



*Posgrado en Ciencias del Mar y Limnología*  
Universidad Nacional Autónoma de México



**Interacción de los Giros de la Corriente Norte de Brasil con los  
Estrechos de las Antillas.**

**T E S I S**

que para obtener el grado académico de  
Doctor en Ciencias  
(Oceanografía Física)

presenta:

---

**M en C. Raúl Candelario Cruz Gómez**

---

Director de Tesis:  
Dr. Sergey N. Bulgakov (q.e.p.d.)  
Codirector:  
Dr. Luis Zavala Sansón

Ciudad de México, Marzo del 2010



Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Posgrado en Ciencias del Mar y Limnología  
Universidad Nacional Autónoma de México

*Interacción de los Giros de la Corriente Norte de Brasil con  
los Estrechos de las Antillas.*

T E S I S

que para obtener el grado académico de  
Doctor en Ciencias  
(Oceanografía Física)

presenta:

---

M en C. Raúl Candelario Cruz Gómez

---

COMITÉ TUTORAL :

Dra. Adela Monreal Gómez

Dr. Raúl Aguirre Gómez

Dr. Miguel A. Alatorre Mendieta

Dr. Sergey N. Bulgakov (q.e.p.d)

Dr. Luis Zavala Sansón

Director de Tesis

Codirector de Tesis

**Interacción de los Giros de la Corriente  
Norte de Brasil con los Estrechos de las  
Antillas.**

*M. en C. Raúl C. Cruz Gómez*

*A la memoria de mi exdirector de tesis y  
amigo el Dr. Sergei N. Bulgakov.*

*A mis padres, María de los Ángeles Gómez Hernández y Candelario Cruz Díaz, que con enorme esfuerzo nos dieron una profesión. A ellos les dedico el resultado de ese esfuerzo y sobre todo, gracias por permitirme estar aquí.*

*A mi reina, compañera y gran apoyo en las buenas y en las malas, mi esposa Gaby. A mis hijos Gaby, Xóchitl y Raúl que son toda mi vida. Muchas gracias por todo su apoyo incondicional y por permitirme hacer lo que tanto me gusta, y recuerden que aunque este lejos siempre los tengo cerca de mí.*

# Agradecimientos

---

Quizá sean varias decenas de personas que me ayudaron a la realización de este trabajo, por favor, si por algo no mencioné a alguno les pido mil disculpas, para ustedes toda mi gratitud.

A mi asesor el Dr. Luis Zavala Sansón por haberme aceptado como su estudiante en ese momento tan difícil, mostrando siempre su profesionalismo e interés incondicional. Mil gracias Dr.

Al comité de tutores y miembros del jurado: Dr. Raúl Aguirre Gómez, Dr. Miguel A. Alatorre Mendieta, Dr. Paulo Salles Afonso de Almeida. Pero sobre todo muchas gracias por todo su apoyo y ayuda Dra. Adela Monreal.

Al Dr. Martín Merino y la Dra. Gloria Vilaclara por hacerme parte del ICMyL y al personal administrativo del Posgrado; Lupita, Gaby, Diana y Chantal.

A Ma. Clara Ramírez, que desde Mazatlán me dio gran apoyo en la búsqueda y solicitud de material bibliográfico, gracias Clarita.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por la beca que me otorgó y por el apoyo financiero para realizar el proyecto 46472-F.

A la Universidad de Guadalajara, que a través del Dr. Cesar Monzón (Director de la División de Ciencias Básicas del CUCEI) y el Dr. Arturo Chávez Chávez (Jefe del Departamento de Física) recibí el apoyo de trabajar, estudiar y participar en los diferentes instituciones y universidades necesarias para realizar este trabajo.

A los Físicos, Roberto Toscano Fletes y Durruty, Jesús por su compañerismo y solidaridad que siempre mostraron. Anne Cros, muchas gracias por tus oportunos consejos.

Al M. en C. Jaime Almaguer, por todos sus consejos y apoyo administrativo y al Dr. Ángel Meulenert, director del IAM por apoyarme y darme un espacio para trabajar.

## Resumen

La penetración de los Giros de la Corriente Norte de Brasil (GCNB) al Mar Caribe (MC) fue investigada, en base a datos derivados de los altímetros Topex/Poseidon, Jason-1, ERS-1,2; color del océano obtenidos por SeaWiFS, boyas de deriva y modelación experimental. Cinco métodos fueron aplicados a los datos: (1) cálculo del parámetro de Okubo-Weiss, (2) diagramas de longitud-tiempo o Hovmollers, (3) transformada Radón dos-dimensional, (4) transformada de Fourier dos-dimensional y (5) análisis cualitativo a los datos de clorofila-a. Por medio del análisis visual fue observado que durante la traslación al Arco de las Antillas (AA) los giros sufren reflexión, destrucción y penetración al MC. Los resultados cuantitativos mostraron que los GCNB principalmente se propagan al MC a lo largo de dos principales caminos a través de un corredor de traslación. a) los que siguen el camino sur (latitud  $12^{\circ}\text{N}$ ) del corredor durante otoño-invierno pueden pasar al MC como estructuras no-coherentes, mientras que los giros que siguen el camino norte (latitud  $17^{\circ}\text{N}$ ) del corredor de traslación pueden pasar a través de los estrechos del AA como estructuras coherentes, es decir, conservan las características principales del giro incidente. Se encontraron los principales parámetros de los GCNB como: radio, traslación, velocidades angular y tangencial, profundidad, volumen, forma y altura de la superficie del giro por medio de la combinación teórica y datos de satélite (boyas de deriva). Los principales parámetros que ocasionan la reflexión, destrucción y penetración de los giros al MC fue encontrada por medio de experimentos de laboratorio hechos en una mesa rotatoria, estos parámetros fueron; el número de Rossby asociado al vórtice y el ancho del estrecho entre islas. Como conclusión nosotros atribuimos que la formación de los grandes giros dentro del MC son formados por los remanentes que dejan los GCNB al interactuar con la cadena de Islas del Arco de las Antillas.



### Abstract

The North Brazil Current Rings (NBCR) penetration into the Caribbean Sea (CS) was investigated by using data obtained from Topex/Poseidon, Jason-1 and ERS-1,2 altimeters, ocean color data obtained from SeaWiFS, drifters and experimental modeling. Five methods were applied to the data: (1) calculation of Okubo-Weiss parameter; (2) longitude-time diagrams or Hovmollers; (3) two-dimensional Radon transforms; (4) two-dimensional Fourier transforms and (5) qualitative analysis of Chlorophyll-a data. By visual analysis it was observed that rings suffer reflection, destruction and penetration to CS during their way to Antilles Arc (AA). Quantitative analysis showed that NBCR mostly propagate to CS along two main paths through the corridor of displacement. The main parameters of the NBCR, such as radius, displacement, tangential and angular velocities, volume, shape and surface height were estimated by theoretical combination and satellite data (drift buoys). The main parameters causing ring reflection, destruction and penetration to MC were found by laboratory experiments made on a turning table. These parameters are: Rossby number associated to the vortex and width of strait between islands. As conclusion we attribute the formation of big rings within MC to remainders left by GCNB when interacting with the chain of islands at Antilles Arc.

# Índice general

---

<b>1. Introducción</b>	<b>11</b>
1.1. Fundamentos y motivación del tema . . . . .	11
1.2. Características físicas, químicas y biológicas de vórtices geofísicos marinos .	13
1.3. Los Giros de la Corriente Norte de Brasil . . . . .	15
1.4. Sinopsis de la tesis . . . . .	18
<b>2. Observación remota de los Giros de la Corriente Norte de Brasil</b>	<b>20</b>
2.1. Introducción . . . . .	20
2.2. Datos de satélite . . . . .	24
2.2.1. Anomalías de la altura del nivel del mar (SHA) . . . . .	24
2.2.2. Color del océano (clorofila-a) . . . . .	27
2.2.3. Boyas de deriva (drifters) . . . . .	28
2.3. Metodología . . . . .	29
2.3.1. Transformada Radón bidimensional . . . . .	29
2.3.2. Transformada de Fourier lineal . . . . .	30
2.3.3. Transformada de Fourier 2-Dimensional . . . . .	31
2.3.4. Parámetro de Okubo-Weiss . . . . .	32
2.4. Traslación y penetración de los GCNB al MC . . . . .	33
2.5. Parámetros básicos de los GCNB . . . . .	43
2.5.1. Modelo de gravedad reducida . . . . .	46
2.5.2. Procesado de datos GDP . . . . .	52
2.5.3. Método de minimización de la función objetivo multivariable . . . . .	54

---

2.5.4. Resultados . . . . .	56
2.6. Discusión y Conclusiones . . . . .	59
<b>3. Análisis experimental de vórtices barotrópicos a través de múltiples estrechos</b>	<b>64</b>
3.1. Introducción . . . . .	64
3.2. El efecto $\beta$ . . . . .	67
3.2.1. El plano $\beta$ planetario . . . . .	67
3.2.2. El plano $\beta$ topográfico . . . . .	68
3.3. Configuración Experimental . . . . .	71
3.3.1. Parámetros básicos . . . . .	71
3.3.2. Efectos de la viscosidad en el laboratorio . . . . .	72
3.3.3. Vórtices aislados y no-aislados . . . . .	74
3.3.4. Islas y estrechos . . . . .	77
3.3.5. Aproximación del remolino a la barrera . . . . .	79
3.3.6. Resumen de experimentos realizados . . . . .	80
3.4. Dinámica en el plano $\beta$ topográfico . . . . .	81
3.4.1. Interacción con estrechos angostos . . . . .	82
3.4.2. Interacción con estrechos anchos . . . . .	84
3.4.3. Formación de vórtices en el lado oeste de las islas . . . . .	85
3.4.4. Equivalencia dinámica de ciclones y anticiclones . . . . .	88
3.5. Dinámica con la barrera en movimiento . . . . .	90
3.5.1. Interacción con estrechos angostos . . . . .	90
3.5.2. Interacción con estrechos anchos . . . . .	92
3.5.3. Flujo a través de la barrera . . . . .	92
3.6. Discusión y Conclusiones . . . . .	96
<b>4. Discusión y Conclusión General</b>	<b>102</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>107</b>

---

# Capítulo 1

## Introducción

---

### 1.1. Fundamentos y motivación del tema

La temática general de esta disertación se relaciona con el entendimiento de la dinámica generada durante la interacción de remolinos oceánicos con múltiples estrechos, utilizando dos diferentes metodologías: 1) el análisis de datos de satélite y 2) la modelación experimental. La motivación principal es la interacción de los remolinos que se desprenden de la Corriente Norte de Brasil con los estrechos entre las islas del arco de las Antillas Menores.

Los fundamentos principales y motivación para realizar este trabajo son las numerosas observaciones y muestreos constantes que existen de los vórtices oceánicos registrados por diferentes sensores remotos; de esta forma es posible observar su interacción con diferentes obstáculos (particularmente los vórtices que se generan en regiones frontales o se desprenden debido a la inestabilidad de una corriente). Gracias a esta información se puede tomar ventaja de la exactitud, cobertura y resolución espacio-temporal en el seguimiento de estas masas giratorias, que por otros métodos (por ejemplo, cruceros oceanográficos) son muy difíciles y en algunos casos imposibles de obtener.

Mediante información satelital, entonces, los vórtices de mesoescala pueden ser regularmente observados y sus diferentes propiedades y dinámica se pueden estudiar con gran detalle. Sin embargo, existen algunas desventajas en el uso de sensores remotos infrarrojos para propósitos cuantitativos generales, como son los problemas inherentes de observación, principalmente relacionados con los altos periodos de nubosidad.

Por otro lado, las observaciones satelitales en el espectro visible y cercano al infrarrojo

permiten hacer mediciones de la clorofila-a ó color del océano. Dichas imágenes muestran la textura del color en la superficie del mar, el cual está fuertemente relacionado con actividades biológicas y dinámica superficial, pero también son susceptibles a la nubosidad.

En cambio, es posible obtener información continua por medio de las mediciones en las alturas del nivel del mar, registradas mediante el uso de diferentes radiómetros. Estos sensores, además de ser una poderosa herramienta alternativa para la medida directa de las propiedades superficiales del mar, están directamente relacionados con la dinámica superficial de éste y, lo más importante, no son afectados por la nubosidad. Sin embargo, la presencia de mareas cerca de la costa afecta la observación continua y detallada de tales datos.

