

**MÁSTER UNIVERSITARIO EN  
CIENCIA Y TECNOLOGÍA ESPACIAL**

**TRABAJO FIN DE MÁSTER**

**Estudio de la perturbación NTBD  
del año 2020 en Júpiter**

<b>Estudiante</b>	<i>Mendi, Martos, Alberto</i>
<b>Director</b>	<i>Sánchez, Lavega, Agustín</i>
<b>Codirector</b>	<i>Rojas, Palenzuela, Jose Félix</i>
<b>Departamento</b>	<i>Física Aplicada</i>
<b>Curso académico</b>	<i>2020/2021</i>

*Bilbao, 9 de septiembre 2021*



# Agradecimientos

Se acaba un año muy bonito del que me llevo muchas personas que me han acompañado durante el día a día. Con este trabajo concluye un máster que me ha encantado y, como ya vengo diciendo desde hace un tiempo, incluso me ha sabido a poco. Ha sido un año peleón y de mucho trabajo, pero me quejo de vicio, así que solo puedo estar agradecido.

Me gustaría empezar dando las gracias a los profesores que me han hecho disfrutar de este año durante las clases del máster, y en particular a quienes me han permitido poder concluirlo con este trabajo de investigación, a pesar de las opciones que se me cerraron en la elección del TFM. Con esto me refiero a todo el Grupo de Ciencias Planetarias y profesores del Aula Espazio Gela, con especial mención a mis directores Dr. Agustín Sánchez Lavega y Dr. Jose Félix Rojas Palenzuela. Su ayuda, consejos, implicación, paciencia y amabilidad demostrados resolviendo los problemas y las dudas surgidas han sido determinantes, facilitando enormemente el buen desarrollo del proyecto.

Agradecer también a mis compañeros de clase, las horas y horas dentro y fuera del aula, el carro de anécdotas y cafés que nos llevamos. Estoy muy contento de haber formado parte de todo ese espectro de cabezas pensantes que no han dejado de sorprenderme durante todo el año. Y no dejarán de hacerlo: *Ooops, you did it again!*

Y por supuesto, agradecer a mi gente de Pamplona que me ha aguantado y apoyado desde la distancia, en todos los momentos que he podido compartir con ellos y quienes me han mantenido cuerdo dentro de mi locura.



# Resumen

La atmósfera de Júpiter es muy rica en estructuras dinámicas dignas de estudio y sus características bandas conforman un amplio espectro de velocidades zonales en diferentes sentidos. En la latitud de 23,5°N se encuentra el más intenso de los jets jovianos, alcanzando velocidades de hasta 150 ms<sup>-1</sup>. Es en esta misma banda, denominada Banda Templada Norte (*North Temperate Belt*, NTB), donde ocasionalmente se genera una serie de particulares perturbaciones, denominadas *NTB disturbances* (NTBD).

Un nuevo estudio sobre este tipo de perturbaciones se presenta en este trabajo. La perturbación en cuestión corresponde con tres tormentas convectivas que surgieron durante el año 2020 en Júpiter en la banda NTB. La presencia de estas perturbaciones de escala planetaria abarcó desde mediados de agosto hasta mediados de octubre, lo que supone unos dos meses de vida.

El objetivo principal del trabajo consiste en el estudio de la velocidad de las estructuras que se forman con el movimiento de la perturbación a partir de imágenes tomadas con telescopios terrestres y su posterior modelizado como ondas de Rossby, de manera que se pueden caracterizar tanto su estructura como sus condiciones de propagación.

En el trabajo que se presenta se corroboran los resultados de estudios previos sobre la perturbación de 2016, que se compararán a lo largo del proyecto, y se añade el estudio sobre la perturbación de NTBD como onda de Rossby, planteado en dichos estudios.

**Palabras Clave** - NTBD, velocidad zonal, perfil de vientos, Coriolis, ondas de Rossby

# Laburpena

Jupiterren atmosfera, ikertzeko interesgarriak diren egitura dinamikoetan aberatsa da eta haren banda bereizgarriek norantza desberdinetako abiadura zonalen espektro zabala osatzen dute. 23,5°N latitudean intentsitate handieneko jet jobianoa aurkitzen da, 150 ms<sup>-1</sup>ko abiadurara iristen delarik. Banda zehatz honi Iparraldeko Banda Epela (North Temperate Belt, NTB) deritza, eta bertan perturbazio berezi batzuk sortzen dira noizean behin, NTB disturbances (NTBD) izenekoak.

Mota honetako perturbazioen inguruko azterketa berri bat aurkezten da lan honetan. Aztertuko den perturbazioa 2020. urtean zehar Jupiterren NTB bandan sortu ziren hiru ekaitz konbektiboek dagokie. Eskala planetarioko perturbazio horien presentziak abuztuaren erdialdetik urriaren erdialdera iraun zuen, bi hilabete inguruko bizitza suposatzen duena.

Lan honen helburu nagusia lurreko teleskopioen bidez lortutako irudietan oinarrituz perturbazioaren mugimenduaren ondorioz sortutako egituren abiaduraren ikerketan eta haien ondorengo Rossby uhinen bidezko modelizazioan datza, modu horretan haien egitura zein propagazio baldintzak ezaugarritu daitezkelarik.

Aurkeztutako lanean 2016. urteko perturbazioarekin lotutako aurretiko ikerketetan lortutako emaitzak berresten dira, proiektuan zehar alderatuko direnak, eta aurreko ikerketetan proposatutako azterketa bat gehitzen da: NTBD perturbazioa Rossby uhin moduan ikertzea.

***Gako-Hitzak*** - NTBD, abiadura zonala, haize-profila, Coriolis, Rossby uhinak

# Abstract

Jupiter's atmosphere is very rich in worth studying dynamic structures and its characteristic bands form a wide range of zonal velocities in different directions. The most intense Jovian atmospheric jet is located at 23,5°N latitude, reaching eastwards velocities up to 150  $\text{ms}^{-1}$ . In this very band, called *North Temperate Belt* (NTB), where several disturbances appear from time to time. These events are known as *NTB disturbances*.

A new study on this type of perturbances is presented in this project. This phenomenon is formed by three convective storms that appeared in 2020 at NTB band in Jupiter. The presence of these planetary scale disturbances spanned from August to October, which means a two months duration.

The main aim of the project lies in studying the velocity of the structures formed due to the perturbation motion by analysing images obtained with terrestrial telescopes and, later, apply the Rossby waves model in order to characterise both structure and conditions of propagation.

In this project, previous results of 2016 NTB disturbance studies are confirmed and compared, adding a new interpretation, proposed on those studies, based on Rossby waves.

**Keywords** - NTBD, zonal velocity, wind profile, Coriolis, Rossby waves





# Índice

<b>Índice</b>	<b>VII</b>
<b>Índice de figuras</b>	<b>VIII</b>
<b>Índice de tablas</b>	<b>IX</b>
<b>1 La atmósfera de Júpiter</b>	<b>1</b>
1.1. Introducción a la atmósfera de Júpiter . . . . .	1
1.2. La perturbación de la banda templada norte NTBD . . . . .	5
<b>2 Metodología: medida de imágenes y tratamiento de datos</b>	<b>7</b>
<b>3 Estudio de la dinámica de la perturbación: Cálculos y Resultados</b>	<b>11</b>
3.1. Estudio matemático de la dinámica . . . . .	11
3.2. Perturbación NTBD 1: 22 de agosto - 9 de octubre . . . . .	12
3.3. Perturbación NTBD 2: 4 de septiembre - 3 de octubre . . . . .	15
3.4. Perturbación NTBD 3: 8 de septiembre - 23 de septiembre . . . . .	18
3.5. Perfil Meridional de Vientos Zonales . . . . .	21
<b>4 Interpretación y discusión de los resultados</b>	<b>23</b>
4.1. Ondas de Rossby . . . . .	23
4.1.1. Vorticidad . . . . .	23
4.1.2. Onda de Rossby barotrópica . . . . .	25
4.1.3. Onda de Rossby tridimensional . . . . .	26
4.2. Estudio de las NTBD como ondas de Rossby . . . . .	28
<b>5 Conclusiones y líneas futuras</b>	<b>33</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>35</b>

# Índice de figuras

1.1.	Modelos de circulación profunda de Júpiter . . . . .	2
1.2.	Estructura vertical de la atmósfera de Júpiter . . . . .	4
1.3.	Júpiter y la perturbación NTBD por Hubble, 25 de agosto 2020 . . . . .	6
2.1.	Vista del programa WinJUPOS y algunas funcionalidades . . . . .	8
2.2.	Opciones para registrar los detalles medidos con WinJUPOS . . . . .	9
3.1.	Imágenes más representativas de la perturbación NTBD 1 . . . . .	13
3.2.	Posición en el Sistema I de las estructuras principales que caracterizan la perturbación NTBD 1 a lo largo del tiempo . . . . .	14
3.3.	Imágenes más representativas de la perturbación NTBD 2 . . . . .	16
3.4.	Posición en el Sistema I de las estructuras principales que caracterizan la perturbación NTBD 2 a lo largo del tiempo . . . . .	17
3.5.	Imágenes más representativas de la perturbación NTBD 3 . . . . .	19
3.6.	Posición en el Sistema I de las estructuras principales que caracterizan la perturbación NTBD 3 a lo largo del tiempo . . . . .	20
3.7.	Perfiles meridionales de vientos zonales en Júpiter durante las NTBD de 2016 y 2020 . . . . .	21
4.1.	Parámetro $m^2$ en función de la $\bar{u} - c_x$ para distintos $N_B$ . . . . .	29
4.2.	Velocidad crítica para la NTBD 2020 . . . . .	30
4.3.	Máxima velocidad crítica para la NTBD 2020 . . . . .	31

# Índice de tablas

3.1.	Resultados para los detalles de larga duración de la perturbación NTBD 1 . . .	15
3.2.	Resultados para los detalles de larga duración de la perturbación NTBD 2 . . .	18
3.3.	Resultados para los detalles de larga duración de la perturbación NTBD 3 . . .	20
4.1.	Valores obtenidos de $m^2$ a partir de los parámetros obtenidos experimentalmente para las NTBD de 2020. . . . .	29
4.2.	Condiciones para la propagación vertical (P = 0,5 bar) . . . . .	31
4.3.	Condiciones para la propagación vertical (P = 5 bar) . . . . .	31



# La atmósfera de Júpiter

Dentro del Sistema Solar, los cuatro gigantes que ocupan las órbitas exteriores constituyen el 99,56 % de la masa planetaria total. De ellos, Júpiter es el más grande y, al igual que Saturno, es visible a simple vista en el cielo nocturno debido a su enorme tamaño físico y cercanía a la Tierra en comparación con los gigantes helados Urano y Neptuno, que requieren del uso de telescopio.

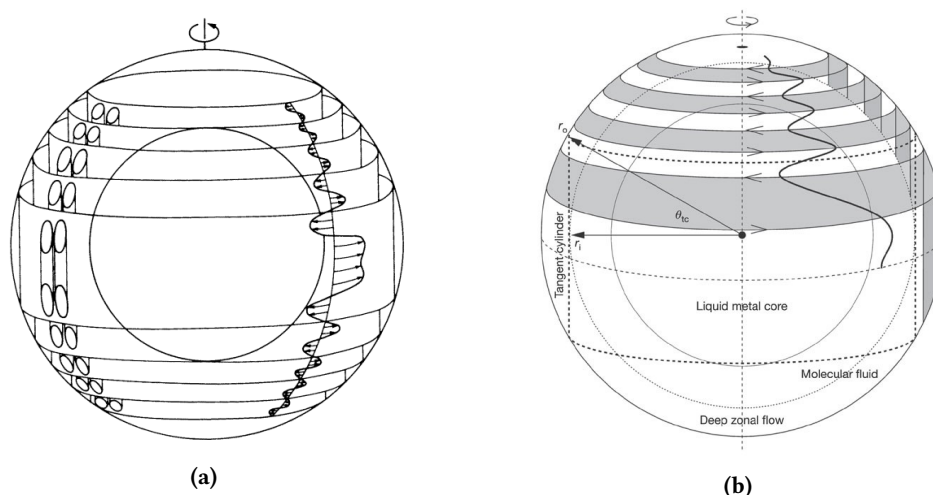
Atendiendo a la clasificación de las atmósferas planetarias por masa, Júpiter se encuentra en el grupo de atmósferas masivas y profundas, al igual que sus compañeros gigantes. Las atmósferas de este tipo presentan “presiones superficiales” superiores a los kbar o incluso Mbar, dejando los valores inferiores a las atmósferas delgadas (Mercurio, la Luna y los satélites galileanos) e intermedias (Venus, Tierra, Marte y Titán). Las atmósferas se originan con el planeta o satélite y evolucionan cambiando su masa y propiedades conforme interactúan con el entorno (la propia superficie del planeta y el espacio exterior). En este capítulo se describirán en primer lugar las principales características de la atmósfera de Júpiter usando siempre como referencia los libros *An Introduction to Planetary Atmospheres*, de Sánchez-Lavega [1] (además de los apuntes de la asignatura “Atmósferas Planetarias” [2]) y *Giant planets of our Solar System - Atmospheres, Composition, and Structure*, de Irwin [3] para lograr comprender el análisis desarrollado en los siguientes capítulos y posteriormente la perturbación de la banda NTB, protagonista del trabajo.

## 1.1. Introducción a la atmósfera de Júpiter

Las atmósferas planetarias pueden surgir si la fuerza gravitatoria del cuerpo es suficientemente grande como para retener los gases que tienden a escapar debido a una variedad de procesos físicos. El principal de estos procesos es la temperatura, es decir, la energía cinética de los átomos y moléculas que conforman la atmósfera. En el caso de Júpiter, el cuerpo más masivo del Sistema Solar tras el Sol, y de los gigantes gaseosos, la atmósfera es tan masiva que apenas ha sufrido evolución desde su formación. Estas atmósferas se consideran primarias en el sentido de que han mantenido su composición primordial de compuestos ligeros. Concretamente, la atmósfera joviana está prácticamente compuesta en su totalidad por hidrógeno (86,4 %) y helio (13,6 %). A pesar de ello, estos no son los únicos elementos que presentes en Júpiter. Existe agua ( $H_2O$ ) en cantidades de hasta cuatro órdenes

de magnitud menores, así como metano ( $\text{CH}_4$ ), amoníaco ( $\text{NH}_3$ ) y ácido sulfhídrico ( $\text{H}_2\text{S}$ ), entre otros. Esta proporción es compartida entre los gigantes, tanto de nuestro sistema como extrasolares, lo que confiere al estudio de la atmósfera de Júpiter una relevancia especial. Además, aunque no se conoce la frecuencia con la que Júpiter recibe impactos de objetos cometarios o asteroidales, este fenómeno puede cambiar localmente la composición química de la atmósfera si el cuerpo que impacta es grande (diámetros superiores a las decenas de metros). Un ejemplo de ello es el del cometa Shoemaker-Levy 9, que dejó el registro químico de su impacto en Júpiter en el año 1994. En cualquier caso, la composición predominante de materiales ligeros hace que Júpiter presente una densidad muy baja ( $1336 \text{ kg m}^{-3}$ ) con respecto a los planetas rocosos (la Tierra cuenta con una densidad de  $5517 \text{ kg m}^{-3}$ ).

Al ver una imagen de Júpiter en el óptico o a través de un telescopio suficientemente grande, es fácil apreciar las franjas horizontales paralelas al ecuador, alternando colores claros como blancos-grisáceos y tonos más oscuros, próximos al ocre. Esta estructura de bandas o cinturones, como son conocidos habitualmente, presenta una alta estabilidad, lo que permite una sencilla clasificación e identificación de cada una de ellas. Dentro de los modelos de circulación profunda (*Deep Circulation Models*), el más aceptado para explicar esta disposición es el que propone una estructura interna compuesta por diversos cilindros denominados columnas de Taylor y que se generan como consecuencia del teorema de Taylor-Proudman. De acuerdo con este teorema, bajo las condiciones de un flujo lento, continuo y despreciando la fricción en un fluido barotrópico que rota con una velocidad angular  $\Omega$  alta, las componentes  $x$  e  $y$  de la velocidad  $u$  no pueden variar en la dirección del vector de rotación ( $z$ ). Es decir, el flujo es bidimensional y por lo tanto las columnas del fluido se mantienen verticales y no pueden ser inclinadas.

