Los espectros de potencia de energía cinética de la Tierra, muestran pendientes de -3 y $-5/3$ (Nastrom et al. 1984; Nastrom and Gage 1985) en el orden inverso al predicho por Kraichnan (1967). Esta singular situación fue posteriormente interpretada por Lilly (1989). En el resto de los casos expuestos en la Tabla 5.3, pendientes y puntos de inflexión difieren, esto es seguramente un indicio de los diferentes mecanismos dinámicos que operan en estas atmósferas.

En el caso de Júpiter mostramos medidas tanto de la energía cinética turbulenta como del brillo. Sin embargo, las únicas mediciones de espectros de potencia de energía cinética, fueron realizadas por Mitchell (1982) y Mitchell and Maxworthy (1985) usando los vientos obtenidos de las imágenes de Voyager cuya resolución no era la óptima para este tipo de estudio. Para los jets entre 40°N y 40°S hallaron las pendientes $n_1 = -1.2$ y $n_2 = -3$ con un punto de inflexión que establecieron en $k_I = 10$ (ver Tabla 5.3). Por otro lado, Harrington et al. (1996) estudiaron la distribución espacial de la opacidad de las nubes de Júpiter en $5 \mu\text{m}$. En esta longitud de onda las nubes bloquean la radiación proveniente del interior del planeta en niveles entre 2 y 5 bar de presión por lo que obtienen espectros de potencia de las nubes inferiores.

Los valores de las pendientes para las escalas grandes en el caso de Júpiter van desde $n_1 \sim -0.7$ (Harrington et al. 1996) hasta $n_1 \sim -1.3$ (en este trabajo) y para las escalas pequeñas desde $n_2 \sim -2.5$ (en este trabajo excluyendo los resultados del ultravioleta que comentaremos más adelante) hasta $n_2 \sim -3$ (Mitchell 1982). Aunque se basan en diferentes mediciones (energía cinética, albedo y opacidad de las nubes) con diferente resolución espacial e incluso en diferentes longitudes de onda desde el azul hasta en infrarrojo medio, todas las pendientes son bastante parecidas. La

Capítulo 5. Turbulencia y Distribución de brillo en las nubes de Júpiter

Tabla 5.3: Pendientes de espectros de potencia y puntos de inflexión para la energía cinética y la opacidad/albedo de las nubes.

Planeta	n_1	n_2	k_I	Comentarios	Referencia
<i>Tierra</i>	-3	-5/3	35	Energía Cinética	Nastrom et al. (1984)
<i>Venus</i>	-1.8/-2.7	-	-	Albedo de las nubes (0.4 μm)	Peralta et al. (2007)
	-2.1	-2.0	10	Albedo de las nubes (0.4 μm)	
<i>Júpiter</i> ⁽¹⁾	-1.2	-3	10	Energía Cinética	Mitchell (1982)
	-0.7	-2.9	26	Opacidad de las nubes (5 μm)	Harrington et al. (1996)
	-1.3	-2.5	80	Albedo de las nubes (430 nm - 950 nm)	This Work
	-1.5	-0.7	80	Albedo de las nubes (260 nm, Cassini)	

(1) Los estudios de nubes se refieren a tres niveles de altura: alto (250 nm), medio (430 nm – 950 nm) y profundo (5 μm).

mayor discrepancia entre los trabajos mencionados la encontramos en el punto de inflexión que divide ambos regímenes. Su valor oscila entre los $k_I = 10$ establecido por [Mitchell \(1982\)](#) y los $k_I = 80$ obtenidos en este trabajo. Si examinamos el rango de números de onda $k = 2 - 10$, encontramos un valor medio de la pendiente $n_0 \sim -1.8 \pm 0.5$ para las imágenes del infrarojo cercano y el azul. Esta pendiente se ve fuertemente afectada por la presencia de ondas por lo que muestra una mayor incertidumbre. Sin embargo, si extendemos el rango de números de onda de n_1 hasta $k = 2$ (en lugar de 10 como hemos descrito anteriormente) el valor resultante no difiere demasiado del que presentamos, únicamente se podría decir que es ligeramente mayor acercándose más a $-5/3$.

Una vez analizados todos estos resultados, vemos que, dentro de la barra de error, nuestros resultados se aproximan más al espectro de energía de turbulencia 2D (ver Figura 5.4 del Apéndice 5.1) con dos sub-rangos separados en el número de onda k_I que correspondería con la escala de forzamiento característica del sistema k_f . Para números de onda menores que k_f , $k < k_f$, la energía suministrada es transferida a escalas mayores, mientras que cuando $k > k_f$, la enstrofia se transfiere a escalas menores donde será disipada por viscosidad. De acuerdo con esta interpretación, para escalas menores que 80, el brillo estaría organizado por la transferencia de energía favoreciendo la formación de ondas como es evidente en algunas latitudes como mostrábamos en el Apartado 3.3. Para escalas $k > 80$ la transferencia de enstrofia estaría involucrada en la organización del brillo de las nubes. [Mitchell \(1982\)](#)

5.6. Discusión de los en términos de teorías clásicas de turbulencia

afirmaron haber observado esta transferencia de energía lo que apuntaría a una situación de turbulencia 2D. Recientemente, Salyk et al. (2006) también afirman haber observado una transferencia de energía de los *eddies* al flujo zonal medio.

En la Figura 5.17 se presenta un esquema donde comparamos las leyes clásicas (regímenes 2D y 3D de las teorías clásicas de turbulencia) con los espectros observados experimentalmente en la atmósfera joviana. Los resultados observacionales apuntan a que el punto de inflexión esté situado entre 10 y 80, lo que entra dentro de lo esperado para las escalas de Rhines y Rossby que son escalas características del sistema (ver Tabla 5.4). Estas dos escalas espaciales son relevantes en la dinámica atmosférica y turbulencia de un planeta que rota a gran velocidad. La primera, la escala de Rhines⁶, L_R que se define como (ver Vallis 2006; Vasavada and Showman 2005)):

$$L_R = \sqrt{2u/\beta} \quad (5.28)$$

donde u puede ser considerado como el viento zonal medio $\langle u \rangle$ ($\sim 50 - 100$ m/s) o como u' ($\sim 5 - 10$ m/s) la desviación de u respecto del valor medio y β es el gradiente del parámetro de Coriolis f . Para una latitud media, $\varphi = 45^\circ$, la escala de Rhines para los valores de velocidad dados oscila entre 10^3 y 10^4 km, lo que corresponde al rango de números de onda: $k = 10 - 100$. La segunda escala relevante es la dada por el radio de deformación de Rossby⁷, L_D , que podemos calcular siempre que conozcamos N , el valor de la frecuencia de Brunt-Väisälä y la escala de alturas H (Holton 2004).

$$L_D = \frac{NH}{f} \quad (5.29)$$

Los valores típicos de la troposfera alrededor de los 45° de latitud sitúan el radio de deformación de Rossby en ~ 1000 km ($k \sim 100$). Este valor está de acuerdo con el estimado por Read et al. (2006) de medidas directas del campo de temperatura. Por lo tanto, estas dos escalas están dentro del rango de números de onda que abarca nuestro análisis de espectros de potencia.

Estas escalas son características del sistema dinámico, aunque no son por si mismas escalas de forzamiento propiamente dichas. No obstante, es plausible esperar que la escala de forzamiento real se sitúe entre dichos valores característicos del sistema. Mitchell (1982) argumentó que la escala de forzamiento, L_f , se situaba a

⁶La escala de Rhines es la longitud que separa las escalas grandes, en las que el término β es dominante dando lugar a la propagación de ondas de Rossby, de las pequeñas en las que el término dominante es el advectivo, donde tiene lugar la turbulencia no lineal.

⁷El radio de deformación de Rossby es la escala horizontal que compara la estratificación atmosférica con la acción de la fuerza de Coriolis y por lo tanto, aquella a la que el efecto de Coriolis toma importancia. Es la longitud de onda horizontal de máximo crecimiento de una inestabilidad baroclínica en un flujo zonal. Simplificando, podríamos decir que es el área de influencia de un vórtice en un planeta rápidamente rotante, es decir, dos vórtices cuya distancia sea mayor que L_D no interaccionan.

Capítulo 5. Turbulencia y Distribución de brillo en las nubes de Júpiter

Tabla 5.4: Escalas dinámicas características de Júpiter.

Escala	Expresión	L (km)	k
<i>Rhines</i>	$L_R = \sqrt{u/\beta}$	$10^3 - 10^4$	$10 - 10^2$
<i>Rossby</i>	$L_D = NH/f$	10^3	10^2
<i>Forzamiento</i>	$L_f = \sqrt{\epsilon/\eta}$	$10^3 - 10^4$	$10 - 10^2$
<i>Viscosidad</i> (<i>Eddy, 3D</i>)	$L_\nu = \left(K_D^3/\epsilon\right)^{1/4}$	10^2	10^3
<i>Viscosidad</i> (<i>Eddy, 2D</i>)	$L_\nu = \left(K_D^3/\eta\right)^{1/6}$	$10^2 - 10^3$	$10^2 - 10^3$

Valores usados: $u = 10-100 \text{ ms}^{-1}$, $v = 3-5 \text{ ms}^{-1}$, $N^2 = 4.08 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$,
 $H = 2 \times 10^4 \text{ m}$, $\epsilon = KK = 3 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$, $\nu = 2 \times 10^5 - 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$

$k \sim 10$. Nosotros la extenderemos al rango $k = 10 - 100$ y examinaremos las consecuencias de tener estas escalas características en un sistema turbulento. La escala de forzamiento está relacionada con el cociente entre la tasa de transferencia de energía ϵ y la tasa de transferencia de enstrofia η (Vallis 2006, , Apéndice 5.1). Hemos tomado el valor $\epsilon \sim 3 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ (Salyk et al. 2006) y si aceptamos que la escala de forzamiento se sitúa entre 10^3 y 10^4 km, la tasa de transferencia de enstrofia estará constreñida entre $\eta \sim 3 \times 10^{-16} - 3 \times 10^{-18} \text{ s}^{-3}$.

Otras escalas importantes son las relacionadas con la *disipación viscosa* (en los regímenes 2D ó 3D, la mayoría *disipación turbulenta o eddy*). Se espera que la difusión molecular actúe a escalas mucho menores que nuestros límites impuestos por la resolución, por lo tanto no será considerada aquí. Para las teorías de turbulencia, la escala de viscosidad *eddy*, L_ν , (Tabla 5.4 Vallis 2006) se puede obtener usando un coeficiente de viscosidad o difusión *eddy* $\nu \sim u'l$ (siendo $l \sim 100$ km el recorrido libre medio o $l \sim H = 20$ km para los movimientos verticales) de donde obtenemos el rango $\nu \sim 10^5 - 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Las escalas de difusión 2D y 3D involucran la transferencia de enstrofia y energía respectivamente y dan $L_\nu \sim 100$ km ($k_\nu \sim 1000$).

Por último, nos queda describir el comportamiento de los espectros de potencia del ultravioleta, que son más dudosos. Por un lado, los resultados de HST difieren de los de Cassini y por el otro, la transición entre rangos de número de onda es justo la contraria a la de los otros dos filtros, pasando de una pendiente más pronunciada (~ -2.4 en HST y ~ -1.5 en Cassini) a otra más leve (~ -0.3 en HST y ~ -0.7 en Cassini). Los resultados de HST son difíciles de relacionar con ningún modelo teórico

5.6. Discusión de los en términos de teorías clásicas de turbulencia

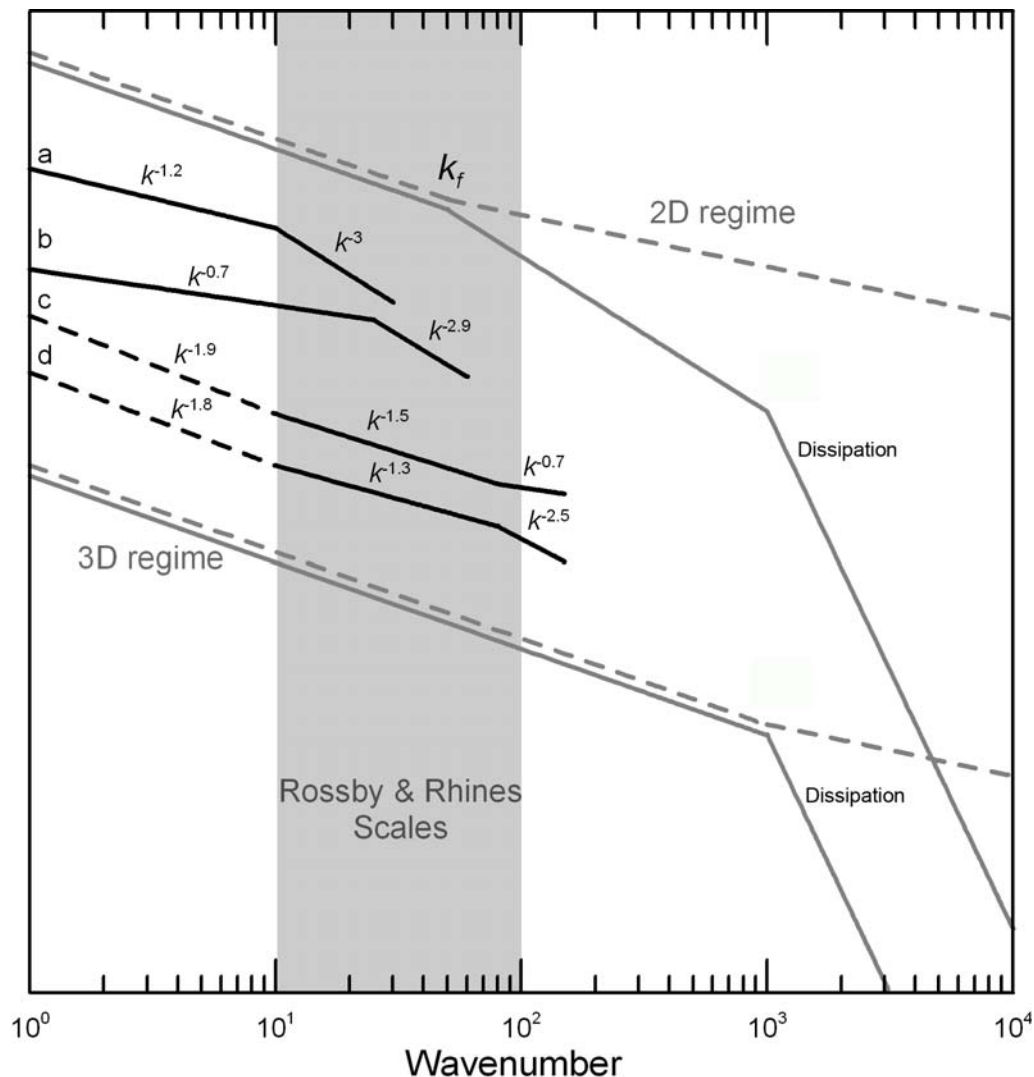


Figura 5.17: Esquema que compara las teorías de turbulencia con los resultados experimentales. El eje de ordenadas representa el espectro de energía y el de abscisas el número de onda, ambos en escala logarítmica. Las líneas grises superiores representan el régimen turbulento 2D del espectro de energía cinética con una línea continua y del espectro de trazadores pasivos con una línea discontinua. Las líneas grises inferiores muestran lo mismo pero para el caso del régimen turbulento 3D. Las tres curvas negras intermedias muestran varios resultados experimentales: (a) Mitchell (1982); Mitchell and Maxworthy (1985), (b) Harrington et al. (1996), (c) pendientes de las imágenes ultravioleta de Cassini (este trabajo) y (d) pendientes obtenidas con las observaciones azul e infrarrojo cercano, la línea discontinua se usa para mostrar la estimación de la pendiente en números de onda más bajos. El área gris representa el rango esperado para las escalas de Rhines y Rossby.

y podrían estar influenciados por la falta de rango dinámico de las observaciones. Por el contrario, los de Cassini podrían ajustar mejor con un espectro de “trazadores pasivos” (Batchelor 1959) que como describe Vallis (2006) tiene una pendiente -1 en el rango de números de onda altos. La posición del punto de inflexión es consistente

con el obtenido en las observaciones del azul y del infrarrojo. En este nivel, encontramos condiciones más estables y a escala global el régimen dinámico es diferente del de la capa de nubes principal. Excepto algunas estructuras que graban su huella en las nieblas (grandes vórtices como por ejemplo la GRS o los WOS), la mayoría de los detalles nubosos son suaves y homogéneos, lo que hace que el espectro se aplane.

5.7. Conclusiones

En este capítulo hemos presentado un análisis de la distribución de albedo en imágenes de HST (1995) y Cassini (2000) en tres longitudes de onda seleccionadas: infrarrojo cercano, azul y ultravioleta. Hemos realizado un estudio de los espectros de potencia del brillo tanto en la dirección zonal como en la meridional. Adicionalmente, hemos analizado el espectro de potencia de dos perfiles de vientos en la dirección meridional.

Los resultados del **estudio meridional** se han comparado con trabajos previos basados en espectros de potencia de la energía cinética en modelos numéricos y observaciones de diferentes planetas (Galperin et al. 2001, 2004; Huang et al. 2001; Sukoriansky et al. 2002).

- Encontramos un buen acuerdo de nuestros resultados para los perfiles de vientos de Cassini con la ley k^{-5} propuesta en estos trabajos. También el valor de la constante C_z que obtenemos se ajusta a la obtenida por estos autores.
- Además, este valor de pendiente se obtiene también en los espectros de potencia de los perfiles meridionales de albedo en los filtros azul e infrarrojo. Esto es lógico ya que existe una correlación clara entre los perfiles de vientos y de reflectividad en estas observaciones.
- Sin embargo, cuando analizamos el perfil de vientos en el ultravioleta, obtenemos una pendiente diferente alrededor de -2.5. Lo mismo ocurre con el perfil meridional de brillo en esta longitud de onda. Este es un resultado importante ya que la correlación brillo-viento en este filtro no es tan clara y sin embargo las pendientes obtenidas son consistentes.

El análisis de los **espectros de potencia en la dirección zonal** apunta a una dependencia latitudinal del valor de la pendiente en ambos rangos de números de onda, n_1 y n_2 . Esto es, una vez, más similar en infrarrojo y azul pero difiere en ultravioleta.

- Obtenemos unas pendientes promedio $\langle n_1 \rangle = -1.3$ y $\langle n_2 \rangle = -2.5$ tanto en el azul como en el infrarrojo mientras que en el ultravioleta, éstas toman valores de $\langle n_1 \rangle = -1.5$ y $\langle n_2 \rangle = -0.7$.

- El punto de inflexión es bastante estable tanto en latitud, como en tiempo (1995-2000), como en longitud de onda y se sitúa alrededor de $k_I = 80$, lo que corresponde a una escala de unos 1 000 km.
- Las pendientes muestran un cambio latitudinal que es independiente de los parámetros físicos que hemos explorado, con la única posible excepción del valor absoluto del parámetro de Coriolis (f).

Finalmente, hemos interpretado los resultados obtenidos en la dirección zonal en términos de las **teorías clásicas de turbulencia** de lo que concluimos:

- Encontramos que nuestros resultados en las longitudes de onda mayores (azul e infrarrojo) correspondientes a niveles troposféricos son similares a los de un espectro de energía en un régimen turbulento 2D.
- El comportamiento de las pendientes de los espectros de brillo del ultravioleta, en los resultados obtenidos de las imágenes de Cassini, podría corresponder a un espectro de trazadores pasivos afectados por procesos difusivos, dado que muestra una pendiente de -1 en números de onda bajos al igual que la obtenida por [Batchelor \(1959\)](#).
- Identificado el valor de k_I obtenido con la escala característica de transición de la cascada inversa de energía a la cascada directa de enstrofia estimamos que se encuentra en unos 1 000 km ($k = 80$) en cualquiera de los tres filtros, lo cual es consistente con la escala dinámica de Rhines (calculada usando $u' = 5 - 10$ m/s) y el radio de deformación de Rossby escalas características del sistema.
- En los trabajos de [Mitchell \(1982\)](#) y [Mitchell and Maxworthy \(1985\)](#) en los que medían el espectro de energía cinética también observaron el comportamiento de los espectros con dos pendientes. Éstos obtenían pendientes de valores muy similares a los nuestros, aunque el punto de transición entre ambas, k_I , que ellos establecían difiere de que nosotros hemos obtenido.
- [Harrington et al. \(1996\)](#) realizó un trabajo parecido al presentado en este capítulo para el que usaba imágenes en $5 \mu\text{m}$, y por tanto correspondientes a niveles más profundos, las pendientes n_1 son diferentes, pero obtenemos valores de n_2 y de k_I parecidos.
- Empleando los valores obtenidos por [Salyk et al. \(2006\)](#) para la tasa de transferencia de energía ε y usando la ecuación 5.25 estimamos el valor de la tasa de transferencia de enstrofia en 10^{-16} s^{-3} . Considerando eddies de tamaños característicos entre 500 y 1000 km, este valor corresponde a valores de la velocidad turbulenta u', v' del entorno de 5-10 m/s, en buen acuerdo con lo esperado para Júpiter.

Capítulo 5. Turbulencia y Distribución de brillo en las nubes de Júpiter

- Evaluando por último nuestra hipótesis de partida, es decir, que el espectro de brillo es una aproximación al espectro de energía cinética y que por tanto nos da información sobre el régimen turbulento de la atmósfera, podemos decir que el acuerdo en el análisis meridional es excelente y que en la dirección zonal es consistente cualitativa y cuantitativamente con teorías clásicas cuya aplicación a la atmósfera de Júpiter es plausible. Por tanto, y a falta de una comparación directa entre ambos espectros, concluimos que dicha hipótesis de partida es aparentemente coherente.

Capítulo 6

Turbulencia y Ondas en el jet más intenso de Júpiter

6.1. Introducción

El jet más intenso de todos los observados al nivel de las nubes superiores de Júpiter se sitúa a unos 21°N de latitud planetocéntrica, en la banda llamada NTB (Banda Templada Norte). Los vientos alcanzan en esta región velocidades del orden de 140 m/s a 180 m/s (Ingersoll et al. 2004). Esta región ha sido históricamente conocida además porque en ella se desarrollan intensas perturbaciones (Peek 1958; Rogers 1995). La última tuvo lugar el 25 de Marzo de 2007 cuando una vigorosa erupción con dos focos convectivos estalló en el pico del jet de la NTB y fue capturada fortuitamente en la fase de crecimiento por el Telescopio Espacial Hubble. Su posterior evolución hasta una perturbación de escala planetaria fue seguida en su mayor parte por telescopios en Tierra, incluyendo la red IOPW (International Outer Planet Watch), además de observaciones del HST. La primera erupción emergió el 25 de Marzo dando lugar a una mancha brillante llamada penacho B mientras que la segunda erupción, que dio lugar al penacho A, apareció el 27 de Marzo, nombradas de este modo por el orden de descubrimiento (Sánchez-Lavega et al. 2008). El penacho A, con una velocidad de 169 m/s, produjo en su estela una perturbación turbulenta a escala planetaria cuyo patrón de parches de nubes claras y oscuras (en el visible), moviéndose más lentamente a ~ 100 m/s, destruyó el penacho B cuando se encontraron. Este tipo de fenómeno, llamado NTBD (North Temperate Belt Disturbance), ocurre ocasionalmente en Júpiter (Sánchez-Lavega and Quesada 1988; Sánchez-Lavega et al. 1991; Peek 1958; Rogers 1995), habiendo ocurrido los tres últimos eventos en intervalos de unos 15 años (en 1975, 1990 y 2007). Las observaciones detalladas, su altitud, temperatura y modelización dinámica del evento del 2007 se describen en Sánchez-Lavega et al. (2008). El origen de los penachos fue probablemente convectivo y las condiciones para su desarrollo se definieron usando códigos de tormentas convectivas previamente desarrollados por Hueso et al. (2002).