También se puede dar seguimiento de los vórtices por medio de boyas de deriva superficiales (*drifters* por su nombre en inglés). Sin embargo, una boya no siempre puede ser atrapada por un vórtice, además de que el conocimiento de sus características dependerá mucho de la posición en la que se encuentre la boya respecto al centro de éste. Además durante la interacción del vórtice con una isla, las boyas pierden propiedades características del vórtice incidente durante y después de tal suceso.

En base a todo lo anterior, se puede decir que en la actualidad no existe técnica alguna en la cual se pueda obtener información suficiente y confiable sobre la dinámica que se genera en una interacción de vórtices-estrechos.

Entender esa dinámica puede ser muy complejo; sin embargo, es posible representar su comportamiento utilizando las ecuaciones de Navier-Stokes. El sistema de ecuaciones resultante es en general difícil de resolver, tanto analítica como numéricamente, por su característica de no-linealidad. Por tal razón, para la explicación de ciertos fenómenos físicos se consideran modelos simplificados, tanto numéricos como experimentales, además de que éstos últimos se pueden realizar bajo condiciones controladas. Este es el fundamento de la segunda parte de la tesis: Por medio de modelos de laboratorio simplificados, se busca describir los procesos dinámicos complejos observados por sensores remotos que envuelven la dinámica de la interacción giros-estrechos. Estos modelos, por la escala del fenómeno estudiado, deben involucrar la rotación de la Tierra, la cual se simula utilizando un tanque en rotación.

Una primera simplificación adoptada en los experimentos es la homogeneidad en el

---

flujo rotante, es decir, no existen fuerzas asociadas a diferencias de densidad; esta es una característica de los flujos barotrópicos. Otra es la consideración del movimiento bidimensional del flujo, la cual resulta de los efectos de rotación del sistema. Físicamente, el fluido se mueve en columnas que permanecen siempre alineadas paralelamente al eje de rotación, y son llamadas columnas de Taylor.

Aún aplicando las simplificaciones anteriores, es posible obtener una buena aproximación del fenómeno estudiado, ya que las escalas características de los flujos geofísicos lo permiten. Por ejemplo, si se consideran desplazamientos de agua en el océano con escalas horizontales del orden de cientos de kilómetros y escalas verticales del orden de cientos de metros, físicamente el movimiento estará concentrado en una capa delgada de fluido, la cual se puede aproximar como un flujo bidimensional. La ventaja de aplicar estas aproximaciones nos da una idea mucho más simple de la explicación física del comportamiento tridimensional real de los flujos geofísicos.

Durante su desplazamiento, los diferentes vórtices oceánicos pueden transportar propiedades físicas, químicas y biológicas, las cuales se discuten a continuación.

## **1.2. Características físicas, químicas y biológicas de vórtices geofísicos marinos**

En la circulación oceánica de mesoscala existe una amplia variedad de remolinos oceánicos, *e.g.*, los Giros de la Corriente del Golfo, los Giros de la Corriente de Kuroshio, los Giros de la Corriente de Agulhas, los Meddies o Remolinos del Mediterráneo, los Giros de la Corriente Norte de Brasil, etc. Su tamaño depende de cómo cambia su energía cinética y potencial entre sí. Dicha energía obedece a varios factores tales como, la latitud, la estratificación del agua o la naturaleza de su generación (Olson, 1991). En la mayoría de los casos, estos vórtices tienen un periodo de vida relativamente largo, que puede ir desde algunos meses hasta pocos años, y pueden viajar distancias grandes, principalmente por la influencia de la rotación y curvatura terrestre. Pero la característica más relevante es que pueden permanecer como estructuras coherentes durante todo su periodo de vida (Olson, 1991).

Otra de las características importantes de estos vórtices es que, cualquiera que sea su mecanismo de generación, tienen una gran importancia en el transporte de energía, momento y propiedades bioquímicas del agua marina a lo largo de distancias mucho mayores que el diámetro de los mismos (típicamente éste va desde algunas decenas a cientos de kilómetros). Durante su movimiento de traslación algunos vórtices interactúan con la topografía local del fondo, por lo que pueden modificar su trayectoria e incluso perder su coherencia (Zavala Sansón y van Heijst, 2000). Lo anterior puede traer como consecuencia una inyección de dichas propiedades a las aguas locales (Cruz-Gómez *et al.*, 2008).

Otra de sus características es que son muy efectivos como mecanismos dispersores de contaminantes y nutrientes. Ellos son los responsables del “clima interno” del mar, ya que transportan y dispersan masas de agua con diferente temperatura y salinidad a otros lugares del sistema marino (Garçon *et al.*, 2001). Lo cierto es que la pérdida de su volumen durante su traslación es significativa y primordial, ya que la interacción físico-biológica con sus alrededores controla la transferencia de energía y masa del medio hacia los organismos, alterando fuertemente la biota local.

Los vórtices oceánicos tienen características físicas muy importantes y distintivas: remolinos cálidos cuya circulación es anticiclónica aparecen en la superficie oceánica como un “domo”; en cambio, un remolino frío se puede ver como una “depresión” ó concavidad en la superficie libre y su circulación es ciclónica. En el hemisferio norte un remolino anticiclónico gira en sentido de las manecillas del reloj, mientras que un remolino ciclónico gira en sentido contrario (el movimiento es en el mismo sentido de rotación que el sistema, es decir, la Tierra).

Los vórtices ciclónicos son abundantemente productivos; algunos son tan profundos que alcanzan a “remover” parte de la capa vertical del océano y acarrear nutrientes desde las profundidades, “fertilizando” las aguas subsuperficiales y superficiales. Esto produce el florecimiento del fitoplancton en mar abierto, el cual atrae al zooplancton y otros organismos que componen la cadena alimenticia. Otros remolinos son menos profundos y solo alcanzan a “fertilizar” las capas subsuperficiales, ocasionando un aumento en la producción primaria hasta la zona eufótica (la cual se define como la capa hasta donde sólo se puede detectar el 1 por ciento de la luz que llega a la superficie del océano). En

estos vórtices las comunidades de fitoplancton se distribuyen de tal forma que ocupan la periferia y el centro de un remolino ciclónico; frecuentemente el centro es dominado por dinoflagelados mientras que en su periferia, debido a los procesos de mezcla, los silicatos que entran pueden sostener una comunidad de diatomeas (Merino y Monreal-Gómez, 2004).

Por otro lado, un vórtice anticiclónico está caracterizado por una convergencia de masa y una elevación en la superficie parecida a un domo; estos presentan una mayor temperatura en su centro que en su periferia. Generalmente, la capa superficial de un remolino anticiclónico es pobre en nitratos y clorofilas (Merino y Monreal-Gómez, 2004). Así, los giros anticiclónicos tienden a atrapar material en su centro y a hundirlo, por lo que son zonas de baja productividad (Monreal-Gómez y Salas de León, 1998).

La composición biológica de los remolinos anticiclónicos y el mecanismo exacto por el cual intercambian producción primaria hasta el momento es poco claro. Se ha enfatizado que el intercambio y flujo de nutrientes entre remolinos y aguas poco productivas es local, se realiza por medio de difusión y transporte horizontal advectivo originado por los remolinos (McGillicuddy y Robinson, 1997). También se ha sugerido que el intercambio de nutrientes en muchos casos se lleva a cabo en donde la velocidad azimutal es máxima (Lee y Williams, 2000).

Por todo lo anterior, el entendimiento de su comportamiento cerca de obstáculos topográficos es importante. En particular, un grupo de vórtices oceánicos cálidos que sufren una interacción con diferentes islas son los Giros de la Corriente Norte de Brasil.

### 1.3. Los Giros de la Corriente Norte de Brasil

La Corriente Norte de Brasil (CNB) constituye uno de los principales elementos de la circulación oceánica en el Oeste del Atlántico Tropical. Esta corriente forma un fuerte meandro dentro de la contracorriente nor-ecuatorial (CCNE) y cuya posición media es entre los 6° y 8° norte, 50° y 55° oeste. Durante su retroflexión se desprenden giros anticiclónicos (Fratantoni y Glikson, 2002), con una frecuencia de desprendimiento entre 7 y 8 por año (Fratantoni y Glikson (2002), Goni y Johns (2001), Garzoli *et al.* (2004)). Su diámetro es del orden de 200-400 km, (Fratantoni y Glikson (2002), Goni y Johns



(2001)).

Los primeros estudios sobre estos giros encontraron que los desprendimientos son más frecuentes durante las estaciones de verano y otoño (Molinari y Johns, 1994). Además, estos eventos fríos y cálidos en el Océano Atlántico han sido correlacionados con eventos de corrientes superficiales en la región ecuatorial, incluyendo la corriente sur-ecuatorial y cambios en el campo de viento tropical regional (Goni y Johns, 2003).

El transporte estimado por un giro típico es de 1 Sv de agua ( $1\text{Sv}=10^6\text{m}^3/\text{s}$ ). Su velocidad tangencial característica es de 100 cm/s. Estos giros viajan en dirección noroeste a una velocidad aproximada de 17 km/día paralelos a la isobata 500, a través de un corredor característico principal (Goni y Johns, 2001).

Estos giros contribuyen fuertemente al transporte hacia el noroeste de aguas con características del sur-atlántico subtropical; su relevancia depende claramente de su frecuencia de generación, desprendimiento, así como su estructura horizontal y vertical. Su movimiento de traslación es muy aleatorio debido principalmente a la compleja estructura del sistema de corrientes y topografía local, por lo que los diferentes caminos que toman al acercarse al arco de las Antillas hasta la fecha no es muy claro.

Después de trasladarse durante 3 o 4 meses, los giros llegan a las Antillas Menores (AM), la cual es una accidentada cadena de islas que dividen al Océano Atlántico del Mar Caribe (MC). Mediante el uso de datos satelitales, *i.e.*, datos altimétricos, se ha demostrado que eventualmente éstos giros entran intactos al MC, (*e.g.* Carton y Chao (1999), Murphy *et al.* (1999)).

Carton y Chao (1999) usaron datos satelitales y modelación numérica para analizar el movimiento y generación de algunos giros dentro del MC, y sugieren que la formación puede ser originada por los giros de la retroflexión de la CNB. Murphy *et al.* (1999), mediante simulaciones numéricas, estudian la conexión de la variabilidad entre el MC, Golfo de México y Océano Atlántico; ellos sugieren que la formación de los giros dentro del MC es debida en parte a la vorticidad potencial del Atlántico que penetra por las AM. Por medio de imágenes de clorofila-a generadas por SeaWiFS, Fratantoni y Glikson (2002) muestran que después de su traslación hacia el Arco de las Antillas (AA) los giros tienen un violento choque con la accidentada topografía del fondo y desaparecen. Por el contrario, Goni y Johns (2001) utilizaron datos de las anomalías de la altura del nivel

del mar (SHA, por sus siglas en inglés) generados por Topex/Poseidón y encuentran que eventualmente los giros de la CNB penetran al MC.

Mediante boyas de deriva, Richardson (2005) observó que los giros anticiclónicos en el este del Caribe son formados por la vorticidad negativa derivada de los Giros de la Corriente Norte de Brasil (GCNB), ya que cierta cantidad de ésta penetra a través de los pasajes de las islas. Observaciones *in situ* hechas por Wilson *et al.* (2002), Johns *et al.* (2003), Garzoli *et al.* (2004), Fratantoni y Richardson (2006), muestran que de la retroflexión se desprenden tres tipos de giros: 1) grandes (con radio de 150 km) y profundos (aproximadamente 2000 metros), 2) pequeños y someros, y 3) subsuperficiales, que se encuentran bajo la termoclina.

Por otro lado, el radio promedio de los giros cuando se encuentran frente a las AM es aproximadamente 150 km mientras que el ancho característico de los estrechos entre la islas es de 40 km. Hasta la fecha pocas son las investigaciones que se han realizado con el enfoque sobre la interacción giros-estrechos. Simmons y Nof (2002), hicieron una detallada investigación numérica y analítica sobre la colisión de giros con uno y múltiples estrechos, enfocándose principalmente a los GCNB con los estrechos de las AM. En sus experimentos numéricos, el movimiento de los vórtices fue forzado por el efecto  $\beta$  y por advección; en esos experimentos todos los vórtices inciden con la barrera de islas en dirección perpendicular a ella. Estos autores encuentran que todos los vórtices pasan a través de los estrechos.

Cenedese *et al.* (2005), mediante investigaciones hechas en laboratorio, analizaron la interacción de un vórtice con un estrecho cuyas fronteras laterales fueron abiertas. Los vórtices fueron forzados solo por el efecto  $\beta$  topográfico. De sus resultados se desprende que solamente los vórtices pequeños pasan a través del estrecho y vórtices intermedios pasan parcialmente.