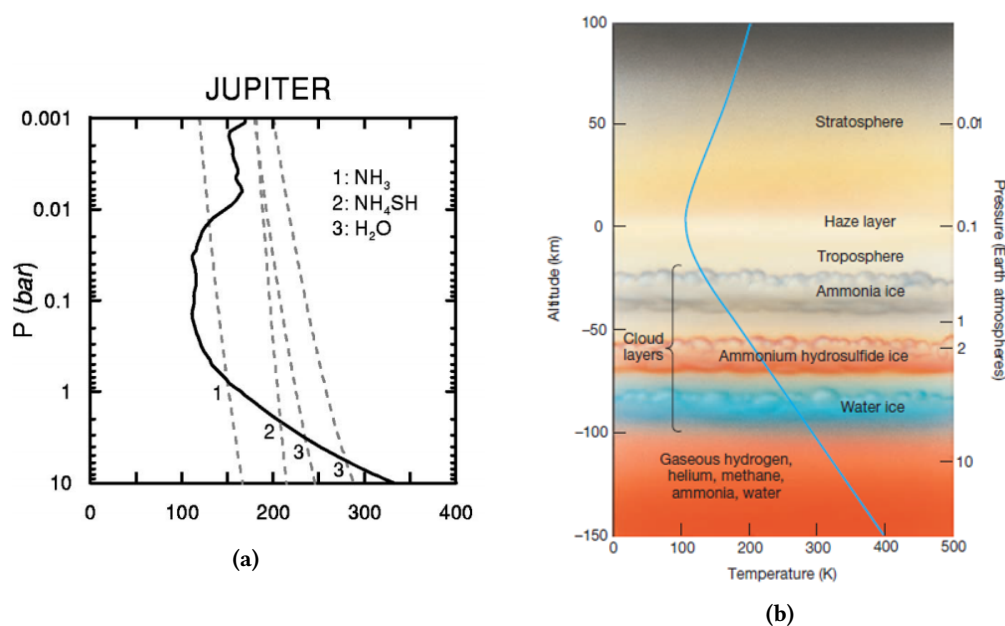


**Figura 1.1:** Ilustraciones de los movimientos de circulación profunda de Júpiter producidos por convección en una capa esférica del planeta rápidamente rotante. (a) Columnas de convección y generación de los cilindros rotantes de manera concéntrica al eje de rotación y patrón alterno de jets zonales con la latitud. (b) Esquema similar mostrando la latitud que indica los límites del ancho jet ecuatorial de Júpiter y Saturno. (De Busse, [1983][4]) (De Heimpel, [2005][5])

Júpiter cuenta con una fuente de energía interna que juega un importante papel a la hora de desarrollar fenómenos convectivos en el interior del planeta. El modelo propone que esta convección ocurre en forma de tubos situados alrededor de la zona más interna, sin pasar por ella, cuya principal particularidad es la alta presión, capaz de hacer que el hidrógeno se vuelva un conductor metálico. El movimiento del flujo queda confinado en estas columnas cilíndricas rotantes sin que se produzcan movimientos verticales en ellas y genera una circulación secundaria en forma de cilindros concéntricos con el eje de rotación de Júpiter y que rotan en sentidos alternos. Las columnas se extienden por toda la capa de hidrógeno molecular simétricamente entre hemisferios. Cuando los cilindros alcanzan las capas superiores de la atmósfera se produce el patrón observado de jets alternos. La alta inercia de los cilindros mantendría el movimiento estabilizado, explicando a su vez la estabilidad a largo plazo de los vientos zonales (en la dirección paralela al ecuador) del planeta. En general, los vientos en los planetas gigantes soplan casi totalmente en la dirección zonal, bien sea de este a oeste o de oeste a este, y típicamente se alternan según los cinturones. En Júpiter, la velocidad de estos vientos varía especialmente rápido con la latitud y es destacable cerca del ecuador, donde se alcanzan velocidades de  $100 \text{ ms}^{-1}$  hacia el este, y más aún lo es el pico de la NTB donde, como se mostrará más adelante, las velocidades pueden ser de hasta  $\sim 150\text{-}170 \text{ ms}^{-1}$ .

Esta región ecuatorial de Júpiter se considera super-rotante (rota más rápido que el núcleo), lo que es difícil de simular con modelos matemáticos. Sin embargo, las observaciones de los ciclones y otras características atmosféricas de Júpiter deben ser referidas a un sistema de longitud. Dado que el ecuador rota notablemente más rápido que el resto del planeta debido a la alta velocidad de los vientos presentes en esa banda, existen varios convenios. El Sistema I hace referencia a la rotación atmosférica media en latitudes ecuatoriales ( $\pm 10^\circ$ ), mientras que el Sistema II se centra en la rotación atmosférica media. Ambos, han sido desbancados por el Sistema III, que hace referencia a la rotación de la magnetosfera, medible mediante la modulación de las emisiones de radio. Se asume que el Sistema III está unido al interior del planeta donde se genera el campo magnético. Desde el encuentro de Voyager con Júpiter, el concepto de rotación diferencial ha sido sustituido con una descripción física más plausible del movimiento atmosférico: Júpiter rota con el periodo del Sistema III y las nubes son arrastradas por los vientos que varían en velocidad y dirección a diferentes latitudes. De esta manera, el periodo de rotación de Júpiter en el Sistema III es de 9h 55min 29,71s. Esto implica una velocidad de rotación muy alta ( $870,536^\circ/\text{día}$ ). Al igual que ocurre con Saturno, esta característica condiciona la forma de Júpiter, convirtiendo al gigante gaseoso en un esferoide achatado por los polos.

Con respecto a la estructura vertical y las nubes de la atmósfera de Júpiter, una diferencia considerable con respecto a las atmósferas de los planetas terrestres es que los componentes condensables de las atmósferas de los gigantes gaseosos ( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{NH}_3$ ,  $\text{CH}_4$ , etc.) son todos más pesados que los propios elementos de la atmósfera (H y He). En la Tierra por ejemplo, ocurre lo contrario puesto que el vapor de agua es más ligero que el nitrógeno y el oxígeno que componen la atmósfera. Como resultado, el aire húmedo en las atmósferas terrestres tiende a ascender mientras que el aire húmedo es más denso en planetas como Júpiter, tendiendo a descender. Por lo tanto, la formación de nubes en Júpiter es más complicada. Otra característica destacable es que además de nubes de un solo compuesto, se pueden



**Figura 1.2:** Estructura vertical de la atmósfera de Júpiter. (a) Perfil vertical de temperatura mostrado con la línea continua y se compara con las curvas de presión de saturación de vapor (líneas discontinuas) para los condensados amoniaco, hidrosulfuro de amonio y agua. Los puntos donde ambas curvas se cruzan indican la base de la nube para el condensado en cuestión. Para el caso de las nubes de agua, se dan dos curvas de saturación que corresponden con dos casos de abundancia límite. (b) Estructura vertical y disposición de las nubes jovianas. (De Sánchez-Lavega, A. et al., [2004][6]) (De Grupo de Ciencias Planetarias Terrestres IAA-CSIC [7])

formar también nubes de dos componentes. El ejemplo más importante es probablemente el hidrosulfuro de amonio  $\text{NH}_4\text{SH}$ , que se genera en la reacción entre el amoniaco ( $\text{NH}_3$ ) y el ácido sulfhídrico ( $\text{H}_2\text{S}$ ).

En general, en las zonas bajas de la troposfera, el aire es calentado por la energía interna del propio planeta. Cuando las parcelas de aire ascienden, se expanden y, suponiendo despreciable el contacto térmico con las masas de aire colindantes, se enfrían adiabáticamente. En niveles superiores de la atmósfera, la opacidad del aire es progresivamente menor y la radiación es más eficiente que la convección. Por tanto, en estos niveles el perfil de temperatura viene dado por el equilibrio radiativo. En la estratosfera, el incremento de temperatura con la altura implica la presencia de fuentes de energía adicionales, incluyendo absorción de la radiación UV proveniente del Sol mediante reacciones de fotodisociación, absorción de la luz solar por aerosoles y absorción del infrarrojo cercano solar por las bandas de absorción del metano. La composición química de las nubes de Júpiter toma las bases en los compuestos ya mencionados. En la zona de la estratosfera y de la troposfera existen nieblas de hidrocarburos a niveles de presión de entre 1 y 70 mbar y entre 100 y 500 mbar. Bajo ellas, existen nubes de amoniaco helado entre 0.5 y 1 bar. Las nubes intermedias, situadas entre los 2 y los 3 bar de presión, están formadas por hidrosulfuro de amonio helado y las nubes más profundas, en niveles de 4 a 6 bar, están formadas por cristales de hielo.



Antes de finalizar esta sección, cabe hacer una mención al rasgo más característico de Júpiter: la Gran Mancha Roja (*GRS* por sus siglas en inglés). Esta estructura muy estable de más de 130 años de duración (probablemente más de 300 años) es un vórtice situado a una latitud de 22,5°S. Típicamente anticiclones transitorios más pequeños se forman en la misma banda e interactúan con los límites de la GRS. La forma de este anticiclón es aproximadamente elíptica y su tamaño es de unos 24000 km en la dirección horizontal y 11000 km en la dirección vertical. Sin embargo, estas longitudes se han reducido desde 1880, cuando su eje mayor era de unos 39000 km. El vórtice oscila en latitud con un periodo de 90 días y una amplitud de 1° en longitud. Mediante el estudio fotométrico se pueden inferir diversas características de la GRS. En concreto, en la banda del metano (890 nm), la reflectividad de Júpiter es baja. Sin embargo, la GRS es brillante, lo que indica que está a mayor altitud respecto al resto de nubes. Además, en longitudes de onda del ultravioleta, esta región es menos reflectiva, es decir, absorbe esta radiación. Esto es lo que le otorga el característico color rojizo que le da nombre.

### 1.2. La perturbación de la banda templada norte NTBD

Como se ha mencionado, las parcelas saturadas ascendentes producidas por la condensación de amoníaco y agua en Júpiter son más densas que la masiva atmósfera, compuesta esencialmente por hidrógeno. Así, los movimientos convectivos en el gigante gaseoso son favorecidos cuando la humedad relativa del entorno es suficientemente grande. Además, dado que el calor latente de condensación del amoníaco es menor que el del agua, se espera que las tormentas húmedas convectivas de agua sean más energéticas y vigorosas que las de amoníaco.

En Júpiter, manchas brillantes de evolución rápida surgen de manera esporádica regularmente en los cinturones, en particular en las bandas cercanas al ecuador (SEB, latitud 16°S y NEB, latitud 10°N) y en la banda templado norte (NTB, latitud 23,5°N) como consecuencia de la convección. Esta última es la protagonista de este trabajo, donde estas manchas, denominadas *spots*, generan perturbaciones planetarias de larga duración temporal. Los spots de la banda NTB emergen en el pico del jet más intenso de Júpiter, donde la velocidad zonal de los vientos es de unos 165 ms<sup>-1</sup>, y desarrollan un aspecto de "pluma", por su elongada forma. Su rápido crecimiento los hace expandirse horizontalmente en cuestión de días, alcanzando tamaños de miles de kilómetros. Su estudio en diferentes longitudes de onda muestra que estos spots brillantes están situados en la zona alta de la atmósfera, por encima de la tropopausa, penetrando a niveles de altitud de 50 mbar o superiores. Todas estas características sugieren que los rasgos brillantes se producen por convección húmeda de agua, y los modelos tridimensionales apoyan este punto de vista. La base de la nube se situaría en el nivel de unos 5-7 bar, por lo que la célula se extendería verticalmente más de 100 km. De manera similar, tormentas más pequeñas y vigorosas se forman debido a la convección húmeda de las nubes de amoníaco.

Un aspecto importante de los spots de la banda NTB, que también ocurre en la SEB, es que desencadenan perturbaciones de gran escala que rodean el planeta a lo largo de la latitud en la que han emergido. Estas perturbaciones generan alteraciones en el albedo de la banda y presentan estructuras turbulentas y confusas.

Cuando la perturbación NTBD surge, lo hace con una erupción de uno, dos, tres o hasta cuatro spots brillantes consecutivamente. El estallido ocurre en el pico del jet más



**Figura 1.3:** Imagen de Júpiter y la perturbación NTBD tomada por el telescopio espacial Hubble de NASA/ESA el 25 de agosto de 2020, tomada cuando el planeta se encontraba a 653 millones de kilómetros de la Tierra. A la izquierda se aprecia también el satélite helado Europa. (De NASA, ESA, A. Simon (Goddard Space Flight Center), y M. H. Wong (Universidad de California, Berkeley) y el equipo OPAL.)

intenso de Júpiter en el nivel en el que se sitúan las nubes, a una latitud de  $23,5^{\circ}\text{N}$ . El spot inicial crece rápidamente durante los primeros 2-3 días en su extensión horizontal, hasta tomar un tamaño de unos 5000 km. Tras esta primera evolución, hacia el oeste de las plumas se generan patrones secuenciales de estructuras oscuras y brillantes en forma de arco, con un tamaño longitudinal de unos 10000 km y una anchura meridional de 3000 o 4000 km, ocupando toda la banda NTB en la dirección N-S. Estas estructuras presentan un movimiento más lento que las plumas, con velocidades de unos  $100\text{-}150\text{ ms}^{-1}$ . El comportamiento de estas zonas oscuras sugiere que podría ser el resultado de una onda, y el modelado para las condiciones de esa banda indican que una onda de Rossby es el mejor candidato. Conforme la perturbación crece y las estructuras de la cola quedan atrás, las plumas de las perturbaciones que la siguen pueden alcanzarla y destruirse. Una perturbación de este tipo puede durar algunos meses. Sin embargo, el perfil del jet de la NTB apenas sufre cambios. Esto sugiere que los vientos se extienden en profundidad con baja cizalla vertical hasta, al menos, los 7 bar de presión.

Varios eventos de este tipo han ocurrido en los últimos años y algunos de ellos han sido estudiados en profundidad. En particular, los más estudiados ocurrieron en 1975, 1990 y 2007. En 2012 surgió otra NTBD, pero no pudo ser observada adecuadamente debido a una conjunción solar. Los últimos eventos se dieron en 2016, destacable por la formación de cuatro plumas activas, y en agosto de 2020, cuyo estudio es objeto de este trabajo.