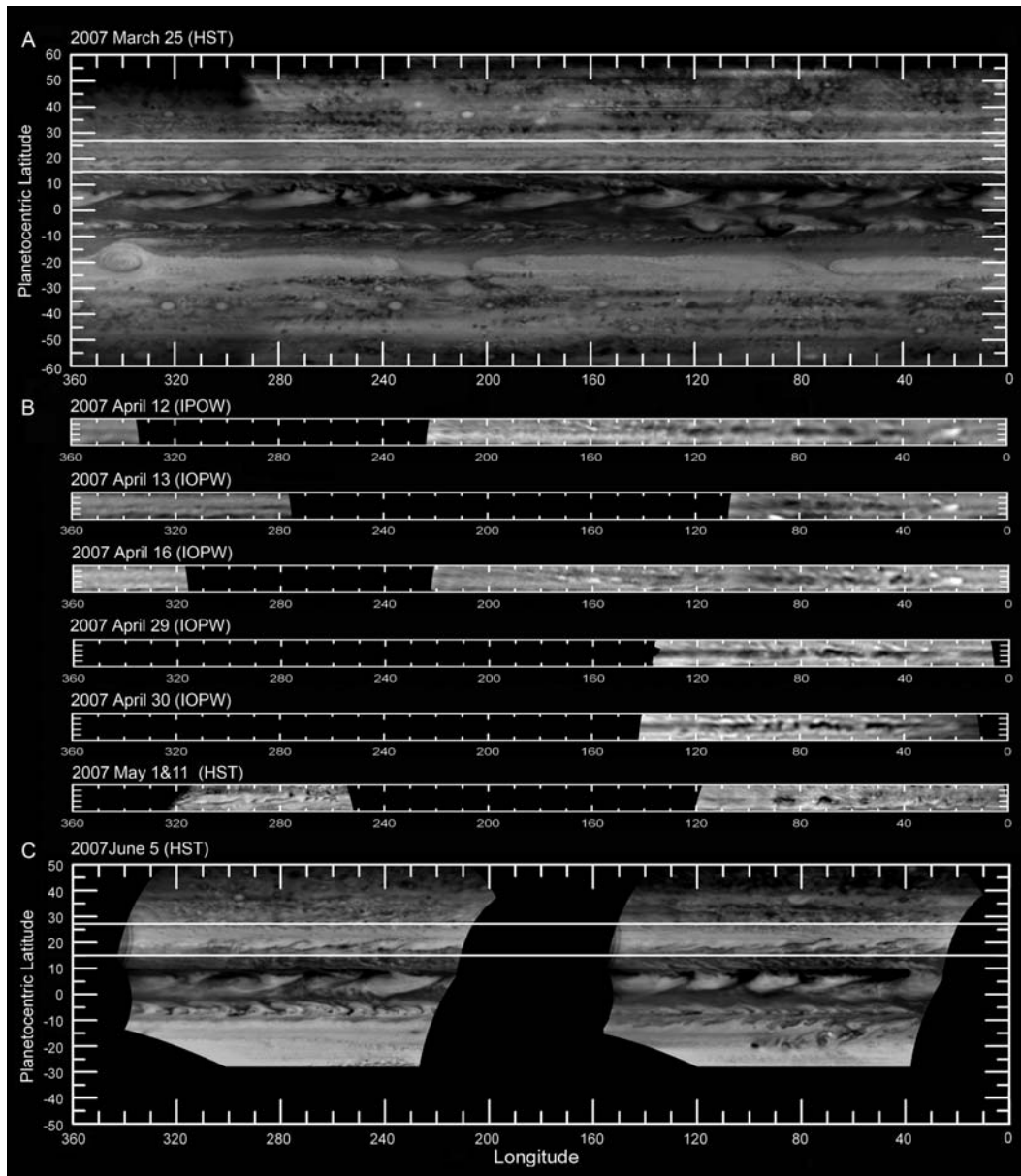


Figura 6.1: Planisferios utilizados en el análisis. (A) Planisferios completo del 25 de Marzo 2007, la longitud está representado en el Sistema III. Entre las dos líneas blancas se sitúa la región de interés, la NTB. Se muestra el estado relajado de la banda el mismo día en el que la primera erupción fue detectada en el filtro F410M (Sánchez-Lavega et al. 2008). (B) Secuencia de planisferios de la NTB desde el 12 de Abril hasta el 11 de Mayo, donde se puede observar la evolución de la perturbación. Los primeros 5 mapas están compuestos por imágenes del IOPW mientras que el último se compone de imágenes de HST. Las longitudes en este caso están representadas en un sistema de referencia que rota con la velocidad del penacho, permaneciendo por lo tanto centrada en 20°. (C) Planisferio parcial de Junio donde se ve una nueva situación de calma de la NTB. Los autores de las imágenes del IOPW son Mike Salway, Fabio Carvalho, Christopher Go y Anthony Wesley.

Las medidas de la velocidad del jet indican que no se produjo ningún cambio significativo en el perfil de vientos, comparando la situación antes, durante y después de la perturbación, en un periodo de cuatro meses (de Marzo a Junio 2007). De los modelos dinámicos no lineales del fenómeno, utilizando el código EPIC, [Sánchez-Lavega et al. \(2008\)](#) concluyeron que el jet de la NTB se debía extender sin una cizalla vertical significativa hasta profundidades mucho mayores que el nivel de deposición de radiación solar, más abajo al menos que el nivel de 7 bar de presión, una capa (entre $\sim 0.1 - 7$ bar) conocida comúnmente como *capa meteorológica* o *weather layer*. Una conclusión similar fue propuesta por [García-Melendo et al. \(2000\)](#) a partir del análisis de un evento previo (1990), aunque con datos de menor resolución.

En este capítulo nos centraremos en la distribución del brillo de las nubes durante la NTBD a fin de analizar y caracterizar el patrón de turbulencia generado por los penachos en su estela. Por otra parte, estudiaremos la estructura del perfil de velocidad del jet con nuevas observaciones del HST tomadas un año después de la perturbación (en Julio 2008). Por lo tanto, como continuación del trabajo realizado por [Sánchez-Lavega et al. \(2008\)](#), presentaremos un detallado análisis de la morfología de las nubes de la NTBD además de obtener las frecuencias espaciales de reflectividad en diferentes estadios del suceso aplicando la técnica de análisis espectral descrita en el Capítulo 2 y posteriormente utilizada en el Apartado 5.5. Los espectros de potencia de brillo que obtendremos son comparados con las predicciones del patrón de perturbación producido por simulaciones numéricas usando el modelo dinámico EPIC (Explicit Planetary Isentropic Coordinate). Además, haremos una interpretación en términos de onda de Rossby del patrón turbulento que aparece tras los penachos.

Usando imágenes del Telescopio Espacial Hubble y del IOPW tomadas con telescopios terrestres, conseguimos una cobertura temporal completa de las tres etapas del evento: antes, durante y después de la perturbación. Disponemos de tres conjuntos de imágenes del HST correspondientes a 2007 que muestran las distintas fases dinámicas de la NTB: fase inactiva pre-perturbación (25 de Marzo), fase activa durante la perturbación (1 y 11 de Mayo) y fase de relajación post-perturbación (5 de Junio) donde ambos penachos habían desaparecido. Finalmente, un cuarto set del 2008 muestra la situación de la NTB un año después del acontecimiento. Las características de estas imágenes aparecen resumidas en la Tabla 2.1 (etiquetadas como *NTBD*) y listadas en el Apéndice A. La resolución espacial de estas imágenes se encuentra en el rango de 150 – 180 km/pix. El rango de longitudes de onda usadas para este trabajo es muy amplio: F336W, F410M, F502N, F673N y F953N. Todos ellos se han usado para caracterizar la morfología del fenómeno, los tres últimos filtros se han usado para la medida de vientos del perfil zonal y el análisis espectral lo hemos realizado basándonos en imágenes del infrarojo cercano. Durante el periodo de máxima perturbación, de Marzo a Junio, las imágenes de HST son muy escasas por lo que para completar usamos imágenes del IOPW. Éstas

son de menor resolución (unos 1000 km/pix) aunque es suficiente para estudiar la evolución temporal de la morfología nubosa y hacer un análisis de periodograma de las estructuras que aparecen en la estela de los penachos. Todas las imágenes han sido proyectadas cilíndricamente, corregidas del oscurecimiento hacia el limbo y compuestas cuidadosamente como explicábamos en el Apartado 2.2 (ver Figura 6.1).

6.2. Descripción del fenómeno NTBD y morfología de las nubes

Como ya ocurrió en eventos anteriores, la NTB se encontraba en una situación inactiva cuando las dos manchas brillantes emergieron produciendo los penachos y generando tras ellos un campo turbulento de nubes en su estela. Los elementos nubosos del campo turbulento se movían más lentamente que el propio penacho expandiéndose hacia el Oeste del penacho en toda la banda de latitud. Esto dio lugar a un gran cambio en la morfología general de la banda durante aproximadamente el mes siguiente. En este apartado caracterizaremos la morfología de la región durante la evolución de la perturbación.

Los penachos (A y B), con una velocidad de 169 m/s, se movían en el pico de velocidad del jet más deprisa que cualquier otro detalle atmosférico. Las nubes superiores de los penachos alcanzaron niveles de altura de ~ 30 km por encima de las nubes de alrededor. Como consecuencia, fueron los detalles más brillantes observados en el planeta incluso en las observaciones de la banda de absorción intensa del metano a $2.3 \mu\text{m}$ sensibles a los niveles más altos ($\sim 10\text{mbar}$) de la atmósfera. El penacho A creció rápidamente en uno o dos días hasta que su parte más brillante cubrió un área de unos $15 \times 10^6 \text{ km}^2$ con una extensión zonal de alrededor de los 6000 km. Después, el penacho empezó a hacerse progresivamente más tenue y pequeña. Imágenes previas y posteriores a estas fechas no poseen la calidad suficiente como para determinar su tamaño adecuadamente. El resto de propiedades físicas del penacho, incluyendo la modelización dinámica, se discuten en detalle en [Sánchez-Lavega et al. \(2008\)](#) por lo que centraremos el estudio en la región turbulenta formada en la estela de los penachos, especialmente en los *parches* oscuros que conforman la morfología (Figura 6.1).

Como podemos observar en la Figura 6.2 la estela de los penachos está formada por una serie de *parches* oscuros que en las observaciones terrestres presentan en general una forma alargada en la dirección zonal. Hemos medido el tamaño (longitud y área) y la forma (relación de tamaño zonal frente al meridional o *aspect ratio*) de muchos de estos parches en los planisferios compuestos con imágenes de IOPW y HST desde el 12 de Abril al 11 de Mayo. Los parches tienen áreas que oscilan

6.2. Descripción del fenómeno NTBD y morfología de las nubes

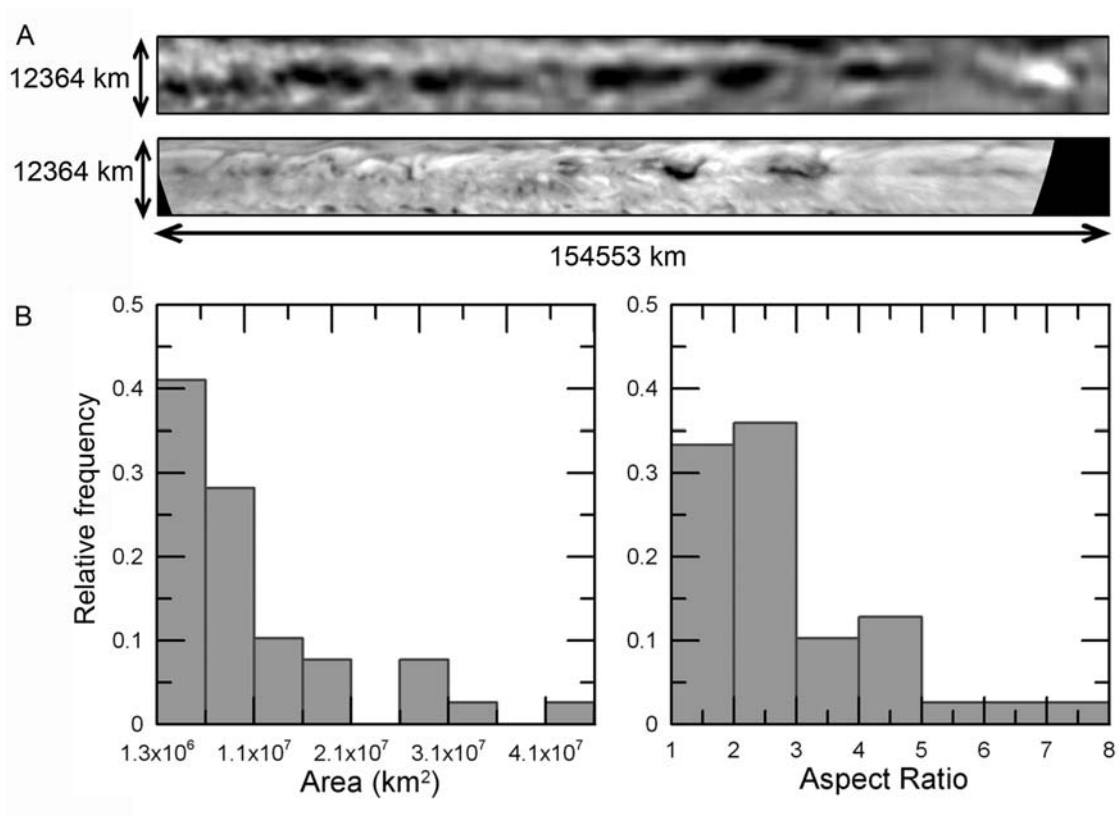


Figura 6.2: (A) Comparación de los planisferios locales de HST y IOPW donde se muestra la morfología típica de los parches turbulentos. (B) Estas dos gráficas representan los histogramas relativos del área (izquierda) y del relación de tamaño (derecha).

entre los $(1.2) \pm 0.3 \times 10^6 \text{ km}^2$ y $(45 \pm 5) \times 10^6 \text{ km}^2$. Todas las áreas medidas están representadas por medio de un histograma en la Figura 6.2 que muestra la cantidad de parches en cada rango de área. Observamos que alrededor de un 40% de los parches tienen áreas entre $1.3 \times 10^6 \text{ km}^2$ y $1.7 \times 10^6 \text{ km}^2$. Por otro lado, en el lado derecho de la Figura 6.2 B mostramos un histograma que representa la relación de tamaño de los parches (elongación zonal dividido por elongación meridional), siendo el resultado más común el rango 1-3, es decir, el doble o triple de longitud en la dirección zonal que en la meridional, lo cual es un indicativo de la forma estirada en la dirección Este-Oeste de los mismos.

En la Figura 6.3 podemos apreciar las aparentes diferencias morfológicas del campo de nubes en cada uno de los mapas observados en diferentes longitudes de onda: F336W, F410M, F502N, F673N y F953N. En el ultravioleta (F336W) estamos sondeando las nieblas más altas de la troposfera mientras que a medida que la longitud de onda se incrementa hacia el rojo el nivel sondeado se hace más profundo hasta alcanzar el infrarrojo cercano (F953N) donde observamos las nubes más profundas.

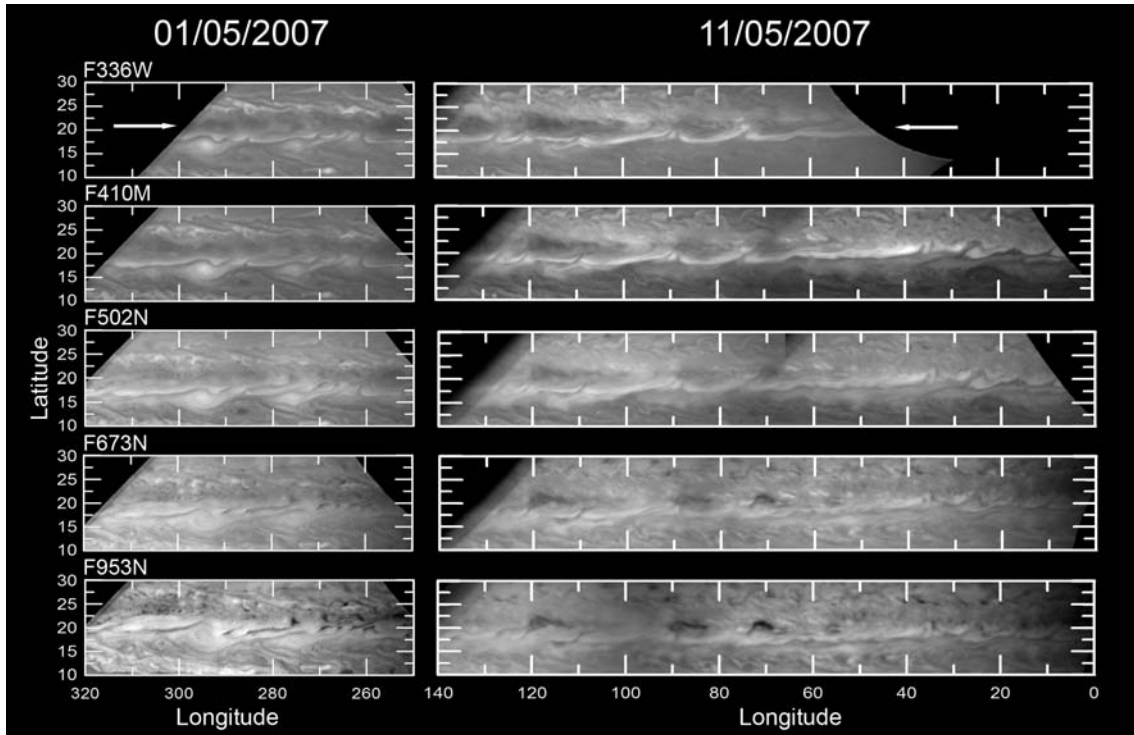


Figura 6.3: Planisferios HST de la NTBD el 1 y el 11 de Mayo 2007 en función de la longitud de onda desde el ultravioleta hasta el infrarrojo cercano. Las flechas horizontales muestran la posición del pico del jet a 21°N .

En general, la morfología de las nubes en la estela de los penachos, como se muestra en estas imágenes de alta resolución para el periodo de actividad de Mayo 2007, es consistente con la estructura del perfil meridional del jet. Estas nubes adquieren una forma filamental en un patrón lineal inclinado, longitudinalmente periódico, asociado con la cizalla meridional del viento entre las corrientes opuestas adyacentes a ambos lados del pico del jet a 21° de latitud planetocéntrica. Los trazos en forma de V, visibles en las longitudes de onda más cortas, tienen el vértice en el pico del jet. Las estructuras orientadas de acuerdo con la cizalla ambiente, son más homogéneas y lineales en longitudes de onda cortas pero se transforman en turbulentas y complejas en las longitudes de onda más largas. Esta es una clara indicación de la situación más profunda del patrón de nubes relativa al de la parte superior de los penachos.

6.3. Espectros de potencia y periodogramas

A todos los planisferios, tanto a los de Hubble como a los del IOPW (Figura 6.1) les hemos aplicado el análisis de periodograma (ver Sección 2.3.2). Centraremos

6.3. Espectros de potencia y periodogramas

nuestro estudio en los parches oscuros formados por la perturbación en la estela de los penachos. Para dicho propósito realizamos un corte fotométrico en la latitud 21°N en la que aparecen estos parches y en los sectores de longitud en los que están presentes, es decir, en las zonas perturbadas. Como se muestra en la Figura 6.4 y sin olvidar que los datos han de ser reescalados como explicábamos en el Apartado 2.3.2, obtenemos un intenso pico alrededor del número de onda 20 que es común para todos los planisferios desde el 12 de Abril hasta el 11 de Mayo (fase en la que la NTBD se encuentra en su apogeo). Este número de onda corresponde a una longitud de onda del orden de 22000 km y parece ser dominante.

Por otro lado, hemos aplicado el análisis de espectros de potencia del brillo descrito en la Sección 2.3.2 del Capítulo 2 teniendo en cuenta que en el caso de los planisferios parciales tendremos que reescalar los resultados a números de onda globales. Para reducir el ruido de cada transformada individual de un corte de brillo longitudinal, promediamos meridionalmente de acuerdo con los dominios que nos marca el perfil de vientos. Hemos definido tres dominios latitudinales de integración: la región anticiclónica que se extiende desde 15°N hasta el pico del jet (21°N), la región ciclónica desde 21°N hasta 27°N y los flancos y pico del jet entre 18°N y 24°N , región que se solapa con las otras dos. Algunos ejemplos de espectros de potencia se muestran en la Figura 6.5. Haciendo un ajuste lineal por mínimos cuadrados sobre estos espectros obtenemos los valores de pendiente que se recogen en la Tabla 6.1.

Hemos dividido el estudio en cuatro épocas: 25 de Marzo de 2007 (etapa inactiva), 1 y 11 de Mayo 2007 (perturbación), 5 de Junio 2007 (post-perturbación) y 8 de Julio 2008 (situación inactiva, un año más tarde).

Es obvio que se da un cambio en la pendiente durante la evolución de la perturbación. En la región anticiclónica, el valor de la pendiente en Marzo es -1.1. Por el contrario, obtenemos pendientes de alrededor de -1.6 en Mayo y Junio cuando la banda estaba completamente perturbada. Lo que ocurre en el dominio del jet es muy similar aunque el cambio de pendiente es más brusco, de -0.8 a -1.5. Por otro lado, el cambio en el área ciclónica es más suave e inverso, esto es, el valor absoluto de la pendiente decrece. El 1 de Mayo, la pendiente se desvía de esta tendencia, este resultado es difícil de interpretar ya que además de poseer un planisferio con una cobertura longitudinal muy pequeña, en esta fecha se capturan dos situaciones diferentes: en la parte derecha observamos el área perturbada con pequeños y oscuros parches mientras que en la izquierda vemos una nueva situación de inactividad de la NTB (Sánchez-Lavega et al. 2008). La situación del 2008 es considerablemente distinta, con una pendiente más pronunciada, por encima de -1.8, aunque entra dentro de las barras de error de los resultados post-NTBD. Esto indica un aumento de la contribución de las estructuras de gran escala como discutiremos después. En resumen, la pendiente del espectro de potencia ha sufrido un cambio drástico desde el inicio de la perturbación, pasando de -1.0 en Marzo 2007 (NTB pre-perturbada)

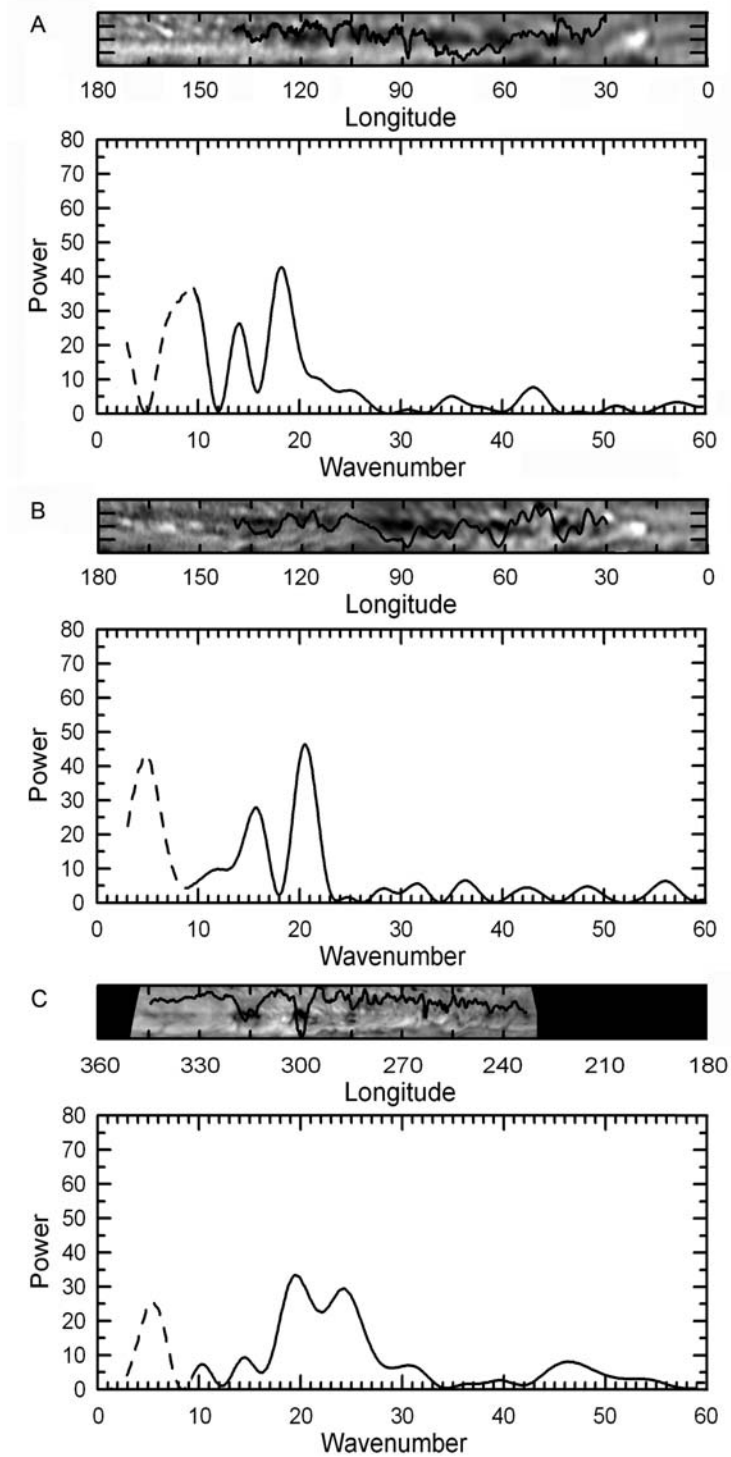


Figura 6.4: Cortes fotométricos a 21°N de latitud superpuestos en los planisferios en el panel superior y su correspondiente periodograma para tres fechas distintas: (A) 12 Abril 2007, (B) 16 Abril 2007 y (C) 11 Mayo 2007.