Recientemente, Matías-Durán y Velasco-Fuentes (2008) estudiaron el problema de la relación de un giro barotrópico con un estrecho mediante modelación numérica y experimental. En sus experimentos de laboratorio los vórtices fueron generados por un método de succión. Ellos se basan en tres parámetros principales: la intensidad del vórtice, la posición inicial del vórtice y el ancho del hueco. Sus resultados arrojaron tres principales regímenes: 1) el vórtice pasa completamente a través del hueco, 2) el vórtice se parte y

solo una fracción de éste pasa a través del hueco, y 3) el vórtice sufre un bloqueo total.

Cenedese y Tanabe (2008) estudiaron en el laboratorio la evolución de un vórtice que interactúa con una cadena de islas circulares. Los autores encontraron que después de que el vórtice interactúa con los cilindros (islas) se forma un dipolo al otro lado de la barrera en la posición de uno de los estrechos, tornándose la parte ciclónica dominante. Para diferentes configuraciones de las islas la interacción fue diferente.

Aunque son varios los progresos hechos sobre el resultado de la interacción giro-estrechos, hasta la fecha poco se ha documentado al respecto. Por lo tanto, el objetivo general de este trabajo es investigar que pasa durante, antes y después de dicha interacción.

## 1.4. Sinopsis de la tesis

El objetivo principal de esta tesis es estudiar la interacción que sufren los GCNB, antes, durante y después de colisionar con los estrechos del AA mediante el análisis de datos de satélite y modelos de laboratorio.

El trabajo se divide en dos partes importantes: primero, en el capítulo 2 se aplica el análisis de datos satelitales al conocimiento actual de los GCNB cuando interactúan con los estrechos del AA. En ese mismo capítulo, se presenta una breve descripción de las características, ventajas y desventajas que existen en el procesamiento de los datos obtenidos por los diferentes sensores satelitales usados en este trabajo. Posteriormente, se presentan diferentes métodos comúnmente usados para la detección de los remolinos oceánicos mediante datos satelitales, con el objetivo de encontrar el camino que recorren los GCNB, al acercarse al AA, la pérdida o conservación de su coherencia después de interactuar con la cadena de islas y la concentración de energía cinética durante la interacción. Al final del capítulo, un modelo teórico de gravedad reducida es presentado, con el que se trata de inferir los principales parámetros de los GCNB como son: el radio del vórtice, la trayectoria del centro del vórtice, su profundidad, y las velocidades angular y tangencial. La aplicabilidad del modelo es probada por datos de las boyas de deriva o drifters. La razón principal de utilizar este modelo es conocer la estructura de los GCNB, además de determinar si se comportan como cuerpos sólidos en rotación.

En el capítulo 3 se presenta la segunda parte de la tesis. Esta consta de la modelación

---

experimental del sistema giros-estrechos. En este capítulo, se discute la analogía entre la dinámica de los fluidos geofísicos con la dinámica en los experimentos de laboratorio, los cuales son gobernados por el principio de la conservación de vorticidad potencial. A nivel oceánico se puede hacer la aproximación del *plano  $\beta$  planetario*, el cual es simulado en el laboratorio mediante el llamado *plano  $\beta$  topográfico*. Este último es implementado mediante una débil inclinación en el fondo del tanque. Posteriormente se discute la configuración experimental en la cual los giros interactúan con una cadena de obstáculos que representan una serie de islas. En todos los experimentos se implementaron dos tipos de barrera en las cuales el ancho del hueco varía para cada configuración.

Dos diferentes tipos de vórtices son analizados: los vórtices *aislados*, generados por el método de succión y los *no-aislados*, generados por un método electromagnético. Hasta la fecha las características horizontales de los vórtices electromagnéticos monopoles no han sido reportadas. Además dos formas de hacer colisionar a los vórtices con la barrera fueron implementadas: mediante la traslación natural de estos (plano- $\beta$  topográfico) y mediante el movimiento constante de la barrera. Los resultados encontrados son cuantificados por el método de Velocimetría por Imágenes de Partículas (PIV).

Las conclusiones generales de la tesis son plasmadas en el capítulo 4, en el cual se discuten los principales parámetros causantes de la conservación de la coherencia, intrusión y reflexión de los GCNB con el AA.

# Observación remota de los Giros de la Corriente Norte de Brasil

---

*Este capítulo es una adaptación y ampliación del artículo publicado por la revista *Annales Geophysicae* (Cruz-Gómez R. C. and Bulgakov S.N. 2007, vol. 25). La sección 2.5 contiene material del artículo enviado a la revista *International Journal of Remote Sensing* (Bulgakov et al., 2009)*

## 2.1. Introducción

Como es conocido por medio de observaciones directas y de satélites, la CNB desprende giros anticiclónicos aproximadamente entre los 6° y 8° N, con una frecuencia de 6 a 9 por año (Goni y Johns (2001), Garzoli *et al.* (2004), Jochum y Malanotte-Rizzoli (2003), Johns *et al.* (2003), Richardson (2005), Fratantoni y Richardson (2006), Cruz-Gómez y Bulgakov (2007)). Debido al efecto de sistemas existentes de corrientes (Corriente nor-ecuatorial, Corriente de Guyana), el efecto  $\beta$  y los vientos alisios, los GCNB viajan en dirección NW, transportando agua con características diferentes del Atlántico Sur al Mar Caribe a través de las Antillas Menores, contribuyendo al cambio de masa, momento, nutrientes y propiedades químicas con las aguas circundantes. Sin embargo, la escala característica de los GCNB (150km) es mucho mayor que el ancho característico (40km) de los estrechos de las AM como se muestra en la figura 2.1.

Por tal razón, no es fácil entender qué tipo de interacción podría tomar lugar entre

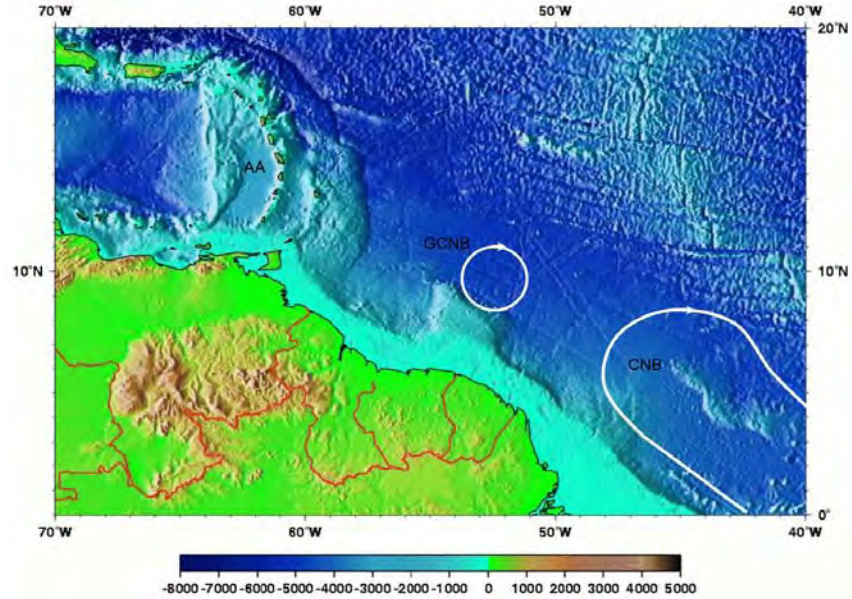


Figura 2.1: Región de estudio en el Oeste del Atlántico Tropical (70° a 40° Oeste y 0° a 20° Norte) mostrando la topografía en la vecindad de las Antillas Menores (AM), la Corriente Norte de Brasil (CNB) y el desprendimiento de un giro anticiclónico (GCNB).

el sistema de grandes giros y pequeños estrechos. Un estudio teórico pionero en tratar de entender la interacción de giros-estrechos, fue realizado por Simmons y Nof (2002). En ese trabajo, los autores realizaron una investigación numérica y analítica, basada en resolver la ecuación de continuidad y de momentum en la dirección perpendicular a una cadena de islas e integrándola en la vertical. El desplazamiento de los giros fue forzado por el efecto  $\beta$  y por advección. Sus simulaciones revelaron que cuando los GCNB son débiles (número de Rossby entre 0.2 y 0.4) y grandes en comparación con la escala de la isla ( $L/R = 0.5$  donde  $L$  es la escala característica de la isla y  $R$  es el radio característico del giro), éstos entran al MC como estructuras coherentes, es decir, se conservan las mismas propiedades características del giro incidente original. Por otro lado, para giros pequeños e intensos, los cuáles es poco común que se desprendan de la CNB, tenderían probablemente a romperse en un número de estructuras más pequeñas.

Durante 1998-2001, se realizó un experimento específico para el conocimiento de los GCNB. El programa constó de medidas hidrográficas de velocidad de las corrientes medi-

ante un ADCP (Wilson *et al.*, 2002), un arreglo de corrientímetros y anclajes de ecosondas invertidos (Johns *et al.* (2003), Garzoli *et al.* (2004)), boyas de deriva superficiales y observación de flotadores subsuperficiales (Fratantoni y Richardson, 2006), mediciones de satélite de altura superficial del mar (Goni y Johns (2001), Goni y Johns (2003)), color del océano (Fratantoni y Richardson, 2006), y temperatura superficial (Field, 2005).

Mediante el análisis de los datos hidrográficos, se observó una estructura general bimodal y una estacional de los giros en la región de estudio, mostrando que giros grandes, cuyo radio promedio de  $150\text{km}$  y profundidad de hasta  $2000\text{m}$  son desprendidos de la retroflexión de la CNB durante los meses de otoño y principios de invierno. Por su parte, los giros pequeños y someros tienden a ocurrir en primavera y verano (Wilson *et al.* (2002), Johns *et al.* (2003)). Además, un predominio de giros intermedios y profundos fueron observados durante la primera mitad del año.

El análisis de resultados con datos de altimetría (Andrade y Barton (2000), Goni y Johns (2001), Goni y Johns (2003)) indicó que pocos giros (aproximadamente uno de cada seis) penetran al MC intactos a través del sur de las AM. Además se encontró que el conjunto de las trayectorias de los giros es estrechamente paralelo a la isobata de  $500\text{m}$ , y que la mayoría de ellos tienden a desviarse de su trayectoria general noroeste hacia el norte cuando se acercan a la cordillera de Tobago-Barbados, formando un corredor característico de traslación.

El análisis de las imágenes de SeaWiFS y la combinación de boyas de deriva superficiales, fue analizada por Fratantoni y Glikson (2002). En este análisis se observó que gracias a las aguas altamente productivas del Amazonas, los giros en la parte este de la longitud  $58^\circ\text{W}$  tienen centros bien definidos y son generalmente fáciles de visualizar, mientras que al oeste de esta longitud, el color de la superficie gradualmente desaparece, haciendo difícil el análisis en esa zona.

Richardson (2005) usó datos obtenidos por más de 200 boyas de deriva superficiales y concluyó que los giros anticiclónicos en el este del Caribe son formados por la vortici­dad anticiclónica derivada de los GCNB al incidir con las AM. Dicha vortici­dad entra a través de los estrechos de las islas y es probablemente amplificada por el esfuerzo y corte anticiclónico en el lado norte del Caribe.

Fratantoni y Richardson (2006) observaron la evolución de 10 GCNB a través del

---

análisis de boyas de deriva superficiales ( $15m$ ) y observaciones más profundas de flotadores ( $250m$ ,  $550m$  y  $900m$ ). Encontraron que solo la mitad de los giros siguieron un camino hacia el norte, paralelos a las AM y sin colisión frontal con la cadena de islas, mientras que el resto de los giros se movió hacia el sur-oeste de Barbados. La mayoría de las boyas superficiales (18 de 25) y flotadores subsuperficiales (5 de 7) para ambos tipos de giros (someros y profundos) fueron observados acercándose al Caribe, pero su arrastre se detuvo antes de alcanzar el AA. Por consiguiente, los autores no pudieron encontrar evidencia de que los GCNB se puedan introducir al MC intactos, como un vórtice coherente. Sólo los filamentos del centro del giro se logran introducir por el este del Caribe.

Sin embargo, algunas simulaciones numéricas (Murphy *et al.* (1999), Carton y Chao (1999), Barnier *et al.* (2001), Garraffo *et al.* (2003)) y observaciones con altimetría satelital previamente citadas, sugieren que algunos GCNB en cierta forma pasan a través de los pasajes de los estrechos de las AM.