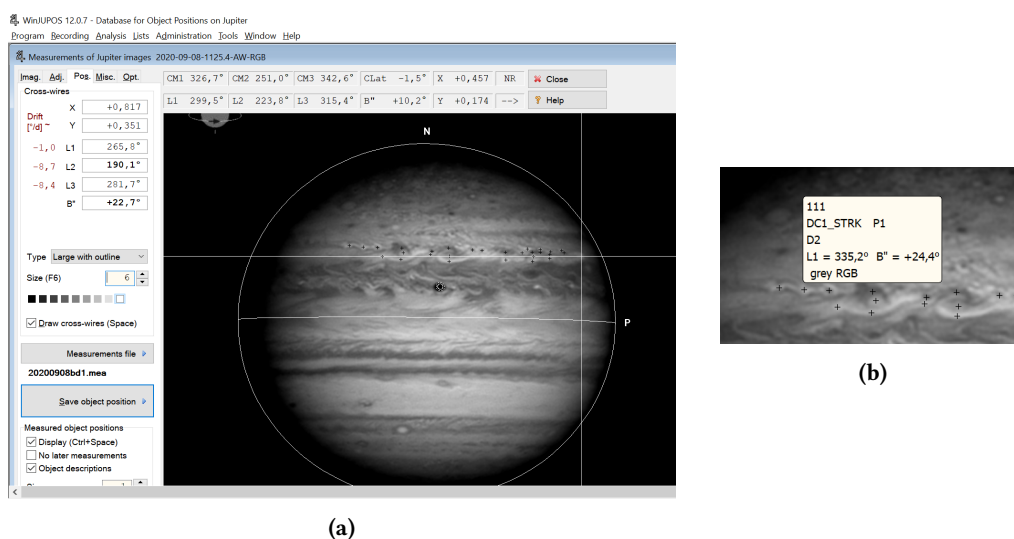
# Metodología: medida de imágenes y tratamiento de datos

El estudio de la dinámica de las perturbaciones NTBD se realiza mediante el análisis de las imágenes de Júpiter obtenidas tanto desde tierra como en misiones espaciales. En este trabajo todas las imágenes utilizadas se han tomado con telescopios terrestres, pertenecientes a astrónomos aficionados de distintas partes del mundo (la lista completa se puede solicitar al autor de este proyecto), a quienes desde aquí se quiere agradecer y reconocer su trabajo y dedicación, así como poner en valor una vez más la colaboración entre la astronomía amateur y profesional. En este capítulo se explica cómo se ha realizado la medida de dichas imágenes, desde la navegación hasta la preparación de los datos para su posterior representación y estudio.

Para este estudio, las imágenes empleadas han sido obtenidas en las longitudes de onda del visible y el infrarrojo cercano ( $\sim 700$  nm). También se han revisado imágenes en la banda del metano (890 nm), pero rara vez han sido utilizadas en este estudio de las colas de las NTBD por cuanto que no ofrecen suficiente resolución de los detalles de las estructuras, si bien es cierto que son muy útiles en la identificación y seguimiento de las plumas, ya que son muy brillantes en esta banda. Todas las imágenes han sido tomadas de la base de datos Planetary Virtual Observatory and Laboratory (PVOL) [8]. En este trabajo se han revisado un total de 1086 imágenes, todas ellas previamente procesadas por sus autores, y que abarcan desde el día 18 de agosto de 2020 hasta el día 11 de octubre de 2020.

El procedimiento de toma de datos de las imágenes se ha llevado a cabo haciendo uso del programa de acceso libre WinJUPOS([9]). Este software posee un gran potencial y un abanico muy amplio de posibilidades a la hora de realizar astrofotografía planetaria, entre las que destacan la posibilidad de aplicar la técnica de derotación y realizar proyecciones polares. Sin embargo, para el estudio que aquí se expone basta con emplear otras funcionalidades más simples. En primer lugar, una vez abierta una imagen de Júpiter, es necesario navegarla. Esto consiste en ajustar una rejilla cuasi ovalada (debido al achatamiento de Júpiter) en torno al borde del gigante. Gracias a ello, WinJUPOS contará con una referencia que tiene en cuenta que la imagen es una proyección plana de un cuerpo esférico (esto hace que la distancia entre dos puntos cercanos al limbo no sea la misma que entre dos puntos centrados, a pesar de que el número de píxels entre los puntos sea el mismo) y servirá para

## 2. METODOLOGÍA: MEDIDA DE IMÁGENES Y TRATAMIENTO DE DATOS



**Figura 2.1:** Vista del programa WinJUPOS y algunas funcionalidades. (a) Ventana general para la medida de detalles. Arriba a la izquierda, las pestañas con las opciones que ofrece WinJUPOS. Al activar la opción para mostrar los puntos guardados, aparecen indicados con una cruz sobre la imagen de Júpiter, donde además se muestra la rejilla con la que se navega la imagen. En la parte superior se indican las coordenadas del cursor y en la izquierda las del marcador. (b) Detalle de la información correspondiente a un punto medido cuando se pasa el cursor sobre la cruz.

identificar correctamente en cada punto del planeta las coordenadas de latitud y longitud. Una vez realizada la navegación, se consigue que el programa indique correctamente la longitud en cada sistema del punto sobre el que está el puntero. El siguiente paso es ajustar los parámetros de visualización (zoom, contraste, gamma y brillo) para potenciar los detalles de la estructura de la perturbación. En general no es necesario realizar grandes cambios si la imagen tiene suficiente calidad. Estos cambios suelen ir en paralelo (si se aumenta el contraste, conviene aumentar el parámetro gamma), aunque no tiene por qué ser de manera proporcional sino que dependerá de las características de la imagen y de la propia perturbación. En este punto, la imagen ya está preparada para ser medida. Hay que tener en cuenta que puede ocurrir que en zonas distintas de la perturbación, estos parámetros requieran de distintos valores para una misma imagen. Esto no supone problema alguno puesto que en todo momento es posible realizar cambios sobre ellos mientras se están realizando las medidas. Es importante no dejarse llevar buscando una imagen visualmente llamativa o visto, sino que el objetivo es resaltar los detalles para poder identificarlos claramente.

Con WinJUPOS, es sencillo realizar las medidas de diferentes puntos para estudiar su movimiento a lo largo del tiempo pues basta con hacer click sobre el detalle de interés. Lo más crítico es establecer un protocolo adecuado para identificar cada uno de ellos sin confusión y no cambiar de criterio en la toma de medidas. Para llevar a cabo el registro, se genera una “base de datos” (un archivo de medidas de tipo *.mea*) para cada día y para cada pluma mediante WinJUPOS en la que se guardan una serie de datos a elegir sobre los puntos medidos. Entre los parámetros guardados son de especial interés los siguientes campos:

- **Object Code:** este campo es un código cuya descripción completa se indica en la ayuda de WinJUPOS (ayuda muy completa y primera referencia a la que acudir en

caso de tener cualquier duda sobre el programa). Sirve principalmente para discernir si el detalle es oscuro (D) o brillante (W), así como para indicar su morfología. Es obligatorio guardar este campo en la base de datos, aunque no será uno de los más relevantes para este estudio dado que se ha optado por incluir el identificador D o W en el campo **ID**.

- **ID**: identificador opcional en el que se puede incluir cualquier información que sirva como etiqueta. En este trabajo se ha optado por utilizar para el primer carácter D o W (oscuro o brillante) y a continuación el número asociado al detalle. En algunas ocasiones se han añadido caracteres adicionales en casos como particiones o uniones de estructuras.
- **Date** y **UT**: Fecha y hora a la que fue tomada la imagen serán imprescindibles para poder estudiar la variación de la posición de las estructuras frente al tiempo. Con el mismo fin se puede almacenar el parámetro **JD** (día juliano).
- **L1**, **L2** y **L3**: corresponden con los valores de longitud del detalle en cada uno de los sistemas. En principio bastaría con almacenar uno de ellos puesto que el cálculo del resto a partir de este sería inmediato.
- **B"**: latitud planetográfica. Hay que ser especialmente cuidadosos con este parámetro pues en los cálculos de velocidades que se describirán más adelante será necesario calcular la latitud planetocéntrica, que no se puede obtener mediante WinJUPOS.

Una funcionalidad especialmente útil de WinJUPOS es la posibilidad de dejar marcados sobre la imagen que se está estudiando los puntos ya medidos (*Display*). Además, no solo se pueden representar los puntos de esa imagen sino también todos aquellos que se encuentren dentro de un intervalo temporal de hasta  $\pm 48$  horas. Esto facilita el seguimiento e identificación de las estructuras. En cualquier caso, el método que mejores resultados ofrece a la hora de realizar este proceso es dibujar manualmente los propios detalles en papel conforme van surgiendo e ir identificándolos de manera simultánea al estudio en WinJUPOS. Por rudimentario o elemental que parezca, es una manera muy clara y de fácil manejo a la hora de comparar estructuras de imágenes diferentes.

Una vez identificados y almacenados en la base de datos los puntos, esta se puede exportar mediante WinJUPOS a formato CSV para poder tratarlos y realizar los cálculos correspondientes.

Record no.	Code	Region	Date	UT	Long. L	+/-	Sy.	Latt. B"	+/-
111	D1_STRK	P1	2020/09/08	11:25,4	335,2	,	1	+24,4	,
	[BMW_CCCCCC]	[RR]	[yyyy/mm/dd]	[hh:mm,t]	[ddd,d]			[+dd,d]	

**Figura 2.2:** Ventana de opciones para los detalles medidos. Los principales parámetros son *Record no.* (número que corresponde con la entrada de la base de datos) y los ya descritos *Code*, *Date* y *UT*, *Long. L*, *Latit. B"* e *ID*.



## Estudio de la dinámica de la perturbación: Cálculos y Resultados

En el capítulo que aquí comienza se exponen los resultados obtenidos sobre la evolución temporal de las estructuras arqueadas típicas de las colas de las perturbaciones NTBD. Se describirá el procedimiento seguido tras medir las imágenes para la obtención de las velocidades zonales de los diferentes detalles identificados y se compararán los resultados con otros estudios similares para comprobar su validez.

### 3.1. Estudio matemático de la dinámica

Tras exportar los datos de los detalles marcados con WinJUPOS a un archivo CSV, este puede representarse cómodamente para realizar un ajuste lineal del que se obtiene la deriva temporal en longitud  $\omega$ . Conviene mencionar que la representación de la deriva se ha realizado con respecto al Sistema I, mientras que las velocidades zonales se han calculado para el Sistema III de acuerdo con la ecuación 3.1 o, equivalentemente, 3.2.

$$u = -\frac{2\pi}{360} R(\varphi_{PC}) \cos \varphi_{PC} \frac{\Delta \lambda}{\Delta t} \quad (3.1)$$

$$u = 2\pi R(\varphi_{PC}) \cos \varphi_{PC} \left( \frac{1}{\tau} - \frac{1}{\tau_J} \right) \quad (3.2)$$

donde

$$R(\varphi_{PC}) = \frac{R_E R_P}{\sqrt{R_E^2 \sin^2(\varphi_{PC}) + R_P^2 \cos^2(\varphi_{PC})}} \quad (3.3)$$

o bien

$$R(\varphi_{PC}) = R_E (1 - f_{EP} \sin^2(\varphi_{PC})) \quad (3.4)$$

Ambas ecuaciones (3.1 y 3.2) son análogas. En ellas,  $R(\varphi_{PC})$  corresponde con el radio de Júpiter para una latitud planetocéntrica  $\varphi_{PC}$  concreta (como se ha mencionado, Júpiter es un planeta achatado por los polos, por lo que su radio varía con la latitud y  $F_{EP}$  es el factor de achatamiento). El término  $\frac{\Delta\lambda}{\Delta t}$  corresponde con la deriva, es decir, la variación de longitud con respecto al tiempo. Conocido el periodo de rotación de Júpiter en el Sistema III  $\tau_J = 9h\ 55min\ 29,711s$  (a veces también  $\Omega$ ) se obtiene el periodo de rotación  $\tau$  de una estructura de la perturbación a partir de su deriva  $\omega$  mediante la ecuación 3.5

$$\tau = \frac{360}{\tau_J - \omega} \quad (3.5)$$

De esta manera, mediante las medidas tomadas de las imágenes, se puede obtener la deriva  $\omega$  de las estructuras de la perturbación y calcular con ello la velocidad zonal. En este punto es necesario prestar atención al parámetro de la latitud. Para planetas que no son esféricos, se definen la latitud planetocéntrica (respecto al centro del planeta) y la latitud planetográfica (respecto la perpendicular a la tangente). Aunque la diferencia entre ambas puede no ser excesiva, no hay que confundirlas. En particular, WinJUPOS ofrece el valor de la latitud planetográfica  $\varphi_{PG}$  mientras que las ecuaciones descritas requieren de la latitud planetocéntrica  $\varphi_{PC}$ . La conversión entre ellas es inmediata haciendo uso de la ecuación 3.6.

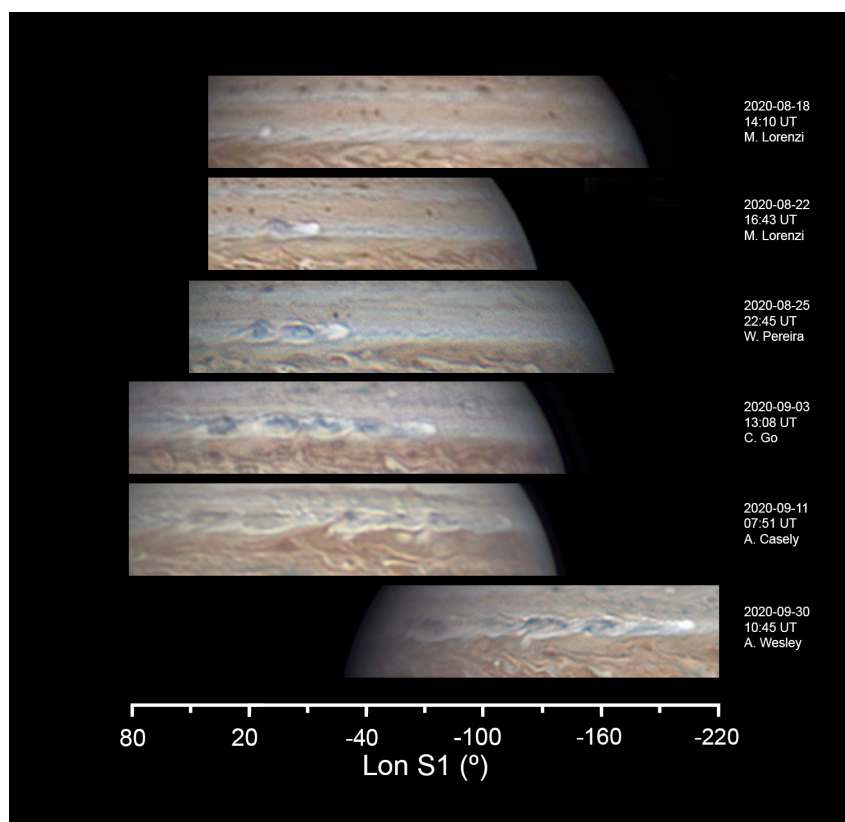
$$\tan \varphi_g = \left( \frac{R_E}{R_P} \right)^2 \tan \varphi_c \quad (3.6)$$

### 3.2. Perturbación NTBD 1: 22 de agosto - 9 de octubre

Con una duración de más de un mes, la primera de las tres perturbaciones que surgieron en la banda templada norte de Júpiter en el año 2020 fue la más extensa en el tiempo y, por ende, en longitud (llegó a alcanzar los 173000 km antes de desvanecerse), lo que permitió que diera lugar a un mayor número de estructuras atmosféricas y detalles. Todo ello se puede identificar en la gráfica de la figura 3.2, que se explicará en detalle a lo largo de esta sección y donde la cantidad de puntos representados es claramente mayor con respecto a las gráficas correspondientes a las perturbaciones 2 y 3. Además, esta fue la perturbación mejor seguida desde tierra, tanto en la cantidad como en la calidad de las imágenes, si bien es cierto que hubo días en los que la perturbación estuvo activa pero no se contó con imágenes de la misma y el seguimiento de los detalles se volvió más complejo.

En general, la evolución de las perturbaciones es muy similar, tal y como se ha explicado en el capítulo primero (1.2). Para el caso de la primera perturbación de esta serie, se presenta una selección de imágenes en la figura 3.1 en donde pueden apreciarse diferentes etapas. El día 18 surge el outbreak, caracterizado por un spot brillante o pluma que destaca sobre la tonalidad pálida de la banda. A los pocos días, esta pluma deja atrás parte de su material generando la cola conforme avanza por la banda. Una semana después de su aparición, la perturbación cuenta ya con las características estructuras ovaladas oscuras y los arcos brillantes, que aumenta en número a lo largo de los días. Cuando la perturbación cumple un mes de existencia, la turbulencia es considerable y las estructuras resultan más difusas.