6.4. Medida del perfil de vientos del jet

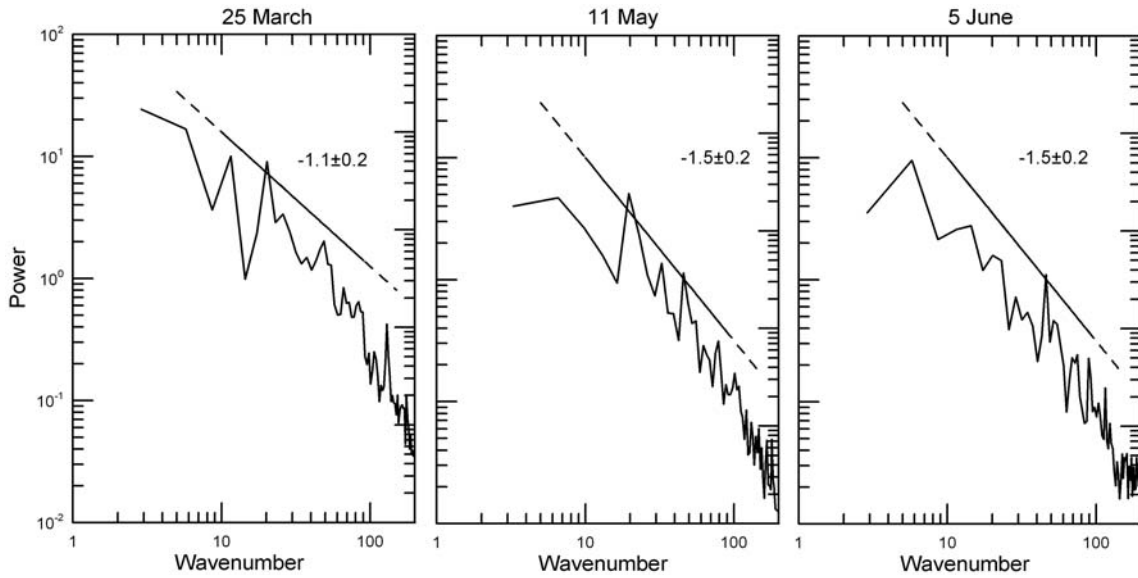


Figura 6.5: Tres ejemplos de espectros de potencia del brillo correspondientes a los planisferios del 25 de Marzo (izquierda), 11 de Mayo (medio) y 5 de Junio (derecha) todos ellos de la región anticiclónica.

a -1.8 en Julio 2008 (NTB inactiva un año después de la perturbación).

Cuando analizamos estas pendientes en términos de las teorías de turbulencia clásica, vemos que en este caso particular obtenemos pendientes de alrededor de -1 en las fechas iniciales. Esto podría sugerir un comportamiento de trazadores pasivos (Batchelor 1959). Sin embargo, observamos un cambio notable en las pendientes espectrales, especialmente en la región anticiclónica en donde las estructuras más grandes empiezan a emerger y la pendiente se hace más empinada llegando a valores de alrededor de $-1.6 \sim -5/3$. Ésta es precisamente la pendiente predicha por Kolmogorov (1941) para la casacada directa de energía en la turbulencia 3D (Capítulo 5). Desde otro punto de vista, este resultado podría ser interpretado como la pendiente para una cascada inversa de energía en dos dimensiones como propone Kraichnan (1967), suponiendo que la inyección de energía ocurre a números de onda mayores que 90 (lo que concordaría con lo calculado en el capítulo anterior), esto es, a escalas espaciales menores que 5 000 km.

6.4. Medida del perfil de vientos del jet

Los perfiles de viento obtenidos por *cloud tracking* en cada una de las fechas analizadas en este estudio se representan en la Figura 6.6. Los perfiles de 2007 son

Capítulo 6. Turbulencia y Ondas en el jet más intenso de Júpiter

Tabla 6.1: Pendientes de los espectros de potencia

Época	Fecha	$\Delta\lambda$	Región Anticiclónica	Región Ciclónica	Jet
Pre NTBD	25 Marzo 07	360°	-1.2±0.1	-1.2±0.1	-0.8±0.1
	25 Marzo 07 ⁽¹⁾	125°	-1.0±0.1	-1.15±0.1	-0.7±0.1
	25 Marzo 07 ⁽²⁾	125°	-1.1±0.1	-1.1±0.1	-0.8±0.1
NTBD	1 Mayo 07	50°	-1.0±0.2	-0.9±0.1	-0.8±0.1
	11 Mayo 07	110°	-1.5±0.2	-0.9±0.2	-1.5±0.2
Post NTBD	5 Junio 07 ⁽¹⁾	125°	-1.7±0.2	-0.8±0.1	-1.6±0.1
	5 Junio 07 ⁽²⁾	125°	-1.5±0.1	-0.8±0.2	-1.2±0.2
NTBD+1 año	8 Julio 08	100°	-1.8±0.1	-1.5±0.1	-1.8±0.1

Nota: $\Delta\lambda$ es la extensión espacial de longitud analizada: (1) es el sector de longitud desde 25° hasta 150° y (2) desde 225° hasta 350°.

los que obtuvieron [Sánchez-Lavega et al. \(2008\)](#) mientras que el del 2008 ha sido obtenido en este trabajo, con imágenes de un año después de que el fenómeno ocurriese. Para trazar dicho perfil se han medido 76 detalles desde 11°N hasta 34°N. El perfil es prácticamente idéntico al obtenido para el 5 de Junio de 2007 por [Sánchez-Lavega et al. \(2008\)](#) en el valor del pico del jet y en la forma del mismo. Sin embargo, la variación más sorprendente se observa en jet hacia el Oeste más ecuatorial situado en 15–16°N aproximadamente. Este jet sufre un cambio de velocidad al nivel de las nubes de unos 25 m/s, acelerándose hacia el Oeste y pasando de -25 m/s en 2007 a -50 m/s en 2008, un año después de la perturbación. Este cambio es estadísticamente significativo ya que es cinco veces mayor que el error esperado para las medidas de viento del perfil, de unos 5 m/s, que ha sido estimado siguiendo el método detallado en el Capítulo 2 ya que la desviación estándar del bineado que se le aplica al perfil arroja valores del mismo orden, aproximadamente.

La morfología de la región anticiclónica del jet a 21°N y del jet contiguo hacia en Oeste a 16°N, está dominada por las estructuras de gran escala y vórtices (ver Figura 6.7) que se formaron algunos meses después de que la perturbación finalizase. Este fenómeno es bastante parecido al reportado por [García-Melendo et al. \(2000\)](#) tras el evento de 1990, aunque queda por ver si estas estructuras se organizan en grandes vórtices de larga duración como ocurrió anteriormente.

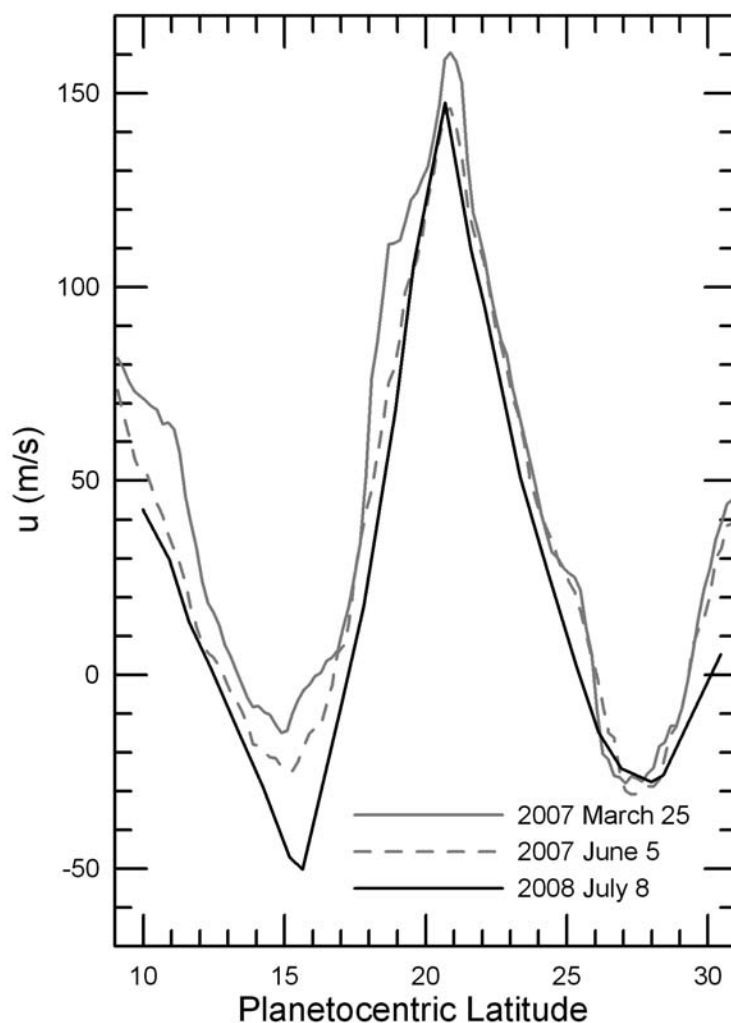


Figura 6.6: Perfil de vientos zonal del jet de la NTB con imágenes de 2007 (25 de Marzo y 5 de Junio) y 2008 (8 de Julio).

6.5. Interpretación en términos de onda de Rossby

La existencia de un número de onda 20 dominante durante el desarrollo de la NTB sugiere la posible presencia de un fenómeno ondulatorio subyacente en la distribución de los parches oscuros. Sabemos de [Sánchez-Lavega et al. \(2008\)](#) que estos parches se mueven más lentamente que el resto de detalles adyacentes a una velocidad de unos 100 m/s. Es tentador interpretar este fenómeno como una onda en cuyo caso estaríamos midiendo la velocidad de fase, c , de la misma. Tomando la velocidad del jet, ~ 160 m/s, como el del viento zonal medio \bar{u} en el que se mueve la onda tendremos que $\bar{u} - c = -60$ m/s. Transformamos el número de onda típico 20

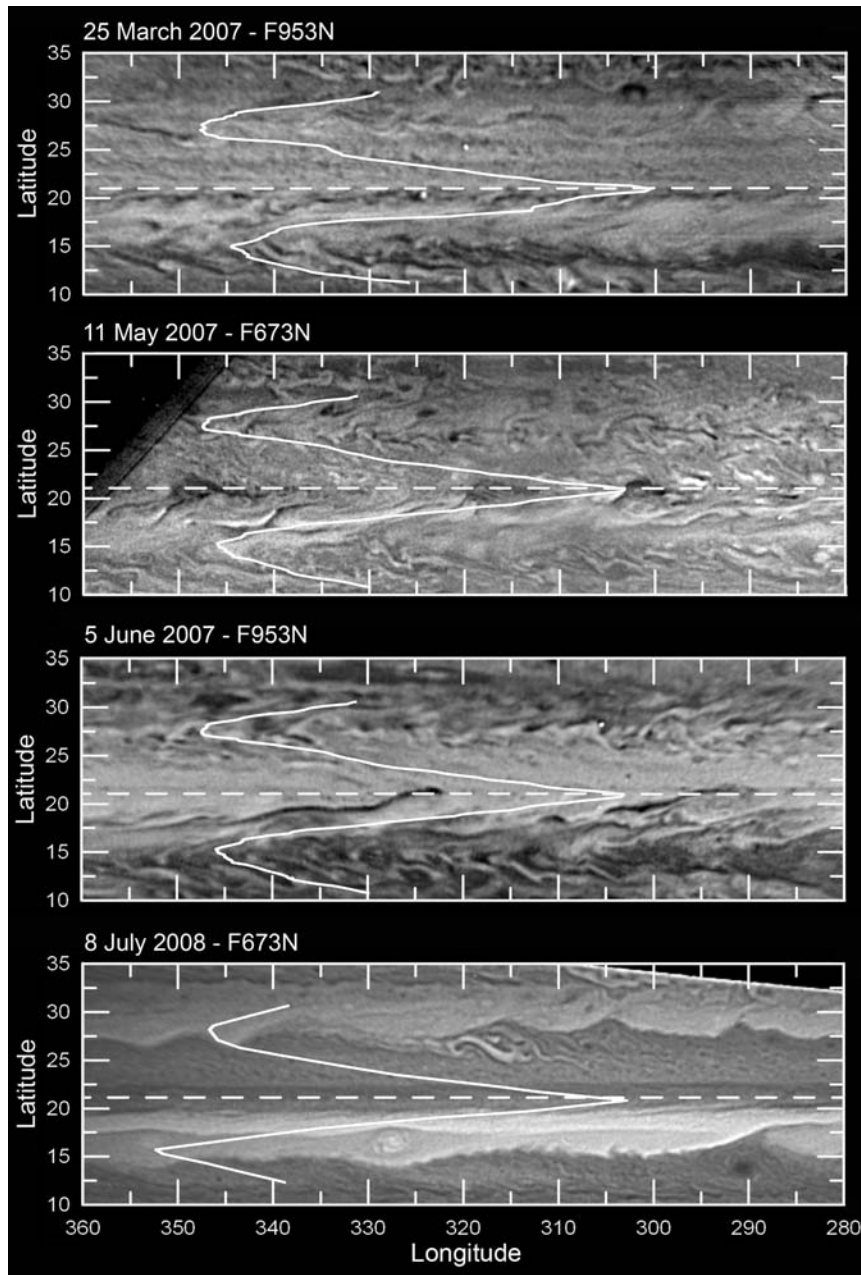


Figura 6.7: Morfología de la NTBD durante su ciclo: antes (25 de Marzo 2007), durante (11 de Mayo 2007), inmediatamente después (5 de Junio 2007) y un año después (8 de Julio de 2008). En Marzo de 2007 observamos una NTB estable y calmada, en Mayo 2007 vemos como unos parches oscuros aparecen en la estela del penacho y en Junio como se han generado algunas estructuras con forma de filamento pero con una banda homogénea en reflectividad. Un año más tarde (Julio 2008) emergen algunos óvalos alrededor de los 16° de latitud, en la parte ecuatorial del jet, donde hemos observado un cambio en la velocidad del jet. Los valores de longitud son arbitrarios. Los perfiles de viento correspondientes a cada época se han superpuesto en cada planisferio, la línea a trazos muestra la localización del pico del jet.

6.5. Interpretación en términos de onda de Rossby

para obtener el número de onda dimensional $k = 2,8 \times 10^{-7} \text{ m}^{-1}$. Dado que la onda asociada tiene aparentemente un movimiento hacia el Oeste (relativo al movimiento medio del flujo) el fenómeno podría ser interpretado bien como onda de *Rossby* o bien como onda de *inertio-gravedad*, por lo que analizaremos ambas relaciones de dispersión siguiendo el modelo lineal utilizado en el Capítulo 4. En el caso de las ondas de *inertio-gravedad*, tal como definíamos en el Apartado 4.4, la relación de dispersión viene dada por (Holton 2004):

$$(v - k\bar{u})^2 = f_0^2 + N^2 \frac{(k^2 + \ell^2)}{m^2} \quad (6.1)$$

donde k , ℓ and m son como decíamos los número de onda zonal, meridional y vertical respectivamente, f_0 es el parámetro de Coriolis y N la frecuencia de Brunt-Väisälä. Partiendo de nuestros datos obtenemos $(v - k\bar{u})^2 = 2,8 \times 10^{-10}$ y $f_0^2 = 1,6 \times 10^{-8} \text{ s}^{-2}$ a 21°N . De aquí que el último término de la ecuación 6.1 será siempre positivo y por lo tanto la relación de dispersión no se cumple.

Por otro lado, la onda de *Rossby* tridimensional satisface la ecuación (Salby 1996):

$$\ell^2 = \frac{\beta_e}{\bar{u} - c} - k^2 - \frac{f^2}{N^2} \left(m^2 + \frac{1}{4H^2} \right) \quad (6.2)$$

β_e es el gradiente meridional de la vorticidad zonal media (ecuación 4.35) que estimaremos como lo hacíamos en el Capítulo 4 de modo que obtendremos $\beta_e = 15 \times 10^{-12} \text{ m}^{-1}\text{s}^{-1}$ (mismo valor que obtuvieron Li et al. (2006a)). $N^2 \sim 5 \times 10^{-4} \text{ s}^2$ es la frecuencia de Brunt-Väisälä y $H = 20 \text{ km}$ la escala de altura (ver Capítulo 3 para más detalles). Por lo tanto, si sustituimos estos valores en la relación de dispersión, obtenemos:

$$\ell^2 = 1,5 \times 10^{-13} - 3,8 \times 10^{-5} m^2. \quad (6.3)$$

Si analizamos esta relación, vemos que cuando no hay oscilación meridional, esto es, cuando $\ell = 0$, obtenemos el valor máximo de m , y por tanto $0 < m < 6,3 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$. Este valor de m corresponde a una longitud de onda vertical $L_z = 100 \text{ km}$ (unas 5 escalas de altura) lo que implicaría una penetración de la onda en la estratosfera. Si suponemos que no hay oscilación vertical ($m = 0$) hallamos que $0 < \ell < 3,9 \times 10^{-7} \text{ m}^{-1}$ lo que corresponde a un valor mínimo de la longitud de onda meridional de $16\,000 \text{ km}$, es decir, aproximadamente la anchura del jet. Esto da una idea del confinamiento de la energía si un mecanismo ondulatorio de este tipo está implicado en la distribución observada de los parches oscuros.

6.6. Simulaciones numéricas de la inestabilidad

García-Melendo (2005) y Sánchez-Lavega et al. (2008) simularon numéricamente la perturbación de la NTB utilizando el modelo atmosférico EPIC (Explicit Planetary Isentropic-Coordinate) (Dowling et al. 1998), un código que resuelve numéricamente las ecuaciones primitivas de la dinámica atmosférica en geometría esférica. Los cálculos con EPIC nos permiten simular en tres dimensiones la vorticidad potencial y el campo de energía del jet de la NTB cuando es sometido a una perturbación de pequeña escala.

6.6.1. EPIC: Breve descripción

EPIC es un programa desarrollado por el Dr. Timothy Dowling (Dowling et al. 1998) que resuelve numéricamente las ecuaciones no lineales de Navier-Stokes en equilibrio hidrostático para una atmósfera en rotación en coordenadas isentrópicas y geometría esférica. Este código ha sido anteriormente utilizado para simular y obtener una visión general de multitud de fenómenos atmosféricos tales como vórtices y diferentes inestabilidades entre otros. Una descripción detallada de dicho código se da en las Tesis de García-Melendo (2005) y Legarreta (2007).

EPIC se basa en la aproximación, razonable en los planetas gigantes, de que todas las parcelas de aire que se mueven en la atmósfera se comportan de manera adiabática, es decir, que no intercambian calor con el entorno. Por lo tanto, utiliza coordenadas isentrópicas, esto es, una coordenada vertical θ definida por:

$$\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R/C_p}. \quad (6.4)$$

Esto simplifica las ecuaciones ya que suponiendo que el movimiento de las parcelas es completamente adiabático, se moverán a lo largo de superficies de temperatura potencial constante. La velocidad vertical ($\dot{\theta} = d\theta/dt$) en este sistema de coordenadas será cero, con movimientos puramente “horizontales”. En estas coordenadas, y con todas estas consideraciones, la ecuación de Navier-Stokes que resolverá EPIC se escribe como sigue:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\zeta + f)\hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{u} = -\frac{\nabla_{\theta}(p)}{\rho} - \nabla_{\theta}(\Phi + K) \quad (6.5)$$

donde $\mathbf{u} = u\hat{\mathbf{i}} + v\hat{\mathbf{j}}$, ζ es la vorticidad relativa, f es el parámetro de Coriolis, $\hat{\mathbf{k}}$ es el vector unitario vertical, Φ es la suma del potencial gravitatorio más un potencial derivado de la fuerza centrífuga ($\Phi = \Phi_g + \Phi_c$), K es la energía cinética y ∇_{θ} se refiere al gradiente en la dirección horizontal (θ constante).

6.6. Simulaciones numéricas de la inestabilidad

Usando la ecuación de los gases perfectos tenemos que $(1/\rho)\nabla_{\theta}p = c_p\nabla_{\theta}T$, por lo tanto la ecuación 6.6 queda

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\zeta + f)\hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{u} = -\nabla_{\theta}(M + K) \quad (6.6)$$

donde M es el potencial de Montgomery definido como $M = c_pT + \Phi$.

Por otro lado, la vorticidad potencial o vorticidad de Ertel se define como (Salby 1996):

$$q = \frac{\xi + f}{-\frac{1}{g}\left(\frac{\partial p}{\partial \theta}\right)}. \quad (6.7)$$

Llegados a este punto y si descomponemos la ecuación 6.6 en componentes tendremos tres ecuaciones

$$\frac{\partial u}{\partial t} = qvh - \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial \lambda}(M + K) \quad (6.8)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -quh - \frac{1}{R}\frac{\partial}{\partial \varphi}(M + K) \quad (6.9)$$

$$q = \frac{\zeta + f}{h} \quad (6.10)$$

donde:

$$r(\varphi) = R_e(1 + (R_p/R_e)^2 \tan^2 \varphi)^{-1/2} \quad (6.11)$$

$$R(\varphi) = R_e(R_p/R_e)^2 \left(\frac{r}{R_e \cos \varphi}\right)^3 \quad (6.12)$$

$$h = -\frac{1}{g}\frac{\partial p}{\partial \theta} \quad (6.13)$$

que junto con :

$$\frac{\partial M}{\partial \theta} = c_p \left(\frac{p}{p_0}\right)^{R/c_p} \quad (6.14)$$

obtenido al relacionar el potencial de Montgomery con la expresión 6.4 y

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \nabla_{\theta}(h\mathbf{u}) = 0 \quad (6.15)$$

que es la ecuación de continuidad o conservación de masa en términos de altura, son las ecuaciones que utiliza EPIC para resolver los movimientos atmosféricos.

Los parámetros libres de entrada que utiliza EPIC se pueden dividir en dos bloques. Por un lado, los parámetros que inicializan la atmósfera (perfil térmico y perfil vertical de vientos) y, por otro lado, los parámetros que definen e introducen la perturbación estudiada en cada caso.

Capítulo 6. Turbulencia y Ondas en el jet más intenso de Júpiter

Los principales parámetros libres de las simulaciones son el perfil de vientos zonales $u(\varphi, p)$ y el perfil térmico vertical. En estas simulaciones se ha usado el perfil térmico obtenido por Lindal et al. (1981) con datos de las sondas Voyager 1 y 2 para presiones por debajo de 0.7 bar y por encima de esta presión, el perfil se extrapola adiabáticamente bajo el supuesto de que la atmósfera de Júpiter es una mezcla de los gases no condensables H_2 , He y CH_4 más las especies condensables H_2O , NH_3 y NH_4SH como describe Stoker (1986). Este perfil vertical permite obtener de forma inmediata el perfil vertical para la frecuencia de Brunt-Väisälä que es la que indica el grado de estabilidad de la atmósfera.

El modelo de EPIC simula una atmósfera en equilibrio hidrostático y geostrófico para inicializar el campo de presiones dado un campo de velocidades bidimensional inicial. Se supone un campo de velocidades del viento que varía en función de dos funciones separables, latitud y presión, $u(\varphi, p) = u_h(y)u_v(p)$ (u_h se refiere a la velocidad horizontal en x, y mientras que u_v se refiere a la velocidad vertical). Para $u_v(p)$ se adopta una aproximación lineal de dos tramos (García-Melendo 2005): por encima de las nubes troposféricas vientos decrecientes en función de la ecuación del viento térmico y por debajo el perfil se extrapola hasta p_1 donde la cizalla del viento se define como $u_v(p) = 1 + m \ln(p/p_1)$ y será positiva, negativa o cero dependiendo del parámetro libre m . En el caso del perfil de viento horizontal, se usan los perfiles medidos por (Sánchez-Lavega et al. 2008) para el 25 de Marzo de 2007 y 5 de Junio de 2007.