En particular, los resultados descritos en Garraffo *et al.* (2003), basado en un modelo de alta resolución ( $6km$ , Miami Isopycnal Coordinate Model), indican que cuando los giros se acercan a las AM, algunos de estos parecen introducirse al Caribe casi intactos. En este estudio se reporta que los giros generalmente pasan a través de varios pasajes al mismo tiempo y se recombinan al pasar las islas. Un mayor porcentaje de giros someros (37 por ciento) e intermedios (43 por ciento) se mueven al Caribe, mientras que el 14 por ciento de los profundos y el 28 por ciento de los subsuperficiales no. Esto sugiere que los giros profundos y subsuperficiales deben tener una estructura tal que tiendan a ser más influenciados por la topografía de la cadena de islas, por lo que son menos capaces de penetrar al Caribe.

Así, se puede ver que existe algún tipo de discrepancia en el análisis y evolución de los GCNB derivado de los resultados de altimetría, los resultados numéricos y las observaciones Lagrangianas previamente citadas.

Una motivación para realizar el presente estudio es analizar el fenómeno de la interacción de los GCNB con los estrechos de la AM con métodos objetivos que han sido usualmente aplicados para el análisis de imágenes, con el objetivo de responder la siguiente pregunta: ¿generalmente los GCNB se introducen al MC como estructuras coherentes o no-coherentes?



El resto del capítulo es organizado de la siguiente forma: las características, ventajas y desventajas de los datos satelitales son descritos en la sección 2.2; la metodología para el análisis de imágenes se explican en la sección 2.3; los resultados de las características de las estructuras de los giros coherentes o no-coherentes, así como los resultados del análisis del parámetro de Okubo-Weiss, transformada de Radón y transformada de Fourier se discuten en la sección 2.4; un modelo teórico sobre el cálculo de las características principales de los GCNB se describe en la sección 2.5; en la sección 2.6 se presenta la discusión y conclusiones del capítulo.

## 2.2. Datos de satélite

Actualmente la observación del océano mediante el análisis de sensores remotos es, sin duda, una de las principales herramientas para el estudio y seguimiento de los GCNB. Sin embargo, es necesario reconocer las ventajas y desventajas de cada uno de ellos, y así poder obtener estimaciones continuas y precisas.

### 2.2.1. Anomalías de la altura del nivel del mar (SHA)

Los altímetros miden el nivel del mar en función del tiempo de retorno de un pulso de radar, enviado verticalmente del sensor al océano. Estos sensores no generan imágenes, sino medidas lineales, por lo que la composición de varios pasos sucesivos del satélite permite observar la superficie marina sobre cuencas oceánicas, la cual a su vez puede ser interpretada en términos de circulación.

Dichos datos altimétricos revelan la dinámica espacio-temporal de la superficie del océano; un giro, por ejemplo, puede ser visto con esta técnica en función de su sentido de rotación. Sin embargo, la señal característica del levantamiento (giro anticiclónico) o hundimiento (giro ciclónico) de la superficie oceánica puede enmascarse debido al efecto estérico local (variabilidad estacional en el volumen del océano)(Goni y Johns (2003), Guerrero-Moreno (2005)). Además, estos datos cuentan con muy poca resolución espacial o temporal, por lo que es necesario aplicarles ciertas interpolaciones para un posterior uso en el análisis regional y global.

Los datos utilizados en este estudio son el resultado de la fusión de los satélites TOPEX/Poseidon (T/P), Jason-1, ERS-1 y ERS-2; los períodos característicos de las órbitas de cada sensor son: 9.95 días para el T/P y Jason-1 y 35.0 días para el ERS-1,2. Al igual que el periodo de rotación, el área cubierta por las orbitas de cada satélite es diferente, por lo que a estos datos les fue aplicada una interpolación óptima desde su distribución con el objetivo de obtener una mayor cobertura global y mejorar la resolución espacio-temporal (Goni y Johns, 2001). Estos datos son calculados a partir de un elipsoide de referencia, el cual es una aproximación a la forma de la tierra sin considerar pequeñas anisotropías en la distribución de masa. Dicho elipsoide tiene un  $R_{min} = 6357km$  y  $R_{max} = 6378km$ ,  $R_{min}$  es el radio polar y  $R_{max}$  es el radio ecuatorial. Así, la orbita del satélite y el geoide son referidos a esta superficie de referencia. El geoide es la superficie geopotencial que podría coincidir con las superficie del mar si estuviera en equilibrio; sin embargo, éste presenta pequeñas desviaciones en ese elipsoide de referencia. Por consiguiente, es natural referirse a la altura de la superficie del mar con respecto a ese geoide y finalmente obtener los datos altimétricos medidos por el radar.

El conjunto de datos son producidos por el Developing Use of Altimetry for Climate Studies (DUACS) como una parte del proyecto Environment and Climate EU Enact (EVK2-CT2001-00117) y distribuido por Archiving Validation and Interpretation of Satellite Oceanographic Data (AVISO). Son proporcionados en una malla Mercator de  $1/3^\circ \times 1/3^\circ$  y con 7 días de resolución temporal. Estos varían con el coseno de la latitud (por ejemplo  $17km$  en el ecuador y  $18.5km$  en la latitud  $60^\circ$ ), su precisión es del orden de  $\pm 4cm$ . Estos datos son distribuidos en contenedores orientados a arreglos matriciales NetCDF (Network Common Data Form). En la figura 2.2 se muestra una representación gráfica de los datos de SHA. Para mayores detalles ver el manual DUACS (<http://www.jason.oceanobs.com/documents/donnees/duacs/handbookduacs.pdf>).

Las SHA se definen por la siguiente relación:  $\eta'(x, y, t) = \eta(x, y, t) - \tilde{\eta}(x, y)$ , en donde  $\eta$  es la desviación de altura del nivel del mar referida a la altura media del mar  $\tilde{\eta}$ , esta última usualmente calculada sobre un periodo de tiempo de varios años. Para nuestro caso con el promedio de 1993-2004.

Para los flujos bidimensionales como los obtenidos por las SHA, las velocidades  $(u, v)$  pueden ser estimadas suponiendo la relación geostrófica:

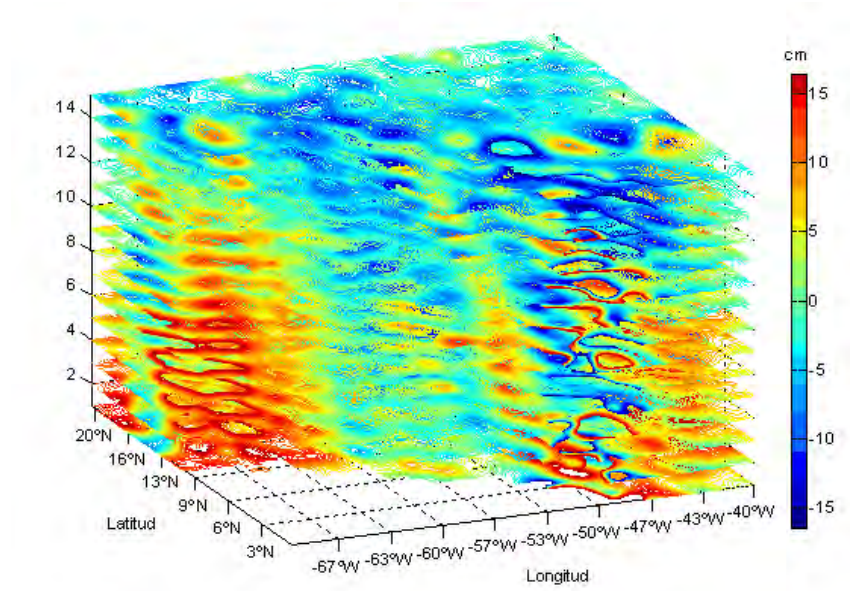


Figura 2.2: Representación gráfica para una matriz de 15 mapas de SHA, espaciados temporalmente cada 7 días. Aquí se observa el desplazamiento de la anomalía debida a un GCNB, en la dirección vertical temporal.

$$u = -\frac{g}{f} \frac{\partial \eta'}{\partial y} \quad (2.1)$$

$$v = \frac{g}{f} \frac{\partial \eta'}{\partial x} \quad (2.2)$$

donde  $g$  es la gravedad debida a la Tierra, y  $f$  es el parámetro de Coriolis dado por  $2\Omega \sin \phi$  (donde  $\Omega$  es la velocidad angular de la Tierra y  $\phi$  la latitud). Las direcciones  $x$  y  $y$  suelen denotar las direcciones zonal y meridional, respectivamente, en aproximaciones del plano  $f$  o  $\beta$ , por ejemplo.

### 2.2.2. Color del océano (clorofila-a)

Por otro lado, las observaciones mediante satélite en el espectro visible y cercano al infrarrojo permiten hacer mediciones de la clorofila-a (el principal pigmento fotosintético asociado con la productividad primaria) en el océano. Gracias a estas imágenes la visualización de los giros es clara; un giro anticiclónico se puede observar como la concentración de clorofila en la periferia, en forma de anillo. Sin embargo, como se mencionó anteriormente, estos datos son susceptibles a la nubosidad.

Los datos de clorofila-a usados en este trabajo provienen del sensor Sea-viewing Wide Field-of-view Sensor (SeaWiFS). Este sensor es un escáner de paso transversal, que comprende  $1500km$  en cada barrido en escala global y se ubica en el satélite SeaStar, el cual fue lanzado en agosto de 1997. Su órbita es heliosíncrona, a  $705km$  de altitud y con un periodo de repetición de un día. Este sensor registra la radiación en 8 bandas espectrales con intervalos muy estrechos, las bandas de  $402nm$  hasta  $700nm$  se ubican en las zonas características de absorción y reflexión del fitoplancton. Las últimas dos bandas ( $745nm$  y  $885nm$ ) se localizan en la región cercana al infrarrojo y son de gran utilidad para la corrección atmosférica. Estos datos son distribuidos por Ocean Color en Global Area Coverage (GAC). El producto Level-3 consiste de una serie de arreglos calibrados y corregidos atmosféricamente. Cada producto contiene una imagen de un parámetro geofísico y se almacena en un archivo como HDF (Hierarchical Data Format).

Estos datos muestran la concentración de clorofila-a en miligramos por metro cúbico ( $mg/m^3$ ). Dado que la variación espacial de la clorofila despliega una distribución logarítmica normal, los datos son ajustados a una escala  $log_{10}$  desde su distribución (Campbell, 1995). Su resolución espacial y temporal es de  $9 \times 9km$  y 8 días respectivamente. Estos datos provienen del promedio de los datos diarios obtenidos por el sensor, el objetivo de promediarlos es el de obtener un área más libre de nubosidad. Su precisión es del orden  $\pm 0.1mg/m^3$ . En la figura 2.3 se muestra la representación gráfica de una serie de 6 mapas de clorofila-a, espaciados temporalmente cada 8 días.

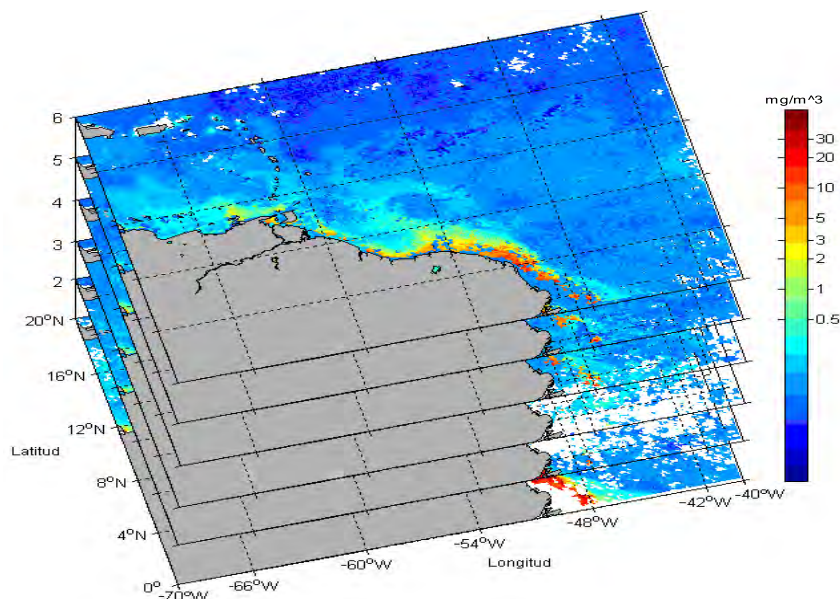


Figura 2.3: Representación gráfica para una matriz de 6 mapas de clorofila-a espaciados temporalmente cada 8 días. Aquí se observa una pluma de alta concentración de clorofila-a debida al Amazonas y un GCNB en forma de anillo.

