

CAPÍTULO 5

MODELO NUMÉRICO DE LA DINÁMICA DE LA CORRIENTE EN CHORRO MÁS INTENSA DE JÚPITER

5.1 INTRODUCCIÓN

Para poder distinguir entre los modelos de circulación profunda o superficial expuestos en el primer capítulo, está claro que el perfil vertical de vientos $u(z)$ (o $u(p)$ si tomamos como coordenada vertical la presión) es la función clave que nos puede indicar cual es el mecanismo real que opera en la atmósfera joviana. Los modelos de circulación profunda predicen que los vientos se extienden a lo largo de toda la capa de hidrógeno molecular hasta presiones de aproximadamente 1 Mbar. Por el contrario, los modelos de circulación superficial predicen que el sistema de vientos debe de estar confinado en la parte más alta de la troposfera, hasta unos 2 bares de presión, que es la profundidad hasta la que es capaz de penetrar la radiación solar.

En ausencia de más mediciones *in situ* de la atmósfera de Júpiter como las realizadas por la sonda Galileo que penetró hasta el nivel de 24 bares en diciembre de 1995, o de mapas de gravedad en alta resolución tomados por satélites en órbitas bajas alrededor del planeta, por el momento el único camino que existe para caracterizar la atmósfera situada por debajo del techo visible de nubes es a través de la elaboración de modelos. En estos la morfología real observada y su evolución temporal se simula con series de posibles modelos contruidos a partir de parámetros razonables, que caractericen la estructura desconocida por debajo del techo visible de nubes de Júpiter (Flasar y Gierasch 1986, Williams 1996, Showman y Dowling 2000, Bosak e Ingersoll 2002). En resumen, como no tenemos acceso al interior de Júpiter, el único criterio posible para juzgar si nuestros resultados son aceptables, es su capacidad para reproducir los fenómenos observados al nivel visible de las nubes.

Como se explicó en el primer capítulo, el techo de nubes de Júpiter es rico en la variedad de fenómenos que presenta. Entre los observados hasta ahora, dos perturbaciones de carácter recurrente llaman especialmente la atención ya que comienzan a partir de un foco localizado, y se acaban extendiendo hasta circundar todo el planeta al cabo de unas pocas semanas cambiando significativamente la estructura de bandas y zonas del planeta. La perturbación más común se produce a la latitud de 16°S y es conocida como la erupción de la Banda Ecuatorial Sur (*SEB* o *South Equatorial Belt disturbance* en inglés, Peek 1958; Rogers 1995; Sánchez-Lavega y Gómez 1996, Sánchez-Lavega y

col. 1996). La otra perturbación, descrita en el capítulo anterior, está asociada con la corriente en chorro más intensa de Júpiter. Se centra a la latitud de 24°N en la Banda Templada Norte (NTB), y es conocida como la erupción de la NTB. Se trata de un fenómeno raro que se ha observado en unas nueve ocasiones en los últimos 125 años de observaciones sistemáticas del planeta (Rogers 1995; Sánchez-Lavega y Quesada 1988, Sánchez-Lavega y col. 1996).

La corriente en chorro a 24°N constituye un laboratorio importante para sondear la estructura de la alta troposfera de Júpiter ya que como mostramos en el Capítulo 4: a) es la corriente en chorro más intensa del planeta con velocidades de pico que se sitúan entre los 140 y 180 ms⁻¹, b) la variaciones de la intensidad de la corriente en chorro de más de 40ms⁻¹, son unas de las más grandes observadas en Júpiter (García-Melendo y Sánchez-Lavega 2001), y c) la erupción de la NTB muestra una evolución temporal bien definida que permite acotar los modelos numéricos mejor que la mayoría del resto de las regiones del planeta (Sánchez-Lavega y Quesada 1988, Sánchez-Lavega y col. 1996, García-Melendo y col. 2000). En nuestro caso usaremos el programa de simulación de atmósferas planetarias EPIC (Dowling y col. 1998) para investigar cómo la estructura vertical de la atmósfera de Júpiter puede afectar a la morfología y la evolución temporal de la perturbación de la Banda Templada Norte.

5.2 EL MODELO DE ATMÓSFERA

EPIC, acrónimo de *“Explicit Planetary Isentropic-Coordinate atmospheric model”*, es un programa que resuelve numéricamente, usando un algoritmo de diferencias finitas, las ecuaciones no lineales de Navier-Stokes aplicadas a una atmósfera en rotación en coordenadas isentrópicas y geometría esférica en presencia de equilibrio hidrostático (Dowling y col. 1998). Desde su presentación a la comunidad científica en 1998, EPIC se ha empleado para obtener una visión más completa de fenómenos tales como la Mancha Oscura de Neptuno (LeBeau y Dowling 1998), o la fusión de los óvalos blancos BE y FA de Júpiter (Morales-Juberías y col. 2003).

5.2.1 FUNDAMENTOS FÍSICOS DEL MODELO EPIC

En este resumen nos basaremos en el trabajo realizado por Raymond P. Lebau en su tesis doctoral (1997) y en el trabajo de T. Dowling y col. (1998), donde describe el modelo EPIC desarrollado por él mismo y sus colaboradores.

Las ecuaciones primitivas que están incorporadas en el modelo de EPIC se derivan directamente de la ecuación de conservación de la cantidad de movimiento o segunda ley de Newton,

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \frac{1}{m} \vec{F}. \quad (5.1)$$

Teniendo en cuenta que tratamos con fluidos sobre un planeta en rotación, hay que considerar dicho efecto en el sistema de referencia, por lo que la ecuación anterior puede escribirse como

$$\left(\frac{D}{Dt} + \vec{\Omega} \times\right) \left(\frac{D}{Dt} + \vec{\Omega} \times\right) \vec{r} = \frac{1}{m} \vec{F}, \quad (5.2)$$

o bien

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} + 2\vec{\Omega} \times \vec{u} + \vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}) = -\frac{1}{\rho} \nabla p - \nabla \Phi_g. \quad (5.3)$$

En esta expresión p es la presión, Φ_g es el potencial gravitatorio y el operador D/Dt es la derivada total ($\vec{\Omega}$ se considera un vector constante y por tanto su derivada es nula), por lo que

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} = \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u}. \quad (5.4)$$

Aplicando la identidad vectorial

$$\vec{\omega} \times \vec{u} = \left(\vec{u} \cdot \nabla\right) \vec{u} - \nabla \left(\frac{\vec{u} \cdot \vec{u}}{2}\right) = \left(\vec{u} \cdot \nabla\right) \vec{u} - \nabla K \quad (5.5)$$

y teniendo en cuenta que

$$\vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}) = -\nabla \left[\frac{|\vec{\Omega} \times \vec{r}|^2}{2} \right] = -\nabla \Phi_c, \quad (5.6)$$

(5.3) puede escribirse como

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{\omega} + 2\vec{\Omega}) \times \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - \nabla (\Phi + K) \quad (5.7)$$

con $\Phi = \Phi_g + \Phi_c$.

Así que el geopotencial Φ en realidad se trata de la suma del potencial gravitatorio más un potencial derivado de la fuerza centrífuga ficticia desde el punto de vista del paquete de aire en rotación. K es la energía cinética.

EPIC es un programa que explota la aproximación, muy razonable para los planetas gigantes, de que todos los paquetes de aire que se mueven en la atmósfera se comportan de manera adiabática, es decir, sin intercambiar calor con sus alrededores. Por consiguiente lo más conveniente es trabajar en un

sistema de coordenadas isentrópicas, donde las coordenadas horizontales siguen siendo las coordenadas naturales x e y , pero donde se ha sustituido la coordenada vertical z por la temperatura potencial θ . Esto representa una gran simplificación en las ecuaciones a resolver numéricamente, ya que si suponemos que el comportamiento de las partículas de aire es completamente adiabático, éstas se moverán a lo largo de superficies de temperatura potencial constante y por consiguiente la velocidad vertical $\dot{\theta}$ en este nuevo sistema de coordenadas será cero. Los movimientos serán pues completamente bidimensionales.

Si pasamos de coordenadas naturales a coordenadas isentrópicas suponiendo que los movimientos son adiabáticos, la versión horizontal de (5.7) que nos queda es

$$\frac{\partial \vec{u}_h}{\partial t} + (\zeta + f) \vec{k} \times \vec{u}_h = -\frac{1}{\rho} \nabla_{\theta}(p) - \nabla_{\theta}(\Phi + K). \quad (5.8)$$

En esta última expresión \vec{k} es el vector unitario en la dirección vertical (dirección del $\nabla \theta$), ζ es la componente en la dirección del $\nabla \theta$ de la vorticidad relativa $\vec{\omega}$, $f = 2\Omega \sin \varphi$ es el parámetro de Coriolis (componente vertical de la velocidad angular $\vec{\Omega}$), y ∇_{θ} se refiere únicamente a las componentes x e y del gradiente (θ constante).

Si tenemos en cuenta que la temperatura potencial se define como

$$\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R/c_p} \quad (5.9)$$

y usamos la ecuación de los gases perfectos, podemos sustituir la expresión de la aceleración originada por el gradiente de presión $(1/\rho) \nabla_{\theta} p$ por $c_p \nabla_{\theta} T$, entonces la ecuación (5.8) puede escribirse de nuevo de la forma

$$\frac{\partial \vec{u}_h}{\partial t} + (\zeta + f) \vec{k} \times \vec{u}_h = -\nabla_{\theta}(M + K), \quad (5.10)$$

donde M es el potencial de Montgomery $M = c_p T + \Phi$. Esta última expresión nos va a permitir introducir la definición de vorticidad potencial q , clave para el estudio de los movimientos atmosféricos.

Según el teorema de Ertel (Pedlosky, 1987), dada una propiedad λ del fluido, se puede demostrar que

$$\frac{D}{Dt} \left\{ \frac{\vec{\omega}_a}{\rho} \cdot \nabla \lambda \right\} = \frac{\vec{\omega}_a}{\rho} \cdot \nabla \left(\frac{D\lambda}{Dt} \right) + \nabla \lambda \cdot \left[\frac{\nabla \rho \times \nabla p}{\rho^3} \right] + \frac{\nabla \lambda}{\rho} \cdot \left\{ \nabla \times \frac{\vec{F}_R}{\rho} \right\}. \quad (5.11)$$

$\vec{\omega}_a$ es la vorticidad *absoluta*, y \vec{F}_R es la fuerza de rozamiento viscoso. Podemos comprobar de forma inmediata que si

1. λ es una propiedad que se conserva para cada elemento de fluido, es decir, $D\lambda/Dt=0$.
2. Las fuerzas de rozamiento viscoso son nulas.
3. El fluido es barotrópico ($\nabla p \times \nabla \rho = 0$), o bien λ es una función únicamente de p y ρ ,

entonces la cantidad $\Pi = \frac{\vec{\omega}_a}{\rho} \cdot \nabla \lambda = \frac{(\vec{\omega} + \vec{\Omega})}{\rho} \cdot \nabla \lambda$ se conserva y

$$\frac{D}{Dt} \left\{ \frac{\vec{\omega}_a}{\rho} \cdot \nabla \lambda \right\} = 0.$$

A Π se le denomina vorticidad potencial. Está claro que si el movimiento del fluido es adiabático, la temperatura potencial θ dada por (5.9) se conserva, y que por tanto la vorticidad potencial

$$\Pi = \frac{(\vec{\omega} + \vec{\Omega})}{\rho} \cdot \nabla \theta = cte. \quad (5.12)$$

Si en lugar del sistema de coordenadas natural (x, y, z) utilizamos un sistema de coordenadas isentrópicas (x, y, θ) , donde la coordenada vertical natural z ha sido sustituida por la temperatura potencial θ , podemos volver a escribir $\nabla \theta$ como (Salby 1996)

$$\nabla \theta = \nabla_z \theta + \frac{\partial \theta}{\partial z} \vec{k} = -\frac{\partial \theta}{\partial z} \nabla_\theta z + \left(\frac{\partial z}{\partial \theta} \right)^{-1} \vec{k}. \quad (5.13)$$

La expresión a la izquierda es el gradiente de la temperatura potencial en coordenadas naturales, mientras que la de la derecha es el mismo gradiente expresado en coordenadas isentrópicas.