6.6.2. Simulación NTBD

La simulación de la NTBD se realizó para un dominio de latitudes de 15° (desde $16^\circ N$ hasta $31^\circ N$ de latitud planetográfica), un dominio de longitud de 120° y una resolución de $0.23^\circ/\text{pixel}$. El perfil de temperatura corresponde a $N = 0,001s^{-1}$. Se han usado 8 capas verticales y se ha fijado un nivel de referencia $p_0 = 600\text{mbar}$ igual que el nivel de inflexión de los vientos p_1 de vientos constantes, es decir que por debajo de los 600 mbar la intensidad del perfil de vientos se mantiene constante. En Sánchez-Lavega et al. (2008) se describe el espacio de parámetros libre cubierto por las numerosas simulaciones, aquí nos restringimos al caso que mayor acuerdo muestra con las observaciones.

Para simular la perturbación se ha empleado un pulso de calor (breve pero de tamaño e intensidad controlados) que pretende representar la erupción convectiva que forma inicialmente el penacho. La vorticidad potencial (q) sirve en este caso como trazador del flujo atmosférico ya que es una variable que se conserva siguiendo el movimiento en dicho modelo. Las simulaciones se han restringido a un estrecho canal zonal que cubren la región del jet de la NTB, y se prolongaron durante 50 días que fue la duración del fenómeno NTBD (ver Sánchez-Lavega et al. 2008, para más

6.6. Simulaciones numéricas de la inestabilidad

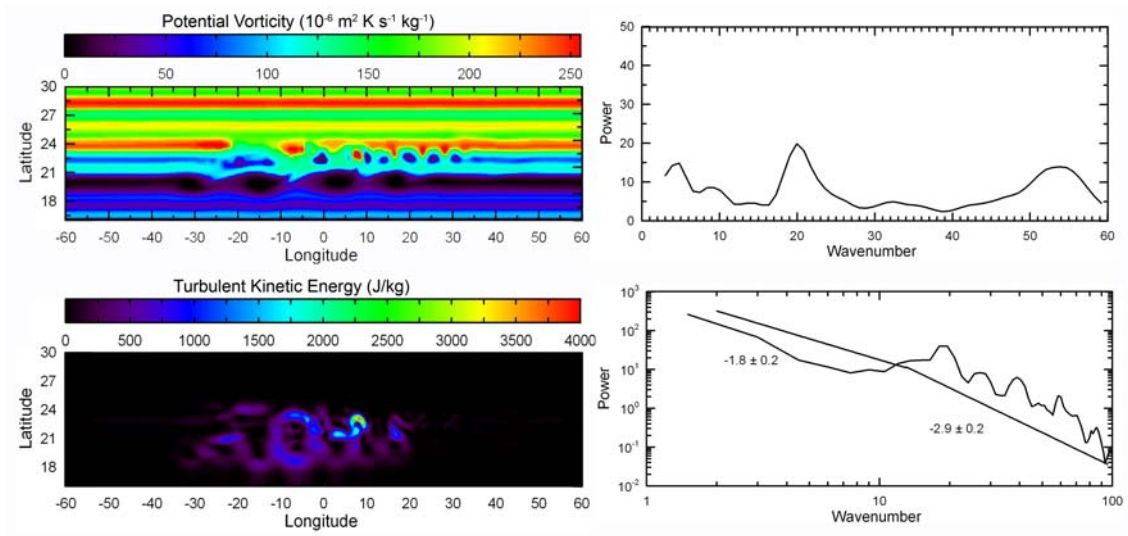


Figura 6.8: Simulación de EPIC para la perturbación. En los paneles superiores se muestran la vorticidad potencial y su correspondiente periodograma. Los paneles inferiores corresponden a la energía cinética turbulenta y su espectro de potencia.

detalles sobre la simulación).

En la Figura 6.8 mostramos el paso de la simulación correspondiente al día 26 cuando la perturbación estaba bien desarrollada. Se muestran el campo de vorticidad y el de energía cinética turbulenta (TKE, Turbulent Kinetic Energy) que se define como la energía cinética por unidad de masa asociada a las componentes turbulentas zonal y meridional de la velocidad (u' , v') dados por la ecuación 5.26:

$$E_k = \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2) \quad (6.16)$$

aquí u' y v' son las desviaciones locales de las velocidades zonal y meridional promediadas espacialmente y definidas por la ecuación 5.26.

Como es habitual, suponemos que el campo de vorticidad potencial está directamente relacionado con el campo de nubes (albedo y opacidad). Lo hemos analizado siguiendo los mismos procedimientos usados en los mapas de reflectividad o planisferios (parte superior de la Figura 6.8). En el análisis de periodograma del campo vorticidad potencial, obtenemos resultados similares a los mostrados en la Figura 6.4 con un pico alrededor de 20 una vez reescalado de un dominio de 120° (el de la simulación) a un dominio planetario completo de 360° . La vorticidad potencial de la simulación se asemeja razonablemente bien a la NTBD con un pico alrededor de 20 que desaparece como era de esperar cuando la cabeza de la perturbación alcanza la cola de la estela que se va formando tras ella. Sin embargo, el análisis del espectro de potencias del campo de vorticidad potencial (usando los mismos dominios que con la

reflectividad) no produce resultados satisfactorios. El campo de vorticidad de EPIC muestra pendientes muy empinadas si las comparamos con las obtenidas para el campo de reflectividad medido. Esto se debe a que la simulación no posee suficiente resolución horizontal para capturar los detalles de número de onda altos, esto es, las pequeñas escalas espaciales que sin embargo sí están presentes en las imágenes de HST. Como resultado de esta deficiencia las pendientes son excesivamente altas y omitimos presentar una conclusión al respecto.

Adicionalmente, hemos realizado un análisis de los espectros de potencia del campo turbulento TKE (parte inferior de la Figura 6.8). Los resultados que se obtienen para la parte de la simulación que representa la fase de perturbación de la NTB arrojan una pendiente de -3 para el rango de números de onda entre 10 y 100 (Figura 6.8). Este valor varía ligeramente durante la evolución de la perturbación, si bien es siempre algo más empinada en la región ciclónica que en la anticiclónica. Si analizamos la escala planetaria entre 2 y 10 obtenemos una pendiente más suave de alrededor de -1.8 valor muy cercano a $-5/3$. Obtenemos un comportamiento correspondiente a un régimen bidimensional turbulento (Kraichnan 1967) en este caso con inyección de energía en escalas de alrededor de los 45 000 km.

En la Figura 6.9 mostramos la evolución temporal del perfil latitudinal de la TKE durante los 40 primeros días. El perfil se ha obtenido promediando los valores de TKE de las simulaciones de EPIC para cada latitud. Estos resultados sugieren una expansión de energía cinética turbulenta desde la latitud en la que empezó la erupción (la fuente de perturbación de la simulación) hacia la parte anticiclónica del jet. De acuerdo con este resultado, el incremento de velocidad encontrado en Julio 2008 en el jet hacia el Oeste (Figura 6.6), podría interpretarse como originado por la transferencia de energía cinética turbulenta desde la perturbación al jet. Alternativamente, el incremento podría ser sólo aparente, es decir, efecto de la cizalla vertical del viento sobre un campo de nubes localizado a diferente altura tras la disipación de la perturbación.

6.7. Conclusiones

En este capítulo hemos usado un gran número de imágenes en diferentes longitudes de onda del visible para estudiar las características espectrales de la distribución espacial de brillo de las nubes, antes, durante y después de que una gran perturbación tuviera lugar en el jet más intenso de Júpiter. Los resultados han sido comparados con los obtenidos en simulaciones numéricas de la perturbación realizada empleando el código EPIC. Además, hemos estudiado la estructura del jet un año después de que la perturbación se disipara, concluyendo que el jet de la NTB

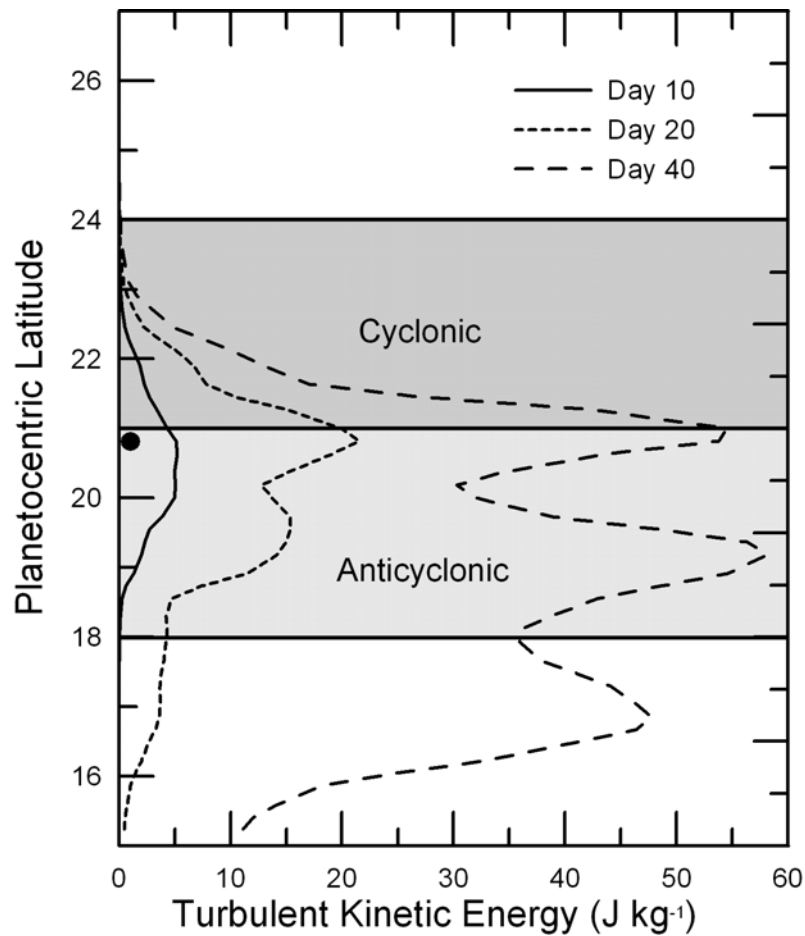


Figura 6.9: Evolución de la energía cinética turbulenta media en función de la latitud para varios días de simulación. Las áreas sombreadas representan los lados ciclónico (gris oscuro) y anticiclónico (gris claro) del jet de la NTB. El punto señala la latitud en la que emergió la perturbación.

ha permanecido constante en cuanto a intensidad y solamente algo más simétrico en su configuración. No obstante, hemos encontrado un cambio significativo en el jet hacia el Oeste situado en la parte más ecuatorial de la NTB.

Hemos comprobado que los movimientos de los parches que aparecen en la zona perturbada y su distribución espacial satisfacen la ecuación de dispersión lineal de las ondas de Rossby en la atmósfera de Júpiter. La disipación de dicha onda podría haber inyectado momento lineal hacia el Oeste, es decir, al jet situado a 16° de latitud (en el lado anticiclónico del intenso jet de la NTB) incrementando su velocidad como hemos observado.

La simulación dinámica no-lineal de EPIC que mejor representa la evolución de las fases iniciales de la perturbación, muestra la existencia de una transferencia de TKE hacia el lado anticiclónico del jet, por lo que concluimos que la perturbación

Capítulo 6. Turbulencia y Ondas en el jet más intenso de Júpiter

produce una redistribución de la estructura espacial del brillo de las nubes dentro del flanco anticiclónico del jet hacia el Este.

La banda NTB pasa de ser caótica y dominada por estructura de pequeña escala (antes y durante la perturbación) a una configuración más organizada, de nubes homogéneas y dominada por vórtices de gran escala. Esto es consistente con el crecimiento que observamos en la pendiente de los espectros de potencia del brillo.

De acuerdo con los resultados de la simulación, el cambio en la velocidad y morfología del jet podrían estar relacionados con una inyección de momento desde la perturbación al jet. Si esto fuese así, la distribución del brillo de las nubes representaría efectivamente una aproximación de la estructura de la energía cinética turbulenta de los jets de Júpiter.

En definitiva, en este capítulo encontramos todos los fenómenos explorados hasta el momento en esta Tesis Doctoral (posibles fenómenos ondulatorios, turbulencia en el campo de brillo) junto con la variación del estado dinámico del sistema. Este tipo de estudios locales nos proporcionan entonces el vínculo entre estos elementos y por tanto son necesarios para comprender el conjunto de la atmósfera.

Capítulo 7

Conclusiones e Investigación Futura

7.1. Conclusiones

En este Capítulo se resumen las principales conclusiones que hemos obtenido a lo largo de esta Tesis. Nuestra intención es aclarar las cuestiones que hayan podido quedar abiertas y dar una visión general de los objetivos abordados y conclusiones a las que hemos llegado.

Ondas al nivel de las nubes de Júpiter

Usando imágenes obtenidas por la misión Cassini y el Telescopio Espacial Hubble hemos caracterizado las ondas circumpolares presentes en las longitudes de onda ultravioleta y en bandas de absorción del metano. Además, hemos analizado las variaciones temporales de las ondas observadas en los filtros de absorción del metano usando imágenes HST. Para finalizar, hemos realizado una búsqueda global de ondas utilizando observaciones de ambos vehículos espaciales, en 1995 y 2000.

Las principales conclusiones obtenidas respecto a estas ondas son:

- Hemos observado que la mayoría de las **propiedades** de las ondas circumpolares son **constantes** en el tiempo exceptuando la velocidad de fase y la velocidad zonal del viento de la región en la que se sitúa la onda que cambian en el mismo sentido pero sin una aparente tendencia temporal.
- Las **velocidades** de fase de las ondas son en general muy bajas, podríamos decir que se tratan de ondas cuasi-estacionarias. Las ondas que observamos en el metano tienen números de onda de 12 y 15 en el Sur y entre 5 y 10 en el Norte, mientras que el **número de onda** de la circumpolar Sur observada en

ultravioleta se sitúa alrededor de 18. Por otro lado, la **amplitud** de las mismas se halla en torno a los 1°-2° de longitud.

- Por lo tanto, estas ondas son un **fenómeno permanente** en la atmósfera de Júpiter. Son ondas cuasi-estacionario aunque con un pequeño desplazamiento hacia el Oeste respecto del flujo zonal medio lo que indica que podría tratarse de un fenómeno de onda de Rossby.
- Intepretamos las ondas circumpolares en términos de **onda de Rossby**. Mostramos que las propiedades medidas de las ondas son compatibles con esta interpretación lo cual nos permite confinar tanto vertical como meridionalmente la onda circumpolar Sur para unos números de onda dados.
- Hemos estudiado la **distribución global del albedo** del planeta en busca de periodicidades en la distribución de brillo de nubes y nieblas para lo que hemos utilizado planisferios completos del planeta y aplicado periodogramas sobre los cortes zonales de brillo. Los resultados muestran la existencia de **estructuras de reflectividad periódicas**, algunas de las cuales coinciden con ondas bien estudiadas previamente en otros trabajos.
- La **búsqueda global de ondas** nos ha permitido caracterizar los **números de onda típicos** asociados a las estructuras de brillo periódicas. Hemos observado estructuras periódicas desde 32°N hasta 42°S con números de onda por lo general menores de 50. Entre otros, hemos obtenido información sobre las ondulaciones en los límites de algunas bandas/zonas posiblemente relacionados con ondas de Kelvin-Helmholtz, ondas polares y la distribución periódica de los Hot-Spots probablemente fruto de una onda de Rossby subyacente y cadenas de vórtices que aunque resultan periódicos no están estrictamente relacionados con una onda atmosférica.

Turbulencia a escala global

En el estudio de la turbulencia a nivel global hemos realizado un análisis de la distribución de brillo tanto zonal como meridionalmente usando imágenes de dos épocas: 1995 (HST) y 2000 (Cassini) y en tres longitudes de onda: infrarrojo cercano, azul y ultravioleta sensibles a diferentes propiedades de las nubes (alturas, propiedades ópticas de sus partículas).

Resultados

- Los resultados del estudio de los **espectros del perfil de viento** han sido comparados con resultados previos (Galperin et al. 2001, 2004; Huang et al. 2001; Sukoriansky et al. 2002) que predecían una ley k^{-5} (ecuación 5.27). Encontramos un buen acuerdo entre esta ley y nuestros resultados usando el

perfil de vientos del infrarrojo cercano y la cizalla meridional del mismo, tanto usando el perfil de Hubble (García-Melendo and Sánchez-Lavega 2001) como el de Cassini (Porco et al. 2003). Sin embargo, con el perfil de vientos del ultravioleta observamos un comportamiento distinto: obtenemos pendientes no predichas de alrededor de -2.5 tanto para el perfil (Li et al. 2006b) como para su derivada.

- Hemos ampliado el estudio meridional aplicando la FFT a los **perfiles de brillo promediados** de cada planisferios de modo que obtenemos un espectro para cada longitud de onda y época consideradas. Los resultados de ambas épocas tanto en el infrarrojo cercano como en el azul son consistentes con la ley k^{-5} , y las pendientes espectrales del perfil de brillo ultravioleta son de alrededor de -2.5, lo cual coincide con las pendientes obtenidas tanto para el perfil de viento como para la cizalla meridional del mismo.
- El **análisis en la dirección zonal** de los espectros de potencia del albedo apunta a la existencia de dos rangos de números de onda con pendientes, n_1 y n_2 . Estas pendientes son independientes de los parámetros físicos que hemos usado para seleccionar dominios de integración pero muestran una tendencia latitudinal clara usando cualquiera de ellos que podría correlacionarse con el valor absoluto del parámetro de Coriolis.
- Los resultados para las **pendientes n_1 y n_2** son una vez más similares en infrarrojo y azul, pero diferentes en el ultravioleta. El valor medio de n_1 y n_2 en las dos primeras longitudes de onda son de -1.3 y -2.5 respectivamente, mientras que en el ultravioleta obtenemos -1.5 y -0.7. Esto confirma la posible diferencia en el comportamiento dinámico entre la capa de nubes visibles y las altas nieblas.
- El **punto de inflexión k_I** muestra un valor semejante en todas las longitudes de onda alrededor del número de onda 80. La escala de tamaño correspondiente es de unos 1 000 km.

Interpretación

En términos generales observamos que la turbulencia debida a las variaciones de brillo (distribución de brillo) es **anisótropa** en las direcciones zonal y meridional ya que mientras que en la dirección meridional obtenemos pendientes de -5 en la dirección zonal se observa un comportamiento de dos pendientes: -1.3 para las escalas grandes y -2.5 para las pequeñas.

- El **estudio meridional** arroja unos resultados muy consistentes; las diferencias en las diferentes longitudes de onda ocurren tanto en el albedo como en los vientos y cizalla meridional y en las dos épocas del estudio. Por lo tanto,

esta desigualdad puede ser debida a un comportamiento dinámico diferente en el nivel de las nieblas visibles en el ultravioleta. Sin duda este resultado es muy importante dado que es la primera vez que se observa una relación entre espectros de potencia de brillo y velocidad del viento (y por lo tanto energía cinética), lo cual da lugar a la realización de un estudio en estos términos en la dirección zonal.

- Los resultados del análisis zonal son bastante alentadores ya que cuando comparamos nuestros resultados para cortes de brillo zonales con las **teorías clásicas de turbulencia** (Kolmogorov 1941; Kraichnan 1967), constatamos que en las longitudes de onda más largas (infrarrojo y azul), son consistentes con un régimen turbulento bidimensional, ya que nuestros espectros, al igual que la teoría de Kraichnan muestran un comportamiento de dos pendientes, cuyo valor en las escalas grandes es de alrededor de $-5/3$ y en las escalas pequeñas de alrededor de -3 dentro de las barras de error.
- Hemos estimado que la **escala característica** en la que debería ocurrir la **transición** entre la cascada directa de enstrofia y la cascada inversa de energía, se encuentra alrededor de los 1000 km, dentro del rango de valores en el que situamos el radio de deformación Rossby y la escala de Rhines en Júpiter.
- En las longitudes de onda cortas (ultravioleta) el comportamiento de las pendientes es muy similar al de un **espectro de trazadores pasivos** donde la pendiente del rango de números de onda pequeños es de $-5/3$ y la de los grandes es -1 . La escala característica en la que ocurre la transición entre cascadas de energía y enstrofia es sin embargo la misma que para las otras dos longitudes de onda.
- Mitchell (1982) y Mitchell and Maxworthy (1985) también observaron el comportamiento de los espectros con dos pendientes pero en su caso utilizando medidas de u' y v' con los que obtenían el espectro de energía cinética. Los valores de las pendientes resultantes son muy similares a los nuestros, aunque el punto de transición entre ambas, k_I , que ellos establecían en un punto fijo arbitrario, difiere de que nosotros hemos obtenido. Por otro lado, en un trabajo similar al presentado aquí, Harrington et al. (1996) usando imágenes en $5 \mu\text{m}$ obtuvo pendientes n_1 diferentes a las nuestras, pero n_2 y de k_I similares.
- Podemos estimar el valor de la **tasa de transferencia de enstrofia** ($\sim 10^{-16} \text{ s}^{-3}$) empleando los valores obtenidos por Salyk et al. (2006) para la **tasa de transferencia de energía** ε y usando la ecuación 5.25. Considerando eddies de tamaños característicos entre 500 y 1000 km, este valor corresponde a valores de la velocidad turbulenta u' , v' del entorno de 5-10 m/s, en buen acuerdo con lo esperado para Júpiter.

Turbulencia local

Por otro lado, a nivel local hemos estudiado la distribución del albedo de la NTB centrada en 21°N antes, durante y después de la perturbación ocurrida en Marzo de 2007 para lo que utilizamos imágenes tanto de Hubble como de IOPW.

- Los resultados de las pendientes espectrales muestran un cambio durante el transcurso de la perturbación. En el lado anticiclónico del jet de la NTB las pendientes pasan de -1.1 en Marzo (etapa inactiva) a -1.6 en Mayo y Junio (banda perturbada). Este cambio en la pendiente es consistente con el cambio que se observa en la morfología nubosa, ya que la región pasa de ser caótica y dominada por estructura de pequeña escala a una configuración más ordenada y dominada por vórtices de gran escala.
- Hemos observado que el perfil del jet de la NTB es muy robusto ya que no cambia ni de intensidad ni de forma tras sufrir una gran perturbación en su vértice. Por el contrario, hemos observado una disminución de la velocidad en el flanco ecuatorial del jet hacia el Oeste de la parte anticiclónica en unos 25 m/s, por lo que proponemos que ha tenido lugar una transferencia de momento desde las estructuras de perturbación al jet zonal Oeste.
- Esta inyección de momento podría deberse a la disipación de la onda de Rossby formada tras la perturbación.
- Mientras que los espectros de potencia de vorticidad que obtenemos con el modelo dinámico no lineal EPIC no dan resultados satisfactorios, los espectros de la TKE ajustan pendientes de -1.8 para el rango de números de onda 2–10 (escala planetaria) y -3 para el rango 10–90, lo cual es congruente con un comportamiento de turbulencia bi-dimensional y es coherente con un modelo dinámico isentrópico con inyección de energía a escalas de unos 45 000 km.
- EPIC es capaz de simular esta perturbación y muestra la existencia de una transferencia de Energía Cinética Turbulenta, TKE, hacia la parte anticiclónica del jet, lo cual confirmaría lo propuesto anteriormente. Concluimos que dentro del flanco anticiclónico la perturbación provoca una redistribución de la estructura espacial del brillo de las nubes.