### 2.2.3. Boyas de deriva (drifters)

Los datos de boyas de deriva o drifters usados en este trabajo fueron obtenidos del Global Drifter Program (GDP), procesados y distribuidos por la Atlantic Oceanographic and Meteorological Laboratory (NOAA) como un componente del NOAA's Global Oceans Observing System (GOOS) y el Global Climate Observing System (GCOS); se encuentran disponibles a partir de 1979 y hasta la fecha en ([http : //www.aoml.noaa.gov/phod/dac/dacdata.html](http://www.aoml.noaa.gov/phod/dac/dacdata.html)). Estos flotadores y sus anclas flotantes (drogues) son centrados a una profundidad de 15m para medir corrientes en la capa mezclada. Los datos, desde su distribución, fueron cualitativamente controlados y objetivamente interpolados para las trayectorias con intervalos uniformes de 6h (Hansen y Poulain (1996), Lumpkin y Pazos (2006), Emery y Thomson (2004)). Estos datos fueron usados para verificar las observaciones satelitales y teóricas.

## 2.3. Metodología

La detección de los remolinos oceánicos, con base en las señales obtenidas por los diferentes sensores satelitales, ha sido el objetivo principal de innumerables programas de investigación (Isern-Fontanet *et al.* (2003), Challenor *et al.* (2001), Cipollini *et al.* (1997), por mencionar algunos). Diferentes métodos han sido creados y mejorados para tal uso. Aquí se describen tres principales técnicas comúnmente usadas para el análisis de datos obtenidos por los sensores satelitales.

### 2.3.1. Transformada Radón bidimensional

Cuando el análisis de una señal dada está enfocado en su velocidad de propagación en vez de la longitud de onda y las características del período, es apropiado usar la Transformada Radón (Deans, 1983). La transformada Radón bidimensional (TR-2D), es la proyección de la intensidad de una imagen a lo largo de una línea radial orientada en un ángulo específico  $\theta$ . En nuestro caso las imágenes son los diagramas de longitud-tiempo o *Hovmöller*. Estos diagramas se forman mediante la acumulación de datos de SHA para cada paso de tiempo en una latitud fija dada.

Este método consiste en proyectar el eje temporal de los diagramas *Hovmöller* en un eje espacial móvil o radial  $x'$ , el cual tiene una rotación en sentido anticiclónico de 0-180° desde el eje  $x$  fijo. Así, calcular la TR-2D de los diagramas *Hovmöller* para los diferentes valores del ángulo de variación  $\theta$  es equivalente a tener una estimación objetiva de la velocidad promedio de la señal propagada predominante, mediante la siguiente expresión:

$$p(x', \theta) = \int_{y'} f(x, y) \Bigg|_{\substack{x=x' \cos \theta - y' \sin \theta \\ y=x' \sin \theta - y' \cos \theta}} dy' \quad (2.3)$$

donde  $p$  es la TR-2D,  $x'$  es el eje proyectado rotante,  $f(x, y)$  es la integral de línea de las múltiples columnas del eje espacial y el temporal  $y$ . En la figura 2.4 se muestra la proyección de la máxima intensidad de un diagrama *Hovmöller* en un ángulo específico dado.

Estas velocidades, que se ven como un pico en la gráfica de energía de la TR, pueden ser calculadas multiplicando el  $\tan\theta$  por el radio de la resolución espacial (en nuestro caso es  $1/3^\circ \approx 37\text{km}$ ) y temporal de los datos. Este método ha sido exitosamente aplicado por Cipollini *et al.* (1997), Challenor *et al.* (2001), Challenor *et al.* (2002), Guerrero-Moreno (2005).

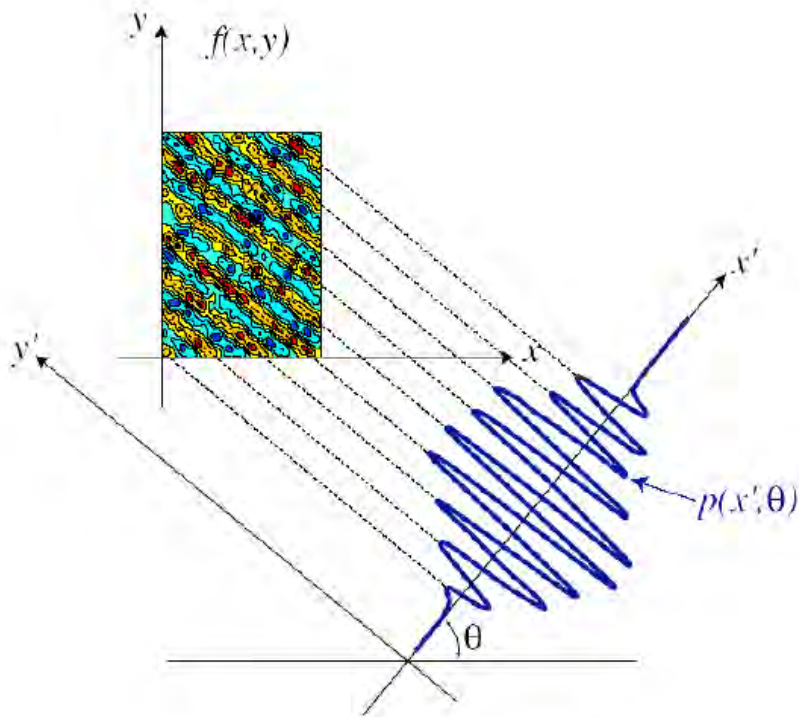


Figura 2.4: Esquema de la máxima intensidad de la transformada Radón bidimensional (2D-RT) para un ángulo dado  $\theta$  (Tomada de Cipollini *et al.* (1997)).

### 2.3.2. Transformada de Fourier lineal

Cuando se requiere el análisis de alguna señal, la mejor manera de hacerlo es descomponiéndola en sus partes elementales, es decir, en sus componentes más estables. La transformada de Fourier (TF) convierte o descompone señales que se encuentran en el

dominio del tiempo al dominio de las frecuencias y viceversa. En otras palabras la TF distingue e identifica las diferentes frecuencias que componen una serie (en senos y cosenos), con sus respectivas amplitudes y fases. Matemáticamente su relación es expresada como:

$$S_x(\omega) = \int_0^T x(t)e^{-i2\pi\omega t} dt, \quad (2.4)$$

en donde  $x(t)$  es la serie de tiempo,  $T$  es la longitud total de la serie,  $\omega$  es la frecuencia en ciclos por unidad de tiempo y  $S_x$  es la transformada en el dominio del tiempo.

El espectro de densidad de energía (conocido también como densidad de potencia ó densidad espectral) corresponde a la energía cinética total contribuida por todas las frecuencias dentro del rango considerado; su representación matemática es:

$$S_{xx}(\omega) = S_x(\omega) \cdot S_x^*(\omega) = |S_x(\omega)|^2, \quad (2.5)$$

en donde  $S_x$  es la parte real e imaginaria de la TF, y el asterisco significa el conjugado complejo del espectro (Emery y Thomson, 2004).

### 2.3.3. Transformada de Fourier 2-Dimensional

La TF bidimensional (2D-TF) nos da las diferentes componentes espectrales de los diagramas de longitud-tiempo, lo cual permite que una señal sea examinada en su dominio de frecuencias, resaltando información valiosa no evidente en el dominio del tiempo, *e.g.* dirección de propagación, velocidad de fase, longitud de onda. Esto permite la detección de componentes de la señal propagada que pueden corresponder a diferentes modos barotrópicos o baroclínicos (Cipollini *et al.*, 1997). En la práctica, la 2D-TF de diagramas longitud-tiempo es implementada mediante el algoritmo de la transformada rápida de Fourier (2D-FFT).

Para una imagen  $s(m\Delta x, n\Delta y)$  de  $M \times N$  pixeles, donde  $(m, n)$  son los índices del pixel y  $(\Delta x, \Delta y)$  son las resoluciones en las direcciones de  $x$ - (longitud) y  $y$ - (tiempo) la 2D-FFT está dada por:



$$s(f_x, f_y) = \Delta x \Delta y \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N s(m\Delta x, n\Delta y) e^{-i2\pi(f_x \Delta x + f_y \Delta y)}. \quad (2.6)$$

Esta es calculada en una malla discreta  $s(p\Delta f_x, q\Delta f_y)$ , donde  $p = 1, \dots, M$  y  $q = 1, \dots, N$  con una resolución de frecuencia y número de onda  $\Delta f_x$  y  $\Delta f_y$ , mostrando ambas la amplitud y la fase para cada componente espectral. Detalles de la TF-2D pueden ser encontrados en Brigham (1988).

### 2.3.4. Parámetro de Okubo-Weiss

El método usado para la identificación y rastreo de giros en los campos de SHA se basa en encontrar contornos cerrados del parámetro de Okubo-Weiss (Pasquero *et al.* (2001), Isern-Fontanet *et al.* (2003), Guerrero-Moreno (2005)).

El criterio de Okubo-Weiss (Okubo (1970), Weiss (1991)) se basa en el cálculo de los eigenvalores del tensor del gradiente de velocidad  $\nabla \mathbf{u}$ . Considerando las propiedades locales de un flujo bidimensional, este tensor se define como

$$\nabla \mathbf{u} = \begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial u}{\partial y} \\ \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial y} \end{bmatrix}. \quad (2.7)$$

El determinante de esta matriz para un flujo en dos dimensiones (lo cual implica  $\frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{\partial v}{\partial y}$ ) arroja la siguiente ecuación característica para los eigenvalores  $\sigma$ :

$$\sigma^2 - \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 - \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x} = 0. \quad (2.8)$$

Para encontrar puntos estables en el flujo, una condición fundamental es que el discriminante de los eigenvalores sea complejo, por lo que  $\sigma = \pm \left( - \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 - \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x} \right)^{\frac{1}{2}}$  (Jeong y Hussain, 1995). Sumando los valores para  $\frac{\partial u}{\partial x}$  y  $\frac{\partial v}{\partial y}$ , se obtiene la definición del parámetro de Okubo-Weiss:

$$Q = -\frac{1}{2} \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 - 2 \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x} \right]. \quad (2.9)$$

Físicamente,  $Q$  es una medida de la importancia relativa entre las magnitudes de la deformación y la rotación. Las áreas con valores donde  $Q > 0$  son regiones dominadas por la vorticidad que corresponden a la parte interna del giro. Mientras que valores con  $Q < 0$  indican áreas dominadas por la deformación, correspondientes a las partes externas del giro.

Para este estudio se realizó una estimación del parámetro de Okubo-Weiss aplicándolo a cada uno de los campos de la velocidad geostrofica de los datos de SHA, según el método propuesto por Isern-Fontanet *et al.* (2003) y Guerrero-Moreno (2005). Se hicieron varias pruebas con distintos valores de  $Q > 0$  en las cuales se graficaron los contornos en cada campo. El valor de  $Q = 5.3 \times 10^{-12} s^{-2}$  fue el que mejor define a los giros, es decir, el interior de los contornos cerrados con este valor de  $Q$  se consideran como una estructura coherente.

## 2.4. Traslación y penetración de los GCNB al MC

Con el objetivo de entender la variabilidad espacial en el área de estudio, como primer paso se calculó la raíz media cuadrática de los datos de SHA para el periodo de 1994-2004 como se muestra en la figura 2.5. Dicha figura muestra que la región con mayor variabilidad corresponde a la zona principal de la retroflexión de la CNB y MC central. Esta variabilidad tiene relación con el desplazamiento de los GCNB en el llamado también corredor característico de translación (Goni y Johns (2001), Johns *et al.* (2003)). Sin embargo, su influencia se puede observar hasta los 15°N y 17°N. La variabilidad que se observa en esas latitudes, es una característica que define el paso norte de translación de los giros.

Por otro lado, se puede observar una escasez significativa de valores de SHA en la raíz media cuadrática cerca de las AM. Esto se debe principalmente a los errores debidos a la influencia de la marea cerca de las islas, ya que contamina la señal de los datos y no

permite la identificación de los remanentes de los GCNB al cruzar las islas hacia el MC.