En las atmósferas los movimientos de los elementos de fluido son prácticamente horizontales, por lo que la componente predominante de la vorticidad absoluta es la vertical. Por otro lado, los gradientes de temperatura potencial horizontales son despreciables comparados con el gradiente vertical, por lo que con un muy buen grado de aproximación podemos expresar la vorticidad potencial como

$$\Pi = q = \frac{(\zeta + f)}{\rho} \left(\frac{\partial z}{\partial \theta} \right)^{-1}. \quad (5.14)$$

Si además suponemos que la atmósfera está en equilibrio hidrostático entonces puede describirse la densidad en función de la presión como

$$\rho = -\frac{1}{g} \frac{\partial p}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}, \quad (5.15)$$

que al sustituir en (5.14) queda en definitiva como

$$q = \frac{(\zeta + f)}{h} \quad \text{con} \quad h = -\frac{1}{g} \frac{\partial p}{\partial \theta}. \quad (5.16)$$

Finalmente la ecuación horizontal de la conservación de cantidad de movimiento puede escribirse como

$$\frac{\partial \vec{u}_h}{\partial t} + q \vec{k} \times h \vec{u}_h = -\nabla_{\theta} (M + K). \quad (5.17)$$

Utilizando nuevamente la ecuación de equilibrio hidrostático, la ecuación de los gases perfectos y la definición (5.9) de la temperatura potencial, llegamos a que podemos relacionar el potencial M de Montgomery con la presión p de la forma

$$c_p \left(\frac{p}{p_0} \right)^{R/c_p} = \frac{\partial M}{\partial \theta}. \quad (5.18)$$

Las ecuaciones (5.16), (5.17) y (5.18) nos relacionan M con p , h con p , y q con u y p , pero nos falta una última ecuación para calcular la evolución de p (sólo las tenemos para u y v). Introduciendo la ecuación de continuidad o conservación de la masa que nos dice que

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \vec{u} = 0, \quad (5.19)$$

que en términos de h (ver 5.16) queda como

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \nabla_{\theta} \cdot (h \vec{u}) = 0. \quad (5.20)$$

Esta es la última ecuación que nos faltaba. Podemos desglosar (5.17) en sus componentes u y v :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = qvh - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} (M + K) \quad (5.21)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -quh - \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \lambda} (M + K) \quad (5.22)$$

siendo

$$r(\lambda) = R_e (1 + \varepsilon^{-2} \tan^2 \lambda)^{-\frac{1}{2}} \quad y$$

$$R(\lambda) = R_e \varepsilon^{-2} \left(\frac{r}{R_e \cos \lambda} \right)^3$$

los radios zonal y meridional respectivamente, R_e el radio ecuatorial y $\varepsilon = R_e/R_p$ el valor del achatamiento del planeta (relación entre el radio ecuatorial y el radio polar).

Estas ecuaciones, despreciando las fuerzas de rozamiento viscoso, se derivan de las ecuaciones del movimiento completas en coordenadas isentrópicas (Salby, 1996)

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

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -quh - \dot{\theta} \frac{\partial v}{\partial \theta} - \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \phi} (M + K)$$

$$\frac{\partial M}{\partial \theta} = \frac{c_p T}{\theta}$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{h} u) = - \frac{\partial}{\partial \theta} (h \dot{\theta})$$

$$\frac{D\theta}{Dt} = \frac{\theta}{c_p T} \dot{H}$$

donde el operador derivada total es $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla_{\theta}) + \dot{\theta} \frac{\partial}{\partial \theta}$, y en el que θ es la coordenada vertical y $\dot{\theta}$ es la velocidad vertical haciendo precisamente $\dot{\theta} = 0$.

5.2.2 DESCRIPCIÓN DE LA MORFOLOGÍA A SIMULAR

Los resultados teóricos del apartado anterior nos indican que para poder comparar nuestras simulaciones con las observaciones (básicamente la morfología nubosa y su evolución), la evolución del fluido puede representarse a través del campo de vorticidad potencial q . Esta es una variable que se conserva siguiendo el movimiento de cada elemento de fluido, sirviendo así como trazador para un fluido sin rozamiento y adiabático, tal y como el teorema de Ertel demuestra (Pedlosky, 1987).

Si suponemos que las simulaciones han de suministrarnos resultados razonables, debemos usar como modelo de atmósfera aquel que sea lo más realista posible de acuerdo con las observaciones existentes. Esto nos lleva a considerar cuidadosamente la morfología detallada de erupción de la NTB y el viento zonal medio vistos en el Capítulo 4, y la estructura térmica vertical de la atmósfera.

Aunque ya se da una descripción detallada en el capítulo anterior, hagamos un breve repaso de sus principales características. Tenemos buenas observaciones del episodio de 1975 (Sánchez-Lavega y Quesada 1988; Rogers, 1995), y del de 1990 (Sánchez-Lavega y col. 1991). Antes del inicio de las erupciones, la NTB es una banda delgada y oscura sobre el fondo blanco de la Zona Tropical Norte y la Zona Templada Norte (Figura 5.1, Panel A) sin prácticamente detalles visibles a baja resolución.

Durante el inicio de la erupción una o dos manchas brillantes (“blancas”), con unas dimensiones de ~ 6.000 km aparecen en el pico de la corriente en chorro a 24°N con velocidades entre 160 y 170 ms^{-1} . Probablemente se tratan de nubes de origen convectivo. Durante las siguientes semanas que dura el desarrollo de la perturbación, se desarrollan óvalos oscuros de aspecto elongado hacia el oeste de las manchas blancas, formando cadenas a una latitud media de unos $23.8^\circ\text{N} \pm 0.5^\circ\text{N}$ y moviéndose con una velocidad media de unos 110 ms^{-1} . Unos meses más tarde la NTB se convierte de una banda ancha y de bajo albedo. Simultáneamente se va produciendo la fusión de las manchas oscuras hasta que sólo unos pocos sobreviven o se forman más tarde en el límite sur de la NTB a 23.2°N (Figura 5.1, panel B).

En el estado maduro de la erupción estas manchas oscuras, vórtices anticiclónicos en la parte sur del pico de la corriente en chorro a 24°N (Figura 5.1, panel C), pueden sobrevivir durante varios años con una velocidad media de $\sim 124\text{ ms}^{-1}$ y muy pequeñas diferencias de velocidad entre ellos, lo que implica que estos vórtices persisten en una posición muy específica del perfil zonal de vientos (García-Melendo y col. 2000). Esta propiedad, como ya veremos más adelante, puede tener implicaciones importantes desde el punto de vista de la estabilidad de la corriente en chorro a 24°N . Durante el estado maduro, los anticiclones poseen un tamaño medio de 6×3 grados, con el eje principal orientado en la dirección este-oeste, y velocidades tangenciales medias de 20 ms^{-1} y máximas de hasta 50 ms^{-1} (Legarreta y Sánchez-Lavega, 2004) (Figura 5.1, panel D). En este trabajo estamos interesados en determinar bajo qué condiciones se pueden reproducir todos estos detalles.

5.2.3 LA ESTRUCTURA TÉRMICA VERTICAL

Los principales parámetros libres de las simulaciones son el perfil de vientos zonales $u(\phi, p)$ (ver expresión (1.9) y sección 1.3.1) y el perfil térmico vertical. En nuestras simulaciones usaremos el perfil térmico obtenido a partir de los experimentos de radio ocultación realizados por las sondas Voyager 1 y 2 (Lindal y col. 1981) por encima del techo visible de nubes (~ 0.7 bares).

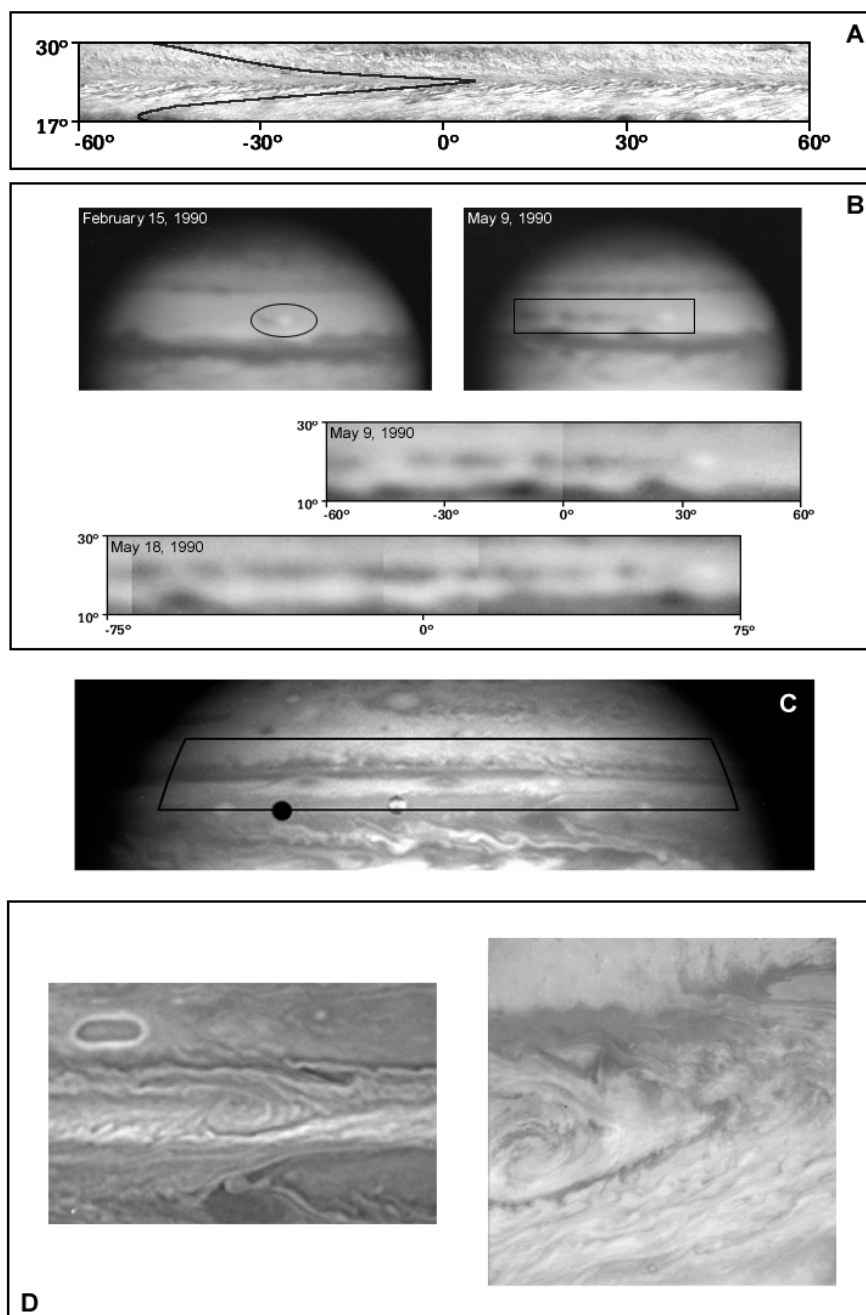


Figura 5.1. Esta serie de imágenes muestra la evolución de la erupción de la NTB de 1990. El área de interés está centrada a la latitud de 24°N en la corriente en chorro más intensa de Júpiter (A), donde se superpone el perfil zonal de vientos medido a partir del seguimiento de trazadores nubosos en imágenes tomadas por la misión Voyager. La evolución típica de una erupción de la NTB se muestra en los siguientes paneles (episodio de 1990). La imágenes corresponden a: (A) Estado de pre-erupción, Voyager 2 (1979).; (B) Inicio de la erupción y evolución inicial según imágenes tomadas por telescopios terrestres (Sánchez-Lavega y col. 1991). El óvalo en la imagen de la izquierda marca la posición de la nube blanca de origen convectivo, y el rectángulo en la de la derecha la cadena de manchas oscuras en el lado oeste del foco convectivo; (C) Evolución posterior de la erupción en una imagen tomada por el Telescopio Espacial Hubble en 1994 donde se muestran los vórtices de larga vida. El área encerrada en el rectángulo, centrada alrededor de la corriente en chorro a 24°N muestra el dominio abarcado por las simulaciones; (D) Vista parcial a alta resolución de un vórtice maduro de la NTB observado por el HST (izquierda), y la sonda Galileo (derecha) en 1999.

A presiones mayores ($p > 0.7$ bar), el perfil térmico tiene que ser extrapolado a partir de los datos de las sondas Voyager. En la extensión del perfil se ha supuesto que la atmósfera de Júpiter es una mezcla de los gases no condensables H_2 , He y CH_4 , según la misma relación de mezcla medida por la Sonda Galileo (Young 2003). Aunque la abundancia del metano es pequeña comparada con la del hidrógeno y la del helio (ver Tabla 1.2), su gran peso molecular obliga a que sea tenido en cuenta.

A esta mezcla de “aire seco”, añadimos la presencia de las especies condensables H_2O , NH_3 y NH_4SH , cuya abundancia también se supone que es la misma que la medida por la Sonda Galileo (Young 2003). Suponiendo que no se produce precipitación y añadiendo una corrección de segundo orden para tener en cuenta los procesos de mezclado (“entrainment”) entre el aire seco y el húmedo con las sustancias condensables, el perfil vertical de temperatura se calcula siguiendo la aproximación de la mezcla adiabática húmeda, que para el caso de Júpiter es descrita en detalle por Stoker (1986). El perfil térmico así calculado permite obtener de forma inmediata el correspondiente perfil vertical para la frecuencia de flotabilidad N o de Brunt-Väisälä.