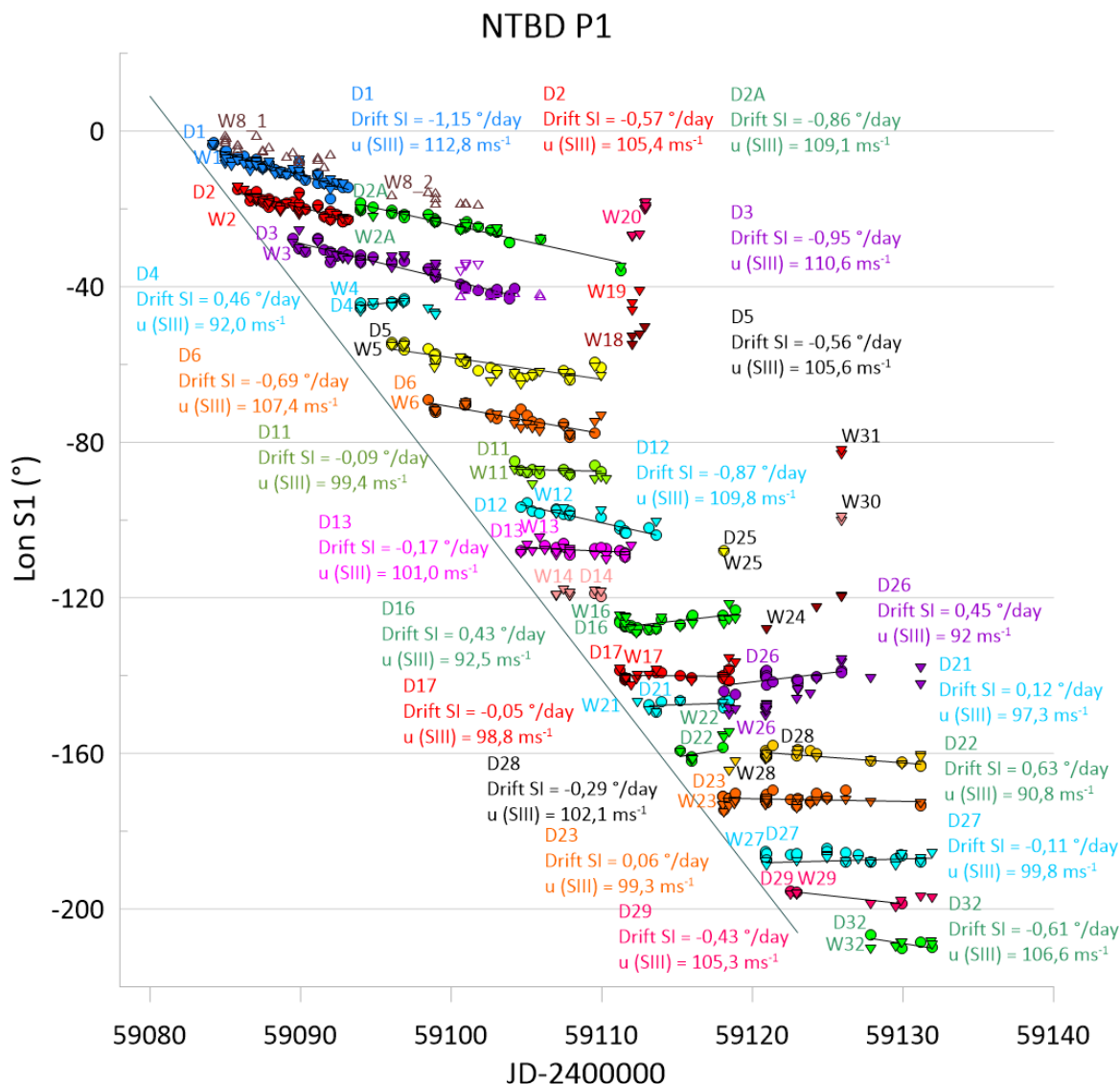


**Figura 3.1:** Imágenes más representativas de la perturbación NTBD 1. La tormenta varía en longitud conforme avanzan los días y sufre una gran evolución en su estructura. Todas las imágenes corresponden al visible.

Cabe destacar la última imagen, donde la tormenta no se ve por completo debido a que es tan grande que la parte más lejana a la pluma todavía se encuentra en la zona oculta de Júpiter.

La evolución temporal de la posición en longitud de las estructuras es el parámetro clave para calcular la velocidad como se ha visto en la sección anterior. Representando la posición de cada uno de los detalles de las imágenes frente al tiempo e identificándolos adecuadamente, la gráfica resultante es la presentada en la figura 3.2. En ella puede apreciarse cómo, en general, cada estructura oscura (D) está acompañada por un arco brillante (W). Tanto su generación como su desaparición ocurren prácticamente en el mismo momento, por lo que la duración de las estructuras es la misma. La pendiente de las rectas, que corresponden con los ajustes lineales de los puntos, muestra una deriva menor que la correspondiente a la pluma (lo que implica una menor velocidad). Esto era de esperar de acuerdo a lo visto en la figura 3.1, donde se apreciaba cómo los detalles de la cola se iban quedando progresivamente atrás. Debido a la falta de imágenes nítidas en algunos días, existen detalles difusos, que pueden haber surgido a partir de otros, haberse fusionado con los contiguos o haber desaparecido dejando paso a otros nuevos. En particular, este podría ser el caso del detalle 2A (verde), que podría haber surgido por la unión de los detalles 1 (azul) y 2 (rojo), o del detalle 26 (morado) que bien podría formarse por la fusión de los

detalles 17 (rojo) y 21 (cian) o, más probable, surgir durante la extinción de estos. En este último caso es especialmente apreciable el *gap* de puntos, fruto de la falta de imágenes que muestren la perturbación durante esos días. En estos casos de ambigüedad, se ha optado por tratar los detalles como estructuras independientes.



**Figura 3.2:** Representación de la posición en el Sistema I de las estructuras principales que caracterizan la perturbación NTBD 1 respecto al día juliano simplificado. Cada estructura queda identificada por un color. Se representa la recta resultante del ajuste lineal de aquellas estructuras oscuras que presentan suficientes puntos, así como el valor de la pendiente y su velocidad zonal en el Sistema III. La recta principal corresponde con la posición de la cabeza de la perturbación.

### 3.3. Perturbación NTBD 2: 4 de septiembre - 3 de octubre

	$\omega$ en S1 (°/día)	$\omega$ en S3 (°/día)	$\tau$ (días)	$u$ en S3 (m/s)	$\varphi$ Pg media (°)	$\varphi$ Pc media (°)	R (pPc) (km)	duración (días)	inicio	fin	inicio JD-2400000	fin JD-2400000	n	
D1	-1,15	-8,52	0,4095322	112,8	24,9	22,1	70777,8	9	22-8-20 16:33	31-8-20 16:10	59084,2	59093,2	48	D1
W1	-0,88	-8,24	0,4096587	111,9	21,2	18,7	70969,7	9	22-8-20 16:46	31-8-20 7:49	59084,2	59092,8	43	W1
D2	-0,57	-7,93	0,4098050	105,4	24,4	21,6	70803,6	7	24-8-20 8:02	31-8-20 16:10	59085,8	59093,2	36	D2
W2	-0,54	-7,90	0,4098192	107,5	20,9	18,5	70982,9	7	24-8-20 8:02	31-8-20 16:10	59085,8	59093,2	38	W2
D2A	-0,86	-8,22	0,4096689	109,1	24,7	21,9	70788,4	17	1-9-20 11:19	18-9-20 17:56	59094,0	59111,2	25	D2A
W2A	-0,72	-8,09	0,4097325	110,3	20,4	18,0	71006,4	17	1-9-20 11:19	18-9-20 17:56	59094,0	59111,2	23	W2A
D3	-0,95	-8,31	0,4096277	110,6	24,3	21,5	70812,4	15	27-8-20 23:52	11-9-20 16:49	59089,5	59104,2	33	D3
W3	-0,71	-8,07	0,4097387	109,6	21,1	18,7	70972,0	9	27-8-20 23:52	6-9-20 10:50	59089,5	59099,0	25	W3
D4	0,46	-6,91	0,4102824	92,0	24,1	21,4	70818,8	3	1-9-20 11:19	4-9-20 9:22	59094,0	59096,9	9	D4
W4	-0,26	-7,62	0,4099487	103,6	21,0	18,6	70977,5	5	1-9-20 11:19	6-9-20 10:38	59094,0	59098,9	12	W4
D5	-0,56	-7,92	0,4098103	105,6	24,0	21,2	70827,6	14	3-9-20 12:48	17-9-20 11:12	59096,0	59110,0	25	D5
W5	-0,58	-7,95	0,4097977	108,1	20,8	18,4	70986,6	14	3-9-20 12:48	17-9-20 11:12	59096,0	59110,0	22	W5
D6	-0,69	-8,05	0,4097477	107,4	24,0	21,2	70828,0	11	5-9-20 23:35	17-9-20 0:36	59098,5	59109,5	18	D6
W6	-0,53	-7,90	0,4098202	107,2	21,2	18,7	70986,9	11	6-9-20 9:10	17-9-20 11:12	59098,9	59110,0	18	W6
W8_1	-0,86	-8,22	0,4096698	111,2	21,9	19,3	70936,7	7	23-8-20 11:59	30-8-20 10:50	59085,0	59092,0	20	W8_1
W8_2	-0,54	-7,91	0,4098167	107,0	21,7	19,2	70941,9	6	3-9-20 13:08	9-9-20 7:38	59096,0	59101,8	9	W8_2
D11	-0,09	-7,46	0,4100258	99,4	24,0	21,2	70827,5	6	11-9-20 16:49	17-9-20 11:12	59104,2	59110,0	10	D11
W11	-0,24	-7,60	0,4099575	103,4	20,9	18,5	70980,8	6	11-9-20 16:49	17-9-20 19:42	59104,2	59110,0	10	W11
D12	-0,87	-8,23	0,4096648	109,8	23,9	21,2	70831,6	9	12-9-20 12:16	21-9-20 2:07	59105,0	59113,6	17	D12
W12	-0,29	-7,65	0,4099351	104,1	20,8	18,4	70987,4	7	14-9-20 11:57	21-9-20 2:07	59107,0	59113,6	7	W12
D13	-0,17	-7,53	0,4099906	101,0	23,2	20,6	70867,3	7	12-9-20 2:16	19-9-20 1:31	59104,6	59111,6	17	D13
W13	-0,25	-7,62	0,4099522	103,5	21,0	18,5	70979,0	7	12-9-20 2:16	19-9-20 10:49	59104,6	59112,0	17	W13
D16	0,43	-6,93	0,4102723	92,5	23,9	21,2	70831,0	8	18-9-20 16:03	26-9-20 9:00	59111,2	59118,9	19	D16
W16	0,20	-7,17	0,4101623	97,5	20,9	18,4	70985,0	8	18-9-20 16:03	26-9-20 9:00	59111,2	59118,9	16	W16
D17	-0,05	-7,41	0,4100481	98,8	23,9	21,2	70829,1	7	18-9-20 16:03	25-9-20 23:08	59111,2	59118,5	12	D17
W17	0,27	-7,09	0,4101968	96,4	21,0	18,5	70979,3	7	18-9-20 16:03	25-9-20 13:06	59111,2	59118,0	17	W17
D21	0,12	-7,24	0,4101262	97,3	22,9	20,3	70883,0	5	20-9-20 15:48	25-9-20 23:05	59113,2	59118,5	7	D21
W21	0,22	-7,14	0,4101735	96,8	21,5	19,0	70955,8	5	21-9-20 2:07	26-9-20 9:00	59113,6	59118,9	5	W21
D22	0,63	-6,73	0,4103651	90,8	22,3	19,7	70914,2	3	22-9-20 16:40	25-9-20 12:40	59105,2	59118,0	4	D22
W22	2,25	-5,12	0,4111213	69,6	20,9	18,5	70983,3	3	22-9-20 16:40	25-9-20 23:05	59115,2	59118,5	8	W22
D23	-0,07	-7,43	0,4100383	99,1	24,0	21,3	70825,9	13	25-9-20 12:40	8-10-20 16:43	59118,0	59131,2	27	D23
W23	0,06	-7,30	0,4100986	99,3	21,0	18,5	70978,9	13	25-9-20 12:40	8-10-20 16:43	59118,0	59131,2	25	W23
D26	0,45	-6,91	0,4102814	92,0	24,1	21,4	70818,7	10	28-9-20 9:28	8-10-20 16:43	59120,9	59131,2	17	D26
W26	1,00	-6,36	0,4105392	86,7	20,5	18,1	71000,2	10	28-9-20 9:28	8-10-20 16:43	59120,9	59131,2	22	W26
D27	-0,11	-7,48	0,4100166	99,8	23,8	21,1	70834,9	10	28-9-20 9:28	8-10-20 16:43	59120,9	59131,2	22	D27
W27	0,11	-7,26	0,4101192	98,8	20,8	18,3	70989,3	11	28-9-20 9:28	9-10-20 10:08	59120,9	59131,9	18	W27
D28	-0,29	-7,65	0,4099339	102,1	24,0	21,2	70827,6	10	28-9-20 9:37	8-10-20 16:43	59120,9	59131,2	16	D28
W28	0,03	-7,33	0,4100835	99,6	21,1	18,6	70973,1	13	25-9-20 23:05	8-10-20 16:43	59118,5	59131,2	18	W28
D29	-0,43	-7,79	0,4098709	105,3	21,9	19,4	70932,5	7	30-9-20 0:17	7-10-20 9:54	59122,5	59129,9	3	D29
W29	-0,18	-7,54	0,4099873	102,3	21,2	18,8	70967,1	9	30-9-20 0:17	9-10-20 10:08	59122,5	59131,9	8	W29
D32	-0,61	-7,97	0,4097852	106,6	23,6	20,9	70846,2	4	5-10-20 8:50	9-10-20 10:08	59127,9	59131,9	5	D32
W32	0,34	-7,03	0,4102261	95,7	20,8	18,3	70989,8	4	5-10-20 8:50	9-10-20 10:08	59127,9	59131,9	6	W32

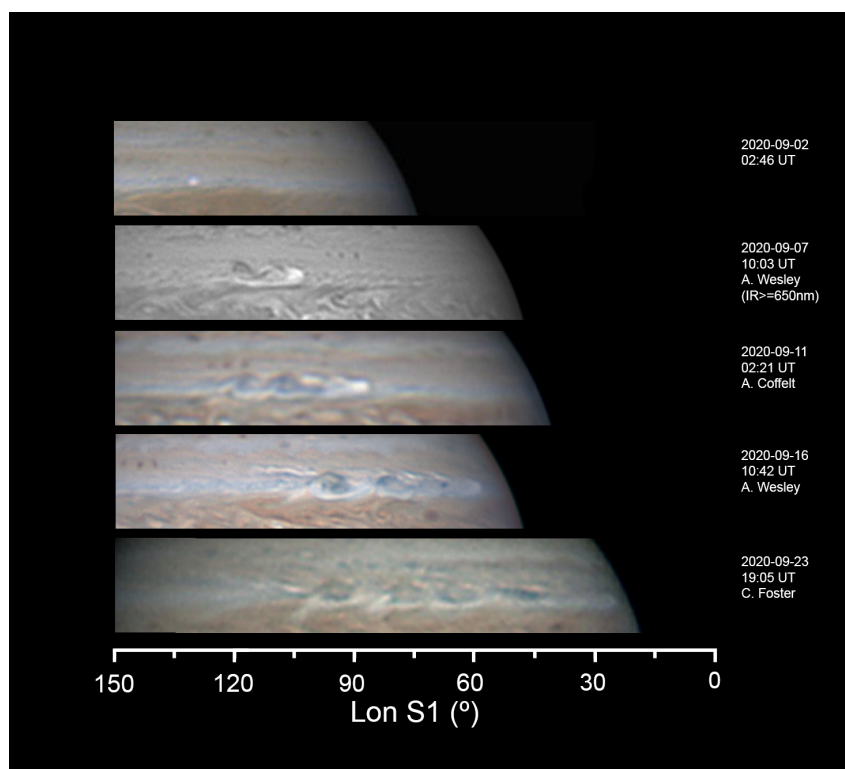
**Tabla 3.1:** Resultados obtenidos para la perturbación 1. En amarillo los principales parámetros: las derivas en el Sistema I obtenidas de la medición de las imágenes y la velocidad zonal en el Sistema III. La columna  $n$  indica el número de puntos identificados para cada detalle.