Con el objetivo de cubrir la escasez que los datos de SHA dejaron en las cercanías del arco de las Antillas, se calculó el promedio de la clorofila-a, como lo muestra la figura 2.6. En esta imagen se puede observar la intrusión continua de clorofila aproximadamente en los 12°N. En la parte sur de dicha figura se observa una alta concentración de clorofila en forma de pluma, que se debe principalmente a la descarga del Río Orinoco, la cual contribuye al contraste de color e identificación de los GCNB en esa región. Dicha pluma da una idea de la continuidad de flujo entre los huecos del AA, la cual es una característica que define el camino sur de los GCNB. Sin embargo, en la parte norte de esta región la influencia de la clorofila desaparece.

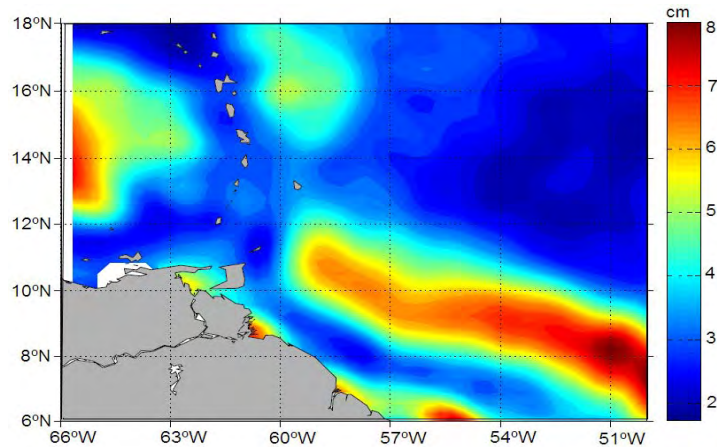


Figura 2.5: Raíz media cuadrática de los datos de SHA para el periodo de 1993-2004. La variabilidad máxima corresponde al corredor característico de traslación de los GCNB.

De acuerdo con otros trabajos relacionados con las estructuras bimodales y estacionales del movimiento de los GCNB (anteriormente citados), éstas pueden ser ilustradas por la distribución del parámetro de Okubo-Weiss. Las figuras 2.7 y 2.8 muestran la posición cada 7 días del valor seleccionado del parámetro  $Q$  asociado con la propagación de los giros hacia el arco de las Antillas (ver subsección 2.3.4). Esto es, las figuras ilustran la concentración de los GCNB a lo largo del camino norte (flecha) durante abril–junio de 1993, mientras el camino sur es seguido durante los meses de octubre–diciembre de 1993.

Estructuras estacionales similares fueron observadas durante los otros años. Por con-

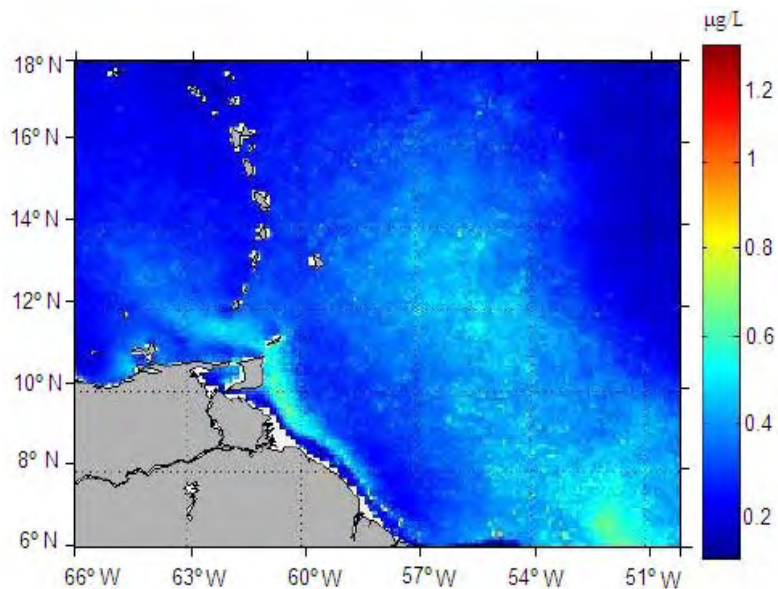


Figura 2.6: Promedio de la Clorofila-a para el periodo de 1997-2004. La alta concentración de clorofila en forma de pluma define el paso sur de los GCNB.

siguiente, solo dos latitudes ( $12^{\circ}\text{N}$  y  $17^{\circ}\text{N}$ ) en el corredor de traslación de los giros fueron seleccionadas para su futura comparación y análisis de los datos, aunque todos los cálculos fueron hechos a cada grado de latitud.

Posteriormente, de la matriz tridimensional de datos de SHA se calculó el espectro de potencias corrido a lo largo del eje de tiempo para cada nodo de dicha matriz (ver figura 2.2). La figura 2.9 muestra la densidad espectral del periodo semianual. Dicha componente explica una gran parte de la variabilidad en esa zona. Además, potencialmente ese ciclo es el más significativo, ya que muestra regiones con alta concentración de energía cinética. Esta energía se encuentra justamente en la retroflexión de la CNB y entre las latitudes  $15^{\circ}\text{N}$  a  $17^{\circ}\text{N}$ . La acumulación de energía cinética en dicha latitud se debe al estancamiento de los GCNB en su camino por el paso norte del AA. Esto sugiere que dicho estancamiento tiene un periodo de 6 meses y se relaciona con la dinámica estacional observada mediante el análisis de Okubo-Weiss. Por otro lado, físicamente indica la importancia del aumento de la profundidad en esa zona, aunado al esfuerzo causado por las corrientes locales, *i.e.* la Corriente Nor-ecuatorial. El análisis para los periodos característicos de 3 y 4 meses no

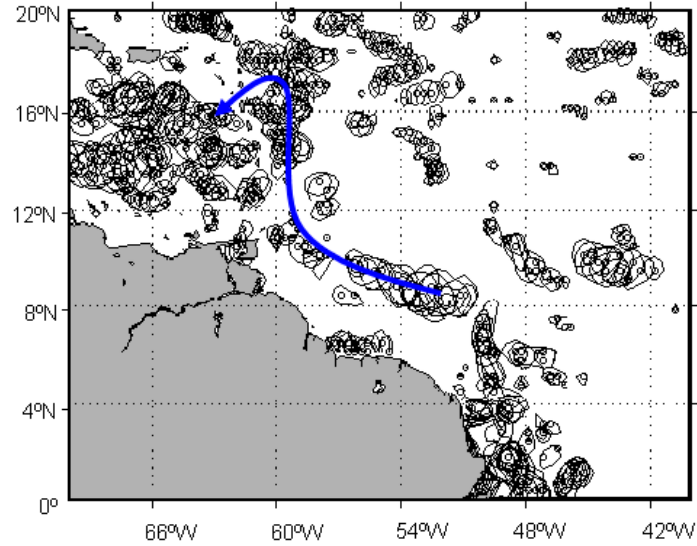


Figura 2.7: Contornos del parámetro de Okubo-Weiss con valor de  $Q = 5.3 \times 10^{-12} s^{-2}$ , durante abril-junio. La posición de los giros para cada campo de velocidad son mostrados por los contornos de  $Q$  y el camino norte de los GCNB es trazado por la flecha.

mostraron esa variabilidad.

Los diagramas de longitud–tiempo ó *Hovmöller* presentados en la figura 2.10, se usan en general para el estudio de propagación de señales en dirección este–oeste. Mediante un análisis visual, en esta figura se puede observar que la señal se reproduce de manera continua a lo largo de la latitud  $17^\circ N$  (figura 2.10 (superior)), a través de las AM. Sin embargo, esta señal no se propaga continuamente cerca del camino sur, en  $12^\circ N$  (figura 2.10 (inferior)), mostrando brincos pronunciados cerca del arco de las Antillas (aproximadamente en los  $60^\circ W$ ). Otro rasgo especial en los diagramas *Hovmöller* es que existe una señal anual dominante.

Posteriormente los datos fueron filtrados mediante un filtro pasa-banda (de 1 a 6 meses de ancho), con el objetivo de tener una imagen más clara de la propagación de los GCNB y libre de efectos producidos por frecuencias altas y bajas (figura 2.11). En la latitud  $17^\circ N$  existe una correspondencia entre la señal incidente y la señal refractada; además, la característica de propagación de la señal se conserva. Por el contrario, la señal a lo largo

de 12°N decae significativamente muy cerca del arco de las islas (después de 60°W). Este rasgo puede estar relacionado con los patrones de topografía antes y después del AA, la cual se muestra en la figura 2.12.

Con base en los diagramas *Hovmöller* filtrados, se realizó una estimación de la Transformada Radón bidimensional. La figura 2.13 ilustra el ángulo (en otras palabras, la rapidez) de la propagación máxima promedio de energía en la dirección noroeste de la señal principal, 6° de longitud antes (línea continua) y 6° después del arco de las islas (línea punteada) para las latitudes 17°N y 12°N.

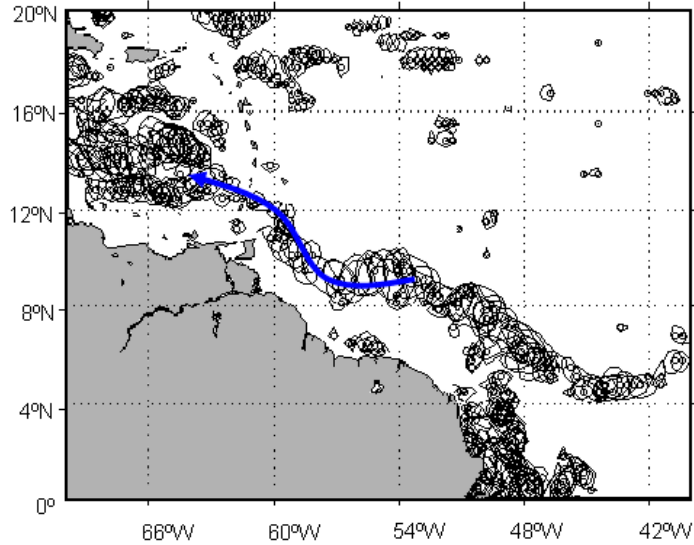


Figura 2.8: Contornos del parámetro de Okubo-Weiss con valor de  $Q = 5.3 \times 10^{-12} s^{-2}$ , durante octubre-diciembre. La posición de los giros para cada campo de velocidad son mostrados por los contornos de  $Q$  y el camino sur de los GCNB es trazado por la flecha.

Es posible observar que la señal se sigue reproduciendo al atravesar el arco de islas justo en la latitud 17°N, en donde casi mantiene su velocidad aproximada de 20 km/día y sus valores de energía. En contraste, en la latitud 12°N el valor de la energía disminuyó significativamente, probablemente debido a la disipación de la señal causada por la topografía más somera en esa región. Los valores de la velocidad variaron aquí de 12 a 16 km/día.

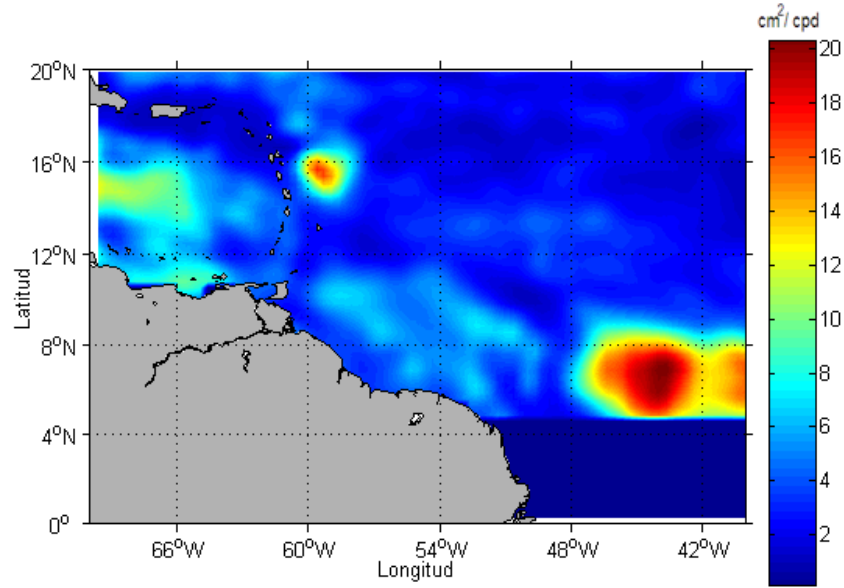


Figura 2.9: Densidad espectral para el periodo semianual de los datos de SHA.