N nos indica el grado de estabilidad estática de la atmósfera, y exactamente igual a lo que ocurre con un sistema masa-muelle en el que la fuerza de recuperación es proporcional al desplazamiento de la masa fuera de su posición de reposo, es la frecuencia a la que oscilaría una burbuja de aire alrededor de la posición de equilibrio cuando esta se desliza adiabática y verticalmente una pequeña cantidad dz . N^2 se define como (Pedlosky 1987)

$$N^2 = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}.$$

Si $\partial \theta / \partial z > 0$ entonces N^2 es positiva y los elementos de fluido oscilan alrededor de sus posiciones de equilibrio cuando se les perturba. En este caso la atmósfera se dice que es *estable* ya que la fuerza que actúa sobre las burbujas de aire es recuperadora. Cuanto mayor es N^2 mayor es la estabilidad estática de la atmósfera, ya que los elementos de aire se encuentran más fuertemente ligados a sus posiciones de equilibrio, de forma análoga a lo que ocurre en un sistema masa-muelle en el que el resorte es muy rígido con una constante k elevada. En la estratosfera donde la atmósfera se encuentra fuertemente estratificada, N^2 es positiva.

Si $\partial \theta / \partial z = 0$ entonces $N = 0$ y la atmósfera se dice que se encuentra en equilibrio *neutro*. En este caso no aparece una fuerza recuperadora y los elementos de aire al ser desplazados no experimentan fuerza alguna.

Si $\partial \theta / \partial z < 0$ entonces N es imaginario puro, y por consiguiente cualquier perturbación infinitesimal supone un desplazamiento que crece exponencialmente fuera de la posición de equilibrio. En esta situación la atmósfera es *inestable*, y es el tipo de mecanismo que desata los movimientos de convección. En la troposfera terrestre donde se producen los fenómenos convectivos es muy frecuente que el gradiente vertical de la temperatura potencial θ sea negativo.

Usando las expresiones de (1.2) a (1.5), también puede demostrarse que para el caso de una burbuja de aire que se expanda adiabáticamente sin especies condensables y sin sufrir “entrainment”

$$N^2 = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{g}{T} \left[\frac{\partial T}{\partial z} + \frac{g}{C_p} \right].$$

En esta expresión, $\partial T / \partial z$ es la variación de la temperatura de la atmósfera con la altura, y pone de manifiesto que una atmósfera adiabática presenta una estabilidad neutra. Cuando aparecen diversas sustancias condensables que afectan tanto a $\partial T / \partial z$ como a la burbuja de fluido, entonces hay que obtener la frecuencia de Brunt-Väisälä numéricamente tal y como propone Stoker (1986).

La Figura 5.2 muestra el perfil vertical N usado en el modelo. El perfil vertical de N pone de manifiesto que a medida que descendemos hacia niveles más profundos en la atmósfera de Júpiter la atmósfera va adquiriendo un equilibrio neutro, mientras que a niveles más altos de más baja presión (estratosfera) la estratificación es más intensa.

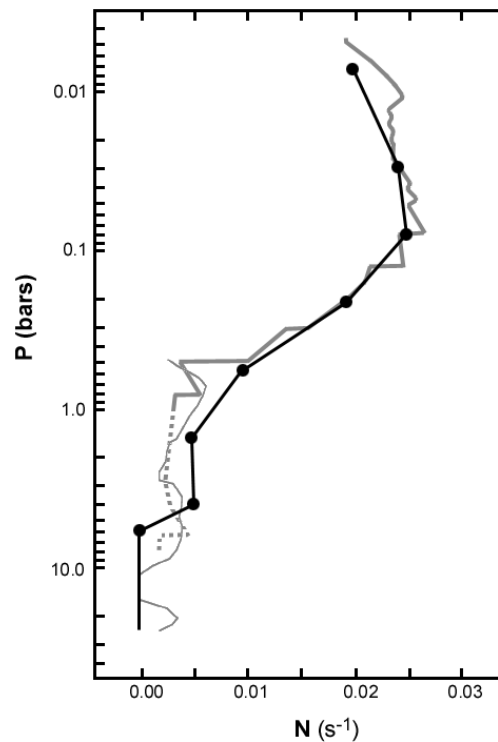


Figura 5.2. Perfil vertical de estabilidad en términos de la frecuencia N de Brunt-Väisälä. Los diferentes perfiles corresponden a la época Voyager (Lindal y col. 1981, línea gruesa gris) y Galileo (Magalhaes y col. 2002, línea delgada gris). El perfil extrapolado (línea gruesa gris de puntos) sigue una pseudoadiabática húmeda. Los puntos negros indican el valor de N para el modelo de EPIC de ocho capas usado en este estudio.

5.2.4 EL PERFIL DE VIENTOS

El modelo EPIC es hidrostático, y usa el equilibrio geostrófico para inicializar el campo de presiones dado un campo de velocidades bidimensional inicial. Por razones de tratabilidad, supondremos que el campo de velocidades del viento varía como el producto de dos funciones separables de latitud y presión (véase Capítulo 1)

$$U(y,p) = u_h(y)u_v(p) , \quad (5.23)$$

donde $u_h(y)$ es el viento zonal observado al nivel del techo de nubes, y $u_v(p)$ es una función normalizada al nivel del techo de nubes que controla la amplitud del viento zonal a diferentes profundidades o niveles de presión. Hay que notar que no existe ninguna restricción física en contra de un campo de velocidades no separable, que de alguna forma podría también alterar la dinámica de la vorticidad.

En el caso de los vientos zonales $u_h(y)$ al nivel del techo de nubes, la función empírica a probar no es única. No tenemos medidas precisas de $u_h(y)$ justo antes de la erupción de la NTB de 1990. Sin embargo, la morfología de la región de la NTB antes de la perturbación es virtualmente idéntica a la registrada por la misiones Voyager en 1979. Además, las velocidades de las nubes convectivas medidas al principio de la actividad de la NTB son cercanas al valor máximo del pico de la corriente en chorro (Sánchez-Lavega y col. 1991). Ambos factores sugieren que la corriente en chorro a 24°N tuvo una estructura e intensidad similares a las observadas en 1979 a partir de las imágenes suministradas por el Voyager 2 (Maxworthy 1984, Limaye 1986). En cualquier caso lo que está claro es que la corriente en chorro ha sufrido importantes cambios entre la época Voyager y la más reciente del Telescopio Espacial Hubble y la sonda Cassini (García-Melendo y Sánchez-Lavega 2001, Porco y col. 2003).

Como no tenemos una función única $u_h(y)$, y suponiendo que las nubes de amoníaco se sitúan a un nivel aproximado de $p_0 = 0.7$ bares, se simularon tres perfiles zonales independientemente medidos por diversos autores (Figura 5.3). Los perfiles son: $u_{hL}(y)$ con velocidades de pico de 160 ms^{-1} (Limaye 1986), $u_{hM}(y)$ con velocidades máximas de 180 ms^{-1} (Maxworthy 1984), ambos correspondientes al período de observación de los Voyager 1979, y $u_{hGS}(y)$ con velocidades de pico de 140 ms^{-1} (García-Melendo y Sánchez-Lavega, 2001), correspondiente al periodo de observación del Telescopio Espacial Hubble entre 1995 y 2000. Este último perfil es esencialmente el mismo que el obtenido durante el sobrevuelo de Júpiter por la sonda Cassini en diciembre de 2000 (Porco et al. 2003).

Para $u_v(p)$, se adoptó una aproximación lineal en dos tramos. Para presiones por debajo de p_0 se utilizó la cizalla vertical derivada a partir de los datos de temperatura de la sonda Voyager (Gierasch y col. 1986) según la forma

$$u_v(p) = \left(0, 1 - \frac{1}{2.4} \ln(p_0/p) \right), \quad (5.24)$$

donde se ha adoptado el valor medio para todo el planeta de 2.4 escalas verticales de altura (ver 1.3.1, 1 escala de altura en Júpiter ~ 20 km) para una variación de un factor e para la cizalla vertical del viento según Gierasch y col. (1986). Por debajo de p_0 , es decir, a niveles superiores de presión, el perfil vertical anterior se prolonga hasta un nivel p_1 a partir del cual se salta a una pendiente m para la cizalla vertical, que puede tomar valores positivos, negativos o nulos (ver la Figura 5.4)

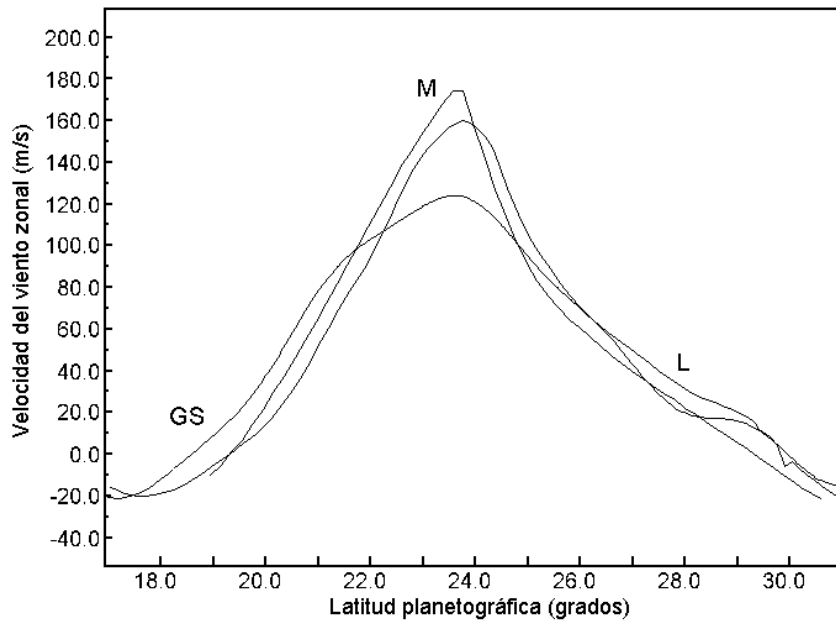


Figura 5.3. Perfiles de vientos zonales usados en las simulaciones numéricas: $u_{hL}(y)$ (indicado como L) con velocidades de pico de 160 ms^{-1} (Limaye 1986), $u_{hM}(y)$ (M) con velocidades de pico de 180 ms^{-1} (Maxworthy 1984), ambos correspondientes al período de observación de las naves Voyager en 1979, y $u_{hGS}(y)$ (GS) con velocidades de pico de 140 ms^{-1} (García-Melendo y Sánchez-Lavega, 2001).

$$u_v(p) = (u_1 + m \ln(p / p_1)) \quad (5.25)$$

con

$$u_1 = l - \frac{l}{2.4} \ln(p_0 / p_1) \quad (5.26)$$

5.3 EL MODELO NUMÉRICO

Debido a la estrechez de la corriente en chorro de la NTB, el dominio horizontal se discretizó en 512×64 puntos, lo que supone una resolución de 0.22° , suficiente para resolver el pico del jet y cubrir una región de 120° en longitud por 13° en latitud. Si además la región simulada se centra en torno a los 24°N , entonces el dominio cubierto se encuentra comprendido entre los círculos de

latitud 17°N y 30°N. En el modelo numérico, una vez fijada la resolución horizontal el límite de Courant-Friedrichs-Lewy queda determinado automáticamente a un valor ligeramente por debajo de 60 segundos, por lo que se escogió un paso temporal de 30 segundos, que además de ser un valor seguro para evitar inestabilidades numéricas, permite un control cómodo de los tiempos de simulación.

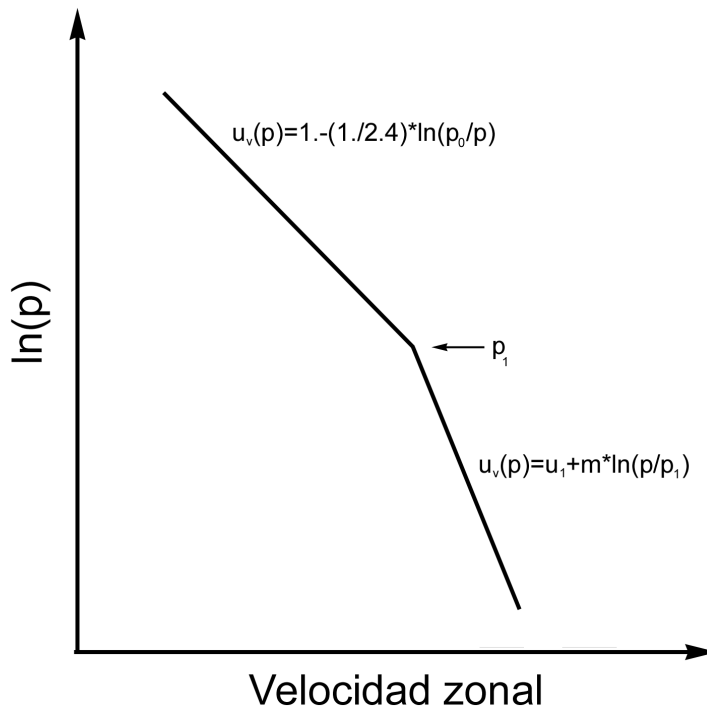


Figura 5.4. Esquema del modelo en dos tramos lineales del perfil vertical de vientos usado en las simulaciones. El segmento superior se extiende desde el extremo superior de la atmósfera (en nuestra simulaciones situado a 10 mbar), hasta el nivel de presión p_1 (probado entre los 0.7 y 2.0 bares). La intensidad del viento aumenta hacia abajo de acuerdo con la ley del viento térmico y las medidas realizadas por las sondas Voyager (Gierasch y col. 1986). Por debajo de p_1 el segundo segmento está caracterizado por el factor m , con $|m| < 1/2.4$.