7.2. Dirección futura de investigación

Cuando se empieza a realizar un trabajo de investigación, nunca se sabe a ciencia cierta cuánto puede extenderse y lo que puede esperarse del mismo. El trabajo de investigación llevado a cabo en esta Tesis aporta nuevas ideas y da lugar a una

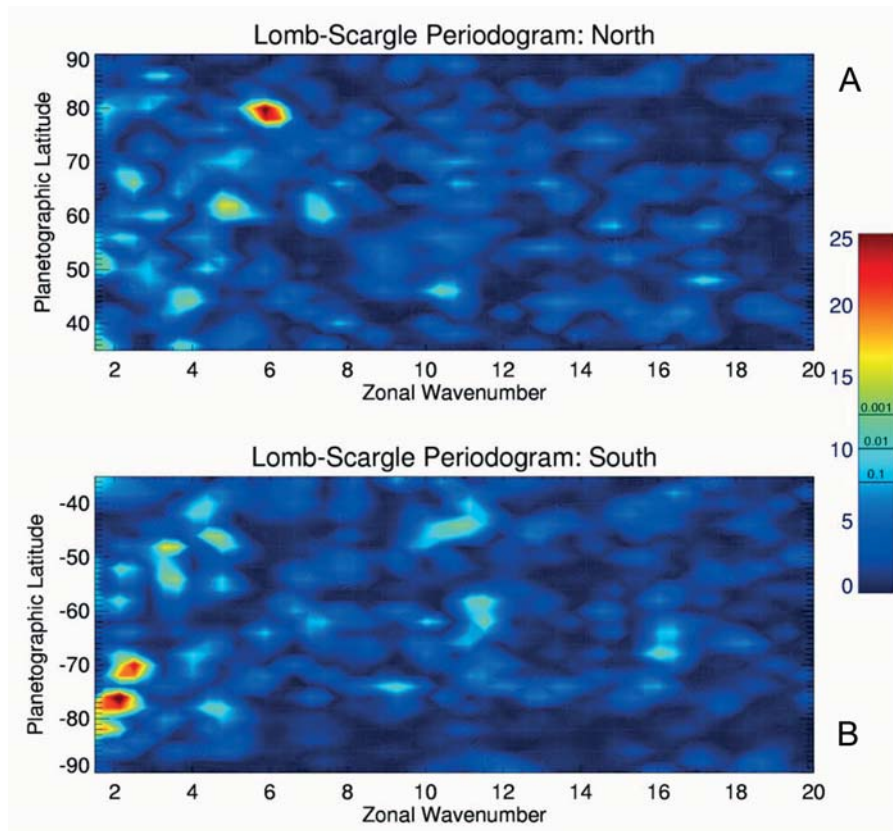


Figura 7.1: Periodogramas del campo de temperatura de Saturno. Se muestra la periodicidad zonal de dicho campo. Esta figura ha sido tomada de [Fletcher et al. \(2008\)](#).

gran cantidad de posibles trabajos realizables en el futuro. Aunque tanto las ondas circumpolares como la perturbación de la NTB han quedado completamente caracterizadas hasta que dispongamos de nuevos datos sobre ellas, las técnicas utilizadas para el estudio de las mismas y el resto de técnicas utilizadas en la Tesis podrían ser extendidas a otras regiones del planeta así como a otros planetas. Además, usando datos de diferentes misiones e instrumentos, estos resultados podrían ser comparados y extendidos satisfactoriamente. Por ejemplo, usando imágenes de futuras misiones como Juno, que previsiblemente será puesta en órbita en 2016 y dará una nueva visión de los polos de Júpiter gracias a su órbita polar.

El estudio de Júpiter podría ser ampliado en un futuro utilizando datos de los instrumentos CIRS y VIMS de Cassini. Por un lado, de los datos de CIRS podemos obtener mapas completos del campo de temperatura del planeta. Estos mapas se analizarían usando las mismas técnicas que han sido aplicadas en los planisferios (mapas de brillo). De este modo, obtendríamos por un lado periodogramas en el campo de temperatura (como hizo [Fletcher et al. \(2008\)](#) para Saturno, ver Figura 7.1) de donde se pueden obtener números de onda característicos y por lo tanto

7.2. Dirección futura de investigación

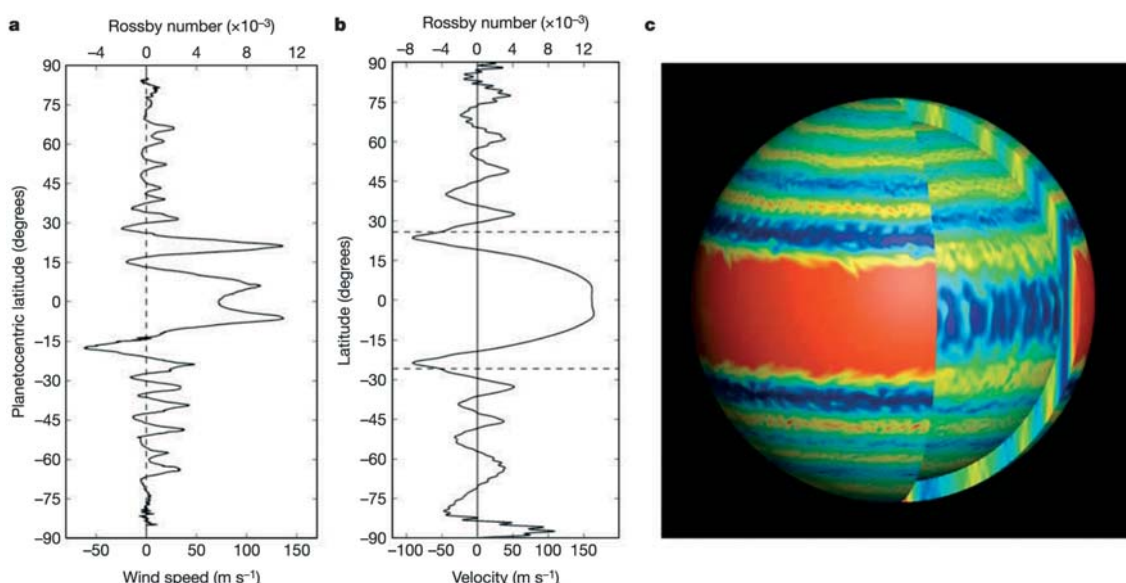


Figura 7.2: (a) y (b) muestran los perfiles de brillo medido y obtenido de la simulación, respectivamente. (c) Fotograma de la simulación del campo de velocidad en dos capas, exterior e interior, de la superficie esférica. Los colores rojo y azul representan el flujo hacia el Este y hacia el Oeste respectivamente. Esta figura ha sido tomada de [Heimpel et al. \(2005\)](#).

fenómenos ondulatorios en este campo que pueden compararse con las ondas observadas en el campo de albedo y por otro lado, espectros de potencia cuyas pendientes podrían ser discutidas en términos de las teorías clásicas de turbulencia y comparadas con las obtenidas para la reflectividad. La diferencia fundamental sería que el campo térmico sí sabemos que está directamente ligado a la dinámica global. VIMS, al igual que ISS, obtiene imágenes planetarias, pero su rango de longitudes de onda abarca un rango más amplio de longitudes de onda infrarrojas, con lo que se podría complementar el trabajo realizado en el Capítulo 5 a una mayor extensión en alturas.

Utilizando datos de esta misma misión, Cassini, pero de otro planeta, Saturno, podríamos realizar un trabajo muy similar al llevado a cabo en esta Tesis. En el caso del Saturno, el estudio podría ampliarse más aún ya que la misión únicamente sobrevoló Júpiter proporcionando unas “pocas” imágenes si las comparamos con la gran cantidad de imágenes que ISS ha tomado y sigue tomando en Saturno. Por lo tanto, en el caso de Saturno, podría realizarse un estudio muy similar pero de mayor resolución y además, algo que podría resultar aún más interesante, un estudio de la evolución temporal de los espectros de potencia y sus pendientes, así como de todos los fenómenos ondulatorios que fuésemos capaces de encontrar en la atmósfera del planeta. Del mismo modo, usando datos de CIRS, podríamos comparar los resultados con los obtenidos para el campo de temperaturas ([Fletcher et al. 2008](#)).

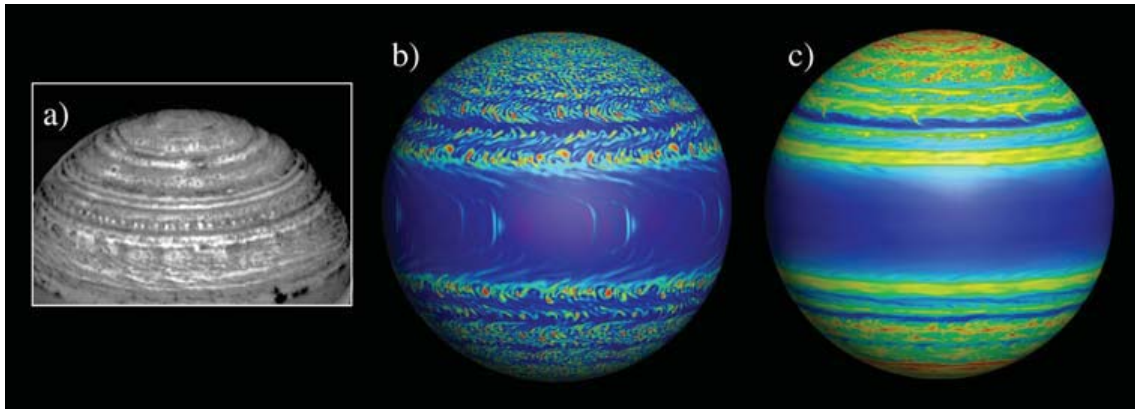


Figura 7.3: En ella se muestra: (a) Imagen de Saturno en IR por Cassini-VIMS, (b) fotograma del campo de temperatura y (c) promedio de campo de temperatura en diez rotaciones. Esta figura ha sido tomada de [Aurnou et al. \(2008\)](#).

Evidentemente, estas técnicas serían aplicables a cualquier planeta cuya atmósfera estuviese cubierta de nubes y tuviese una circulación lo suficientemente zonal para que el estudio mediante FFT unidimensional resultase satisfactoria. Para esto, únicamente sería necesario poseer observaciones de calidad del planeta a analizar. [Peralta et al. \(2007\)](#) hicieron un análisis de este tipo en Venus usando técnicas similares. Otro lugar del Sistema Solar interesante en este sentido, por estar completamente cubierto de nubes, sería Titán, la luna de Saturno.

Por otro lado, el trabajo sobre de la distribución del brillo realizado en esta Tesis podría ser completado con una comparación de nuestros resultados con los que se obtendrían de modelos numéricos. Se han publicado numerosos modelos numéricos para simular la atmósfera de Júpiter, como ejemplo, [Heimpel and Aurnou \(2007\)](#); [Heimpel et al. \(2005\)](#) obtuvieron un completo modelo del planeta que es capaz de reproducir mapas del campo de velocidades (u, v) (Figura 7.2). De aquí es posible obtener las velocidades turbulentas u' y v' (campo de velocidad turbulento) y por tanto analizar los espectros de energía cinética turbulenta. Además [Aurnou et al. \(2008\)](#) también obtienen simulaciones del campo de temperatura como la que se muestra en la Figura 7.3 con lo que podríamos aplicar la misma técnica al campo de temperatura simulado. Esta constituiría una doble comprobación ya que por un lado confirmaríamos la validez de nuestros resultados comparándolos con los obtenidos para las medidas reales y al mismo tiempo estaríamos comprobando la validez de los propios modelos.

Otra posible línea de estudio sería la medida directa de velocidades sobre las imágenes. Para poder realizar estas medidas, es necesario disponer de imágenes a muy alta resolución para obtener u y v con un error muy pequeño, porque el problema de las medidas de velocidad que poseemos actualmente es que la velocidad

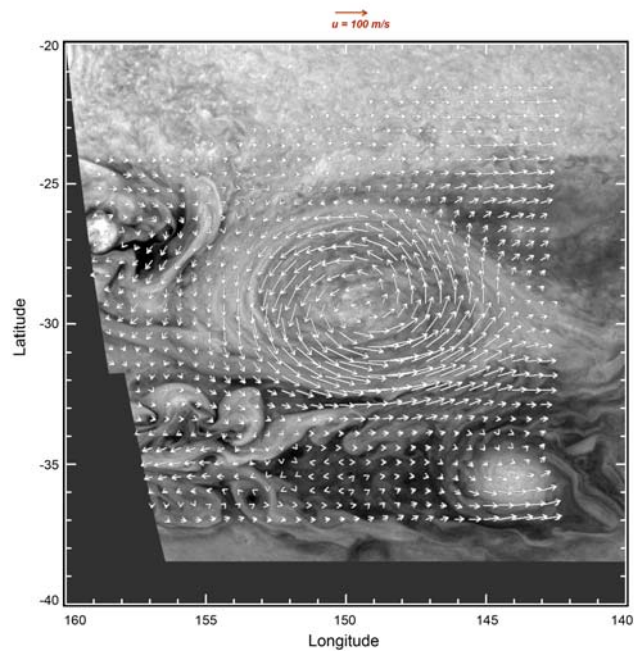


Figura 7.4: Campo de velocidad en el óvalo de Jupiter BA y sus alrededores. Cedida por R. Hueso.

turbulenta, es más pequeña que el error de medida. El cálculo de estas desviaciones es posible sólo en lugares muy concretos de los que poseemos observaciones de altísima resolución (ver como ejemplo la Figura 7.4) y en los que el error de medida cometido es muy pequeño, Salyk et al. (2006) utilizaron este tipo de medidas para calcular $\rho \bar{u}'v'$, el flujo de momento eddy en Júpiter.

El objetivo final sería por un lado poder contrastar los espectros de potencia obtenidos de los mapas de brillo (planisferios), mapas del campo de temperatura y mapas de velocidad turbulenta (u' , v') y comprobar de forma definitiva si realmente existe alguna relación entre ellos y de que manera están relacionadas las leyes de potencia, esto es, las caídas de las pendientes de los espectros de brillo, temperatura y energía cinética turbulenta. Por otro lado, estudiar la transferencia de momento $\rho \bar{u}'v'$ medido por Salyk et al. (2006) para poder concluir si esta transferencia ocurre de los jets a los vórtices o bien en el sentido opuesto. Esta es una cuestión básica que afecta a nuestra comprensión sobre el origen y mantenimiento de la circulación atmosférica general en los planetas gigantes, lo que a día de hoy continúa siendo una incógnita.

Apéndice A

Resumen de las imágenes utilizadas en la Tesis

En esta Tesis se han utilizado imágenes que obtenemos de tres fuentes diferentes: el archivo de Hubble, la misión espacial Cassini y el archivo del IOPW. Estos sets de observaciones permiten seleccionar imágenes en un amplio rango de longitudes de onda, lo que nos permite realizar un estudio exhaustivo de la dinámica atmosférica en diferentes nubes y nieblas, esto es, en diferentes niveles de presión.

Este Apéndice recoge en tablas todas las imágenes que han sido utilizadas durante la Tesis, nombre, fecha y hora, filtro con el que ha sido tomada y uso que se le ha dado a dicha imagen. En total se han utilizado 323 imágenes de las cuales 116 pertenecen al archivo de HST, 188 de Cassini y 19 del IOPW.

Cada una de las imágenes ha sido etiquetada en función del uso que se les ha dado. Estas etiquetas son: CT para las usadas en *cloud tracking*, TR para las aplicaciones de transporte radiativo, OP en el estudio de la onda polar, DB para las que hemos usado en la composición de planisferios para el estudio de la distribución de brillo y NTBD en la caracterización y análisis de la perturbación de la NTB.

Apéndice A. Resumen de las imágenes utilizadas en la Tesis

Tabla A.1: Resumen de las imágenes utilizadas en el Capítulo 3.

Imagen	Fecha	Hora	Filtro	Uso
<i>Cassini ISS</i>				
N1354108545	28/11/2000	13:04:26	MT3	OP
N1354114427	28/11/2000	14:42:28	MT3	OP
N1354120309	28/11/2000	16:20:30	MT3	OP
N1354126191	28/11/2000	17:58:32	MT3	OP
N1354132493	28/11/2000	19:43:34	MT3	OP
N1354137955	28/11/2000	21:14:36	MT3	OP
N1354180306	29/11/2000	09:00:27	MT3	OP
N1354186188	29/11/2000	10:38:29	MT3	OP
N1354192070	29/11/2000	12:16:31	MT3	OP
N1354197952	29/11/2000	13:54:33	MT3	OP
N1354203834	29/11/2000	15:32:35	MT3	OP
N1354209716	29/11/2000	17:10:37	MT3	OP
N1354252066	30/11/2000	04:56:26	MT3	OP
N1354257948	30/11/2000	06:34:28	MT3	OP
N1354263830	30/11/2000	08:12:30	MT3	OP
N1354269712	30/11/2000	09:50:32	MT3	OP
N1354275594	30/11/2000	11:28:34	MT3	OP
N1354281476	30/11/2000	13:06:36	MT3	OP
N1354323827	01/12/2000	00:52:27	MT3	OP
N1354329709	01/12/2000	02:30:29	MT3	OP
N1354335591	01/12/2000	04:08:31	MT3	OP
N1354341473	01/12/2000	05:46:33	MT3	OP
N1354347355	01/12/2000	07:24:35	MT3	OP
N1354353237	01/12/2000	09:02:37	MT3	OP
N1354407351	02/12/2000	00:04:30	MT3	OP
N1354419115	02/12/2000	03:20:34	MT3	OP
N1354424997	02/12/2000	04:58:36	MT3	OP
N1354430879	02/12/2000	06:36:38	MT3	OP
N1354442643	02/12/2000	09:52:42	MT3	OP
N1354449047	02/12/2000	11:39:26	MT3	OP
N1354539348	03/12/2000	12:44:26	MT3	OP
N1354545230	03/12/2000	14:22:28	MT3	OP
N1354551112	03/12/2000	16:00:30	MT3	OP
N1354556994	03/12/2000	17:38:32	MT3	OP
N1354562876	03/12/2000	19:16:34	MT3	OP
N1354568758	03/12/2000	20:54:36	MT3	OP
N1354611108	04/12/2000	08:40:26	MT3	OP
N1354617410	04/12/2000	10:25:28	MT3	OP
N1354622873	04/12/2000	11:56:31	MT3	OP
N1354628755	04/12/2000	13:34:33	MT3	OP
N1354634637	04/12/2000	15:12:35	MT3	OP
N1354682869	05/12/2000	04:36:26	MT3	OP
N1354688751	05/12/2000	06:14:28	MT3	OP
N1354694633	05/12/2000	07:52:30	MT3	OP
N1354700515	05/12/2000	09:30:32	MT3	OP
N1354706397	05/12/2000	11:08:34	MT3	OP

Continúa en la siguiente página

Tabla A.1 – Continuación

Imagen	Fecha	Hora	Filtro	Uso
N1354712279	05/12/2000	12:46:36	MT3	OP
N1354754629	06/12/2000	00:32:26	MT3	OP
N1354760511	06/12/2000	02:10:28	MT3	OP
N1354766393	06/12/2000	03:48:30	MT3	OP
N1354772276	06/12/2000	05:26:33	MT3	OP
N1354778158	06/12/2000	07:04:35	MT3	OP
N1354784040	06/12/2000	08:42:37	MT3	OP
N1354844036	07/12/2000	01:22:32	MT3	OP
N1354849918	07/12/2000	03:00:34	MT3	OP
N1354855800	07/12/2000	04:38:36	MT3	OP
N1354861682	07/12/2000	06:16:38	MT3	OP
N1354867564	07/12/2000	07:54:40	MT3	OP
N1354873446	07/12/2000	09:32:42	MT3	OP
N1354970151	08/12/2000	12:24:26	MT3	OP
N1354976033	08/12/2000	14:02:28	MT3	OP
N1354981915	08/12/2000	15:40:30	MT3	OP
N1354987797	08/12/2000	17:18:32	MT3	OP
N1354993679	08/12/2000	18:56:34	MT3	OP
N1354999561	08/12/2000	20:34:36	MT3	OP
N1355041911	09/12/2000	08:20:26	MT3	OP
N1355047793	09/12/2000	09:58:28	MT3	OP
N1355053675	09/12/2000	11:36:30	MT3	OP
N1355059557	09/12/2000	13:14:32	MT3	OP
N1355065439	09/12/2000	14:52:34	MT3	OP
N1355071321	09/12/2000	16:30:36	MT3	OP
N1355169857	10/12/2000	19:52:51	MT3	OP
N1355170942	10/12/2000	20:10:56	MT3	OP
N1355175617	10/12/2000	21:28:51	MT3	OP
N1355176702	10/12/2000	21:46:56	MT3	OP
N1355181377	10/12/2000	23:04:51	MT3	OP
N1355182462	10/12/2000	23:22:56	MT3	OP
N1355233441	11/12/2000	13:32:35	CB2	CT
N1355233511	11/12/2000	13:33:44	MT3	OP
N1355233845	11/12/2000	13:39:19	CB2	CT
N1355233915	11/12/2000	13:40:29	MT3	OP
N1355237227	11/12/2000	14:35:41	CB2	CT
N1355237297	11/12/2000	14:36:50	MT3	OP
N1355237701	11/12/2000	14:43:34	MT3	OP
N1355241013	11/12/2000	15:38:47	CB2	CT
N1355241083	11/12/2000	15:39:56	MT3	OP
N1355241487	11/12/2000	15:39:56	MT3	OP
N1355244869	11/12/2000	16:43:02	MT3	OP
N1355245273	11/12/2000	16:49:46	MT3	OP
N1355248655	11/12/2000	17:46:08	MT3	OP
N1355249059	11/12/2000	17:52:52	MT3	OP
N1355252441	11/12/2000	18:49:14	MT3	OP
N1355252775	11/12/2000	18:54:49	CB2	CT
N1355252845	11/12/2000	18:55:58	MT3	OP

Continúa en la siguiente página

Apéndice A. Resumen de las imágenes utilizadas en la Tesis

Tabla A.1 – Continuación

Imagen	Fecha	Hora	Filtro	Uso
N1355256227	11/12/2000	19:52:20	MT3	OP
N1355256631	11/12/2000	19:59:04	MT3	OP
N1355260013	11/12/2000	20:55:26	MT3	OP
N1355260417	11/12/2000	21:02:11	MT3	OP
N1355264203	11/12/2000	22:05:16	MT3	OP
N1355267515	11/12/2000	23:00:28	CB2	CT
N1355267585	11/12/2000	23:01:38	MT3	OP
N1355267919	11/12/2000	23:07:13	CB2	CT
N1355271301	12/12/2000	0:03:35	CB2	CT
N1355275087	12/12/2000	1:06:41	CB2	CT
N1355278873	12/12/2000	2:09:47	CB2	CT
N1355286445	13/12/2000	4:15:58	CB2	CT
N1355286919	12/12/2000	4:23:53	MT3	OP
N1355290635	12/12/2000	5:25:49	CB2	CT
N1355298277	12/12/2000	7:33:10	MT3	OP
N1355305375	12/12/2000	9:31:28	CB2	CT
N1355305445	12/12/2000	9:32:38	MT3	OP
N1355305779	12/12/2000	9:38:13	CB2	CT
N1355309161	12/12/2000	10:34:35	CB2	CT
N1355312947	12/12/2000	11:37:40	CB2	CT
N1355316733	12/12/2000	12:40:46	CB2	CT
N1355320993	12/12/2000	13:51:46	MT3	OP
N1355324305	13/12/2000	14:46:58	CB2	CT
N1355324709	12/12/2000	14:53:42	CB2	CT
N1355336137	12/12/2000	18:04:10	MT3	OP
N1355339449	12/12/2000	18:59:22	CB2	CT
N1355339519	12/12/2000	19:00:32	MT3	OP
N1355339853	12/12/2000	19:06:06	CB2	CT
N1355355077	12/12/2000	23:19:50	UV1	OP
N1355355176	12/12/2000	23:21:29	MT3	OP
N1355358384	13/12/2000	0:14:57	CB2	CT
N1355358863	13/12/2000	0:22:56	UV1	CT&OP
N1355370345	13/12/2000	3:34:18	MT3	OP
N1355373607	13/12/2000	4:28:39	CB2	CT
N1355517916	14/12/2000	20:33:48	UV1	CT&OP
N1355518413	14/12/2000	20:42:04	UV1	OP
N1355521497	14/12/2000	21:33:28	UV1	OP
N1355521994	14/12/2000	21:41:45	UV1	OP
N1355525089	14/12/2000	22:33:20	UV1	OP
N1355525586	14/12/2000	22:41:37	UV1	OP
N1355528716	14/12/2000	23:33:47	UV1	OP
N1355529213	14/12/2000	23:42:04	UV1	OP
N1355532297	15/12/2000	0:33:28	UV1	OP
N1355532794	15/12/2000	0:41:45	UV1	OP
N1355535887	15/12/2000	1:33:18	UV1	OP
N1355536327	12/12/2000	1:40:39	MT3	OP
N1355536392	15/12/2000	1:41:43	UV1	CT&OP
N1355536392	15/12/2000	1:41:43	MT3	OP