Es importante aclarar que, contrario a lo propuesto por Jochum y Malanotte-Rizzoli (2003), los valores de la magnitud de la velocidad exceden notoriamente la rapidez de fase de los primeros dos modos de las ondas de Rossby predichas por la teoría lineal. Su relación de dispersión esta dada por

$$\omega_n = -\frac{\beta\kappa}{\kappa^2 + l^2 + R_n^{-2}}, \quad (2.10)$$

donde  $\omega_n$  es la frecuencia de la onda de Rossby,  $\beta$  es la variación latitudinal del parámetro de Coriolis,  $(\kappa, l)$  son los números de onda en las direcciones  $(x, y)$  respectivamente, y  $R_n$  el radio de deformación de Rossby para el  $n$ -ésimo modo. En este caso, la rapidez correspondiente es de 4km/día y 3.5 km/día.

La transformada de Fourier (2D-FFT) fue calculada para todas las latitudes antes y después del arco de las Antillas. De la figura 2.14, es posible observar que los diagramas de frecuencia-número de onda son más o menos equivalentes para la latitud 17°N en el camino norte, mientras que estos diagramas son diferentes para la parte sur cerca de los 12°N (ver figura 2.15). Un comportamiento similar podría ser atribuido a la mayoría de

las otras latitudes. Así, podemos concluir que estructuras casi coherentes se encuentran cerca de los  $17^{\circ}\text{N}$  y no-coherentes se encuentran en la parte sur del área de estudio.

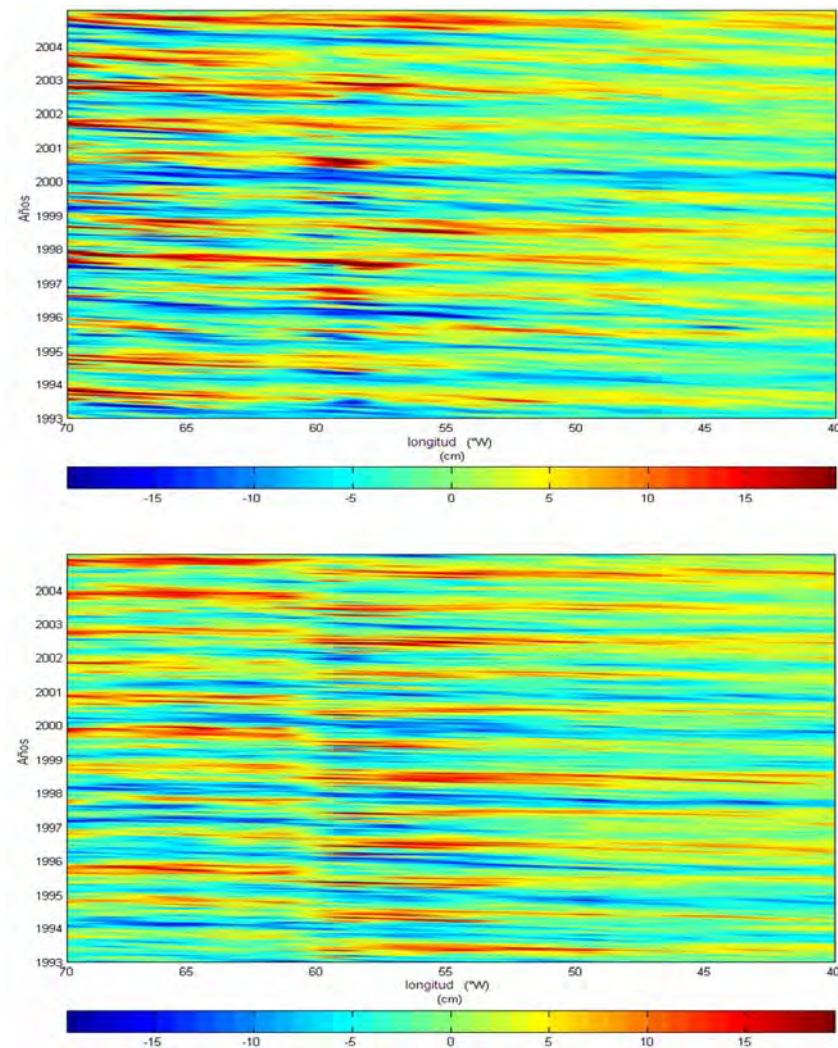


Figura 2.10: Diagramas *Hovmöller* de los datos de SHA en  $17^{\circ}\text{N}$  (superior) y  $12^{\circ}\text{N}$  (inferior).

Las trayectorias de las boyas de deriva también mostraron los dos diferentes caminos de los GCNB. En la figura 2.16 se muestra la trayectoria de las dos boyas que presentaron resultados de la interacción más significativas para cada caso. Por un lado, la boya cerca del camino sur deja de formar giros justo antes de alcanzar el AA (panel inferior de la



figura). Es decir, la boya detuvo su movimiento de rotación y posteriormente entró al MC. Posiblemente este giro se destruyó durante la interacción con la topografía abrupta de las AM (ver figura 2.12). Su movimiento posterior fue aparentemente influenciado por el flujo en el cual estaba incrustada.

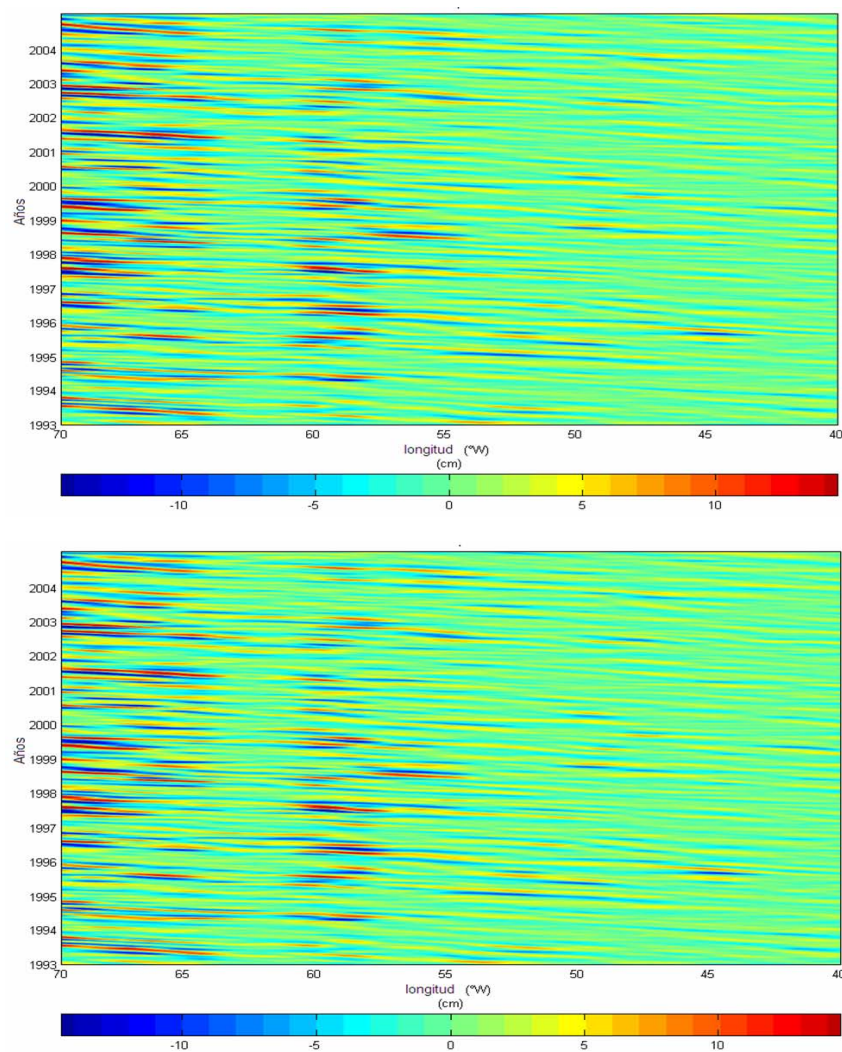


Figura 2.11: Diagramas *Hovmöller* de los datos de SHA en 17°N (superior) y 12°N (inferior) después de un filtro pasabanda de ancho 1 a 6 meses.

En contraste, se pudo observar que en las latitudes 15°N y 17°N (parte superior de la

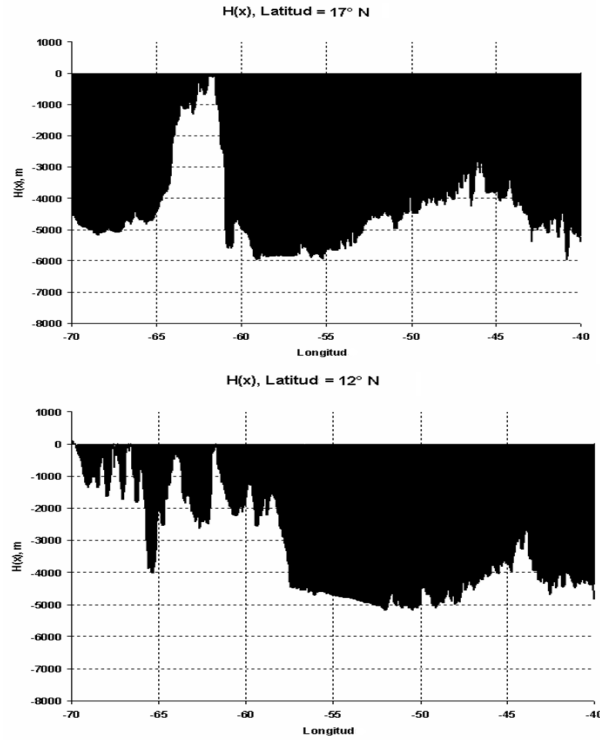


Figura 2.12: Topografía zonal del fondo en metros a las latitudes 17°N (superior) y 12°N (inferior).

figura 2.16) la boya que penetró al MC mantuvo el sentido de rotación del giro incidente. Esto sugiere que la boya conservó dentro del giro una circulación organizada mientras pasaba a través del arco de las islas, como fue predicho por la teoría de Simmons y Nof (2002). Desafortunadamente no hay suficientes pruebas adicionales obtenidas por boyas de deriva posicionadas en un GCNB que muestren la formación de un anticiclón dentro del Caribe para esas latitudes. Sin embargo, es posible sugerir que los filamentos del vórtice, al pasar el arco de las Antillas, se fusionan en el lado oeste para formar un giro nuevo cuyas características son similares al original.

Richardson (2005) ha demostrado cómo una boya solitaria se trasladó hacia el arco de las islas, pasó entre las islas de Dominica y Guadalupe, y efectuó una curva inmediatamente al oeste del arco de las islas dentro del Caribe. Este comportamiento fue contrario a los observados en la parte sur del arco de las Antillas. Un análisis detallado del seguimiento

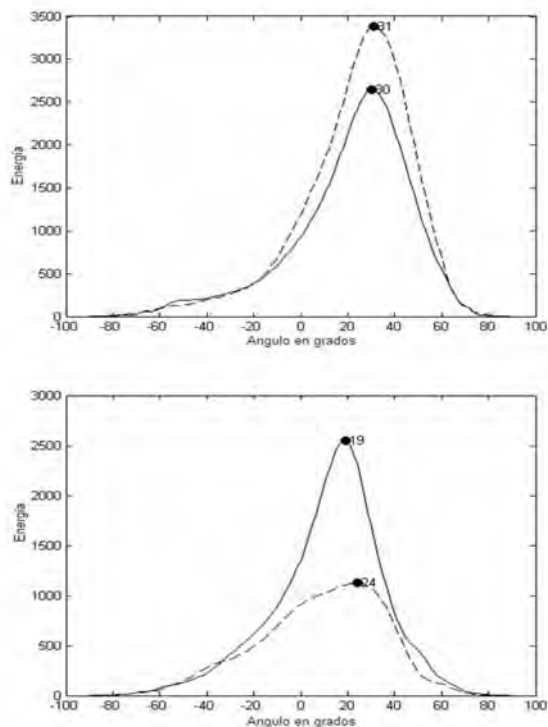


Figura 2.13: Transformada Radón en las latitudes  $17^{\circ}\text{N}$  (superior) y  $12^{\circ}\text{N}$  (inferior)  $6^{\circ}$  de longitud antes (línea sólida) y  $6^{\circ}$  después (línea punteada) del arco de las Antillas.

de las boyas al introducirse al MC fue hecho por Lumpkin y Garzoli (2005). Los resultados observados en este trabajo coinciden con sus resultados principales en cuanto a la trayectoria seguida por algunas boyas.