El dominio vertical se dividió en 8 capas. Las 7 capas más altas son activas, es decir, se las deja evolucionar libremente a medida que progresan los cálculos numéricos, y se extienden desde el nivel de 0.01 bares, muy por encima de la tropopausa, hasta los 6 bares por debajo, donde se espera que los efectos de liberación de calor latente por parte del agua formen una atmósfera casi estable. En la Figura 5.2 se muestra la distribución de las 8 capas. También se incluye una capa “esponja” en la capa superior que actúa como absorbente (“adaptadora de impedancias”), para reducir las reflexiones artificiales de las ondas verticales que se propagan hacia arriba, así como un término de hiperviscosidad para atenuar numéricamente las inestabilidades (Dowling 1998). La capa inferior representa el “abismo” atmosférico que se extiende hacia el interior del planeta.

En nuestro modelo de atmósfera se probaron los tres perfiles de vientos zonales $u_{hL}(y)$, $u_{hM}(y)$ y $u_{hGS}(y)$, y la aproximación lineal en dos segmentos para cizalla vertical $u_v(p)$. Los parámetros libres que determinan la estructura de nuestra atmósfera son, por consiguiente, el nivel de presión p_1 en el que se produce el cambio de pendiente y la pendiente m del segmento por debajo de p_1 . p_1 se probó entre los valores de 0.7 bares y 2 bares, y m dentro del intervalo entre $-1/2.4$ y $+1/2.4$.

Un aspecto importante fue la elección de la forma de inicializar el modelo. Se efectuaron dos conjuntos de simulaciones diferentes para estudiar la estabilidad de los tres perfiles horizontales de vientos $u_h(y)$. Por un lado las simulaciones se iniciaron sin perturbación alguna para explorar hasta qué punto los perfiles horizontales de vientos eran inestables y comprobar si las inestabilidades aparecían espontáneamente simplemente como una consecuencia del ruido numérico. Por otro lado se introdujo una perturbación inicial para inestabilizar la atmósfera. En este último caso se seleccionó un impulso de calor Gaussiano con la forma

$$q(\lambda, \varphi) = Q_0 e^{\left(\frac{-(\lambda - \lambda_0)^2}{a^2} - \frac{(\varphi - \varphi_0)^2}{b^2} \right)}, \quad (5.27)$$

donde Q_0 es la amplitud del pulso de calor, λ es la longitud este y φ es la latitud planetográfica. $\lambda_0 = 0^\circ$ y $\varphi_0 = +24^\circ$ son, respectivamente, la latitud y la longitud del centro del impulso de calor, y $a = 10^\circ$ y $b = 6^\circ$ son las dimensiones del eje mayor y menor respectivamente. Estos valores corresponden a los medidos (tamaño y posición) para las manchas brillantes que aparecieron inicialmente en la erupción de 1990. Los valores de las amplitudes de los impulsos de calor que se probaron variaron entre los 10 y los 100 Wm^{-2} , que abarcan desde el orden de magnitud real del flujo de potencia liberado estimado para una perturbación real ($\sim 8 \text{ Wm}^{-2}$), hasta diez veces dicho valor, tal y como se espera de una tormenta convectiva de actividad moderada en Júpiter (Hueso y Sánchez-Lavega 2001, Hueso y col. 2002).

La perturbación se introdujo para el tiempo $t=0$, y luego se permitió a la atmósfera que evolucionase libremente. Simulaciones numéricas de modelos de tormentas en Júpiter y Saturno sugieren de manera firme que la inyección de energía en la atmósfera a través de tormentas de origen convectivo es muy rápida, del orden de unas pocas horas, lo que justifica su introducción en el modelo únicamente durante el momento de su inicialización.

También se probaron perturbaciones iniciales de forma senoidal con la forma

$$q(\lambda, \varphi) = Q_0 \sin\left(\pi \frac{\lambda - \lambda_{\min}}{\lambda_{\max} - \lambda_{\min}}\right) \sin\left(10\pi \frac{\varphi - \varphi_{\min}}{\varphi_{\max} - \varphi_{\min}}\right), \quad (5.28)$$

donde λ_{\min} , λ_{\max} , φ_{\min} , φ_{\max} son, respectivamente, los límites de latitud y longitud del dominio, con el fin de abarcar todo el dominio y comprobar si realmente la forma de la perturbación influía en la evolución de la misma y en su estado estacionario o maduro.

5.4 RESULTADOS

5.4.1 LA ESTRUCTURA TÉRMICA VERTICAL

Tal y como se esperaba, encontramos que la respuesta del modelo al impulso inicial de calor es sensible a la estructura térmica vertical y al perfil horizontal de vientos. El primer paso fue el de probar perfiles verticales sencillos donde la frecuencia N de Brunt-Väisälä fue fijada a un valor constante a lo largo de todo el dominio vertical, desde $N=0.015$ a $N=0.005$ para comprobar, sobre todo, su influencia en las características de los vórtices maduros producidos al cabo de cientos de días de simulación (García-Melendo y col. 2000). El segundo paso fue el uso de un perfil vertical de N más realista según la Figura 5.2, donde la frecuencia de Brunt-Väisälä crece en los niveles estratosféricos de la atmósfera como realmente se observó en la misiones Voyager, y decrece paulatinamente hacia los niveles más profundos.

Los resultados indican, en primer lugar, que el mejor perfil para simular la fenomenología observada en las erupciones reales es, como es lógico esperar, el que imita de forma más realista al perfil observado. Sin embargo las simulaciones de los perfiles con N constante también nos dan resultados que aportan información interesante.

En la Figura 5.5 se comprueba que el perfil vertical N constante que mejor reproduce los vórtices maduros de la NTB es aquel para el que $N=0.005$. Este resultado es consistente con el obtenido con una representación de un perfil de temperatura vertical más realista, lo que implica que aquella parte de la atmósfera que más influye en su dinámica es la parte más profunda y densa, la que comprende la mayor parte de la masa, ya que se puede ver, por analogía, que precisamente es esta parte la que posee un nivel de estratificación más débil (valores de N bajos según la Figura 5.2).

5.4.2 LA CIZALLA VERTICAL DEL VIENTO

Las simulaciones indicaron claramente que los perfiles zonales de vientos u_{hL} y u_{hGS} , los que presentan una velocidad de pico más baja, son estables frente a los impulsos de calor iniciales, independientemente de la cizalla vertical, es decir, independientemente de p_l y m (Figura 5.6). Para dichos perfiles horizontales, el impulso inicial de calor nunca puede desestabilizar la corriente en chorro a 24°N para acabar generando anticiclones estables, semejantes a los vórtices de larga vida observados durante la fase madura de la perturbación.

Para poner a prueba la estabilidad del jet para los perfiles u_{hL} y u_{hGS} , introducimos un vórtice en $t=0$, cuyos parámetros físicos fueron similares a los observados en los vórtices reales, es decir, con velocidades tangenciales de hasta 50ms^{-1} , dimensiones horizontales de $7^\circ \times 3^\circ$, y una extensión vertical de tres escalas de altura siguiendo el criterio de Morales-Juberias y col. (2003). El vórtice acabó disolviéndose al cabo de unos doscientos días (ver Figura 5.7).

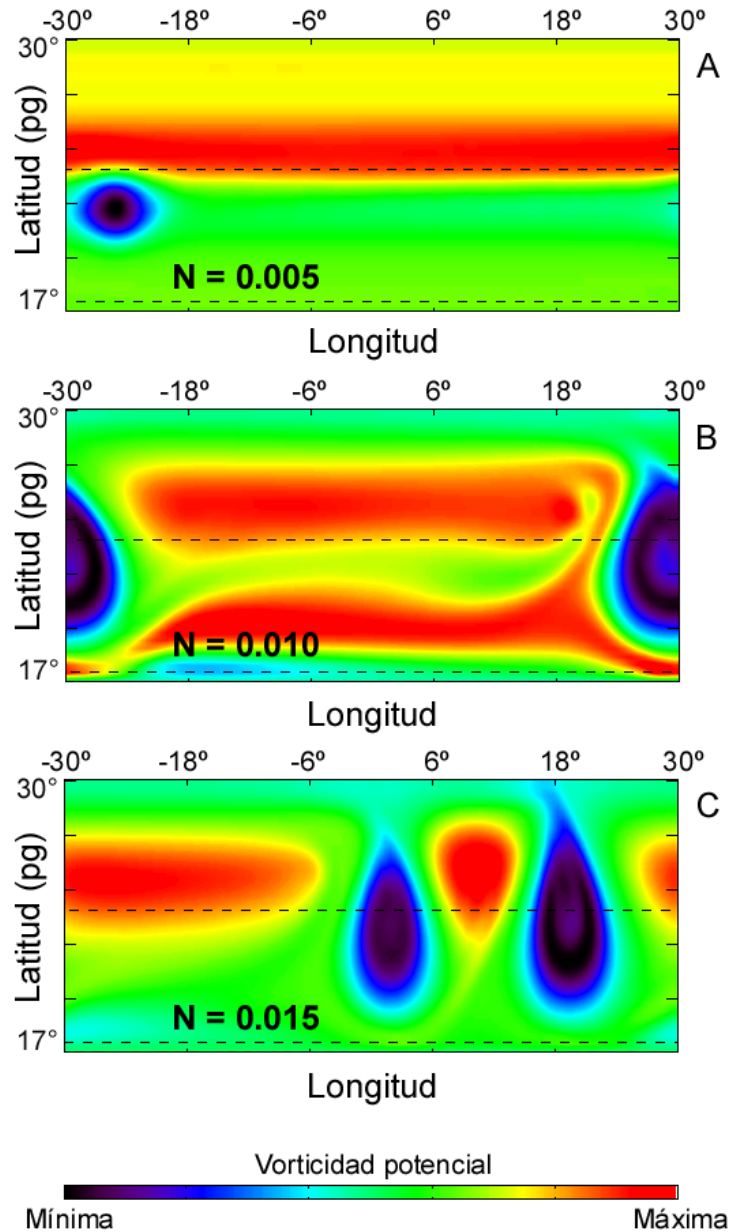


Figura 5.5. Resultado del estado estacionario de las simulaciones (400 días), para diferentes perfiles térmicos verticales con N constante. A) $p_I = 700$ mbar y $m = 1/10$. B) $p_I = 1000$ mbar y $m = 0$. C) $p_I = 1000$ mbar y $m = 0$.

Las simulaciones más realistas se obtuvieron al emplear el perfil u_{hM} , en el que la velocidad del pico del jet alcanza los 180 ms^{-1} (Figura 5.8). El movimiento rápido observado en las manchas brillantes al inicio de la erupción de 1990 (velocidades de 166 a 170 ms^{-1}), sugiere que estas emergieron cuando la velocidad de pico era cercana a su valor máximo. En este caso, la cizalla meridional es más elevada, lo que podría explicar la mayor inestabilidad de la corriente en chorro.