Continúa en la siguiente página

Tabla A.1 – Continuación

Imagen	Fecha	Hora	Filtro	Uso
N1355539517	15/12/2000	2:33:48	UV1	OP
N1355540014	15/12/2000	2:42:05	UV1	OP
N1355540014	13/12/2000	2:42:05	UV1	OP
N1355543093	15/12/2000	3:33:24	UV1	OP
N1355546490	15/12/2000	4:30:01	BL1	TR
N1355546523	15/12/2000	4:30:34	CB1	TR
N1355546557	15/12/2000	4:31:08	MT1	TR
N1355546590	15/12/2000	4:31:41	CB2	TR
N1355546623	15/12/2000	4:32:14	MT2	TR
N1355546656	15/12/2000	4:32:47	CB3	TR
N1355546689	15/12/2000	4:33:20	MT3	TR
N1355546729	15/12/2000	4:34:00	UV1	TR
N1355546987	15/12/2000	4:38:18	BL1	TR
N1355547020	15/12/2000	4:38:51	CB1	TR
N1355547054	15/12/2000	4:39:25	MT1	TR
N1355547087	15/12/2000	4:39:58	CB2	TR
N1355547120	15/12/2000	4:40:31	MT2	TR
N1355547153	15/12/2000	4:41:04	CB3	TR
N1355547186	15/12/2000	4:41:37	MT3	CT&TR
N1355547226	15/12/2000	4:42:07	UV1	TR
N1355553817	15/12/2000	6:32:08	UV1	CT&OP
N1356984254	31/12/2000	19:52:36	CB2	CT
N1357022282	01/01/2001	6:26:24	CB2	CT
<i>HST WFPC2</i>				
U2FI0501P	15/07/1994	11:55:16	FQCH4N	OP
U2FI0508P	15/07/1994	12:20:16	FQCH4N	OP
U2FI0601P	15/07/1994	13:26:16	FQCH4N	OP
U2FI0608T	15/07/1994	13:50:16	FQCH4N	OP
U2FI0801T	15/07/1994	16:39:16	FQCH4N	OP
U2FI0808T	15/07/1994	17:03:16	FQCH4N	OP
U2FI0901T	15/07/1994	18:16:16	FQCH4N	OP
U2FI0908T	15/07/1994	18:40:16	FQCH4N	OP
U2FI0A01T	15/07/1994	19:52:16	FQCH4N	OP
U2FI0A03T	15/07/1994	19:57:16	F953N	OP
U2FI0A08T	15/07/1994	20:16:16	FQCH4N	OP
U2FI0C01T	16/07/1994	20:13:16	FQCH4N	OP
U2FI0H01T	17/07/1994	16:58:16	FQCH4N	OP
U2FI0O04T	18/07/1994	7:38:16	F953N	OP
U2FI0V01T	19/07/1994	7:35:16	FQCH4N	OP
U2FI1803T	20/07/1994	20:39:16	F953N	OP
U2FI1M01T	22/07/1994	6:23:16	FQCH4N	OP
U2FI2A03T	30/07/1994	4:34:16	F953N	OP
U2FI2A0AT	30/07/1994	5:53:16	F953N	OP
U2FI2B03T	30/07/1994	6:07:16	F953N	OP
U2FI2B0AT	30/07/1994	7:26:16	F953N	OP
U2FI2C03T	30/07/1994	7:47:16	F953N	OP
U2FI2C0AT	30/07/1994	9:02:16	F953N	OP

Continúa en la siguiente página

Apéndice A. Resumen de las imágenes utilizadas en la Tesis

Tabla A.1 – Continuación

Imagen	Fecha	Hora	Filtro	Uso
U2FI2D03T	30/07/1994	9:23:16	F953N	OP
U2FI2D0AT	30/07/1994	10:39:16	F953N	OP
U2YH0102T	05/10/1995	4:14:16	FQCH4N	OP
U2YH0113T	05/10/1995	9:34:16	FQCH4N	OP
U2YH011FT	05/10/1995	12:13:16	FQCH4N	OP
U2YH011XT	05/10/1995	14:23:16	FQCH4N	OP
U2YH0115T	05/10/1995	10:36:16	FQCH4N	OP
U2YH0102T	05/10/1995	4:14:16	FQCH4N	OP
U2YH011PT	05/10/1995	13:49:16	FQCH4N	OP
U2YH010BT	05/10/1995	5:47:16	FQCH4N	OP
U2YH010LT	05/10/1995	7:23:16	FQCH4N	OP
U2YH010VT	05/10/1995	9:00:16	FQCH4N	OP
U2YH0202T	07/10/1995	1:13:16	FQCH4N	OP
U2YH0402T	07/10/1995	6:04:16	FQCH4N	OP
U41G010KR	18/09/1997	15:40:13	FQCH4N	OP
U41G011KR	18/09/1997	20:31:13	FQCH4N	OP
U41G011WR	18/09/1997	22:08:13	FQCH4N	OP
U41G0109R	18/09/1997	14:12:13	FQCH4N	OP
U41G010WR	18/09/1997	17:17:13	FQCH4N	OP
U41G0118R	18/09/1997	18:54:13	FQCH4N	OP
U43B0801R	20/09/1997	12:20:13	FQCH4N	OP
U43B0701R	20/09/1997	17:11:13	FQCH4N	OP
U5HP010DR	11/08/1999	15:04:00	FQCH4N	OP
U5HP010LR	11/08/1999	15:37:00	FQCH4N	OP
U5HP010QR	11/08/1999	16:41:00	FQCH4N	OP
U5HP010YR	11/08/1999	17:13:00	FQCH4N	OP
U5HP0113R	11/08/1999	18:18:00	FQCH4N	OP
U5HP011BR	11/08/1999	18:50:00	FQCH4N	OP
U5HP011GR	11/08/1999	19:54:00	FQCH4N	OP
U5HP011OR	11/08/1999	20:27:00	FQCH4N	OP
U5HP011TR	11/08/1999	21:31:00	FQCH4N	OP
U5HP0121R	11/08/1999	22:03:00	FQCH4N	OP
U5HP0201R	14/10/1999	3:34:00	FQCH4N	OP
U5HP0209R	14/10/1999	4:06:00	FQCH4N	OP
U5HP020CR	14/10/1999	5:05:00	FQCH4N	OP
U5HP020KR	14/10/1999	5:38:00	FQCH4N	OP
U5HP020NR	14/10/1999	6:42:00	FQCH4N	OP
U5HP020VR	14/10/1999	7:14:00	FQCH4N	OP
U5HP020YR	14/10/1999	8:19:00	FQCH4N	OP
U5HP0216R	14/10/1999	8:51:00	FQCH4N	OP
U5HP0219R	14/10/1999	9:55:00	FQCH4N	OP
U5HP021HR	14/10/1999	10:28:00	FQCH4N	OP
U5HP021KR	14/10/1999	11:32:00	FQCH4N	OP

Nota: CT: Cloud Tracking, RT: Transporte Radiativo,
OP: Onda Polar

Tabla A.2: Lista de imágenes utilizadas en el Capítulo 5

Imagen	Fecha	Hora	Filtro	Uso
<i>HST WFPC2</i>				
U2YH0101T	05/10/1995	4:10:16	F953N	DB
U2YH010AT	05/10/1995	5:43:16	F953N	DB
U2YH010KT	05/10/1995	7:19:16	F953N	DB
U2YH010UT	05/10/1995	8:56:16	F953N	DB
U2YH0114T	05/10/1995	10:32:16	F953N	DB
U2YH011ET	05/10/1995	12:09:16	F953N	DB
U2YH011OT	05/10/1995	13:45:16	F953N	DB
U2YH0105T	05/10/1995	4:24:16	F410M	DB
U2YH010FT	05/10/1995	6:01:16	F410M	DB
U2YH010PT	05/10/1995	7:37:16	F410M	DB
U2YH010ZT	05/10/1995	9:12:16	F410M	DB
U2YH0119T	05/10/1995	10:48:16	F410M	DB
U2YH011JT	05/10/1995	12:25:16	F410M	DB
U2YH011TT	05/10/1995	14:01:16	F410M	DB
U2YH0107T	05/10/1995	4:30:17	F255W	DB
U2YH010HT	05/10/1995	6:10:17	F255W	DB
U2YH010RT	05/10/1995	7:46:17	F255W	DB
U2YH0111T	05/10/1995	9:18:17	F255W	DB
U2YH011BT	05/10/1995	10:54:17	F255W	DB
U2YH011LT	05/10/1995	12:31:17	F255W	DB
U2YH011VT	05/10/1995	14:07:17	F255W	DB
<i>Cassini ISS</i>				
N1352887174	14/11/2000	9:48:24	CB3	DB
N1352893174	14/11/2000	11:28:24	CB3	DB
N1352899174	14/11/2000	13:08:24	CB3	DB
N1352905174	14/11/2000	14:48:24	CB3	DB
N1352911174	14/11/2000	16:28:24	CB3	DB
N1352917174	14/11/2000	18:08:24	CB3	DB
N1352887288	14/11/2000	9:50:18	BL1	DB
N1352893288	14/11/2000	11:30:18	BL1	DB
N1352899288	14/11/2000	13:10:18	BL1	DB
N1352905288	14/11/2000	14:50:18	BL1	DB
N1352911288	14/11/2000	16:30:18	BL1	DB
N1352917288	14/11/2000	18:10:18	BL1	DB
N1352887104	14/11/2000	9:47:14	UV1	DB
N1352893104	14/11/2000	11:27:14	UV1	DB
N1352899104	14/11/2000	13:07:14	UV1	DB
N1352905104	14/11/2000	14:47:14	UV1	DB
N1352911104	14/11/2000	16:27:14	UV1	DB
N1352917104	14/11/2000	18:07:14	UV1	DB
<i>Nota:</i> DB: Distribución de Brillo				

Apéndice A. Resumen de las imágenes utilizadas en la Tesis

Tabla A.3: Lista de imágenes utilizadas en el Capítulo 6

Imagen	Fecha	Hora	Filtro	Uso
<i>HST WFPC2</i>				
U9XBA103M	25/03/2007	16:35:00	F953N	NTBD
U9XBB103M	25/03/2007	18:05:00	F953N	NTBD
U9XBC103M	25/03/2007	19:41:00	F953N	NTBD
U9XBD103M	25/03/2007	21:16:00	F953N	NTBD
U9XBE103M	25/03/2007	22:52:00	F953N	NTBD
U9XBF103M	26/03/2007	00:28:00	F953N	NTBD
U9AU2301M	01/05/2007	01:12:00	F336W	NTBD
U9AU2305M	01/05/2007	01:24:00	F410M	NTBD
U9AU2309M	01/05/2007	01:36:00	F410M	NTBD
U9AU2302M	01/05/2007	01:15:00	F502N	NTBD
U9AU230CM	01/05/2007	01:45:00	F502N	NTBD
U9AU2306M	01/05/2007	01:27:00	F673N	NTBD
U9AU230AM	01/05/2007	01:39:00	F673N	NTBD
U9AU2303M	01/05/2007	01:18:00	F953N	NTBD
U9AU230BM	01/05/2007	01:42:00	F953N	NTBD
U9MM0808M	11/05/2007	14:11:00	F336W	NTBD
U9MM0704M	11/05/2007	12:22:00	F410M	NTBD
U9MM0806M	11/05/2007	14:03:00	F410M	NTBD
U9MM0702M	11/05/2007	12:16:00	F502N	NTBD
U9MM0807M	11/05/2007	14:06:00	F502N	NTBD
U9MM0705M	11/05/2007	12:28:00	F673N	NTBD
U9MM0805M	11/05/2007	14:00:00	F673N	NTBD
U9MM0709M	11/05/2007	12:43:00	F953N	NTBD
U9MM080AM	11/05/2007	14:18:00	F953N	NTBD
UA3D0101M	05/06/2007	03:38:00	F953N	NTBD
UA3D0108M	05/06/2007	04:08:00	F953N	NTBD
UA3D0201M	05/06/2007	08:22:00	F953N	NTBD
UA3D0208M	05/06/2007	08:52:00	F953N	NTBD
UB060506M	08/07/2008	12:22:17	F390N	NTBD
UB060606M	08/07/2008	21:59:17	F390N	NTBD
UB060502M	08/07/2008	12:07:17	F410N	NTBD
UB060602M	08/07/2008	21:44:17	F410N	NTBD
UB060507M	08/07/2008	12:25:17	F437N	NTBD
UB060607M	08/07/2008	22:02:17	F437N	NTBD
UB060508M	08/07/2008	12:28:17	F469N	NTBD
UB060608M	08/07/2008	22:05:17	F469N	NTBD
UB060503M	08/07/2008	12:10:17	F502N	NTBD
UB060603M	08/07/2008	21:47:17	F502N	NTBD
UB060501M	08/07/2008	12:04:17	F673N	NTBD
UB06050CM	08/07/2008	12:44:17	F673N	NTBD
UB060601M	08/07/2008	21:41:17	F673N	NTBD
UB06060CM	08/07/2008	22:21:17	F673N	NTBD
<i>IOPW (International Outer Planet Watch)</i>				
Mike Salway	12/04/2007	15:54:02	Visible	NTBD
Mike Salway	12/04/2007	16:47:04	Visible	NTBD

Continúa en la siguiente página

Tabla A.3 – Continuación

Imagen	Fecha	Hora	Filtro	Uso
Mike Salway	12/04/2007	17:19:55	Visible	NTBD
Fabio Carvalho	12/04/2007	04:05:00	Visible	NTBD
Fabio Carvalho	12/04/2007	04:58:00	Visible	NTBD
Fabio Carvalho	12/04/2007	05:54:00	Visible	NTBD
Christopher Go	13/04/2007	19:17:00	Visible	NTBD
Anthony Wesley	13/04/2007	17:39:00	Visible	NTBD
Anthony Wesley	13/04/2007	17:51:00	Visible	NTBD
Anthony Wesley	13/04/2007	18:12:00	Visible	NTBD
Anthony Wesley	13/04/2007	18:56:00	Visible	NTBD
Fabio Carvalho	16/04/2007	05:21:00	Visible	NTBD
Fabio Carvalho	16/04/2007	05:42:00	Visible	NTBD
Fabio Carvalho	16/04/2007	06:05:00	Visible	NTBD
Christopher Go	16/04/2007	19:06:00	Visible	NTBD
Fabio Carvalho	17/04/2007	06:10:00	Visible	NTBD
Fabio Carvalho	17/04/2007	07:17:00	Visible	NTBD
Christopher Go	29/04/2007	17:36:00	Visible	NTBD
Fabio Carvalho	30/04/2007	03:45:00	Visible	NTBD

Nota: NTBD: Inestabilidad de la NTB

Apéndice A. Resumen de las imágenes utilizadas en la Tesis

Apéndice B

Planisferios a alta resolución

Versión en alta resolución de los planisferios presentados en las Figuras 3.8, 3.9, 3.10 y 5.6.

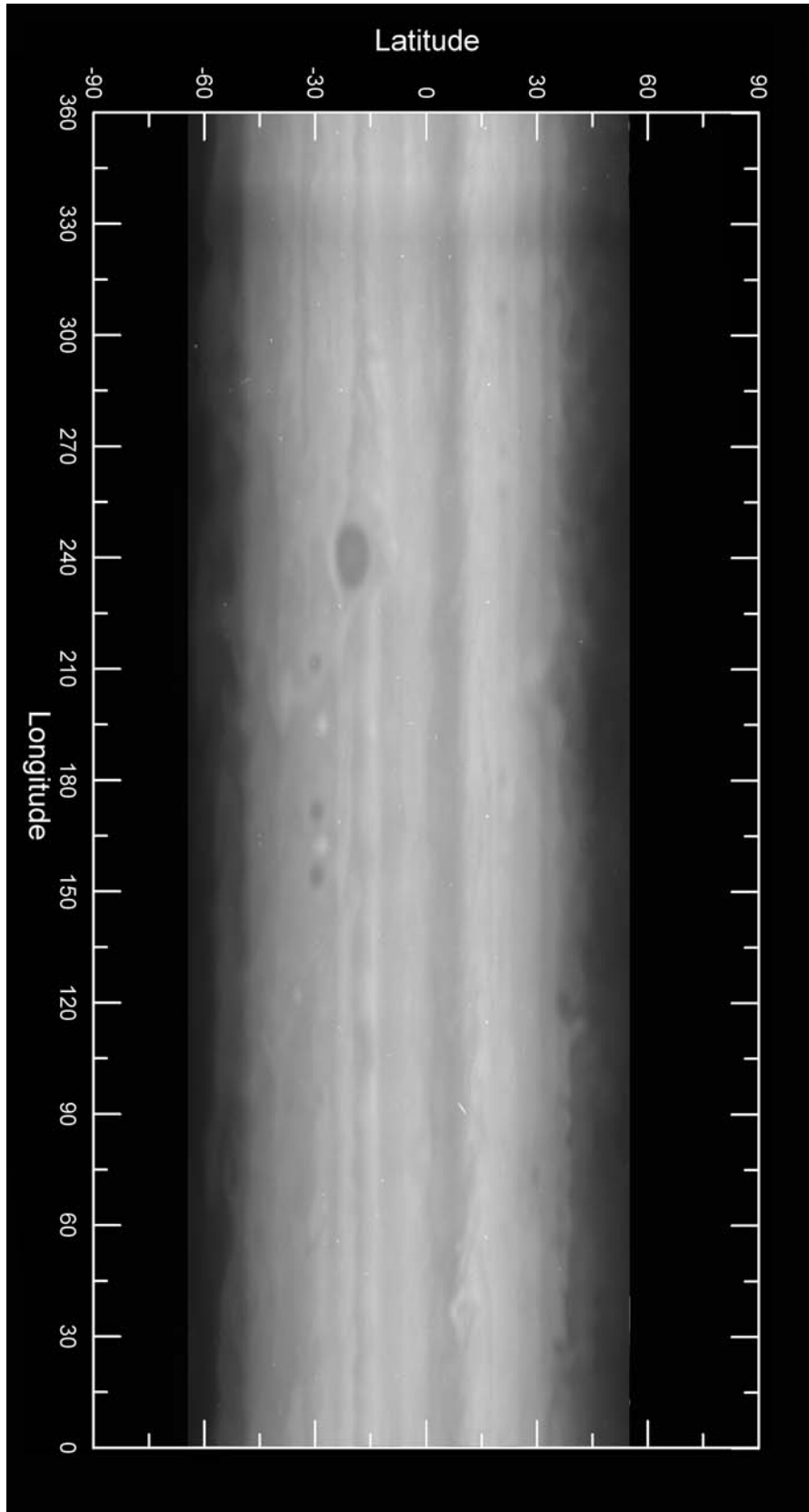


Figura B.1: Planisferio ultravioleta (F255W) de HST (1995)

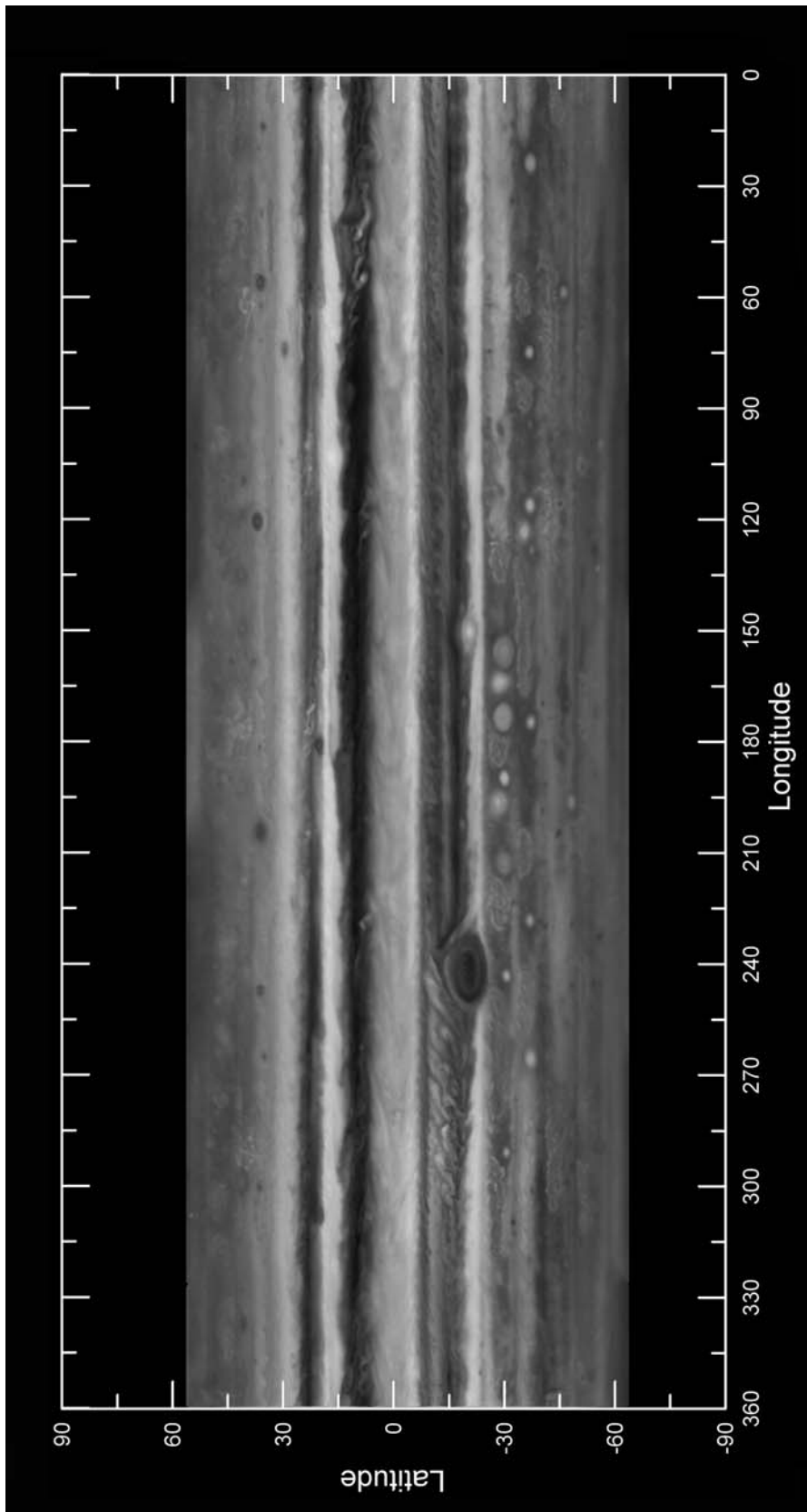


Figura B.2: Planisferio azul (F410M) de HST (1995).