Con los valores de las derivas obtenidos a partir de estos ajustes y haciendo uso de las ecuaciones descritas en 3.1, los resultados obtenidos para los detalles de la perturbación NTBD 1 se plasman en la tabla de la figura 3.1. En general, las velocidades obtenidas rondan los  $\sim 100 \text{ ms}^{-1}$  ( $\pm 0,8 \text{ ms}^{-1}$ ) y, de acuerdo a la gráfica 3.2, son muy estables en el tiempo. El error en la medida oscila entre los 0,3 y los  $2 \text{ ms}^{-1}$ , dependiendo de la duración del tracking de los detalles.

### 3.3. Perturbación NTBD 2: 4 de septiembre - 3 de octubre

La segunda perturbación hizo su aparición el 1 de septiembre de 2020 y su duración fue de un mes aproximadamente, ajustándose más que la anterior a las duraciones habituales de las NTBD (Sánchez-Lavega et al. [2017] [10]). Al contrario que la NTBD 1, muy rica en detalles, esta perturbación resulta más estable y con menor turbulencia, lo que facilita la identificación de las estructuras a lo largo de los días, de las que además surgió un número menor.

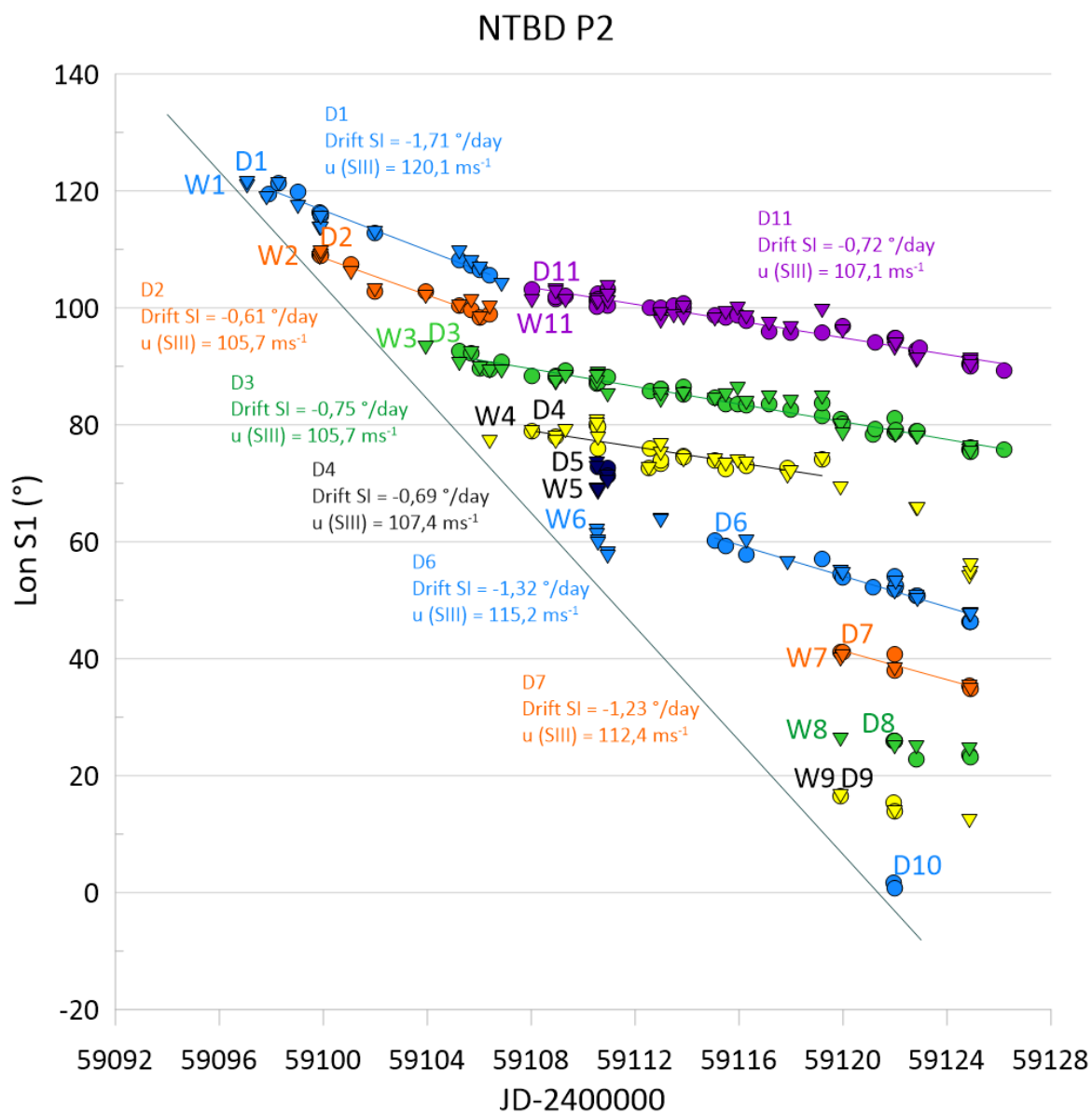
Inicialmente, la tormenta consistía únicamente en un llamativo spot brillante. La cola comenzó a presentar cierta estructura a partir del día 4 y, como muestra la figura 3.3, la



**Figura 3.3:** Imágenes más representativas de la perturbación NTBD 2. La tormenta varía en longitud conforme avanzan los días y sufre una gran evolución en su estructura. Todas las imágenes corresponden al visible.

evolución morfológica es prácticamente calcada a su predecesora. Los primeros arcos se forman al cabo de una semana, cuando además la pluma que conforma la cabeza presenta un mayor tamaño. Poco a poco, las estructuras ovaladas que surgen inicialmente van quedando atrás, permitiendo la formación de nuevos detalles entre ellas y la cabeza. El tamaño longitudinal que alcanzó en sus últimos días fue de unos 124000 km, lejos de su antecesora, pero todavía de escala planetaria.

Fruto del menor tamaño, la perturbación 2 presentó un menor número de estructuras de larga duración temporal. Al representar sus posiciones respecto a la fecha, se obtiene la gráfica 3.4, donde se comprueba una menor densidad de puntos con respecto a la gráfica 3.2. En cualquier caso, el comportamiento es notablemente similar. En primer lugar, se mantiene la tendencia por la que las estructuras arqueadas blancas W van asociadas a las estructuras oscuras D, de manera que surgen, se mueven y desaparecen conjuntamente. Además, este movimiento de las estructuras sigue una sintonía más o menos común en todas ellas, puesto que las pendientes de los ajustes siguen una tendencia semejante a las de la perturbación 1. Estas pendientes corresponden además con una deriva menor que la de la pluma de la perturbación.



**Figura 3.4:** Representación de la posición en el Sistema I de las estructuras principales que caracterizan la perturbación NTBD 2 respecto al día juliano simplificado. Cada estructura queda identificada por un color. Se representa la recta resultante del ajuste lineal de aquellas estructuras oscuras que presentan suficientes puntos, así como el valor de la pendiente y su velocidad zonal en el Sistema III. La recta principal corresponde con la posición de la cabeza de la perturbación.

### 3. ESTUDIO DE LA DINÁMICA DE LA PERTURBACIÓN: CÁLCULOS Y RESULTADOS

	$\omega$ en S1 (°/día)	$\omega$ en S3 (°/día)	$\tau$ (días)	$u$ en S3 (m/s)	$\varphi$ Pg media (°)	$\varphi$ Pc media (°)	R ( $\varphi$ Pc) (km)	duración (días)	inicio	fin	inicio JD-2400000	fin JD-2400000	n	
D1	-1,71	-9,08	0,4092709	120,1	25,1	22,3	70767,4	8	5-9-20 10:02	13-9-20 22:01	59097,92	59106,42	11	D1
W1	-1,59	-8,95	0,4093280	121,2	21,7	19,2	70944,0	9	4-9-20 13:12	13-9-20 12:38	59097,05	59106,03	13	W1
D2	-0,61	-7,97	0,4097857	105,7	24,8	22,0	70781,0	26	7-9-20 8:51	3-10-20 16:14	59099,87	59126,18	10	D2
W2	-0,60	-7,97	0,4097878	108,4	20,9	18,5	70983,2	25	7-9-20 8:51	2-10-20 10:02	59099,87	59124,92	10	W2
D3	-0,75	-8,12	0,4097173	107,6	24,9	22,1	70778,2	21	12-9-20 17:22	3-10-20 16:14	59105,22	59126,18	41	D3
W3	-0,75	-8,11	0,4097206	110,4	20,8	18,4	70988,6	21	11-9-20 10:48	2-10-20 10:02	59103,95	59124,92	35	W3
D4	-0,69	-8,05	0,4097493	107,4	23,9	21,2	70831,6	11	15-9-20 13:03	26-9-20 16:39	59108,04	59119,19	17	D4
W4	-1,19	-8,56	0,4095129	116,2	21,2	18,7	70970,6	18	13-9-20 22:01	2-10-20 9:52	59106,42	59124,91	25	W4
D6	-1,32	-8,69	0,4094519	115,2	24,8	22,0	70781,4	10	22-9-20 13:12	2-10-20 9:52	59115,05	59124,91	15	D6
W6	-0,87	-8,24	0,4096621	111,8	21,2	18,7	70968,6	14	18-9-20 0:19	2-10-20 9:52	59110,51	59124,91	19	W6
D7	-1,23	-8,59	0,4094958	112,4	26,6	23,6	70681,3	5	27-9-20 9:48	2-10-20 9:31	59119,91	59124,90	6	D7
W7	-1,04	-8,41	0,4095834	113,7	21,8	19,3	70939,1	5	27-9-20 9:48	2-10-20 9:31	59119,91	59124,90	5	W7
D8	-0,81	-8,18	0,4096898	107,6	25,8	22,9	70727,4	3	29-9-20 10:12	2-10-20 9:31	59121,93	59124,90	6	D8
W8	-0,33	-7,70	0,4099137	104,4	21,4	18,9	70958,7	5	27-9-20 9:48	2-10-20 9:08	59119,91	59124,88	4	W8
D9	-0,89	-8,26	0,4096523	109,5	24,7	21,9	70786,1	2	27-9-20 9:48	29-9-20 11:21	59119,91	59121,97	3	D9
W9	-0,85	-8,21	0,4096745	110,7	22,3	19,7	70915,9	5	27-9-20 9:48	2-10-20 9:08	59119,91	59124,88	3	W9
D11	-0,72	-8,08	0,4097346	107,1	24,8	22,0	70781,5	18	15-9-20 13:03	3-10-20 16:14	59108,04	59126,18	36	D11
W11	-0,71	-8,07	0,4097377	109,9	20,9	18,4	70984,9	17	15-9-20 13:03	2-10-20 10:02	59108,04	59124,92	32	W11

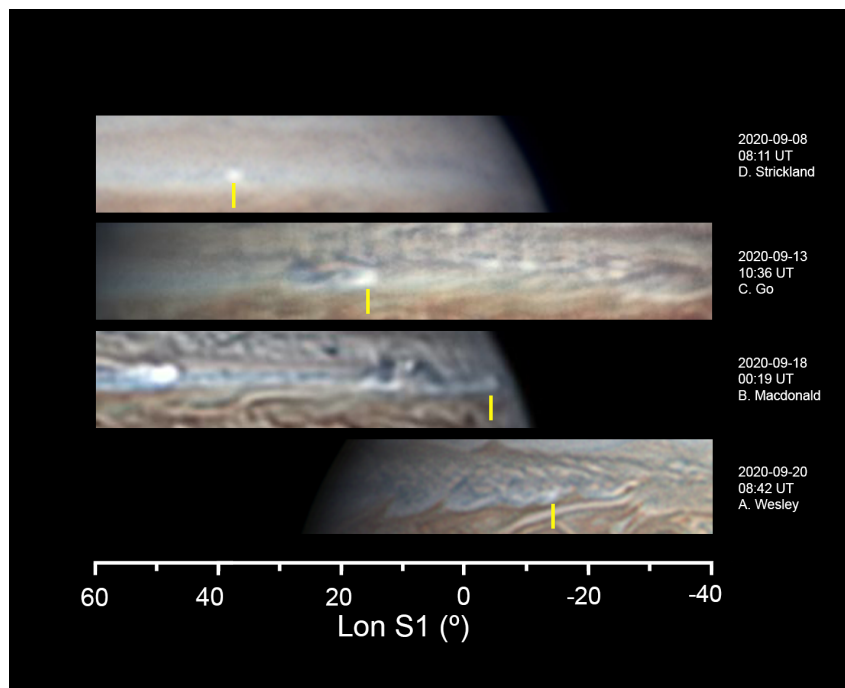
**Tabla 3.2:** Resultados obtenidos para la perturbación 2. En amarillo los principales parámetros: las derivas en el Sistema I obtenidas de la medición de las imágenes y la velocidad zonal en el Sistema III. La columna  $n$  indica el número de puntos identificados para cada detalle.

A partir de las derivas obtenidas para cada uno de los detalles, y aplicando nuevamente las ecuaciones presentadas en 3.1, se calculan las velocidades que correspondientes a cada una de las estructuras. Estas, junto con el resto de parámetros intermedios, se muestran en la tabla 3.2. Como era de esperar de acuerdo a lo visto en la gráfica 3.4, los valores de las velocidades para el Sistema III se sitúan alrededor de los  $\sim 110 \text{ ms}^{-1} \pm 0,8 \text{ ms}^{-1}$ , con un rango de error de entre 0,2 (detalles de mayor duración temporal) y  $2,8 \text{ ms}^{-1}$  (detalles de menor duración temporal).

#### 3.4. Perturbación NTBD 3: 8 de septiembre - 23 de septiembre

La última de las tres perturbaciones de la banda templada norte joviana del año 2020 se originó el 7 de septiembre. Fue la más pequeña y precedera por cuanto que su máxima longitud fue de unos 56000 km, lo que supone apenas un tercio de la primera NTBD. Esto puede ser debido a que la pluma surgió tras la primera perturbación y llegaron a interactuar, cuando la primera adquirió un tamaño suficientemente grande. Esta interacción supuso que la pluma de la perturbación 3 se diluyera más rápidamente. Además, tras la perturbación 3, se encontraba la pluma de la NTBD 2, impidiendo que pudiera crecer en extensión. De esta manera, la última de las tormentas se encontraba confinada entre las otras dos.