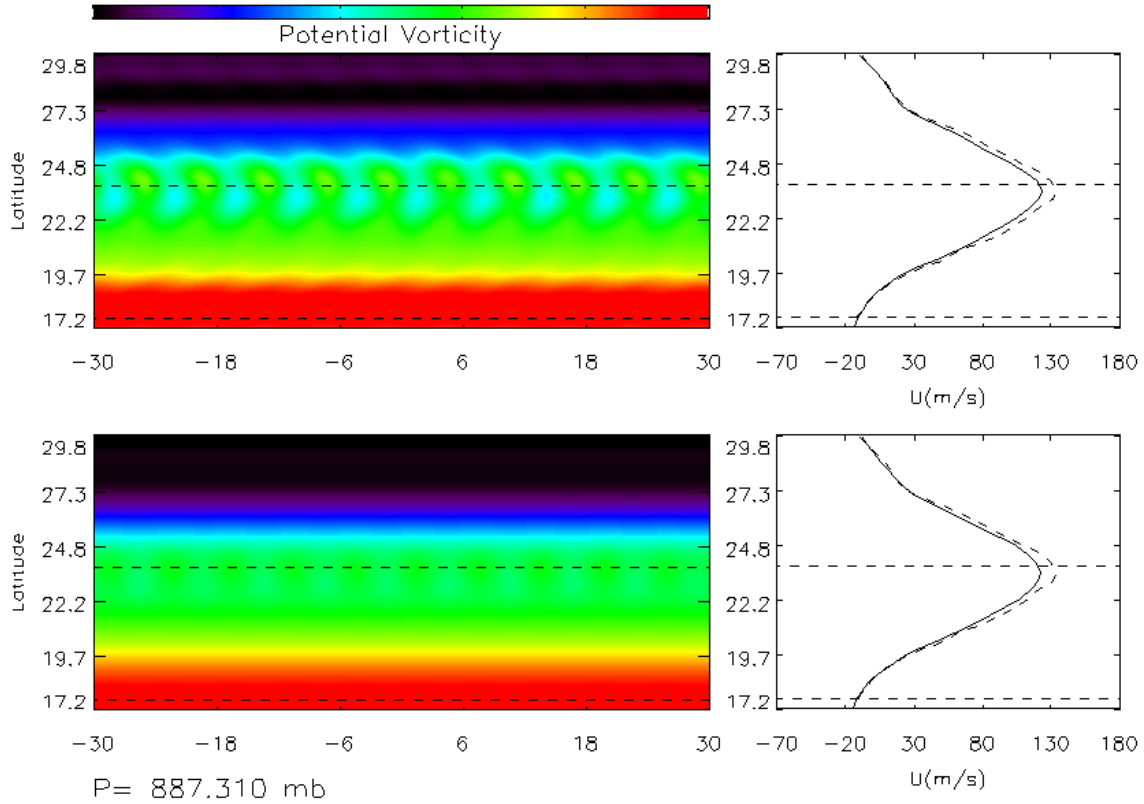


Figura 5.6. Resultados para el perfil zonal de vientos $u_{hGS}(y)$ con $m=0$ y $p_l=1\text{bar}$ frente a un impulso de calor senoidal para $t=0$ que ocupa todo el dominio horizontal. Mapa de la vorticidad potencial (izquierda) para la capa $k=4$ situada a una profundidad media de 887mbar a los 5 días (imagen superior), y a los 50 días. La perturbación senoidal de calor desaparece rápidamente a este nivel de presión. La parte de la derecha representa el perfil zonal de vientos simulado en la capa (línea continua) frente al real (línea discontinua). El dominio horizontal cubre $60^\circ \times 13^\circ$ y la discretización es de 128×64 puntos. Los valores de vorticidad potencial más bajos corresponden al color negro y los más altos al rojo.

Una vez establecido que u_{hM} es el perfil zonal más inestable, se procedió a explorar el espacio de parámetros p_l y m . En nuestro modelo $u_v(p)$ de dos segmentos para la cizalla vertical de la velocidad, se obtuvo que para $p_l > 2\text{ bar}$ y $|m| > 1/2.4$ la atmósfera simulada no era físicamente aceptable. La cizalla vertical sólo puede mantenerse si los gradientes térmicos meridionales son suficientemente elevados para mantener el equilibrio geostrófico como resultado de la ecuación del viento térmico. En los casos en que la cizalla vertical sea demasiado elevada, las superficies de temperatura potencial constante pueden llegar a cruzarse dando lugar a líneas materiales de fluido con dos temperaturas potenciales diferentes, lo que carece completamente de significado físico (Figura 5.9).

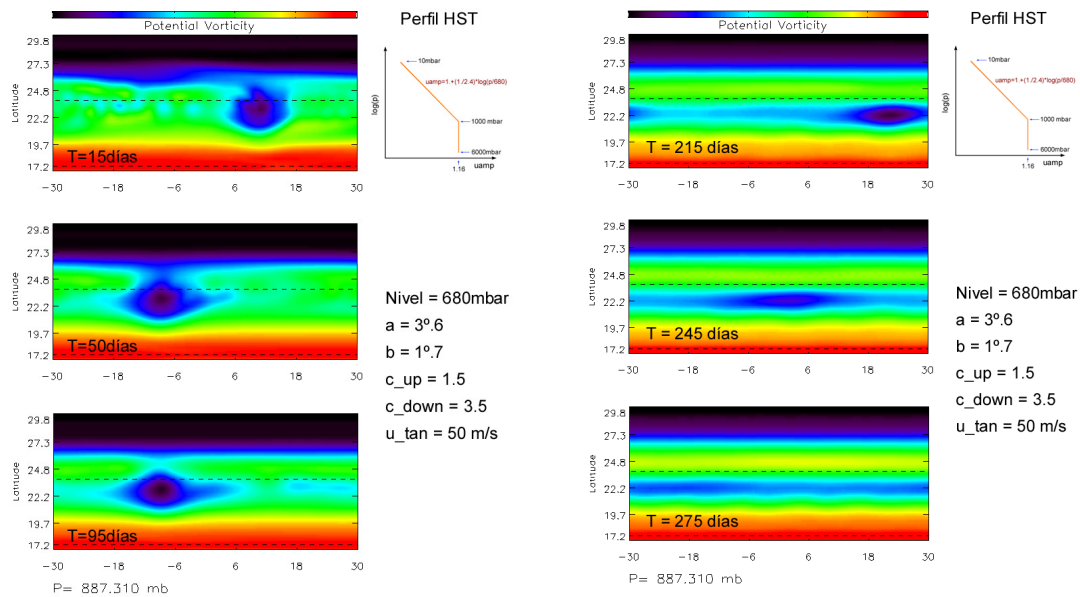


Figura 5.7. Otra prueba de la estabilidad del perfil $u_{hGs}(y)$ la muestra la disolución de los vórtices introducidos en $t=0$ (ver texto).

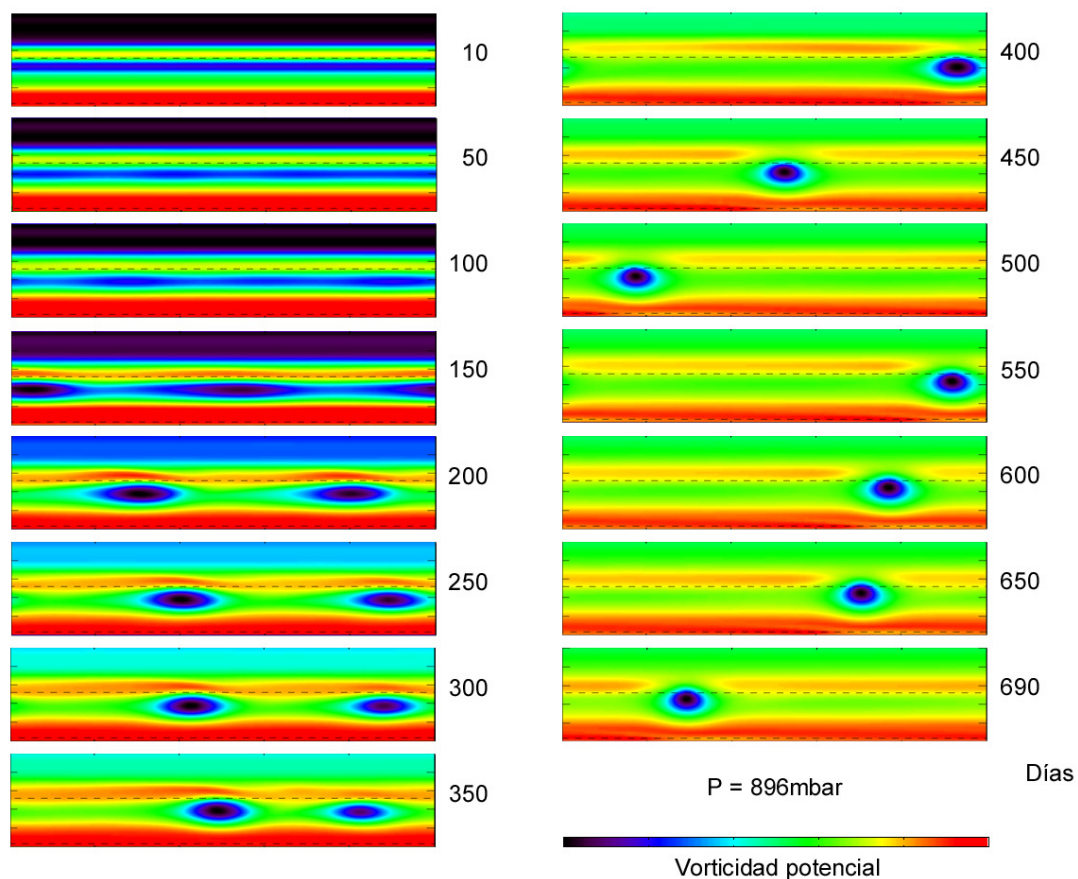


Figura 5.8. Resultados de las simulaciones, efectuados exactamente para las mismas condiciones que en la figura 5.6, para el perfil zonal de vientos $u_{hM}(y)$. En este caso las simulaciones son capaces de generar vórtices estables de larga vida al nivel del techo de nubes de características similares a los observados. A la derecha de cada mapa de vorticidad potencial se representa el tiempo de la simulación en días.

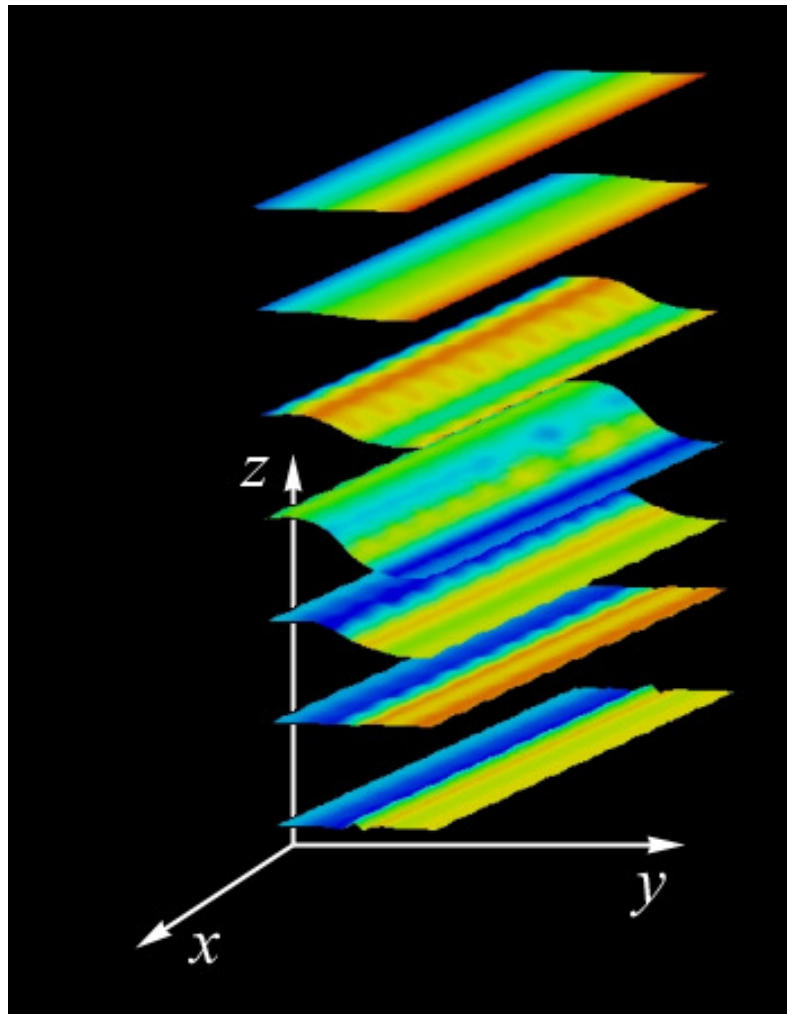


Figura 5.9. Superficies isentrópicas ($\theta = \text{cte}$) en una simulación de 8 capas (los detalles de la simulación son, en este ejemplo, irrelevantes), en las que cada capa se representa por una superficie, donde x e y son los valores de longitud y la latitud respectivamente y z es la presión. Puede observarse como las capas centrales presentan un gradiente térmico considerable para una z constante como consecuencia de la ecuación del viento térmico.

Las mejores simulaciones se obtuvieron para $p_I = 1 \text{ bar} \pm 0.2 \text{ bar}$ y m entre 1/15 y 0.1, lo que sugiere claramente que la intensidad del viento crece con la profundidad reflejando el resultado obtenido por la sonda Galileo a la latitud de 7°N (Atkinson et al. 1998). La Figura 5.10 muestra los resultados de las diferentes simulaciones en la forma de una tabla de verdad, mientras que la Figura 5.11 compara el perfil vertical obtenido por las mejores simulaciones con el medido por la sonda Galileo.