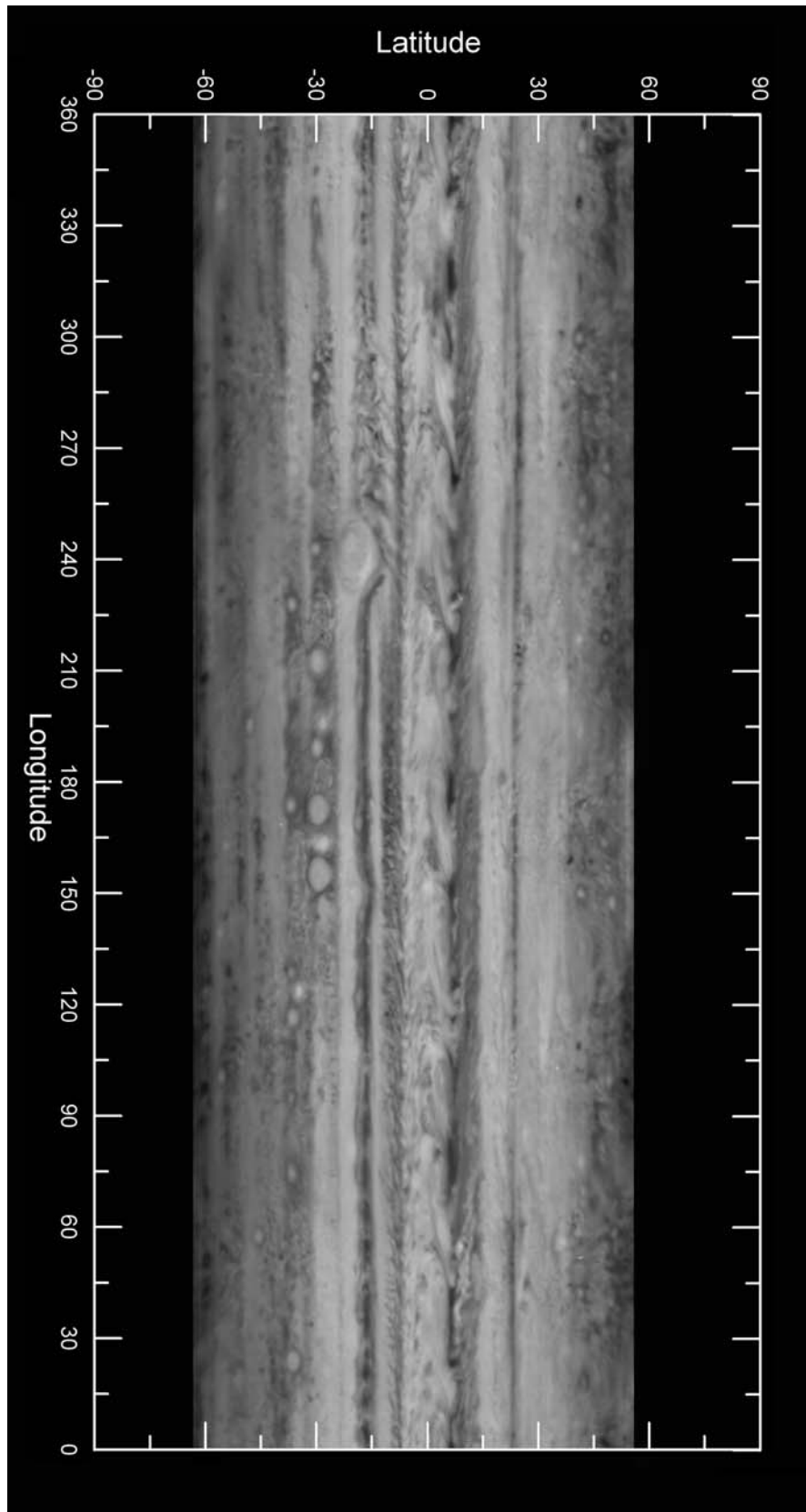


Figura B.3: Planisferio infrarrojo (F953N) de HST (1995)

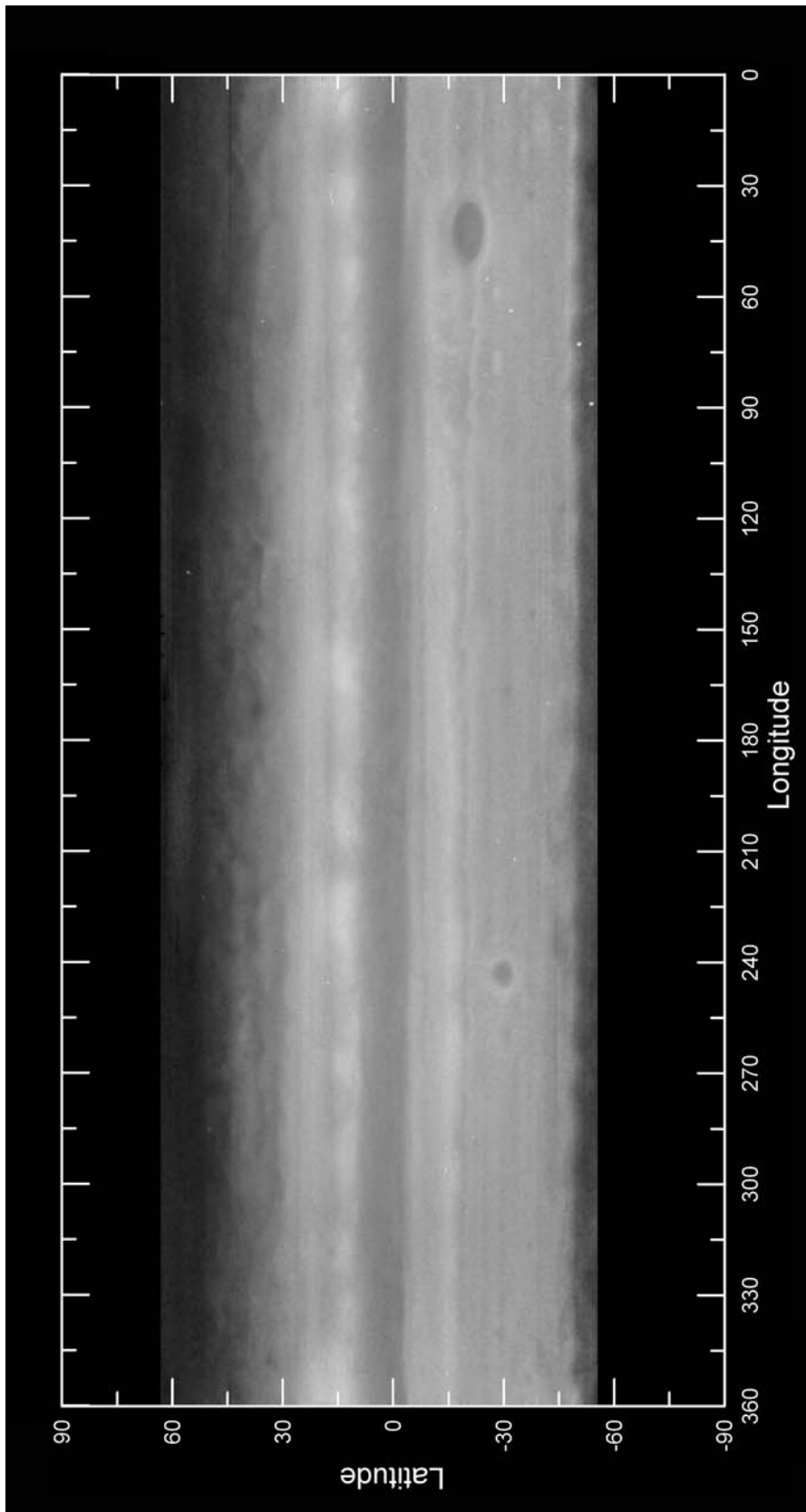


Figura B.4: Planisferio ultravioleta (UV1) de Cassini (2000)

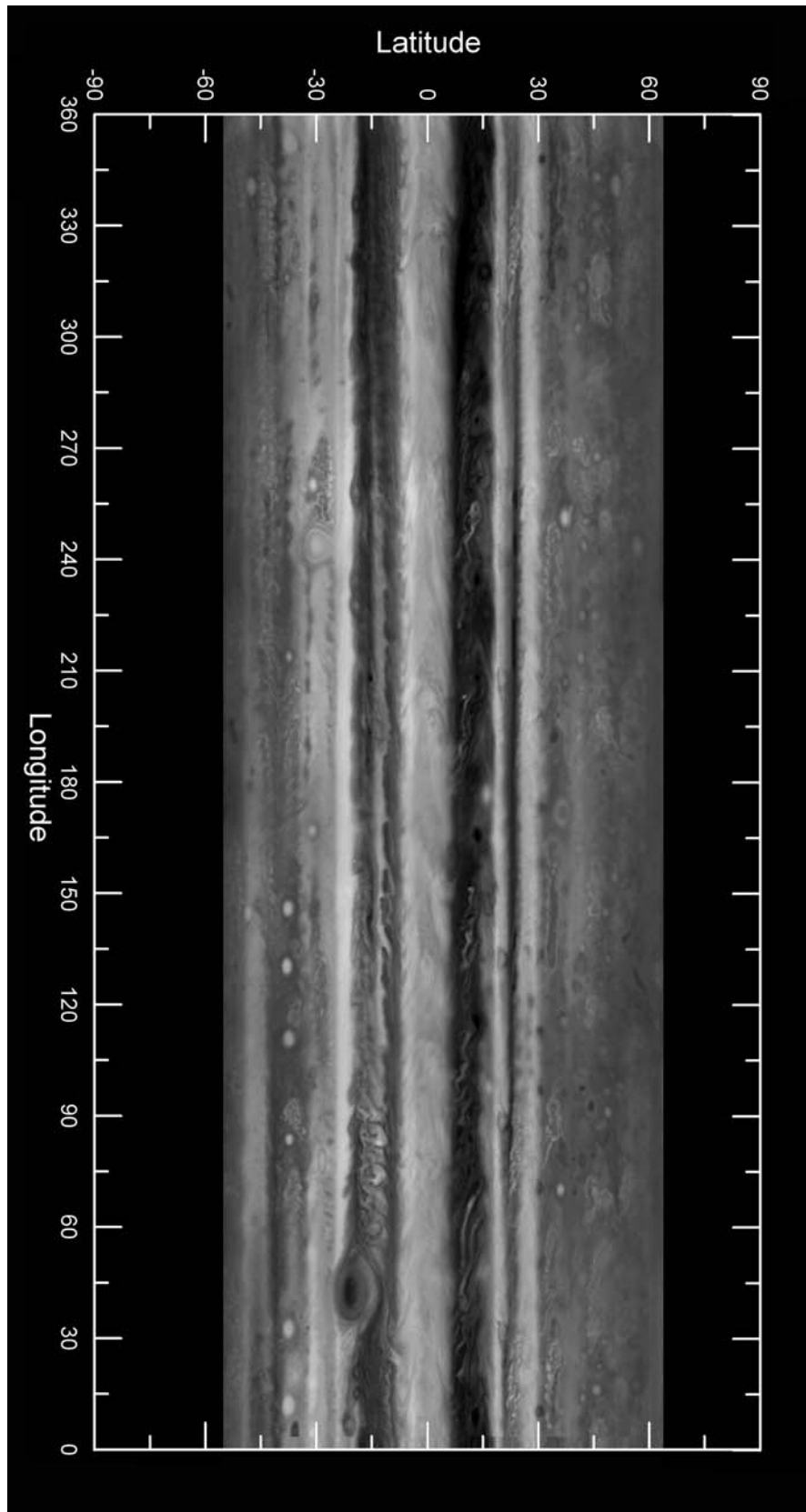


Figura B.5: Planisferio azul (BL1) de Cassini (2000)

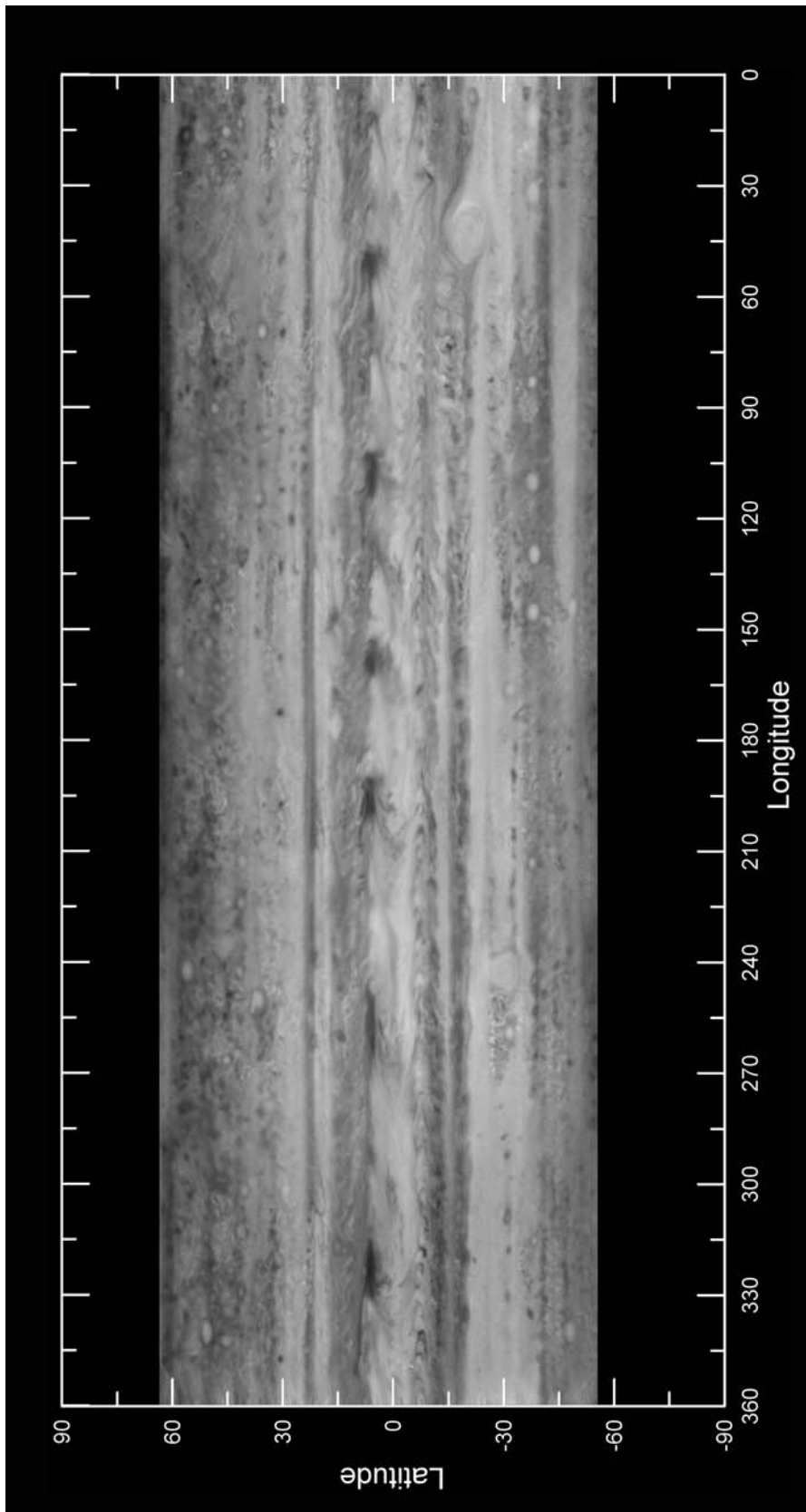


Figura B.6: Planisferio infrarrojo (CB3) de Cassini (2000)

Bibliografía

- Acarreta, J. R. and Sanchez-Lavega, A. (1999). Vertical Cloud Structure in Saturn's 1990 Equatorial Storm. *Icarus*, 137:24–33.
- Allison, M. (1990). Planetary waves in Jupiter's equatorial atmosphere. *Icarus*, 83:282–307.
- Anders, E. and Grevesse, N. (1989). Abundances of the elements - Meteoritic and solar. *Geochim. Cosmochim. Acta*, 53:197–214.
- Aragon, J. L., Naumis, G. G., Bai, M., Torres, M., and Maini, P. K. (2006). Turbulent luminance in impassioned van gogh paintings.
- Arregi, J., Rojas, J., Hueso, R., and Sánchez-Lavega, A. (2009). Gravity waves in jupiter's equatorial clouds observed by the galileo orbiter. *Icarus*, In Press, Corrected Proof.
- Arregi, J., Rojas, J. F., Sánchez-Lavega, A., and Morgado, A. (2006). Phase dispersion relation of the 5-micron hot spot wave from a long-term study of Jupiter in the visible. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 111:9010.
- Asay-Davis, X. S., Marcus, P. S., Wong, M. H., and 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*, In Press, Accepted Manuscript.
- Atreya, S. K., Wong, M. H., Owen, T. C., Mahaffy, P. R., Niemann, H. B., de Pater, I., Drossart, P., and Encrenaz, T. (1999). A comparison of the atmospheres of Jupiter and Saturn: deep atmospheric composition, cloud structure, vertical mixing, and origin. *Planet. Space Sci.*, 47:1243–1262.
- Aurnou, J., Heimpel, M., Allen, L., King, E., and Wicht, J. (2008). Convective heat transfer and the pattern of thermal emission on the gas giants. *Geophysical Journal International*, 173:793–801.
- Baggett, S., McMaster, M., Biretta, J., Casertano, S., Fruchter, M., Ferguson, H., Gilliland, R., Gonzaga, S., Heyer, I., Holtzman, J., Koekemoer, A., Krist, J., Lubin, L., Mack, J., O'Dea, C., Kozhurina-Platais, V., Riess, A., Schultz, A.,

Bibliografía

- Stiavelli, M., Whitmore, B., and Wiggs, M. (2002). *HST WFPC2 Data Handbook*. B. Mobasher, Baltimore, STScI.
- Ball, P. (2006). Van gogh painted perfect turbulence. *Nature*.
- Banfield, D., Gierasch, P. J., Bell, M., Ustinov, E., Ingersoll, A. P., Vasavada, A. R., West, R. A., and Belton, M. J. S. (1998). Jupiter's Cloud Structure from Galileo Imaging Data. *Icarus*, 135:230–250.
- Barrado-Izagirre, N., Sánchez-Lavega, A., Pérez-Hoyos, S., and Hueso, R. (2008). Jupiter's polar clouds and waves from Cassini and HST images: 1993-2006. *Icarus*, 194:173–185.
- Barrey, R. F. T. (1984). A Users Guide to Voyager Image Processing. *Atmospheric Physics Group, The Blackett Laboratory, Imperial College, London*.
- Batchelor, G. K. (1959). Small-scale variation of convected quantities like temperature in turbulent fluid. Part 1. General discussion and the case of small conductivity. *Journal of Fluid Mechanics*, 5:113–133.
- Beebe, R. F., Ingersoll, A. P., Hunt, G. E., Mitchell, J. L., and Muller, J.-P. (1980). Measurements of wind vectors, eddy momentum transports, and energy conversions in Jupiter's atmosphere from Voyager 1 images. *Geophys. Res. Lett.*, 7:1–4.
- Beebe, R. F., Orton, G. S., and West, R. A. (1989). Time-Variable Nature of the Jovian Cloud Properties and Thermal Structure: an Observational Perspective. *NASA Special Publication*, 494:245–288.
- Brigham, E. O. (1988). *The fast Fourier transform and its applications*. Englewood Cliffs, N.J.: Prentice-Hall, 1988.
- Busse, F. H. (1976). A simple model of convection in the Jovian atmosphere. *Icarus*, 29:255–260.
- Carlson, B. E., Prather, M. J., and Rossow, W. B. (1987). Cloud chemistry on Jupiter. *ApJ*, 322:559–572.
- 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., and Noll, K. S. (2008). Changing Characteristics of Jupiter's Little Red SPOT. *AJ*, 135:2446–2452.
- Cho, J. Y.-K. and Polvani, L. M. (1996). The emergence of jets and vortices in freely evolving, shallow-water turbulence on a sphere. *Physics of Fluids*, 8:1531–1552.

- Davies, M. E., Abalakin, V. K., Bursa, M., Lederle, T., Lieske, J. H., Rapp, R. H., Seidelman, P. K., Singclair, A. T., Tejfel, V. G., and Tjuffin, Y. S. (1986). Report of the IAU/IAU COSPAR working group on cartographic coordinates and rotational elements of the planets and satellites: 1985. *Celestial Mechanics*, 39:102–113.
- De Pater, I. and Lissauer, J. J. (2001). *Planetary Sciences*. Planetary Sciences, by Imke de Pater and Jack J. Lissauer, pp. 544. ISBN 0521482194. Cambridge, UK: Cambridge University Press, December 2001.
- Del Genio, A. D., Barbara, J. M., Ferrier, J., Ingersoll, A. P., West, R. A., Vasavada, A. R., Spitale, J., and Porco, C. C. (2007). Saturn eddy momentum fluxes and convection: First estimates from Cassini images. *Icarus*, 189:479–492.
- Deming, D., Mumma, M. J., Espenak, F., Jennings, D. E., Kostiuk, T., Wiedemann, G., Loewenstein, R., and Piscitelli, J. (1989). A search for p-mode oscillations of Jupiter - Serendipitous observations of nonacoustic thermal wave structure. *ApJ*, 343:456–467.
- Deming, D., Reuter, D., Jennings, D., Bjoraker, G., McCabe, G., Fast, K., and Wiedemann, G. (1997). Observations and Analysis of Longitudinal Thermal Waves on Jupiter. *Icarus*, 126:301–312.
- Dowling, T. E., Fischer, A. S., Gierasch, P. J., Harrington, J., Lebeau, R. P., and Santori, C. M. (1998). The Explicit Planetary Isentropic-Coordinate (EPIC) Atmospheric Model. *Icarus*, 132:221–238.
- Dyudina, U. A., del Genio, A. D., Ingersoll, A. P., Porco, C. C., West, R. A., Vasavada, A. R., and Barbara, J. M. (2004). Lightning on Jupiter observed in the H α line by the Cassini imaging science subsystem. *Icarus*, 172:24–36.
- Flasar, F. M. and Gierasch, P. J. (1986). Mesoscale waves as a probe of Jupiter's deep atmosphere. *Journal of Atmospheric Sciences*, 43:2683–2707.
- Flasar, F. M., Kunde, V. G., Achterberg, R. K., Conrath, B. J., Simon-Miller, A. A., Nixon, C. A., Gierasch, P. J., Romani, P. N., Bézard, B., Irwin, P., Bjoraker, G. L., Brasunas, J. C., Jennings, D. E., Pearl, J. C., Smith, M. D., Orton, G. S., Spilker, L. J., Carlson, R., Calcutt, S. B., Read, P. L., Taylor, F. W., Parrish, P., Barucci, A., Courtin, R., Coustenis, A., Gautier, D., Lellouch, E., Marten, A., Prangé, R., Biraud, Y., Fouchet, T., Ferrari, C., Owen, T. C., Abbas, M. M., Samuelson, R. E., Raulin, F., Ade, P., Césarsky, C. J., Grossman, K. U., and Coradini, A. (2004). An intense stratospheric jet on Jupiter. *Nature*, 427:132–135.
- Fletcher, L. N., Irwin, P. G. J., Orton, G. S., Teanby, N. A., Achterberg, R. K., Bjoraker, G. L., Read, P. L., Simon-Miller, A. A., Howett, C., de Kok, R., Bowles, N., Calcutt, S. B., Hesman, B., and Flasar, F. M. (2008). Temperature and Composition of Saturn's Polar Hot Spots and Hexagon. *Science*, 319:79.

Bibliografía

- Galperin, B., Nakano, H., Huang, H.-P., and Sukoriansky, S. (2004). The ubiquitous zonal jets in the atmospheres of giant planets and Earth's oceans. *Geophys. Res. Lett.*, 31:13303.
- Galperin, B., Sukoriansky, S., and Huang, H. (2001). Universal n^{-5} spectrum of zonal flows on giant planets. *Physics of Fluids*, 13:1545–1548.
- García-Melendo, E. (2005). *Observaciones y modelos del sistema de vientos de la atmósfera de Júpiter*. PhD thesis, Universidad Politécnica de Cataluña - Barcelona.
- García-Melendo, E., Legarreta, J., Sánchez-Lavega, A., Hueso, R., Pérez-Hoyos, S., González, J., Gómez-Forrellad, J. M., and the IOPW Team (2009). The Jovian anticyclone BA: I. Motions and interaction with the GRS from observations and non-linear simulations. *Icarus*, In Press, Accepted Manuscript.
- García-Melendo, E. and Sánchez-Lavega, A. (2001). A Study of the Stability of Jovian Zonal Winds from HST Images: 1995-2000. *Icarus*, 152:316–330.
- García-Melendo, E., Sánchez-Lavega, A., Gómez, J. M., Lecacheux, J., Colas, F., Miyazaki, I., and Parker, D. (2000). Long-Lived Vortices and Profile Changes in the 23.7degN High-Speed Jovian Jet. *Icarus*, 146:514–524.
- Gierasch, P. J., Magalhaes, J. A., and Conrath, B. J. (1986). Zonal mean properties of Jupiter's upper troposphere from Voyager infrared observations. *Icarus*, 67:456–483.
- Harrington, J., Dowling, T. E., and Baron, R. L. (1996). Jupiter's Tropospheric Thermal Emission. II. Power Spectrum Analysis and Wave Search. *Icarus*, 124:32–44.
- Heimpel, M. and Aurnou, J. (2007). Turbulent convection in rapidly rotating spherical shells: A model for equatorial and high latitude jets on Jupiter and Saturn. *Icarus*, 187:540–557.
- Heimpel, M., Aurnou, J., and Wicht, J. (2005). Simulation of equatorial and high-latitude jets on Jupiter in a deep convection model. *Nature*, 438:193–196.
- Holton, J. R. (2004). *An introduction to dynamic meteorology*. International geophysics series, San Diego, New York: Academic Press, c2004, 4rd ed.
- Horak, H. G. (1950). Diffuse Reflection by Planetary Atmospheres. *ApJ*, 112:445.
- Houghton, J. T. (2002). *The physics of atmospheres*. The physics of atmospheres, 3rd ed. by John Houghton. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2002, 320 p. ISBN 0521011221.