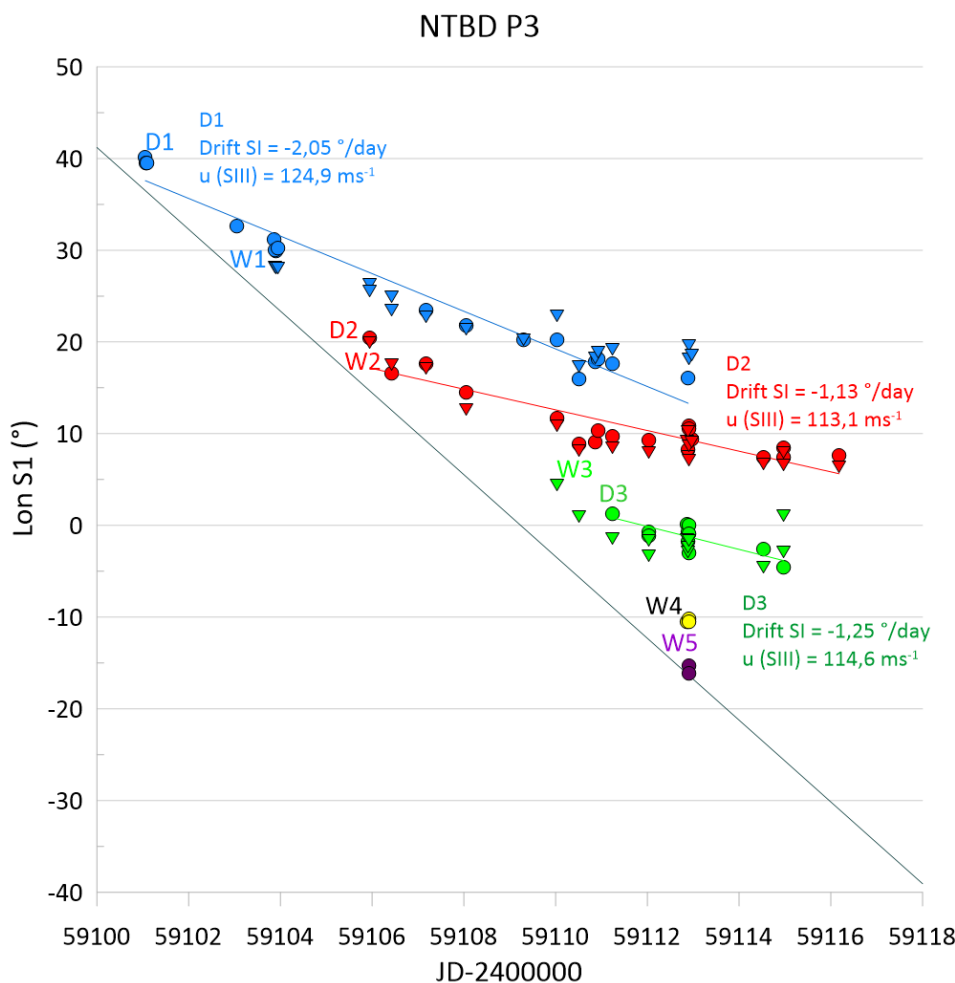
Esta situación no impidió la evolución de las estructuras brillantes y oscuras que este trabajo viene estudiando. Muestra de ello es la figura 3.5, donde una vez más se muestra el proceso de crecimiento y desarrollo de la perturbación. En este caso se han señalado con una línea amarilla las posiciones de la pluma en cada día, dado que las imágenes cuentan con baja resolución. El comienzo de la perturbación consiste una vez más en un outbreak brillante circular. En la imagen correspondiente al día 13, donde la tormenta se encuentra desarrollando ya los primeros detalles de su cola, se atisban los últimos arcos de la cola de la NTBD 1 en las longitudes de entre  $-30^\circ$  y  $-40^\circ$ , mientras que en la tercera imagen se reconoce claramente la pluma 2, que persigue a la perturbación 3. Sin embargo, el mejor



**Figura 3.5:** Imágenes más representativas de la perturbación NTBD 3. La tormenta varía en longitud conforme avanzan los días y sufre una gran evolución en su estructura. Todas las imágenes corresponden al visible.

ejemplo de la interacción entre la NTBD 3 con el resto de perturbaciones se muestra en la última imagen. En ella apenas se distingue la pluma 3, fundida entre los restos de la cola de la perturbación 1, pero todavía resisten las estructuras arqueadas fácilmente reconocibles.

Tras la medida de las imágenes, se identifican tres estructuras principales para la perturbación 3, cuya posición se representa en la figura 3.6. Nuevamente se obtienen derivas más lentas que la correspondiente pluma, pero se mantiene el emparejamiento entre estructuras oscuras y arcos brillantes de larga duración. Llama la atención en esta gráfica la separación entre puntos de un mismo detalle. Esto es debido al bajo número de imágenes con suficiente resolución disponibles de esta perturbación. A pesar de ello, el seguimiento de las estructuras incluso con diferencias de varios días resulta sencillo gracias a la estabilidad y poca evolución de la forma de las estructuras.



**Figura 3.6:** Representación de la posición en el Sistema I de las estructuras principales que caracterizan la perturbación NTBD 3 respecto al día juliano simplificado. Cada estructura queda identificada por un color. Se representa la recta resultante del ajuste lineal de aquellas estructuras oscuras que presentan suficientes puntos, así como el valor de la pendiente y su velocidad zonal en el Sistema III. La recta principal corresponde con la posición de la cabeza de la perturbación.

Siguiendo el mismo procedimiento que en los dos casos anteriores, una vez obtenida la deriva de cada estructura se calculan las velocidades que siguen de acuerdo con el Sistema III. Las velocidades obtenidas (3.3) siguen la línea ya descrita, tomando en este caso valores en torno a los  $\sim 115 \text{ ms}^{-1} \pm 0,8 \text{ ms}^{-1}$ , con valores de entre 0,6 y  $1,6 \text{ ms}^{-1}$ .

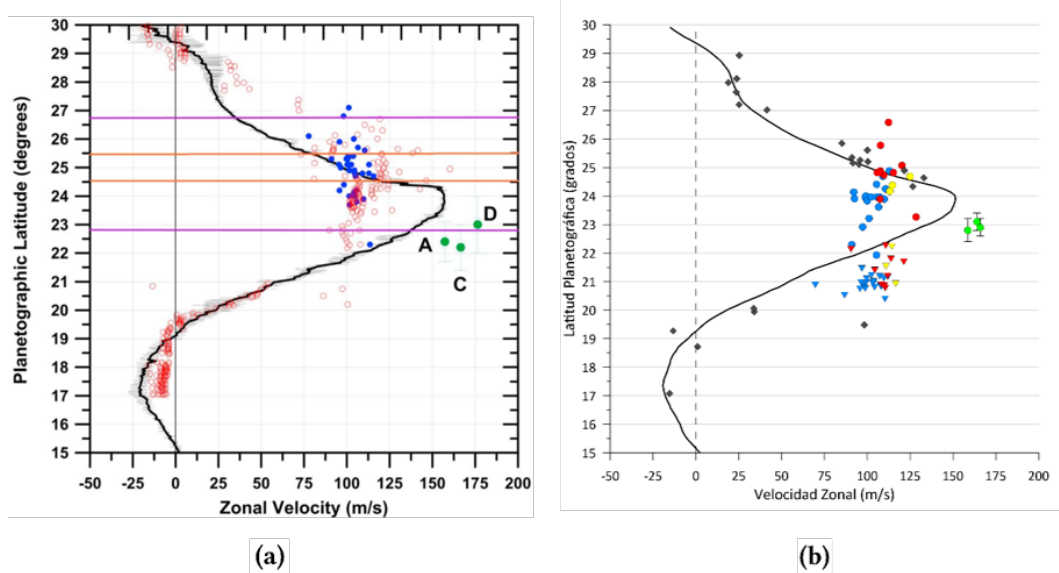
	$\omega$ en S1 (°/día)	$\omega$ en S3 (°/día)	$\tau$ (días)	$u$ en S3 (m/s)	$\phi$ Pg media (°)	$\phi$ Pc media (°)	R ( $\phi$ Pc) (km)	duración (días)	inicio	fin	inicio JD-2400000	fin JD-2400000	n	
D1	-2,05	-9,41	0,4091139	124,9	24,7	21,9	70788,9	10	8-9-20 13:17	18-9-20 17:56	59101,1	59111,2	17	D1
W1	-1,11	-8,47	0,4095533	114,3	22,2	19,7	70917,6	9	11-9-20 9:17	20-9-20 11:28	59103,9	59113,0	18	W1
D2	-1,13	-8,49	0,4095436	113,1	24,2	21,4	70816,7	10	13-9-20 10:36	23-9-20 16:23	59105,9	59116,2	18	D2
W2	-1,21	-8,57	0,4095046	116,6	20,9	18,5	70981,4	10	13-9-20 10:36	23-9-20 16:23	59105,9	59116,2	18	W2
D3	-1,25	-8,62	0,4094854	114,6	24,4	21,6	70805,6	4	18-9-20 17:56	22-9-20 11:22	59111,2	59115,0	11	D3
W3	-0,82	-8,18	0,4096882	110,8	21,5	19,0	70951,8	5	17-9-20 12:33	22-9-20 11:22	59110,0	59115,0	12	W3

**Tabla 3.3:** Resultados obtenidos para la perturbación 3. En amarillo los principales parámetros: las derivas en el Sistema I obtenidas de la medición de las imágenes y la velocidad zonal en el Sistema III. La columna  $n$  indica el número de puntos identificados para cada detalle.



### 3.5. Perfil Meridional de Vientos Zonales

Para finalizar este capítulo, se describe en esta sección el perfil de vientos zonales de la banda NTB y su relación con las velocidades de las perturbaciones, tanto de sus plumas como de las estructuras de sus colas. La banda templada norte de Júpiter es de especial interés puesto que en ella se encuentra el jet más intenso de la atmósfera joviana. Sánchez-Lavega et al. presenta en su trabajo ([2017] [10]) el perfil de vientos para las plumas de las perturbaciones NTBD del año 2016. Este estudio aquí descrito presenta el mismo concepto para las perturbaciones más recientes. Para ello, mediante la toma de datos con WinJUPOS se ha calculado la latitud planetográfica media de cada estructura, además de medirse también detalles de corta duración temporal, tanto en las proximidades de la perturbación como fuera de la banda NTB.



**Figura 3.7:** Perfiles meridionales de vientos zonales en Júpiter. (a) Datos correspondientes a 2016. Perfil medido usando imágenes de HST en 2016. La velocidad y posición de las estructuras de la perturbación NTBD se indican con puntos: verdes para las plumas A, C y D, azules para los detalles de larga duración y círculos para todo tipo de detalles de menor duración. (b) Datos actualizados. Perfil con datos de HST de 2016-2017. La velocidad y posición de las estructuras de las perturbaciones NTBD de 2020 se indican con símbolos: círculos verdes para las plumas, círculos para las estructuras oscuras de larga duración (azules NTBD 1, rojos NTBD 2 y amarillos NTBD 3), triángulos para las estructuras arqueadas de larga duración (azules NTBD 1, rojos NTBD 2 y amarillos NTBD 3) y rombos grises para detalles de menor duración. (De Sánchez-Lavega [10][2017])

La figura 3.7 compara ambas situaciones. En primer lugar, destacan las altas velocidades que presentan las plumas de las perturbaciones NTBD. Tanto en 2016 como en 2020, las cabezas superan los intensos vientos de la banda. Más aún, en el caso de las perturbaciones del año 2020, las velocidades se adecúan al rango propuesto por Sánchez-Lavega de entre  $155$   $\text{ms}^{-1}$  hacia el este. Además, la localización de las plumas también es común, situándose en latitudes planetográficas de entre  $22,5$ - $23^\circ\text{N}$  en ambos casos. Como se ha comprobado en los resultados de las tres perturbaciones de 2020, los detalles duraderos se agrupan claramente alrededor de los  $100$   $\text{ms}^{-1}$ . Se aprecia también una estabilidad de la posición de las estructuras brillantes en torno a  $21^\circ\text{N}$ , mientras que las estructuras oscuras se sitúan entre  $24$ - $25^\circ\text{N}$ .



# Interpretación y discusión de los resultados

Los resultados expuestos hasta ahora muestran que las velocidades que presentan las perturbaciones NTBD del año 2020 en la atmósfera de Júpiter se ajustan a los estudios anteriores que ya indicaban una velocidad de hasta  $\sim 175 \text{ ms}^{-1}$  para las plumas y unos  $\sim 100 \text{ ms}^{-1}$  para los detalles de alta duración presentes en sus colas. En este punto, el trabajo que aquí se presenta pretende profundizar en el análisis de la perturbación y en este capítulo se modelizará aplicando el modelo atmosférico de la onda de Rossby, de modo que se estudiarán diversas situaciones que permitan comprender su comportamiento. Para comenzar, se expondrá la teoría (a partir del texto de Sánchez-Lavega, 2010 [1]) que subyace bajo el modelo y posteriormente se describirán las consideraciones que se aplican a las perturbaciones NTBD de 2020.

## 4.1. Ondas de Rossby

Las ondas de Rossby son una familia de ondas de baja frecuencia y gran tamaño horizontal (por lo que también se conocen como *ondas planetarias*) que se forman en las atmósferas de los planetas. En estos sistemas, deben su existencia al cambio de la fuerza de Coriolis con la latitud, representado por el parámetro  $\beta = df/dy$ . El estudio de sus propiedades se lleva a cabo empleando el concepto de vorticidad para dos situaciones especialmente representativas en atmósferas planetarias: la aproximación barotrópica y el caso más general de atmósfera baroclínica.

### 4.1.1. Vorticidad

Antes de profundizar en la descripción teórica de las ondas de Rossby, conviene contextualizarla describiendo los conceptos básicos sobre los que se asienta. En particular, el concepto de vorticidad juega un papel fundamental tanto en dinámica atmosférica como en meteorología. La vorticidad  $\vec{\omega}$  consiste en el rotacional del vector de velocidad (4.1) y mide la rotación local de un fluido ( $\text{s}^{-1}$ ), es decir, su tendencia a rotar, cuantificando a su vez su “cantidad de rotación”. Mediante las leyes de conservación, análogas a las utilizadas

en el momento angular clásico en la mecánica de cuerpos rotantes, permite evaluar las particularidades y evolución de la dinámica geofísica de fluidos.

$$\vec{\omega} = \nabla \times \vec{u} = \left( \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}, \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}, \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (4.1)$$

El término relevante en 4.1 es la componente vertical del vector de vorticidad  $\zeta$  (perpendicular al plano  $(x,y)$ ), cuya magnitud es

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (4.2)$$

Dado que los movimientos atmosféricos ocurren en sistemas rotantes (con velocidad angular de rotación  $\vec{\Omega}$ ), se debe tener en cuenta la velocidad absoluta del fluido, de donde se deriva la vorticidad absoluta dada por

$$\vec{\omega}_I = \vec{\omega}_R + 2\vec{\Omega} \quad (4.3)$$

y la magnitud de la componente vertical es por tanto

$$\zeta + f = \left( \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) + 2\Omega \sin \varphi \quad (4.4)$$

es decir, se tiene en cuenta tanto la vorticidad relativa como la vorticidad planetaria.

La evolución temporal del campo de vorticidad se deriva de la ecuación del momento de Navier-Stokes y la evolución de la vorticidad relativa se describe mediante

$$\frac{d\vec{\omega}_R}{dt} = \vec{\omega}_I \cdot \nabla \vec{u} - \vec{\omega}_I \nabla \cdot \vec{u} + \frac{\nabla \rho \times \nabla P}{\rho^2} + \nabla \times \frac{\vec{F}_f}{\rho} \quad (4.5)$$

De este modo, la vorticidad relativa de un fluido cambia debido a la acción de cuatro términos. Los dos primeros representan el cambio de la vorticidad debido a los mecanismos denominados “estiramiento del vórtice” e “inclinación”. El tercer término se conoce como el término de producción “baroclínico” y el último representa la difusión de la vorticidad producida por las fuerzas de fricción. Despreciando el término de fricción, la ecuación 4.5 puede reescribirse como

$$\frac{d}{dt}(\zeta + f) = -(\zeta + f) \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \left( \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{1}{\rho^2} \left( \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial P}{\partial y} - \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial P}{\partial x} \right) \quad (4.6)$$

Los términos del lado derecho corresponden con las fuentes de vorticidad absoluta debidas a la divergencia horizontal del campo de velocidades (primer término), la inclinación o contorsión debidas a cizallas verticales del viento horizontal y cizallas horizontales de la velocidad vertical (segundo término), y el término solenoidal (baroclínico) debido a cizallas horizontales de la presión y el campo del gradiente de la densidad de materia.