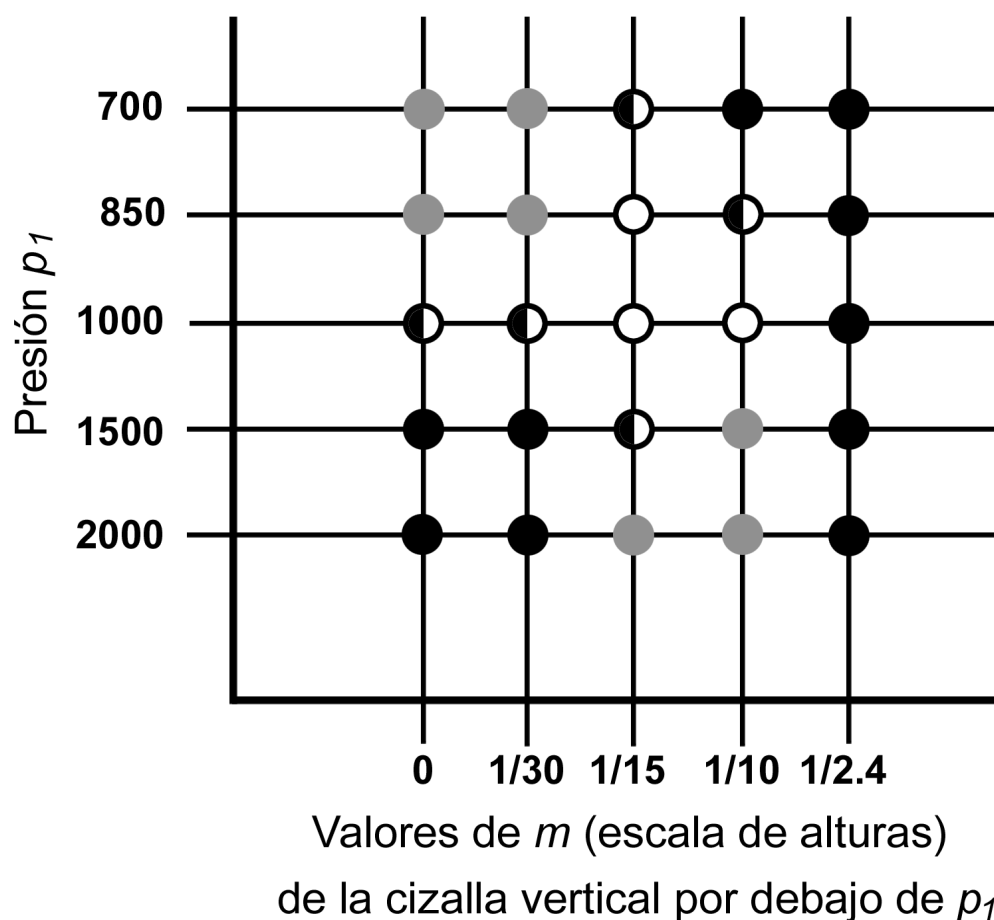


Figura 5.10. Tabla resumen los resultados de las simulaciones para combinaciones de diferentes valores de p_1 y de m . Los círculos completamente grises indican los casos en los que la atmósfera resulta estable, es decir, o bien el impulso inicial de calor fue incapaz de generar vórtices compactos, o bien estos se formaron pero se disolvieron en un intervalo de tiempo corto comparado con el tiempo de vida de los vórtices reales. Los círculos mitad blancos y mitad negros indican simulaciones que sí generaron vórtices estables pero diferentes en tamaño, velocidad tangencial o velocidad de deriva respecto de los vórtices reales. Los círculos blancos indican simulaciones que generaron vórtices estables con características semejantes a las observadas en los vórtices reales, mientras que los círculos negros indican simulaciones que no son físicamente aceptables (cruce de superficies isentrópicas).

Un resultado particularmente interesante fue la dependencia de las características de los vórtices simulados de los valores de p_1 y m . A medida que p_1 toma valores más elevados los vórtices también se propagan hacia profundidades mayores. Si se quieren obtener vórtices similares a los observados en la atmósfera real al nivel del techo visible de nubes (nivel de presión ~ 0.7 bares), p_1 debe colocarse alrededor de 1 bar. Por otro lado, los vórtices más compactos se obtienen para los valores de m más elevados ($m \sim 0.1$). La Figura 5.12 muestra los vórtices maduros simulados que se obtienen para diferentes valores de p_1 y m .

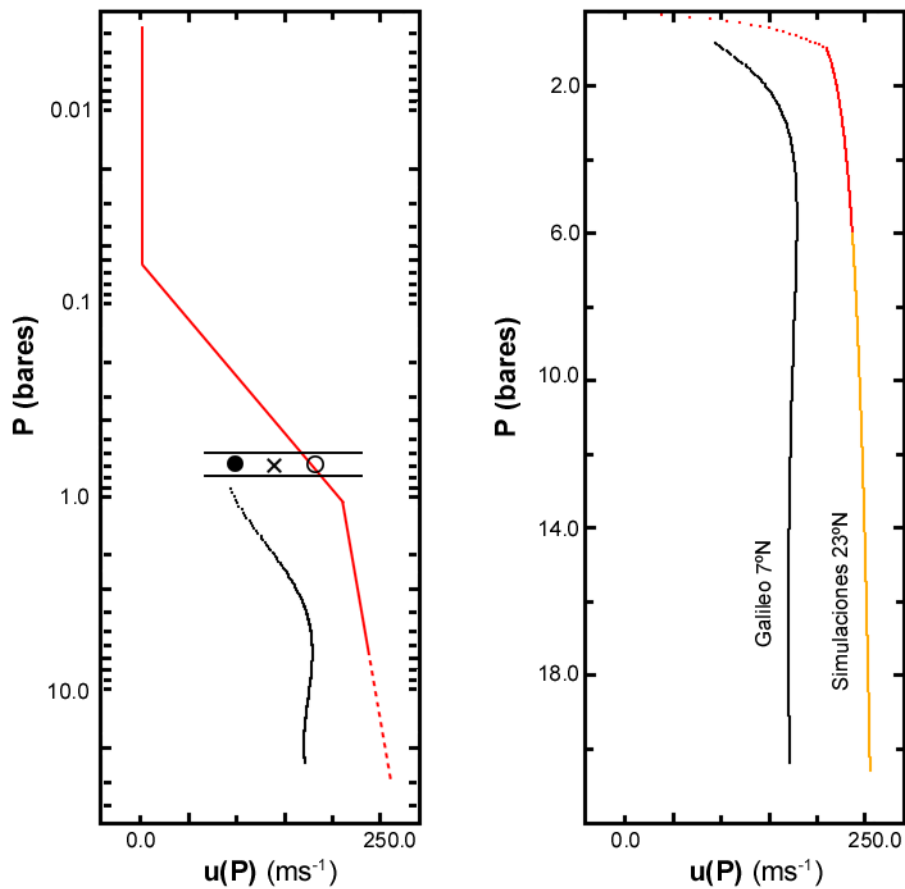


Figura 5.11. *Izquierda.* El mejor perfil vertical de vientos resultante de este trabajo (línea poligonal) comparado con el perfil medido por la Sonda Galileo a 7°N (línea curva). Los puntos individuales son medidas independientes de la velocidad del viento por seguimiento de las nubes visibles de amoníaco, situadas entre líneas horizontales que marcan las variaciones de altitud que estas ocupan: vientos a 7°N (círculo negro), y NTB antes y después de la erupción (círculo y cruz respectivamente). *Derecha:* Los mismos perfiles verticales de vientos pero representados en una escala vertical de presión lineal.

5.4.3 LAS SIMULACIONES

Introduciendo la perturbación inicial como un impulso de calor gaussiano situado en el pico del jet, se obtiene la formación de ondas de gravedad que se propagan radialmente hacia el exterior desde la fuente durante las primeras horas (Figura 5.13). Las observaciones de Júpiter de la erupción de la NTB nunca han mostrado ondas de gravedad, pero ello puede ser debido a varias razones: por un lado las imágenes tomadas con pequeños telescopio a baja resolución desde la superficie terrestre, posiblemente lo fueron mucho más tarde que el tiempo que requieren los frentes de onda en propagarse desde la fuente; por otra parte, los anillos concéntricos de las ondas de gravedad posiblemente fueron incapaces de producir la condensación de nubes, y por tanto, hacerse visibles.

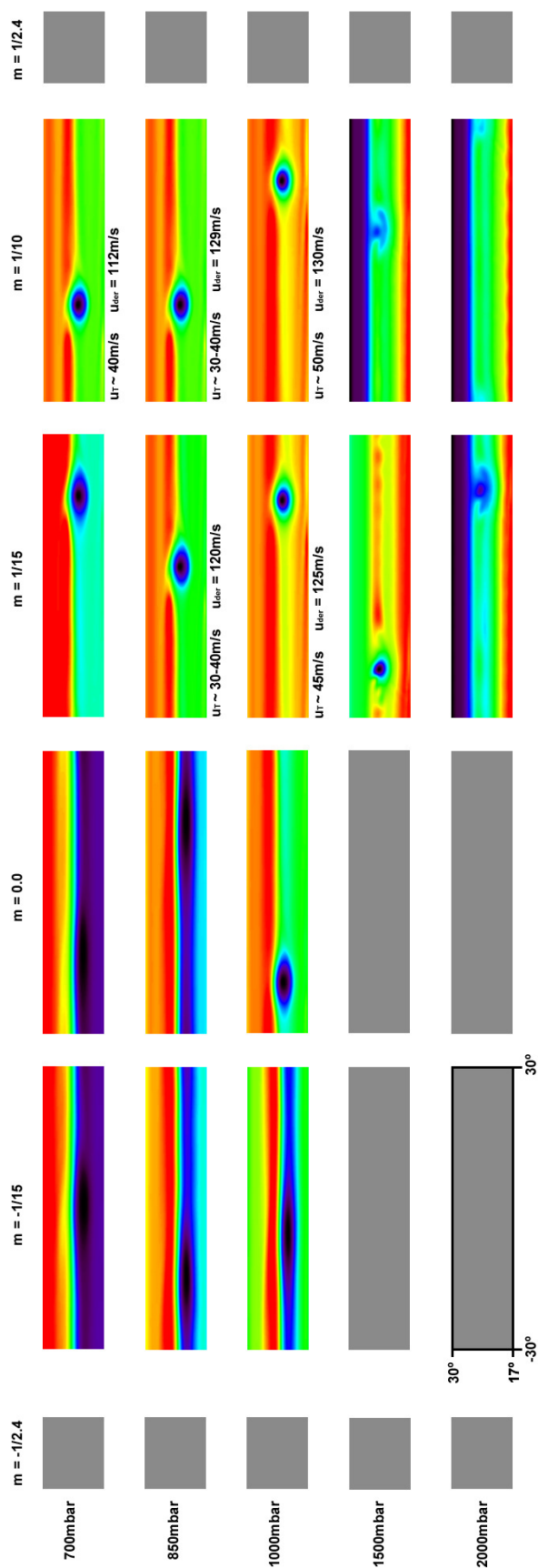


Figura 5.12. Mapas de vorticidad potencial en la región de la NTB para altitudes comprendidas entre 700mbar y 2bar mostrando los vórtices maduros de larga vida para simulaciones de 1000 días. En este cuadro se dan diferentes resultados para combinaciones de presión p_1 y de la pendiente m . Los cuadros grises representan situaciones sin significado físico. Los límites de las simulaciones se marcan en el rectángulo alargado gris situado en el extremo inferior derecho.