- Huang, H.-P., Galperin, B., and Sukoriansky, S. (2001). Anisotropic spectra in two-dimensional turbulence on the surface of a rotating sphere. *Physics of Fluids*, 13:225–240.
- Hueso, R. (2000). *Dinámica de las Tormentas de Gran Escala en las atmósferas de Júpiter y Saturno*. PhD thesis, Euskal Herriko Unibertsitatea - Bilbao.
- Hueso, R., Legarreta, J., García-Melendo, E., Sánchez-Lavega, A., and Pérez-Hoyos, S. (2009). The Jovian anticyclone BA: II. Circulation and interaction with the zonal jets. *Icarus*, In Press, Accepted Manuscript.
- Hueso, R., Legarreta, J., Rojas, J. F., Peralta, J., Pérez-Hoyos, S., del Río-Gaztelurrutia, T., and Sánchez-Lavega, A. (2009). Introducing PLIA: The Planetary Laboratory for Image Analysis. *Submitted*.
- Hueso, R. and Sánchez-Lavega, A. (2001). A Three-Dimensional Model of Moist Convection for the Giant Planets: The Jupiter Case. *Icarus*, 151:257–274.
- Hueso, R., Sánchez-Lavega, A., and Guillot, T. (2002). A model for large-scale convective storms in Jupiter. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 107:5075.
- Ingersoll, A. P., Beebe, R. F., Collins, S. A., Mitchell, J. L., Terrile, R. J., Hunt, G. E., Muller, P., and Smith, B. A. (1979). Zonal velocity and texture in the Jovian atmosphere inferred from Voyager images. *Nature*, 280:773–775.
- Ingersoll, A. P., Beebe, R. F., Mitchell, J. L., Garneau, G. W., Yagi, G. M., and Muller, J.-P. (1981). Interaction of eddies and mean zonal flow on Jupiter as inferred from Voyager 1 and 2 images. *J. Geophys. Res.*, 86:8733–8743.
- 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., and Vasavada, A. R. (2004). *Dynamics of Jupiter's atmosphere*, pages 105–128. Jupiter. The Planet, Satellites and Magnetosphere.
- Ingersoll, A. P., Muench, G., Neugebauer, G., Diner, D. J., Orton, G. S., Schupler, B., Schroeder, M., Chase, S. C., Ruiz, R. D., and Trafton, L. M. (1975). Pioneer 11 infrared radiometer experiment - The global heat balance of Jupiter. *Science*, 188:472.
- Irwin, P. G. J. (2003). *Giant planets of our solar system : atmospheres compositions, and structure*. Giant planets of our solar system : atmospheres, compositions, and structure, by P.G.J. Irwin. Springer Praxis books in geophysical sciences. Berlin: Springer, 2003.
- Karkoschka, E. (1998). Methane, Ammonia, and Temperature Measurements of the Jovian Planets and Titan from CCD-Spectrophotometry. *Icarus*, 133:134–146.

Bibliografía

- Karkoschka, E. and Koekemoer, A. M. (2002). WFPC2 Flatfields with Reduced Noise and an Anomaly of Filter FQCH4N-D. In Arribas, S., Koekemoer, A., and Whitmore, B., editors, *The 2002 HST Calibration Workshop : Hubble after the Installation of the ACS and the NICMOS Cooling System*, page 315.
- Kliore, A., Cain, D. L., Fjeldbo, G., Seidel, B. L., and Rasool, S. I. (1974). Preliminary Results on the Atmospheres of Io and Jupiter from the Pioneer 10 S-Band Occultation Experiment. *Science*, 183:323–324.
- Kliore, A., Fjeldbo, G., Seidel, B. L., Sesplaukis, T. T., Sweetnam, D. W., and Woiceshyn, P. M. (1975). Atmosphere of Jupiter from the Pioneer 11 S-band occultation experiment - Preliminary results. *Science*, 188:474–476.
- Kolmogorov, A. (1941). The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds' Numbers. *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 30:301–305.
- Kraichnan, R. H. (1967). Inertial Ranges in Two-Dimensional Turbulence. *Physics of Fluids*, 10:1417–1423.
- Kundu, P. (2008). *Fluid Mechanics*. Academic Press.
- Legarreta, J. J. (2007). *Vorticidad y simulaciones numéricas de los vórtices de Júpiter*. PhD thesis, Euskal Herriko Unibertsitatea - Bilbao.
- Lesieur, M. (2008). *Turbulence in Fluids*. Springer, Berlin, 2008.
- Lewis, J. S. (1969). The clouds of Jupiter and the NH₃-H₂O and NH₃-H₂S systems. *Icarus*, 10(3):365 – 378.
- Li, L., Ingersoll, A. P., Vasavada, A. R., Simon-Miller, A. A., Achterberg, R. K., Ewald, S. P., Dyudina, U. A., Porco, C. C., West, R. A., and Flasar, F. M. (2006a). Waves in Jupiter's atmosphere observed by the Cassini ISS and CIRS instruments. *Icarus*, 185:416–429.
- Li, L., Ingersoll, A. P., Vasavada, A. R., Simon-Miller, A. A., Del Genio, A. D., Ewald, S. P., Porco, C. C., and West, R. A. (2006b). Vertical wind shear on Jupiter from Cassini images. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 111:4004.
- Lilly, D. K. (1989). Two-Dimensional Turbulence Generated by Energy Sources at Two Scales. *Journal of Atmospheric Sciences*, 46:2026–2030.
- Limaye, S. S. (1986). Jupiter - New estimates of the mean zonal flow at the cloud level. *Icarus*, 65:335–352.
- Limaye, S. S. (1989). Jupiter: Short-Term Variations of the Mean Zonal Flow at the Cloud Level. *NASA Special Publication*, 494:311–323.

- Limaye, S. S., Revercomb, H. E., Sromovsky, L. A., Krauss, R. J., Santek, D. A., and Suomi, V. E. (1982). Jovian winds from Voyager 2. I - Zonal mean circulation. *Journal of Atmospheric Sciences*, 39:1413–1432.
- Lindal, G. F., Wood, G. E., Levy, G. S., Anderson, J. D., Sweetnam, D. N., Hotz, H. B., Buckles, B. J., Holmes, D. P., Doms, P. E., Eshleman, V. R., Tyler, G. L., and Croft, T. A. (1981). The atmosphere of Jupiter - an analysis of the Voyager radio occultation measurements. *J. Geophys. Res.*, 86:8721–8727.
- Lomb, N. R. (1976). Least-squares frequency analysis of unequally spaced data. *Ap&SS*, 39:447–462.
- Magalhaes, J. A., Weir, A. L., Conrath, B. J., Gierasch, P. J., and Leroy, S. S. (1989). Slowly moving thermal features on Jupiter. *Nature*, 337:444–447.
- Magalhaes, J. A., Weir, A. L., Gierasch, P. J., Conrath, B. J., and Leroy, S. S. (1990). Zonal motion and structure in Jupiter’s upper troposphere from Voyager infrared and imaging observations. *Icarus*, 88:39–72.
- Minnaert, M. (1941). The reciprocity principle in lunar photometry. *ApJ*, 93:403–410.
- Mitchell, J. L. (1982). The nature of large-scale turbulence in the Jovian atmosphere. *NASA STI/Recon Technical Report N*, 82:30207.
- Mitchell, J. L. and Maxworthy, T. (1985). *Large-scale turbulence in the jovian atmosphere*, pages 226–240. Turbulence predictability in Geophysical Fluid Dynamics, Tipografia Compositori, Bologna, Italy.
- Morgado, A., Sánchez-Lavega, A., Rojas, J. F., and Hueso, R. (2005). PVOL: The Planetary Virtual Observatory Laboratory. An online database of the Outer Planets images. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 37 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 652.
- Morrison, D. and Samz, J. (1980). *Voyage to Jupiter*. U.S. Government Printing Office, Washington.
- Nastrom, G. D. and Gage, K. S. (1985). A Climatology of Atmospheric Wavenumber Spectra of Wind and Temperature Observed by Commercial Aircraft. *Journal of Atmospheric Sciences*, 42:950–960.
- Nastrom, G. D., Jasperson, W. H., and Gage, K. S. (1984). Kinetic energy spectrum of large- and mesoscale atmospheric processes. *Nature*, 310:36–38.
- Ortiz, J. L., Orton, G. S., Friedson, A. J., Stewart, S. T., Fisher, B. M., and Spencer, J. R. (1998). Evolution and persistence of 5- μ m hot spots at the Galileo probe entry latitude. *J. Geophys. Res.*, 103:23051–23069.

Bibliografía

- Orton, G. S., Fisher, B. M., Baines, K. H., Stewart, S. T., Friedson, A. J., Ortiz, J. L., Marinova, M., Ressler, M., Dayal, A., Hoffmann, W., Hora, J., Hinkley, S., Krishnan, V., Masanovic, M., Tesic, J., Tziolas, A., and Parija, K. C. (1998). Characteristics of the Galileo probe entry site from Earth-based remote sensing observations. *J. Geophys. Res.*, 103:22791–22814.
- Orton, G. S., Friedson, A. J., Caldwell, J., Hammel, H. B., Baines, K. H., Bergstralh, J. T., Martin, T. Z., Malcom, M. E., West, R. A., Golisch, W. F., Griep, D. M., Kaminski, C. D., Tokunaga, A. T., Baron, R., and Shure, M. (1991). Thermal maps of Jupiter - Spatial organization and time dependence of stratospheric temperatures, 1980 to 1990. *Science*, 252:537–542.
- Orton, G. S., Friedson, A. J., Yanamandra-Fisher, P. A., Caldwell, J., Hammel, H. B., Baines, K. H., Bergstralh, J. T., Martin, T. Z., West, R. A., Veeder, Jr., G. J., Lynch, D. K., Russell, R., Malcom, M. E., Golisch, W. F., Griep, D. M., Kaminski, C. D., Tokunaga, A. T., Herbst, T., and Shure, M. (1994). Spatial Organization and Time Dependence of Jupiter's Tropospheric Temperatures, 1980-1993. *Science*, 265:625–631.
- Peek, P. M. (1958). *The planet Jupiter*. Faber and Faber, London.
- Peralta, J., Hueso, R., and Sánchez-Lavega, A. (2007). Cloud brightness distribution and turbulence in Venus using Galileo violet images. *Icarus*, 188:305–314.
- Pérez-Hoyos, S. and Sánchez-Lavega (2009). Solar flux deposition and heating rates in Jupiter's atmosphere. *Submitted to Icarus*.
- Pérez-Hoyos, S., Sánchez-Lavega, A., , Hueso, R., García-Melendo, E., and Legarreta, J. (2009). The Jovian anticyclone BA: III. Aerosol properties and colour change. *Submitted to Icarus*.
- Pérez-Hoyos, S., Sánchez-Lavega, A., French, R. G., and Rojas, J. F. (2005). Saturn's cloud structure and temporal evolution from ten years of Hubble Space Telescope images (1994 2003). *Icarus*, 176:155–174.
- Porco, C. C., West, R. A., McEwen, A., Del Genio, A. D., Ingersoll, A. P., Thomas, P., Squyres, S., Dones, L., Murray, C. D., Johnson, T. V., Burns, J. A., Brahic, A., Neukum, G., Veverka, J., Barbara, J. M., Denk, T., Evans, M., Ferrier, J. J., Geissler, P., Helfenstein, P., Roatsch, T., Throop, H., Tiscareno, M., and Vasavada, A. R. (2003). Cassini Imaging of Jupiter's Atmosphere, Satellites, and Rings. *Science*, 299:1541–1547.
- Porco, C. C., West, R. A., Squyres, S., McEwen, A., Thomas, P., Murray, C. D., Delgenio, A., Ingersoll, A. P., Johnson, T. V., Neukum, G., Veverka, J., Dones, L., Brahic, A., Burns, J. A., Haemmerle, V., Knowles, B., Dawson, D., Roatsch, T.,

- Beurle, K., and Owen, W. (2004). Cassini Imaging Science: Instrument Characteristics And Anticipated Scientific Investigations At Saturn. *Space Science Reviews*, 115:363–497.
- Read, P. L., Gierasch, P. J., Conrath, B. J., Simon-Miller, A., Fouchet, T., and Yamazaki, Y. H. (2006). Mapping potential-vorticity dynamics on Jupiter. I: Zonal-mean circulation from Cassini and Voyager 1 data. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 132:1577–1603.
- Read, P. L., Yamazaki, Y. H., Lewis, S. R., Williams, P. D., Wordsworth, R., Miki-Yamazaki, K., Sommeria, J., and Didelle, H. (2007). Dynamics of Convectively Driven Banded Jets in the Laboratory. *Journal of Atmospheric Sciences*, 64:4031.
- Rhines, P. B. (1975). Waves and turbulence on a beta-plane. *Journal of Fluid Mechanics*, 69:417–443.
- Rogers, J. H. (1995). *The giant planet Jupiter*. Cambridge ; New York, NY, USA : Cambridge University Press, 1995.
- Salby, M. L. (1996). *Fundamentals of Atmospheric Physics*, volume 61 of *International Geophysics Series*. Academic Press, San Diego, U.S.A.
- Salyk, C., Ingersoll, A. P., Lorre, J., Vasavada, A., and Del Genio, A. D. (2006). Interaction between eddies and mean flow in Jupiter’s atmosphere: Analysis of Cassini imaging data. *Icarus*, 185:430–442.
- Sánchez-Lavega, A. and Gómez, J. M. (1996). The South Equatorial Belt of Jupiter, I: Its Life Cycle. *Icarus*, 121:1–17.
- Sanchez-Lavega, A. and Gomez, J. M. (1996). The South Equatorial Belt of Jupiter, I: Its Life Cycle. *Icarus*, 121:1–17.
- Sanchez-Lavega, A., Gomez, J. M., Lecacheux, J., Colas, F., Miyazaki, I., Parker, D., and Guarro, J. (1996). The South Equatorial Belt of Jupiter, II: The Onset and Development of the 1993 Disturbance. *Icarus*, 121:18–29.
- Sánchez-Lavega, A., Hueso, R., and Pérez-Hoyos, S. (2007). The three-dimensional structure of Saturn’s equatorial jet at cloud level. *Icarus*, 187:510–519.
- Sánchez-Lavega, A., Hueso, R., Pérez-Hoyos, S., and Rojas, J. F. (2006). A strong vortex in Saturn’s South Pole. *Icarus*, 184:524–531.
- Sánchez-Lavega, A., Hueso, R., and Ramón Acarreta, J. (1998). A system of circumpolar waves in Jupiter’s stratosphere. *Geophys. Res. Lett.*, 25:4043–4046.
- Sánchez-Lavega, A., Miyazaki, I., Parker, D., Laques, P., and Lecacheux, J. (1991). A disturbance in Jupiter’s high-speed north temperate jet during 1990. *Icarus*, 94:92–97.

Bibliografía

- 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., and Pujic, Z. (2008). Depth of a strong jovian jet from a planetary-scale disturbance driven by storms. *Nature*, 451:437–440.
- 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., and West, R. (2001). NOTE: The Merger of Two Giant Anticyclones in the Atmosphere of Jupiter. *Icarus*, 149:491–495.
- Sánchez-Lavega, A., Perez-Hoyos, S., and Hueso, R. (2004). Clouds in planetary atmospheres: A useful application of the clausius–clapeyron equation. *American Journal of Physics*, 72(6):767–774.
- Sánchez-Lavega, A. and Quesada, J. A. (1988). Ground-based imaging of Jovian cloud morphologies and motions. II - The northern hemisphere from 1975 to 1985. *Icarus*, 76:533–557.
- Sánchez-Lavega, A., Rojas, J. F., Hueso, R., Lecacheux, J., Colas, F., Acarreta, J. R., Miyazaki, I., and Parker, D. (1999). Interaction of Jovian White Ovals BC and DE in 1998 from Earth-Based Observations in the Visual Range. *Icarus*, 142:116–124.
- Scargle, J. D. (1982). Studies in astronomical time series analysis. II - Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data. *ApJ*, 263:835–853.
- Scott, R. K. and Polvani, L. M. (2007). Forced-Dissipative Shallow-Water Turbulence on the Sphere and the Atmospheric Circulation of the Giant Planets. *Journal of Atmospheric Sciences*, 64:3158.
- Simon, A. A. (1999). The Structure and Temporal Stability of Jupiter’s Zonal Winds: A Study of the North Tropical Region. *Icarus*, 141:29–39.
- Simon, A. A., Beebe, R. F., Gierasch, P. J., Vasavada, A. R., and Belton, M. J. S. (1998). Global Context of the Galileo-E6 Observations of Jupiter’s White Ovals. *Icarus*, 135:220–229.
- Simon-Miller, A. A., Banfield, D., and Gierasch, P. J. (2001). Color and the Vertical Structure in Jupiter’s Belts, Zones, and Weather Systems. *Icarus*, 154:459–474.
- Simon-Miller, A. A., Chanover, N. J., Orton, G. S., Sussman, M., Tsavaris, I. G., and Karkoschka, E. (2006). Jupiter’s white oval turns red. *Icarus*, 185(2):558 – 562.

- Simon-Miller, A. A., Conrath, B. J., Gierasch, P. J., Orton, G. S., Achterberg, R. K., Flasar, F. M., and Fisher, B. M. (2006). Jupiter's atmospheric temperatures: From Voyager IRIS to Cassini CIRS. *Icarus*, 180:98–112.
- Simon-Miller, A. A., Gierasch, P. J., Beebe, R. F., Conrath, B., Flasar, F. M., Achterberg, R. K., and the Cassini CIRS Team (2002). New Observational Results Concerning Jupiter's Great Red Spot. *Icarus*, 158:249–266.
- Smith, B. A., Soderblom, L. A., Beebe, R., Boyce, J., Briggs, G., Carr, M., Collins, S. A., Johnson, T. V., Cook, II, A. F., Danielson, G. E., and Morrison, D. (1979a). The Galilean satellites and Jupiter - Voyager 2 imaging science results. *Science*, 206:927–950.
- 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, A. F., Boyce, J. M., Owen, T., Danielson, G. E., Sagan, C., Beebe, R. F., Veverka, J., McCauley, J. F., Strom, R. G., Morrison, D., Briggs, G. A., and Suomi, V. E. (1979b). The Jupiter system through the eyes of Voyager 1. *Science*, 204:951–957.
- Sromovsky, L. A., Revercomb, H. E., Suomi, V. E., Limaye, S. S., and Kraus, R. J. (1982). Jovian winds from Voyager 2. Part II - Analysis of eddy transports. *Journal of Atmospheric Sciences*, 39:1433–1445.
- Stoker, C. R. (1986). Moist convection - A mechanism for producing the vertical structure of the Jovian equatorial plumes. *Icarus*, 67:106–125.
- Sukoriansky, S., Galperin, B., and Dikovskaya, N. (2002). Universal Spectrum of Two-Dimensional Turbulence on a Rotating Sphere and Some Basic Features of Atmospheric Circulation on Giant Planets. *Physical Review Letters*, 89(12):124501.
- Taylor, F. W., Atreya, S. K., Encrenaz, T., Hunten, D. M., Irwin, P. G. J., and Owen, T. C. (2004). *The composition of the atmosphere of Jupiter*, pages 59–78. Jupiter. The Planet, Satellites and Magnetosphere.
- Tenekes, H. and Lumley, J. (1972). *A First Course in Turbulence*. MIT Press.
- Travis, L. D. (1978). Nature of the atmospheric dynamics on Venus from power spectrum analysis of Mariner 10 images. *Journal of Atmospheric Sciences*, 35:1584–1595.
- Vallis, G. K. (2006). *Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics: Fundamentals and Large-Scale Circulation*. Cambridge University Press, Cambridge, U.K.
- Vasavada, A. R. and Showman, A. P. (2005). Jovian atmospheric dynamics: an update after Galileo and Cassini. *Reports on Progress in Physics*, 68:1935–1996.

Bibliografia

- Vincent, M. B., Clarke, J. T., Ballester, G. E., Harris, W. M., West, R. A., Trauger, J. T., Evans, R. W., Stapelfeldt, K. R., Crisp, D., Burrows, C. J., Gallagher, J. S., Griffiths, R. E., Jeff Hester, J., Hoessel, J. G., Holtzman, J. A., Mould, J. R., Scowen, P. A., Watson, A. M., and Westphal, J. A. (2000). Jupiter's Polar Regions in the Ultraviolet as Imaged by HST/WFPC2: Auroral-Aligned Features and Zonal Motions. *Icarus*, 143:205–222.
- Wagener, R. and Caldwell, J. (1988). Strong north/south asymmetry in the Jovian stratosphere. *Icarus*, 74:141–152.
- Weidenschilling, S. J. and Lewis, J. S. (1973). Atmospheric and cloud structures of the jovian planets. *Icarus*, 20:465–476.
- West, R. A. (1979). Spatially resolved methane band photometry of jupiter: I. absolute reflectivity and center-to-limb variations in the 6190-, 7250-, and 8900-Å bands. *Icarus*, 38(1):12 – 33.
- West, R. A., Baines, K. H., Friedson, A. J., Banfield, D., Ragent, B., and Taylor, F. W. (2004). *Jovian clouds and haze*, pages 79–104. Jupiter. The Planet, Satellites and Magnetosphere.
- Williams, G. P. (1978). Planetary circulations. I - Barotropic representation of Jovian and terrestrial turbulence. *Journal of Atmospheric Sciences*, 35:1399–1426.
- Williams, G. P. (1979). Planetary circulations. II - The Jovian quasi-geostrophic regime. *Journal of Atmospheric Sciences*, 36:932–968.
- Young, R. E. (2003). The Galileo probe: how it has changed our understanding of Jupiter. *New Astronomy Review*, 47:1–51.

Índice alfabético

- ACS, 28, 31
- Advanced Camera for Surveys, 31
- Aerosoles, 96
- Aproximación plano beta, 74, 105

- Bandas, 6, 95

- Campo turbulento de velocidad, 95, 139
- Capa meteorológica, 125
- Cascada directa de energía, 114, 131
- Cascada directa de enstrofia, 114
- Cascada inversa de energía, 114, 131
- Cassini, 20, 31
- Clausius-Clapeyron, 4
- Composición Química, 3
 - gaseosos, 1
 - helados, 1
- Gran Mancha Roja, 3, 8

- Hot Spot, 9
- HST, 27, 51, 97, 125
- Hubble Space Telescope, 125
- Hubble, Telescopio Espacial, 27

- Instrumentación de Cassini, 31
 - CAPS, 31
 - CDA, 31
 - CIRS, 31, 148
 - INMS, 32
 - ISS, 31, 32, 51, 149
 - MAG, 32
 - MIMI, 32
 - RPWS, 32
 - RSS, 32
 - UVIS, 31
 - VIMS, 31, 148
- International Outer Planet Watch, 25, 33, 123, 125
- IOPW, 25, 33, 123, 125

- Juno, 84, 148

- LAIA, 36
- Latitud
 - planetocéntrica, 12
 - planetográfica, 12
- Longitud, 13

- Método de perturbaciones, 76
- Minnaert, corrección de, 39

- Número de Rossby, 12

Índice alfabético

- Navegación, 36
- Navier-Stokes, ecuación de, 88
- NEBD: North Equatorial Belt Disturbance, 11
- Neptuno, 1
- New Horizons, 20, 84
- Nieblas, 96
- Nivel crítico, 79
- NTB
 - Morfología, 126
- NTB, North Temperate Belt, 123
- NTBD: North Temperate Belt Disturbance, 11, 123
- Nubes, 4, 96
- Ondas, 20, 73, 95
 - acústicas, 20
 - atmosféricas, 49
 - búsqueda de, 62
 - gravidad, 20
 - inertio-gravidad, 20, 80
 - nivel crítico, 84
 - planetarias, 20
 - Rossby, 20, 73, 80
- Ondas circumpolares, 51
 - evolución temporal, 60
 - interpretación teórica, 80
- Parches oscuros, 126
- Penacho, 123, 126
- Perfil de vientos, 13
- Periodograma, 62, 128
- periodograma, Análisis de, 45
- Perturbación
 - evolución, 126
 - fases, 125
 - patrón, 125
 - pendientes espectrales, 129
 - periodo de los parches, 129
 - turbulencia, 131
- Pioneer, 19
- Planisferio, 38
- Planisferios
 - Composición de, 42
 - ejemplos, 62, 124
- PLIA, 36
- Polos de Júpiter, 50
 - perfil de vientos, 53
- Proyección cilíndrica, 38
- Proyección polar, 38
 - ejemplos, 58
- Región anticiclónica, 129
- Región ciclónica, 129
- Región turbulenta, 126
- Regimen turbulento
 - 2D, 114
 - 3D, 114
- Reynolds, número de, 88
- Rossby, número de, 12
- Saturno, 1
- SEBD: South Equatorial Belt Disturbance, 11
- Sistema Solar, 1
- Sistemas de rotación, 13
- STrD: South Tropical Disturbance, 11
- TKE, 139
- Tormentas, 95
- Tormentas convectivas, 9
- Turbulencia, 21, 85, 131
 - Anisotropía unidimensional, 104
 - Teorías clásicas, 85, 114
- Turbulent Kinetic Energy, 139
- Ulyses, 19
- Urano, 1
- Vórtices, 95
- vórtices, 9
- Venus, 96
- Vientos, 13
- Voyager, 19, 95
- WFPC2, 28
- Wide Field Planetary Camera, 28
- Zonas, 6, 95