Considerando el caso habitual cuando los términos de inclinación y solenoidal son más pequeños que el primero, la ecuación 4.6 se reduce a

$$\frac{d_h}{dt}(\zeta + f) = -(\zeta + f) \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad (4.7)$$

donde la derivada total es  $(d_h/dt) = (\partial/\partial t) + u(\partial/\partial x) + v(\partial/\partial y)$ . La ecuación 4.7 indica que localmente la vorticidad absoluta de una parcela de un fluido cambiará debido a la advección y a la divergencia de los vientos horizontales.

#### 4.1.2. Onda de Rossby barotrópica

De acuerdo con lo visto en el apartado anterior, en una atmósfera barotrópica la vorticidad potencial barotrópica se conserva de acuerdo con

$$\frac{d_h}{dt} \left( \frac{\zeta_g + f}{h} \right) = 0 \quad (4.8)$$

Esta ecuación indica que la evolución del campo de vorticidad está relacionado con la profundidad del fluido, es decir, de la capa atmosférica, que se asume delgada respecto su longitud horizontal. En esencia, esta ecuación es equivalente a la ley de conservación del momento angular, donde la vorticidad barotrópica potencial  $(\zeta_g + f)/h$  toma el rol de la componente vertical del momento angular, la vorticidad absoluta hace las veces de velocidad angular y el inverso de la profundidad juega el papel del momento de inercia del cuerpo sólido.

Particularizando a una atmósfera baroclínica de densidad constante y con flujo puramente horizontal (sin movimientos verticales), la vorticidad absoluta se conserva

$$\frac{d(\zeta + f)}{dt} = 0 \quad (4.9)$$

En este sistema, las parcelas desplazadas meridionalmente deben cambiar su vorticidad relativa dado que el término de Coriolis cambia con la latitud. Asumiendo que una parcela localizada inicialmente en una latitud con un parámetro de Coriolis  $f_0$  tiene  $\zeta = 0$ . Si la parcela se desplaza meridionalmente, una distancia  $dy$  donde se tiene  $f_1$ , la conservación de la vorticidad absoluta indica que  $f_0 = \zeta_1 + f_1$ . De acuerdo con la aproximación al plano  $\beta$ , el parámetro de Coriolis varía linealmente con la distancia meridional y por lo tanto  $\beta$ ,  $\beta = (df/dy)_{y=0}$ . Con ello, se tiene también que  $\zeta_1 = f_0 - f_1 = -\beta dy$ . Esto indica que las parcelas que se desplazan meridionalmente se verán sometidas a un movimiento sinusoidal oscilatorio debido al efecto  $\beta$ , que actúa como una fuerza restauradora proporcional a la distancia alrededor de la latitud de equilibrio.

Aplicando ahora el modelo de pequeña perturbación lineal para estudiar las propiedades de esta onda para flujo zonal, el campo de velocidad perturbado presenta dos componentes:  $u = \bar{u} + u'$  y  $v = v'$ , lo que corresponde con un campo de vorticidad perturbado  $\zeta = \bar{\zeta} + \zeta'$ . Bajo la aproximación del  $\beta$ -plano  $f = f_0 + \beta y$ , la ecuación de vorticidad resulta

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \left( \frac{\partial v'}{\partial x} - \frac{\partial u'}{\partial y} \right) + \beta v' = 0 \quad (4.10)$$

El campo de velocidad perturbado meridionalmente acoplado al término beta ( $\beta v'$ ) es el responsable de la existencia de la onda de Rossby.

Para derivar una relación de dispersión para esta onda, se introduce una función de corriente (*stream function*) con perturbación horizontal  $\Psi'$  basada en que el fluido no es divergente de modo que

$$u' = -\frac{\partial \Psi'}{\partial y}; \quad v' = \frac{\partial \Psi'}{\partial x} \quad (4.11)$$

que satisface la ecuación de continuidad  $(\partial u'/\partial x) + (\partial v'/\partial y) = 0$  y  $\zeta' = \nabla^2 \Psi'$ . Sustituyendo en 4.10 se obtiene la ecuación de onda

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \nabla^2 \Psi' + \beta \frac{\partial \Psi'}{\partial x} = 0 \quad (4.12)$$

Estudiando soluciones armónicas de la forma  $\Psi' = \text{Re}[\Psi_0 \exp i(kx + ly - \omega t)]$  se obtiene la siguiente relación de dispersión al sustituir en 4.12

$$\omega = \bar{u}k - \frac{\beta k}{k^2 + l^2} \quad (4.13)$$

Aquí se demuestra la importancia del efecto  $\beta$  para la existencia de la onda de Rossby. La velocidad de fase de la onda relativa al viento zonal medio viene dada por

$$c_x - \bar{u} = -\frac{\beta}{k^2 + l^2} \quad (4.14)$$

que indica que la onda de Rossby deriva hacia el oeste relativo al flujo zonal puesto que  $\beta$  es siempre positivo. También se puede ver que la velocidad de fase de la onda aumenta rápidamente con la longitud de onda (zonal y meridional).

### 4.1.3. Onda de Rossby tridimensional

Se considera ahora una situación más general cuando la atmósfera tiene estructura tridimensional por lo que se deduce la estructura vertical de la onda de Rossby. En una atmósfera baroclínica (donde el fluido está estratificado y existe un desalineamiento entre el gradiente de presión y el gradiente de densidad), la onda de Rossby se puede comprender como una consecuencia de la conservación de la vorticidad potencial. La vorticidad potencial  $PV$  incorpora las propiedades térmicas mediante la temperatura potencial  $\theta$  y da una medida de la tasa de vorticidad absoluta a la profundidad efectiva, definida como la distancia entre las superficies de temperatura potencial medida en unidades de presión. Sin embargo, dado que las ondas de Rossby tienen grandes escalas horizontales y baja frecuencia, conviene utilizar la vorticidad potencial cuasi geostrófica  $QGPV$  ( $q_g$ ) en lugar de la vorticidad potencial  $PV$ . La vorticidad potencial cuasi geostrófica es útil además en atmósferas rápidamente rotantes y el flujo de velocidad ( $u, v$ ) puede sustituirse por sus valores geostróficos ( $u_g, v_g$ ), que, en términos de la función de corriente  $\Psi$  se pueden escribir como

$$u \approx u_g = -\frac{\partial \Psi}{\partial y}; \quad v \approx v_g = \frac{\partial \Psi}{\partial x} \quad (4.15)$$

La ecuación de conservación de la vorticidad potencial cuasi geostrófica es

$$\frac{d_g q_g}{dt} = 0 \quad (4.16)$$

donde  $d_g/dt = \partial/\partial t + \vec{V}_g \cdot \nabla$  y

$$q_g = f_0 + \beta y + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\rho_0 f_0^2}{N_B^2} \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right) \quad (4.17)$$

Considerando un flujo puramente zonal con componentes  $(\bar{u}, 0, 0)$ , entonces de acuerdo con 4.15, la función de corriente geostrófica viene dada por  $\Psi = -\bar{u}y$ . Para poder realizar la linealización, se considera una perturbación en forma de *stream function*  $\Psi = -\bar{u}y + \Psi'$ . Así, la QGPV para este flujo de acuerdo con 4.17 queda

$$q_g = f_0 + \beta y + \left[ \nabla^2 + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{f_0^2}{N_B^2} \frac{\partial}{\partial z} \right) \right] \Psi' \quad (4.18)$$

y análogamente a la ecuación 4.12 para el caso barotrópico, se tiene ahora

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \left[ \nabla^2 \Psi' + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{f_0^2}{N_B^2} \frac{\partial}{\partial z} \right) \Psi' \right] + \beta \frac{\partial \Psi'}{\partial x} = 0 \quad (4.19)$$

Esta es la ecuación para las ondas de Rossby cuasi geostróficas. Tanto 4.19 como 4.18 involucran la estructura vertical térmica del atmósfera, estratificada y representada por la frecuencia de Brunt-Väisälä  $N_B$ , lo que ya se ha adelantado al comienzo de la sección. Para una simplificación mayor,  $N_B$  se puede tomar constante con la altitud. Por lo tanto, para soluciones de onda planas que incluyen una amplitud dependiente de la altitud de la forma

$$\Psi' = \text{Re} \left\{ \Psi_0 \exp \left[ \left( \frac{z}{2H} \right) + i(kx + ly + mz - \omega t) \right] \right\} \quad (4.20)$$

se obtiene sustituyendo 4.20 en 4.19 la siguiente relación de dispersión

$$\omega = \bar{u}k - \frac{\beta k}{k^2 + l^2 + (f_0^2/N_B^2)(m^2 + (1/4H^2))} \quad (4.21)$$

donde  $m$  es el número de onda vertical y  $H$  la escala de altura atmosférica.

La velocidad zonal de fase de la onda con respecto al viento medio es entonces

$$c_x - \bar{u} = - \frac{\beta}{k^2 + l^2 + (f_0^2/N_B^2)(m^2 + (1/4H^2))} \quad (4.22)$$

Esta es la ecuación que utiliza para modelizar en este trabajo el comportamiento de las perturbaciones NTBD de Júpiter, como se describirá a continuación. En particular, despejando  $m^2$  se obtiene

$$m^2 = \left( \frac{N_B^2}{f_0^2} \right) \left[ \frac{\beta}{\bar{u} - c_x} - (k^2 + l^2) \right] - \frac{1}{4H^2} \quad (4.23)$$

Se infiere que la propagación vertical de la onda requiere  $m^2 > 0$  y 4.23 impone la condición

$$\bar{u} - c_x = \left[ \frac{\beta}{k^2 + l^2 + (f_0^2/N_B^2)(m^2 + (1/4H^2))} \right] < u_c \quad (4.24)$$

$$u_c = \frac{\beta}{k^2 + l^2 + (1/4H^2)(f_0^2/N_B^2)} \quad (4.25)$$

donde  $u_c$  representa la velocidad crítica, caso límite con  $m^2 = 0$ . Puesto que  $\bar{u} - c_x > 0$  (todos los términos son positivos), esta condición se reduce a  $0 < \bar{u} - c_x < u_c$ .

## 4.2. Estudio de las NTBD como ondas de Rossby

La teoría de las ondas de Rossby es el modelo escogido para interpretar y estudiar el comportamiento de las perturbaciones NTBD en este trabajo, por cuanto que se trata de perturbaciones atmosféricas de escala planetaria. En esta sección se describirán los resultados obtenidos cuando se aplican las ecuaciones presentadas anteriormente a las condiciones de las NTBD del 2020.

En primer lugar, se determina si las características de las perturbaciones permiten la propagación vertical, para lo que se hará uso de la ecuación 4.23. Como se ha explicado, si el parámetro  $m^2$  es positivo, existirá propagación vertical de la onda. De esta manera, los valores obtenidos para  $m^2$  se muestran en la tabla 4.1. Para ello, se han empleado los valores experimentales obtenidos a partir de la medida de las imágenes. Se ha calculado un valor de  $m^2$  para la onda determinada por cada perturbación a partir de las estructuras oscuras. El cuarto caso corresponde con la media total de todos los detalles oscuros. A partir de los resultados presentados en la figura 3.7(b), se obtienen las velocidades de onda  $c_x$  y sus respectivas desviaciones estándar  $\sigma$ . La velocidad media del viento  $\bar{u}$  se obtiene a partir del perfil de vientos, para la latitud más próxima a la de la estructura que le corresponde. La longitud de onda zonal  $L_x$  se ha calculado tomando la distancia entre pares de estructuras D consecutivas (longitud pico-pico de la onda), es decir, la distancia entre las pendientes de las derivas. Para la longitud de onda meridional  $L_y$ , se asume el ajuste exponencial (ecuación 4.26, con  $R$  el radio del planeta a la latitud de  $u_{max}$ ,  $b$  el ajuste de la curvatura del jet y  $y - y_0$  la distancia meridional), pero se toma el valor de la anchura a media altura FWHM del perfil del jet, suponiéndolo gaussiano. Este valor es igual para todos los casos y toma un valor de  $L_y = 4573 \text{ km}$ . Otra opción para el valor de  $L_y$  sería tomar la extensión meridional que abarcan las estructuras que se mueven con una velocidad de  $100 \text{ ms}^{-1}$ , lo que correspondería con unos 7000 km. Estas medidas se ajustan a las medidas tomadas directamente de las imágenes mediante WinJUPOS. Utilizando el periodo de rotación de Júpiter en SIII, se obtiene un valor para  $\beta$  y  $f_0$  para cada caso. La perturbación estudiada se sitúa en el nivel de las nubes de amoníaco, lo que corresponde con una presión de  $0,5 \text{ bar}$ . Para este nivel, se obtiene la escala de altura  $H = 21,2 \text{ km}$  y la frecuencia Brunt-Väisälä  $N_B = 0,004 \text{ s}^{-1}$  (tomando los datos de temperatura de Voyager de Sánchez-Lavega [1] (tabla 4.A.5)). Como muestra la tabla de resultados, los valores de  $m^2$  son siempre negativos, lo que supone que no hay propagación vertical de la onda y por lo tanto la onda de Rossby está verticalmente atrapada en un rango de alturas centrado en  $0,5 \text{ bar}$ , que es donde se



## 4.2. Estudio de las NTBD como ondas de Rossby

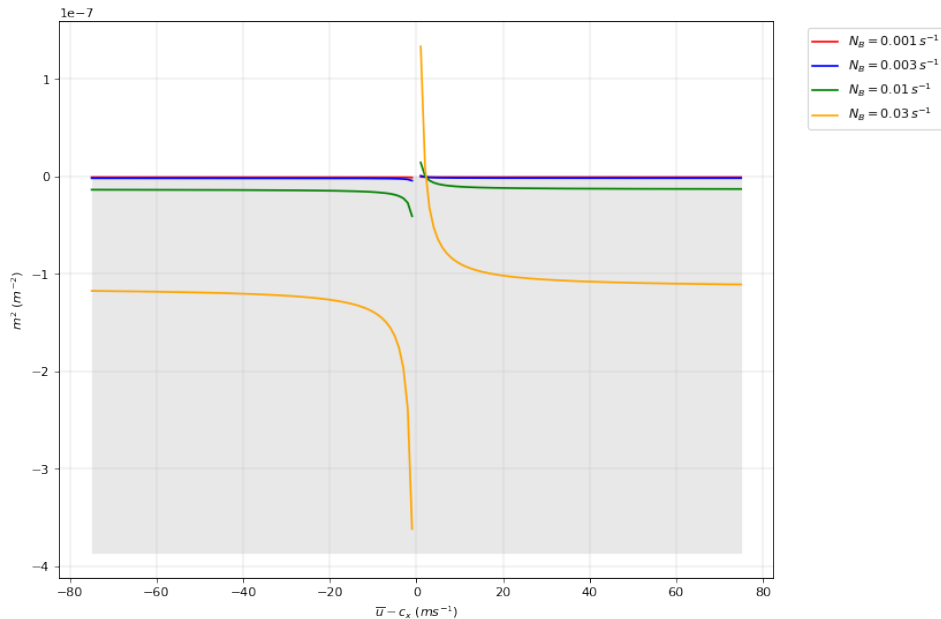
	cx (m/s) (media)	$\sigma$ (m/s)	$\varphi_{Pg}$ (°)	$\varphi_{Pc}$ (°)	Lx (km)	cx-<u> (m/s)	f0 (1/s)	$\beta$ (1/ms)	$m^2$ (P=0,5 bar)
P1 D	101,9	$\pm 6,7$	23,8	21,1	13400	-49,2	0,0001266	4,63E-12	-2,57E-09
P2 D	112,1	$\pm 7,2$	24,9	22,1	13248	7,3	0,0001323	4,60E-12	-3,06E-09
P3 D	117,5	$\pm 6,4$	24,4	21,7	10967	-14,2	0,0001300	4,62E-12	-2,35E-09
D tot	110,5	$\pm 7,9$	24,4	21,6	13109	-28,8	0,00012942	4,62E-12	-2,42E-09

**Tabla 4.1:** Valores obtenidos de  $m^2$  a partir de los parámetros obtenidos experimentalmente para las NTBD de 2020.

ven las estructuras. Se plantea como hipótesis que la onda esté confinada entre 0,1 bar (tropopausa) y 5 bar (nivel en el que se sitúa la base de las plumas).