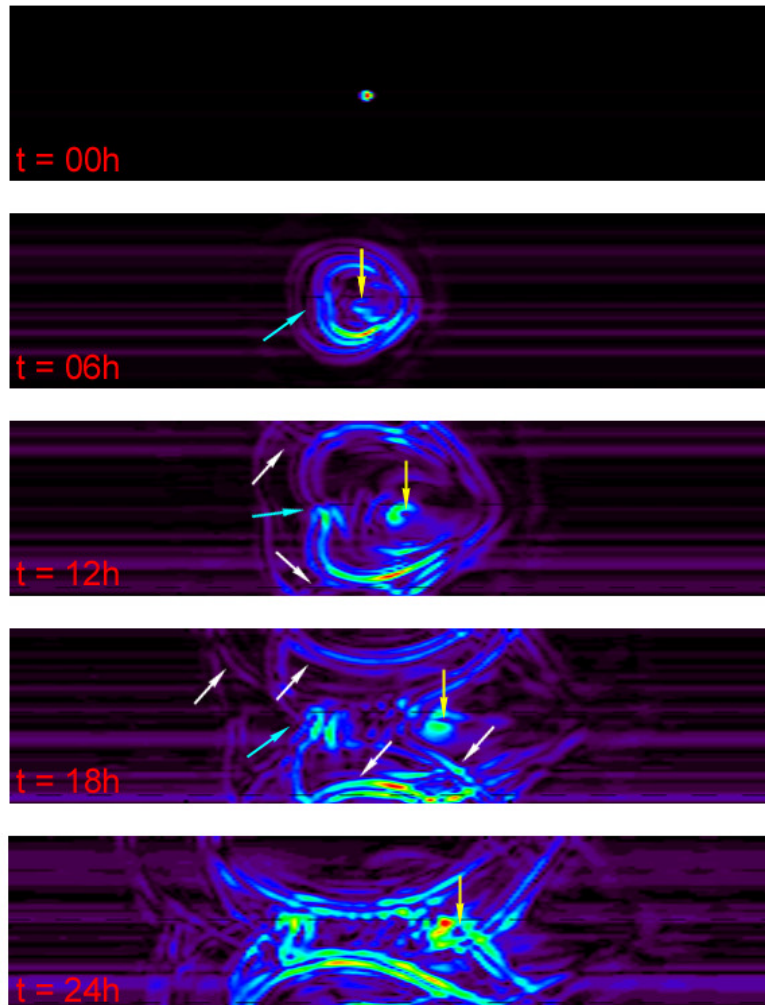


Figura 5.13. Formación de ondas de gravedad al cabo de 6, 12, 18 y 24h tras la introducción del impulso gaussiano inicial de calor. En estas figuras se representa la distribución de energía cinética para la capa $k=4$, la más próxima al techo de nubes. Las simulaciones abarcan un dominio horizontal meridional de 13 grados y parte del dominio en longitud de 120 grados (rejilla de 512x64 puntos). La forma distorsionada en forma de corazón de los frentes de onda es debido a la presencia del campo de velocidades de la corriente en chorro. Puede comprobarse que para $t \geq 12h$ los frentes de onda son reflejados por las fronteras del dominio.

Unos días más tarde, un vórtice anticiclónico aparece en la zona del impulso de calor y la corriente en chorro se vuelve inestable (Figura 5.14). La banda de vorticidad potencial situada en el pico de la corriente en chorro comienza a fragmentarse dos semanas más tarde en una serie de vórtices anticiclónicos separados regularmente en longitud. Esta fase dura entre tres y cuatro semanas. Las simulaciones sugieren que el tren regular de vórtices que se forma durante el desarrollo de la inestabilidad es la manifestación, al nivel del techo de nubes, de un fenómeno ondulatorio que se dispara cuando las masas de aire ascendente interaccionan con la corriente en chorro durante el episodio

convectivo de la erupción. Aunque no pueden tomarse medidas de velocidad de propagación y longitud de onda de una forma rigurosa, las simulaciones sugieren que pueda tratarse de una onda de Rossby.

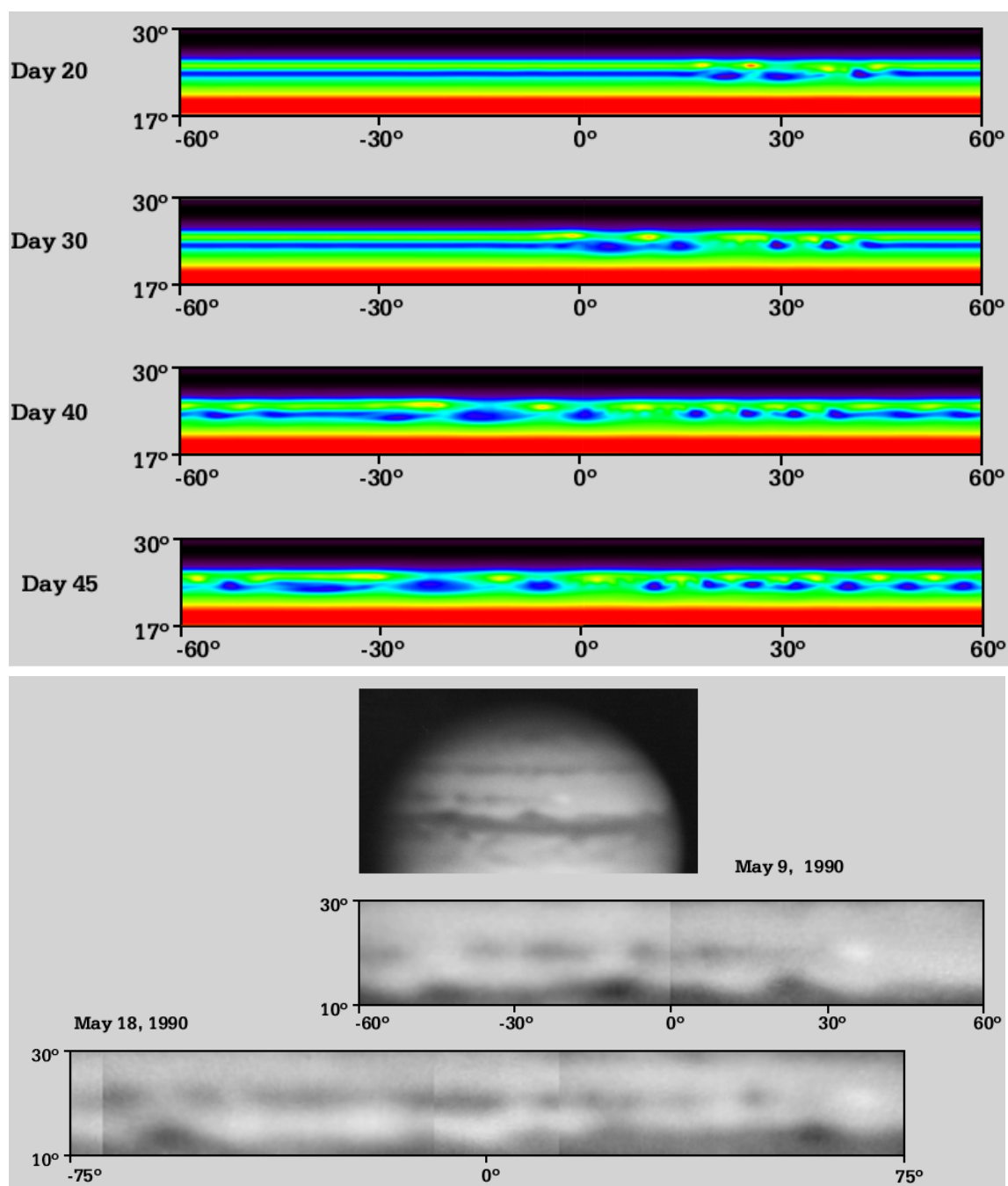


Figura 5.14. *Panel superior.* Evolución de la inestabilidad de la corriente en chorro durante los primeros 45 días, donde se observa la formación de una cadena de vórtices anticiclónicos que acaban abarcando todo el dominio, según simulaciones a alta resolución (dominio de $120^\circ \times 13^\circ$ en longitud y latitud respectivamente y rejilla de 512×64 puntos, capa $k=4$ situada a unos 0.9 bares). *Panel inferior.* Mancha blanca brillante y cadena de manchas oscuras situadas en el lado oeste un mes después de la erupción, según imágenes tomadas a baja resolución.

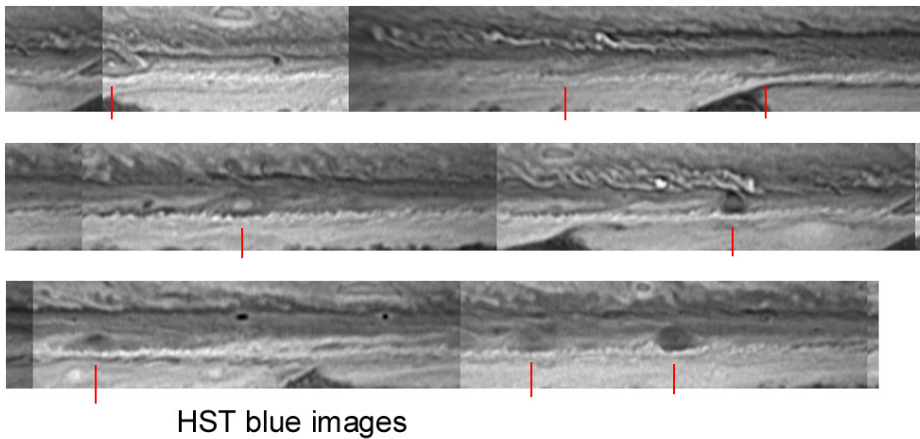
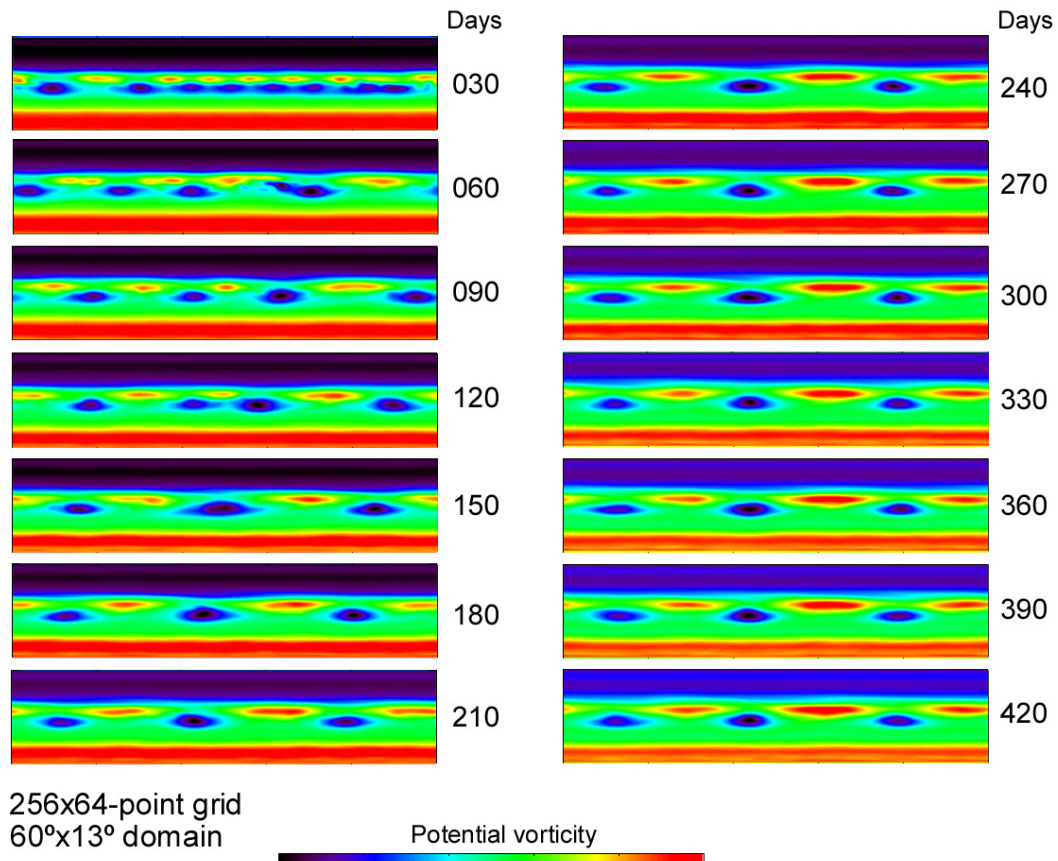


Figura 5.15. Estado final donde las cadenas de vórtices anticiclónicos se acaban fundiendo para dar lugar a unos pocos vórtices supervivientes (día 420 de la simulación). Los vórtices anticiclónicos maduros se comparan con los reales tal y como se muestra en la imagen (telescopio Espacial Hubble, 1995).

Finalmente la cadena de vórtices anticiclónicos se extiende zonalmente a escala planetaria, ocupando toda el círculo de longitud, e interactuando entre ellos a través de fusiones, lo que hace decrecer su número total, permaneciendo al final, al cabo de unos 5 meses, los vórtices anticiclónicos de larga vida (Figura 5.15), cuyas características son similares a las observadas en los vórtices reales (Figura 5.16).

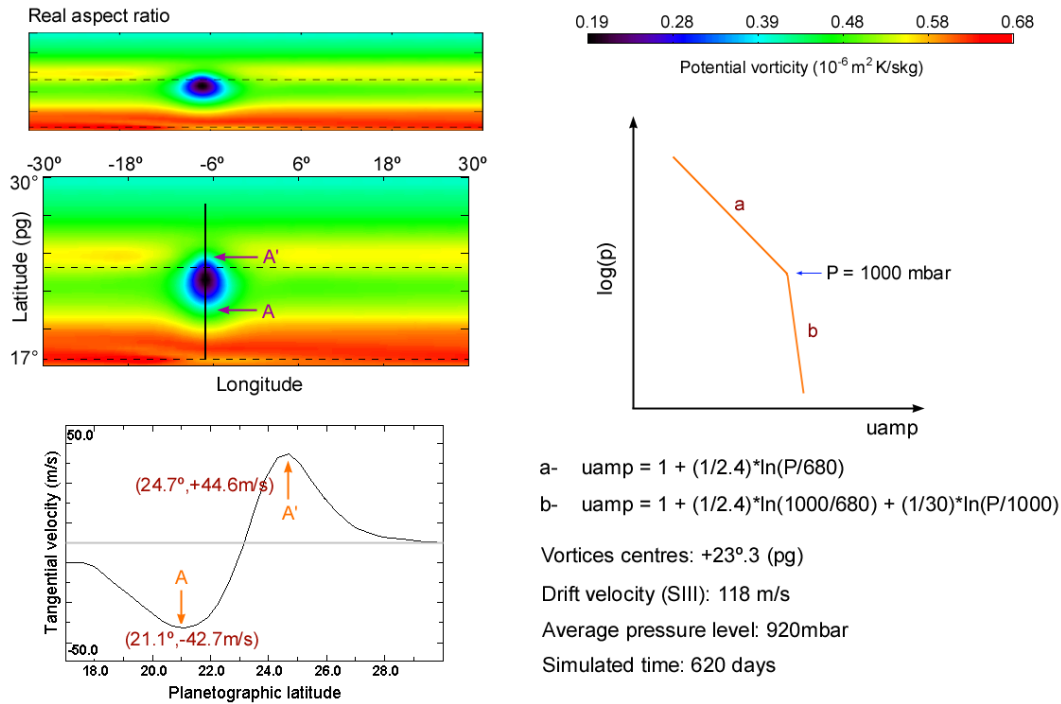


Figura 5.16. Propiedades globales de los vórtices de larga vida.

5.5 LA ESTABILIDAD DE LA CORRIENTE EN CHORRO A 24°N

Si las fronteras verticales de la atmósfera, en particular la capa superior y la abisal, coinciden con superficies de temperatura isopotencial, entonces una condición necesaria para que el fluido sea inestable es que el gradiente meridional de la vorticidad potencial $\partial q / \partial y$ debe experimentar al menos un cambio de signo dentro del dominio (Pedlosky 1987, Salby 1996). O en otras palabras, la vorticidad potencial q debe presentar al menos un punto de inflexión, donde

$$\frac{\partial q}{\partial y} = \beta - \frac{\partial^2 U_0}{\partial y^2} - \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_s \frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial U_0}{\partial z} \right). \quad (5.29)$$

En esta expresión β es el gradiente de la vorticidad planetaria, U_0 es el flujo zonal básico *sin perturbar*, y ρ_s es la distribución de densidad de la atmósfera en reposo ($\rho_s = \rho_s(z)$). El cambio de signo implica que el gradiente meridional de q debe contribuir con “suficientes” regiones positivas y negativas para convertir el flujo en inestable. La condición necesaria derivada de la teoría puede formularse únicamente en términos del cambio de signo del gradiente meridional de la vorticidad potencial, pero no sobre la forma específica de la cizalla del viento zonal, la estructura térmica vertical y la naturaleza exacta de la perturbación.

Es bastante razonable suponer que si la capa abisal se encuentra mucho más abajo del nivel de condensación de las nubes (nubes de NH_3 , NH_4SH y H_2O),

se tratará de una región débilmente estratificada donde las superficies isentrópicas deben ser prácticamente paralelas a las superficies de geopotencial, y por consiguiente, según la ley del viento térmico, $\partial u / \partial z \sim 0$, una condición muy probable tal y como sugieren los vientos casi constantes medidos a los niveles más profundos ($22 > p > 6$ bares) por la Sonda Galileo. En el caso del límite superior de la atmósfera, donde los vientos se suponen que se hacen prácticamente cero, también es razonable suponer que la frontera es paralela a una superficie isentrópica.

En el Capítulo 4 se analizó la estabilidad de la corriente en chorro a 24°N de acuerdo con el criterio de estabilidad barotrópica clásico para una atmósfera homogénea, que indica que $\partial q / \partial y = \beta - \mathcal{J}u_h(y) / \partial y^2$ debe sufrir cambios de signo dentro del dominio. También se tuvo en cuenta el criterio derivado por Ingersoll y Pollard (1982) para una atmósfera profunda y estratificada de una forma prácticamente neutra, cuya condición necesaria para que sea inestable es $\mathcal{J}u_h(y) / \partial y^2 < -3\beta$. El test fue motivado por la circunstancia de que todos los vórtices de larga vida se encuentran anclados a la misma latitud de 23.2°N , sugiriendo que el viento zonal es particularmente inestable a esa latitud.

La condición barotrópica clásica de inestabilidad no arrojó ninguna luz al problema, pero la modificada sugería que la corriente en chorro a 24°N era posiblemente más inestable precisamente a la latitud a la que se encontraban los vórtices, especialmente para el perfil zonal de vientos $u_{hM}(y)$ (Maxworthy 1984).

Puesto que en el modelo atmosférico simulado por EPIC las fronteras del dominio vertical son superficies isentrópicas, podemos aplicar el criterio de estabilidad más general (baroclínico) para comprobar si la atmósfera simulada es estable o inestable, o como mínimo, verificar si existe alguna tendencia en el gradiente meridional de la vorticidad potencial que pueda correlacionarse con la inestabilidad simulada. Los resultados se muestran en la Figura 5.17. En el panel A la derivada meridional de q se presenta como una función del perfil zonal de vientos para la capa más cercana ($k=4$) al techo visible de nubes de amoníaco (entre los 700 y los 900 milibares). Puede comprobarse que $u_{hM}(y)$ es el perfil zonal que contribuye con las mayores variaciones de pendiente. También es interesante comprobar que los vórtices se forman en el punto donde el gradiente de la vorticidad potencial cruza el valor cero. Además, puede verificarse que existe una correlación entre el “grado” de estabilidad (o inestabilidad) de la corriente en chorro a 24°N y la situación de p_1 , que es el punto donde cambia el valor de la cizalla vertical (ver la Figura 5.4). El panel B de la Figura 5.17 muestra que cuanto más grandes son los vórtices en su estado maduro (atmósfera más “inestable”, ver la Figura 5.12), más importante es la variación del gradiente de vorticidad potencial.

Todos estos resultados sugieren que, en nuestro modelo de atmósfera, existe una relación entre el gradiente meridional de la vorticidad potencial y la estabilidad de la corriente en chorro, pero lo más importante es que tanto la estructura térmica vertical como la de la cizalla, horizontal y vertical, del viento, deben tener la estructura particular que hemos encontrado en nuestras

simulaciones para poder generar el tipo de inestabilidad observada en las erupciones reales, en particular la de 1990.

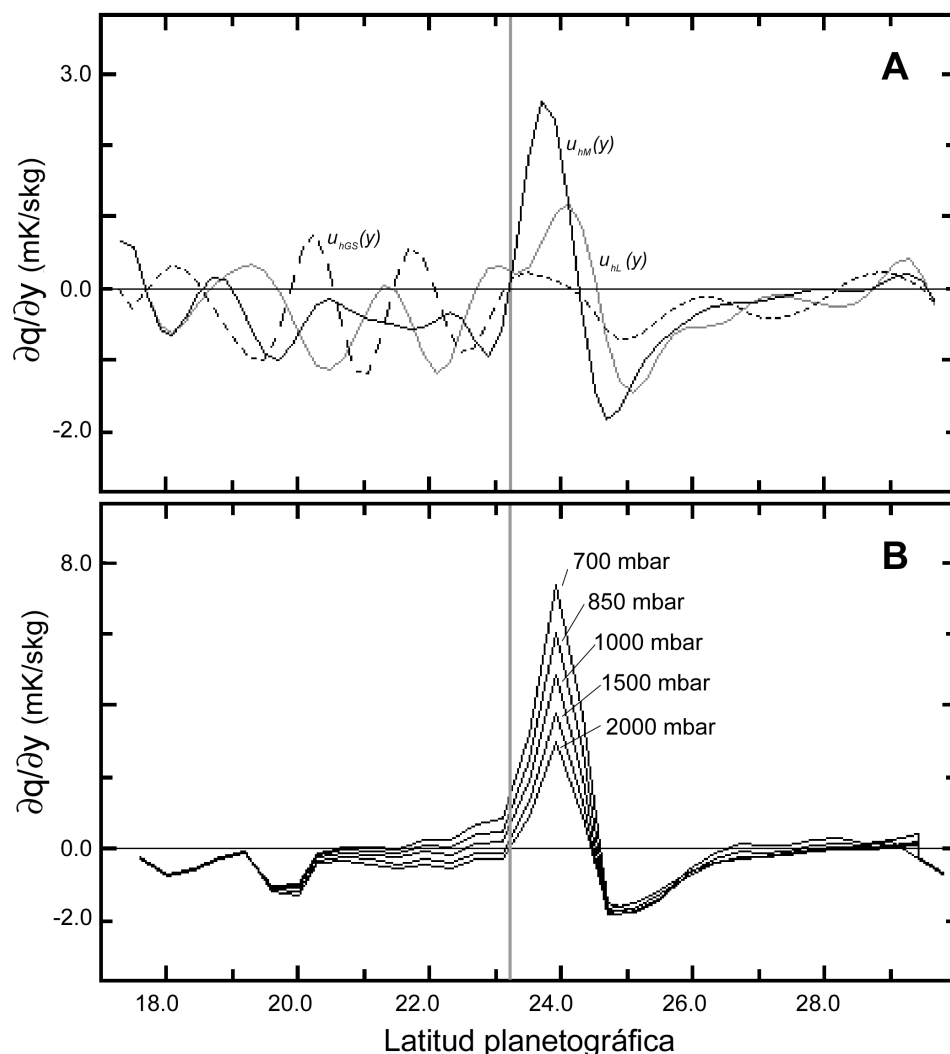


Figura 5.17. *Panel A:* Gradientes meridionales de vorticidad potencial para $u_{hm}(y)$ (línea continua), $u_{hL}(y)$ (línea continua gris), y $u_{hGS}(y)$ (línea discontinua), de los vientos zonales al nivel del techo de nubes visible de la atmósfera sin perturbar, obtenidos a partir de las simulaciones a alta resolución (dominio horizontal dividido en 512x64 puntos que se extiende 120°x13° (longitud x latitud) centrado a 24°N). *Panel B:* Gradientes meridionales de vorticidad potencial para diferentes valores de p_l con $m = 1/15$.

5.6 CONCLUSIONES

La principal conclusión que se deriva de estos resultados es que el comportamiento a largo plazo de las perturbaciones de la NTB, sólo se puede reproducir para un pequeño subconjunto de perfiles zonales y verticales de entre todos los que pueden caracterizar a la corriente en chorro situada en esa región. Empezando a partir de una velocidad de 180 ms^{-1} al nivel de las nubes visibles de amoníaco, el mejor modelo indica que la velocidad máxima de la

corriente en chorro debe crecer hasta 210 ms^{-1} a la presión de 1 bar, lo que supone una cizalla vertical $\partial u / \partial z \sim 60 \text{ ms}^{-1}$ por escala de altura, y después un crecimiento más lento hasta los 240 ms^{-1} al nivel de 6 bares con $\partial u / \partial z \sim 17 \text{ ms}^{-1}$ por escala de altura (ver la Figura 5.11). El perfil vertical así obtenido es consistente con el medido por la Sonda Galileo a 7°N (Atkinson et al. 1998), y con la hipótesis de que globalmente la velocidad del viento aumenta con la profundidad, derivada también del análisis del impacto del cometa Shoemaker-Levy 9 con Júpiter en 1994 (Dowling, 1995).

Semejante incremento en la intensidad de los vientos con la profundidad hasta el nivel de 6 bares, es difícil de explicar si recurrimos a la hipótesis de que sólo la insolación es responsable de la energía depositada en la atmósfera para impulsar la circulación global. Una parte significativa de la energía solar es absorbida por los gases de la parte baja de la estratosfera (~ 0.001 a 0.1 bares), y por la nube de amoníaco, de gran espesor óptico, situada al nivel de ~ 0.7 bares. Prácticamente toda la energía absorbida de la radiación solar por Júpiter es depositada a altitudes superiores a ~ 2 bares (Hunten y col. 1980). La liberación de calor latente por las nubes de agua al nivel de 6 bares y la conversión entre las variedades de orto y para hidrógeno pueden contribuir a inyectar energía a las corrientes en chorro en las capas más externas de una atmósfera delgada (Gierasch y Conrath, 1985). Sin embargo aún está por ver si pueden impulsarse vientos a 240 ms^{-1} únicamente acudiendo a dichos mecanismos, y creemos que la fuente interna de energía puede jugar un papel primordial. Si es así, entonces las corrientes en chorro de Júpiter deben extenderse mucho más profundamente, lo que explicaría su estabilidad a largo plazo.