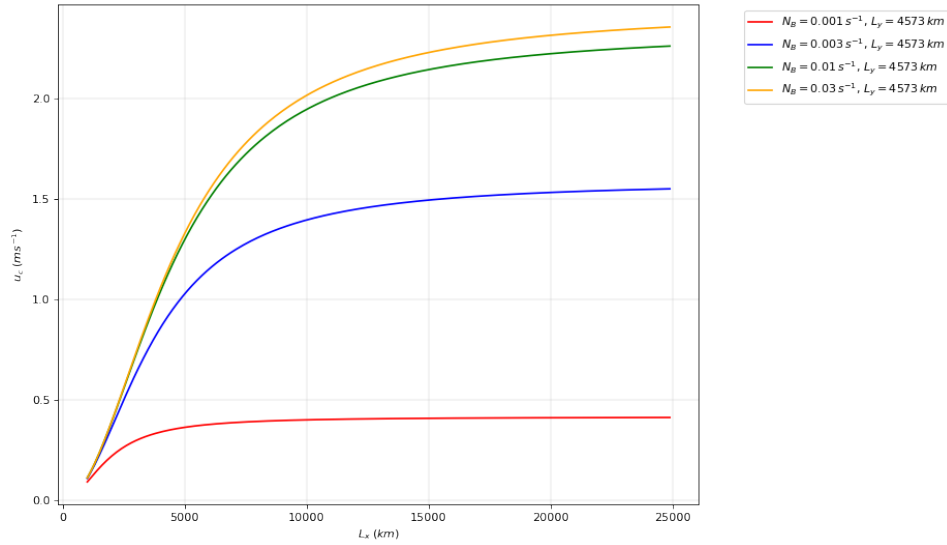
$$u(y) = u_{max} \exp \left[ -\frac{bR^2(y - y_0)^2}{2u_{max}} \right] \quad (4.26)$$

Una vez se ha determinado que la onda de Rossby tridimensional (atmósfera baroclínica) generada por la perturbación NTBD no se propaga verticalmente bajo las condiciones vistas en el fenómeno de 2020, cabe plantearse cuáles son los supuestos que permitirían dicha propagación. De acuerdo con lo desarrollado en la sección anterior, la propagación vertical supone que el parámetro  $m^2 > 0$ . El primer análisis de esta condición se muestra en la gráfica 4.1, donde se representa  $m^2$  en función de la velocidad de fase para distintos valores de  $N_B$ . Se han empleado los valores que tienen en cuenta todas las estructuras oscuras (D tot en 4.1). Como puede verse, en general para los tamaños medidos  $L_x = 13109 \text{ km}$  y  $L_y = 4573 \text{ km}$ , la onda debe presentar una velocidad de fase pequeña para poder propagarse en la dirección vertical.



**Figura 4.1:** Representación de  $m^2$  en función de la velocidad de fase para distintos valores de la frecuencia de Brunt-Väisälä.

#### 4. INTERPRETACIÓN Y DISCUSIÓN DE LOS RESULTADOS



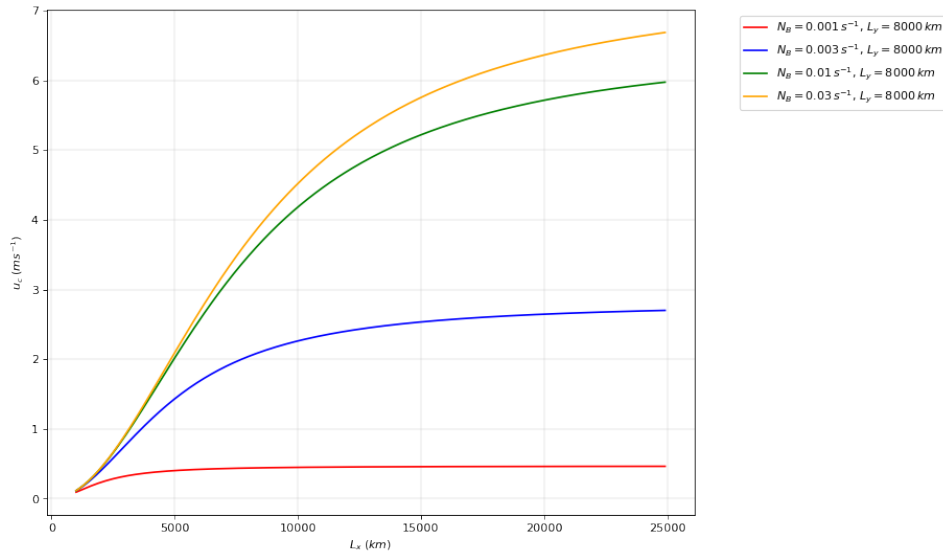
**Figura 4.2:** Velocidad  $u_c$  crítica en función de la longitud de onda zonal para distintos valores de la frecuencia de Brunt-Väisälä, bajo las condiciones de la NTBD de 2020.

La propagación vertical impone la condición  $\bar{u} - c_x < u_c$ , donde  $\bar{u} - c_x$  es la velocidad zonal de fase de la onda relativa al viento medio y  $u_c$  es la velocidad crítica (ecuaciones 4.24 y 4.25). Bajo estos supuestos, los parámetros libres son la frecuencia de Brunt-Väisälä y las longitudes de onda  $L_x$  y  $L_y$ . Si particularizamos al caso de la NTBD de 2020, la velocidad crítica  $u_c$  condicionante se muestra en la gráfica 4.2. Como puede verse, la velocidad crítica es de menos de  $3\text{ms}^{-1}$ , lo que de acuerdo con los datos de 4.1 corrobora que no se produzca propagación vertical. Al igual que en la gráfica 4.1, se aprecia que una frecuencia  $N_B$  mayor facilitaría la propagación, pero sin llegar a tener un papel determinante. En esta búsqueda de la mayor velocidad crítica posible (con parámetros factibles a nivel físico), se muestra también la gráfica 4.3. En este caso, se plantea que el tamaño meridional de la onda fuera más grande, abarcando todo el jet de la banda. Aún con ello, las velocidades críticas son del orden de unos pocos metros por segundo.

Por lo tanto, las condiciones para que exista propagación vertical de la onda vienen determinadas por la velocidad de fase de esta, es decir, por la diferencia entre la velocidad de la onda con respecto la velocidad media del viento. En este punto, se ha realizado el estudio de los valores de  $m^2$ , o análogamente comparando la velocidad crítica con la velocidad de fase, para una serie de valores viables físicamente y sus combinaciones. Los rangos utilizados son

- $L_x$  (km) = 1000, 2000, 4000, 8000, 16000, 25000
- $L_y$  (km) = 3000, 4500, 7000
- $N_B$  ( $\text{s}^{-1}$ ) = 0.001, 0.004, 0.016, 0.064, 0.1

## 4.2. Estudio de las NTBD como ondas de Rossby



**Figura 4.3:** Máxima velocidad  $u_c$  crítica en función de la longitud de onda zonal para distintos valores de la frecuencia de Brunt-Väisälä, bajo las condiciones de la NTBD de 2020.

Lx (km)	Ly (km)	NB	uc	m <sup>2</sup>	Lz (km)
16000	7000	0,016	4,64	4,93E-03	89
16000	7000	0,064	4,80	8,72E-02	21
16000	7000	0,100	4,81	2,14E-01	14
25000	7000	0,016	5,10	6,32E-03	79
25000	7000	0,064	5,30	1,09E-01	19
25000	7000	0,100	5,31	2,68E-01	12

**Tabla 4.2:** Condiciones para la propagación vertical de la onda de Rossby con  $\bar{u} - c_x = 3,5 \text{ m s}^{-1}$

La combinación de todos los valores resulta en un total de 90 casos, cada uno de los cuales determina una velocidad crítica  $u_c$ . Con estos condicionantes, se obtienen los resultados en función de la velocidad de fase  $\bar{u} - c_x$ . Así, para un valor de  $\bar{u} - c_x = 3,5 \text{ m s}^{-1}$ , se obtienen los resultados de la tabla 4.2. Se aprecia que las combinaciones que permiten la propagación vertical de la onda son aquellas que suponen unas longitudes de onda zonal y meridional lo más grande posibles, tamaños no alcanzados por las perturbaciones NTBD de 2020. Además, la longitud de onda vertical resultante oscila en el rango de las decenas de kilómetros. Mencionar por último los resultados (tabla 4.3) que ofrece el estudio para la presión de 5 bar, donde se sitúa la base de las nubes de agua. No está claro si la perturbación profundiza hasta ese nivel, si bien la pluma tiene su origen en niveles por debajo de las nubes. Para la misma velocidad de fase, siguen siendo necesarias grandes longitudes de onda para que la onda se propague verticalmente.

Lx (km)	Ly (km)	NB	uc	m <sup>2</sup>	Lz (km)
16000	7000	0,004	4,22	2,14E-04	430
16000	7000	0,016	4,77	5,35E-03	86
16000	7000	0,064	4,81	8,76E-02	21
16000	7000	0,100	4,81	2,14E-01	14
25000	7000	0,004	4,60	3,01E-04	362
25000	7000	0,016	5,26	6,74E-03	77
25000	7000	0,064	5,31	1,10E-01	19
25000	7000	0,100	5,31	2,68E-01	12

**Tabla 4.3:** Condiciones para la propagación vertical de la onda de Rossby con  $\bar{u} - c_x = 3,5 \text{ m s}^{-1}$



## Conclusiones y líneas futuras

Para finalizar, se dedica el último capítulo de este proyecto a estructurar las conclusiones obtenidas a partir del trabajo realizado con las imágenes de las perturbaciones NTBD de Júpiter y el estudio de sus parámetros físicos. Asimismo, se propondrán nuevas líneas de investigación de cara al futuro, planteando ideas que han surgido a raíz del estudio y que pueden ser estudiadas para complementar y mejorar los resultados aquí presentados.

En primer lugar, mencionar el laborioso trabajo en la medida de las imágenes. Al hablar de investigación, a veces se puede pensar directamente en los destacados resultados que se presentan en las grandes revistas o congresos científicos. Sin embargo, detrás de esos resultados existe un trabajo que requiere paciencia y dedicación y que puede resultar incluso rudimentario en algunas ocasiones, pero que es necesario realizar lo mejor posible. Durante la realización de este proyecto, se ha puesto en valor esta parte menos visible que realizan los grupos de investigación. Las medidas de las estructuras de las perturbaciones ofrecieron muchos problemas inicialmente, pero con perseverancia se fueron superando y finalmente se ha logrado identificar gran cantidad de detalles que han permitido estudiar el evento en profundidad.

Uno de los grandes puntos a destacar sobre este estudio de las perturbaciones NTBD de 2020 es lo bien que encajan los resultados con estudios previos y otras propuestas que en ellos se hacen, en particular con los presentados por Sánchez-Lavega et al. [10] (2017). El mismo fenómeno se desarrolló en Júpiter en 2016, y tanto los valores de las velocidades obtenidas como sus ajustes en el perfil de vientos zonales se ajustan con gran parecido, lo que otorga mayor validez a los resultados de ambos trabajos. En general, se ha comprobado cómo las perturbaciones NTBD cuentan con una alta velocidad, superando sus plumas los valores propios del jet de la banda de 23,5°N.

La interacción de la pluma y su cola, que es el material que va quedando atrás debido a su menor velocidad, con la atmósfera genera una perturbación en la banda que ha sido estudiada bajo la teoría de las ondas de Rossby. Con los valores experimentales obtenidos directamente del análisis de las imágenes, se ha estudiado esta onda en una atmósfera baroclínica. Esto ha permitido determinar que la onda de Rossby no tiene propagación vertical, sino que se encuentra confinada en un rango de alturas centrado en 0,5 bar. Además, se han estudiado las condiciones que permitirían la propagación vertical, comprobando que

serían necesarias longitudes de onda zonal y meridional mayores, valores que no alcanzan las perturbaciones NTBD.

Durante la realización del proyecto se han recopilado diversas posibilidades que permiten la extensión, mejora y complemento del trabajo y que a continuación se describen.

Dado que el trabajo se ha centrado en el estudio de la dinámica de las perturbaciones NTBD y el análisis de la perturbación como onda de Rossby, se han dejado de lado aspectos tan relevantes como el acoplo que existe entre la dinámica estudiada y la física de la formación de nubes (el estudio presentado recientemente por Ram B. Sankar [11] trata este tema), la extensión vertical de la onda (no presenta propagación vertical pero sí cuenta con estructura vertical) o el estudio de la posible cizalla vertical de vientos. Otra propuesta al análisis aquí presentado sería utilizar modelos como EPIC (*Explicit Planetary Isentropic-Coordinate general model*), con los que el estudio podría realizarse con mayor nivel de detalle. Muchas preguntas quedan abiertas en torno a este notable fenómeno como su periodicidad o qué la produce, cuál es el mecanismo subyacente que lo desencadena, por qué aparecen en una latitud fija y por qué el número de plumas que surgen es variable.

# Bibliografía

- [1] A. Sanchez-Lavega, *An Introduction to Planetary Atmospheres*. CRC Press, 1st ed., 2010.
- [2] A. Sánchez-Lavega, “Apuntes de la asignatura “Atmósferas Planetarias”, Máster en Ciencia y Tecnología Espacial UPV/EHU,” 2020-2021.
- [3] P. Irwin, *Giant planets of our Solar System - Atmospheres, Composition, and Structure*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2009.
- [4] F. H. Busse, “Convection-driven zonal flows in the major planets,” *Pure and Applied Geophysics*, vol. 121, pp. 375–390, Jan. 1983.
- [5] M. Heimpel, J. Aurnou, and J. Wicht, “Simulation of equatorial and high-latitude jets on Jupiter in a deep convection model,” *Nature*, vol. 438, no. 7065, pp. 193–196, 2005.
- [6] A. Sánchez-Lavega, S. Pérez-Hoyos, and R. Hueso, “Clouds in planetary atmospheres: A useful application of the Clausius–Clapeyron equation,” *American Journal of Physics*, vol. 72, no. 6, pp. 767–774, 2004.
- [7] Grupo de Ciencias Planetarias Terrestres IAA-CSIC, “Jupiter’s atmosphere temperature structure and clouds,” 2018. <http://gapt.iaa.es/content/jupiter>.
- [8] R. Hueso, J. Juaristi, J. Legarreta, A. Sánchez-Lavega, J. Rojas, S. Erard, B. Cecconi, and P. Le Sidaner, “The Planetary Virtual Observatory and Laboratory (PVOL) and its integration into the Virtual European Solar and Planetary Access (VESPA),” *Planetary and Space Science*, vol. 150, pp. 22–35, 2018.
- [9] Enlace web a WinJUPOS: <http://jupos.org/gh/download.htm>.
- [10] A. Sánchez-Lavega, J. H. Rogers, G. S. Orton, E. García-Melendo, J. Legarreta, F. Colas, J. L. Dauvergne, R. Hueso, J. F. Rojas, S. Pérez-Hoyos, I. Mendikoa, P. Iñurriagarro, J. M. Gomez-Forrellad, T. Momary, C. J. Hansen, G. Eichstaedt, P. Miles, and A. Wesley, “A planetary-scale disturbance in the most intense jovian atmospheric jet from JunoCam and ground-based observations,” *Geophysical Research Letters*, vol. 44, no. 10, pp. 4679–4686, 2017.
- [11] R. Sankar, C. Klare, and C. Palotai, “The aftermath of convective events near Jupiter’s fastest prograde jet: Implications for clouds, dynamics and vertical wind shear,” *Icarus*, vol. 368, p. 114589, 2021.