El siguiente paso importante en este capítulo es conocer las características horizontales y verticales de los vórtices. En la siguiente sección se presenta una metodología basada en un modelo teórico y datos de boyas de deriva con el objetivo de inferir los parámetros básicos de los GCNB.

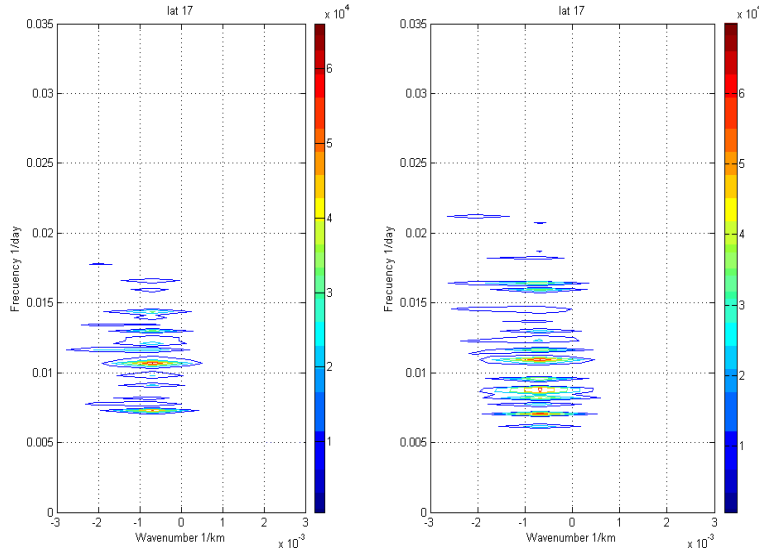


Figura 2.14: 2D-FFT de los diagramas *Hovmöller* filtrados en la latitud  $17^\circ$ ,  $6^\circ$  de longitud antes y  $6^\circ$  después del arco de las Antillas.

## 2.5. Parámetros básicos de los GCNB

Diferentes métodos basados en la combinación de datos de satélite y observaciones directas se han usado para cuantificar los parámetros de los giros y la cantidad de agua atrapada en ellos. Por ejemplo, Didden y Schott (1993) estimaron el radio de los giros de la CNB usando datos de anomalías en la superficie oceánica y definiendo este parámetro como la distancia desde el centro del giro hasta la mitad del máximo valor de las SHA. Las dimensiones verticales del giro han sido aproximadas en varias formas por diferentes autores, por ejemplo, como la profundidad de una isoterma particular (Didden y Schott, 1993), la profundidad de la termoclina (Johns *et al.*, 1998), o la profundidad donde se observan cambios significativos en las velocidades ( $> 0.10 \text{ m/s}$ ) (Richardson *et al.*, 1994).

Fratantoni *et al.* (1995) propusieron utilizar el contorno cero de las anomalías de vorticidad potencial para definir las escalas tanto verticales como horizontales de los giros. Se utilizaron datos disponibles de temperatura y velocidad geostrófica para calcular el contorno de anomalía cero de la vorticidad potencial ( $Q' = 0$ ), definido como la difer-

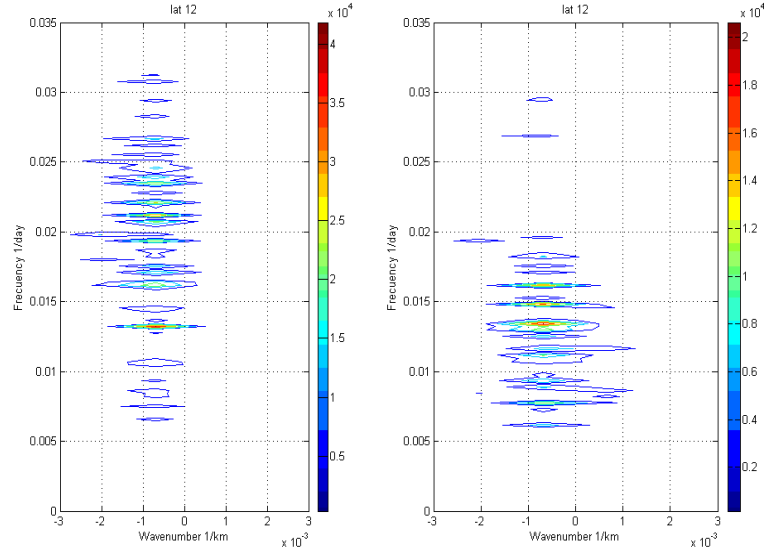


Figura 2.15: 2D-FFT de los diagramas *Hovmöller* filtrados en la latitud  $12^\circ$ ,  $6^\circ$  de longitud antes y  $6^\circ$  después del arco de las Antillas.

encia entre la vorticidad potencial ambiental a los  $8^\circ\text{N}$  y la atrapada en los giros. Esto mostró que la posición radial del contorno  $Q' = 0$  coincide aproximadamente con el radio donde se presenta el máximo de velocidad tangencial, mientras que la posición vertical del contorno  $Q' = 0$  fue usada para definir la penetración vertical del giro. El volumen del fluido atrapado dentro del giro fue definido como el volumen de un cilindro circular  $V = \pi R_{max}^2 H_Q$ , donde  $R_{max}$  es el radio de máxima velocidad y  $H_Q$  es la distancia desde la superficie marina hasta el contorno de anomalía cero. El volumen de un giro típico observado fue estimado por Fratantoni *et al.* (1995) como  $3.2 \times 10^{13} \text{ m}^3$ , lo que corresponde a un transporte de masa por el giro anualizado de  $1.0 \pm 0.3 \text{ Sv}$ .

Fratantoni y Glikson (2002) han mostrado que los parámetros geométricos de los giros pueden ser inferidos por el color (clorofila-a) del océano. Así, sus comparaciones de datos de velocidad y de SeaWiFS indicaron que el color está relacionado al radio de máxima velocidad, típicamente considerado como el límite entre el giro y el agua circundante. Una escala vertical característica de los giros de la CNB fue estimada como  $600\text{m}$  basada en el análisis de estudios previos y observaciones *in situ*.

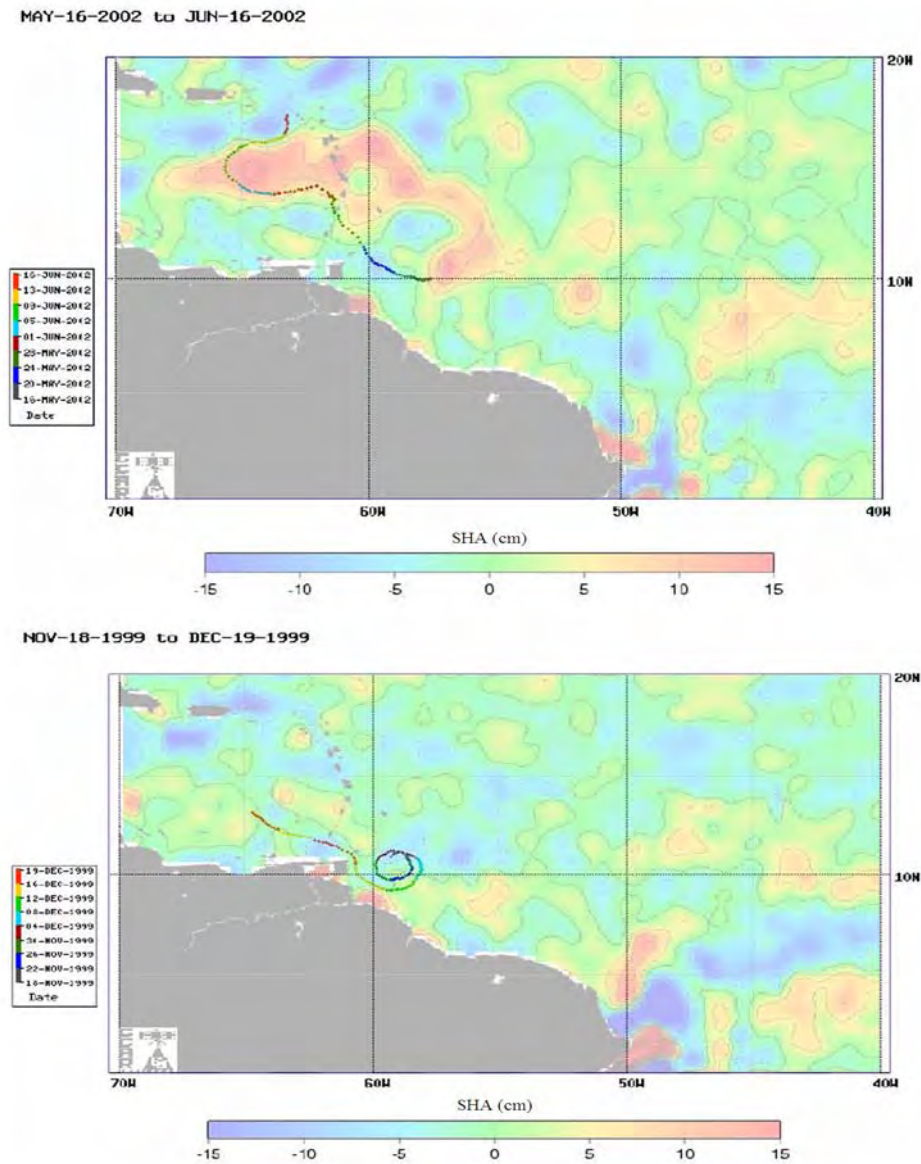


Figura 2.16: Ejemplos de datos de altimetría SHA y trayectorias de datos GDP, mostrando la propagación de giros a lo largo de las AM para estructuras casi-coherentes cerca de las latitudes  $15^\circ$  y  $17^\circ$  (superior) y no-coherentes cerca de las latitudes  $10^\circ$  y  $12^\circ$  (inferior).

Goni y Johns (2001, 2003) combinaron datos de altimetría SHA con datos históricos de hidrografía para estimar el grosor de la capa superficial (ULT, por sus siglas en inglés),

que en su estudio fue definida como la profundidad desde la superficie hasta la isoterma de los 20°C. Esta profundidad fue identificada con la profundidad de penetración de los giros cálidos en la región. Las anomalías ULT fueron ajustadas a un perfil Gaussiano, permitiendo la determinación de una escala de longitud Gaussiana ( $L$ ) la cual también resulta ser similar al radio de máxima velocidad. La anomalía del volumen del giro con una forma de sección Gaussiana fue definida como el principio de un cilindro de radio  $L$  y profundidad ULT. La anomalía principal en el volumen de todos los giros observados en ese estudio fue estimada como  $3 \times 10^{12} m^3$ . Los autores notaron que su volumen estimado no refleja el volumen real de las aguas arrastradas por los giros en el Atlántico Sur, y supera el exceso de masas de agua que son más cálidas que los 20°C.

Aunque se han hecho muchos progresos en estudios previos, la estructura 3-D de los giros de la CNB no está completamente comprendida. Observaciones directas de los giros de la CNB (Wilson *et al.*, 2002; Johns *et al.*, 2003), realizadas entre noviembre de 1998 y junio del 2000 usando mediciones de ADCP y CTD, han indicado que hay diferentes estructuras de los giros producidas por la retroflexión de la CNB. Existen giros profundos ( $H \sim 2000 m$ ) y superficiales ( $H \sim 600 m$ ), grandes ( $R_{max} \sim 150 km$ ) y pequeños ( $R_{max} \sim 100 km$ ), superficial y subsuperficialmente intensos (donde la máxima velocidad está a los 150  $m$  de profundidad).

En el resto de esta sección, se presenta una aproximación de los principales parámetros de los giros, tales como la forma de la superficie del vórtice, la trayectoria del centro del vórtice, así como su velocidad tangencial y angular, por medio de la combinación teórica y análisis de datos de satélite. El modelo empleado es utilizado para evaluar la estructura geométrica de los giros intensificados superficialmente que producen señales notables en los datos de satélite. Como fue señalado por Johns *et al.* (2003), los giros intensificados superficialmente son los más comunes en la región de estudio (6.5 giros por año), mientras que los giros subsuperficiales tienen una frecuencia baja (2 giros por año).

### 2.5.1. Modelo de gravedad reducida

En este trabajo se considera un vórtice con forma de lente en el modelo de gravedad reducida, mostrado en la figura 2.17. Nótese que el término “gravedad reducida” se refiere a la diferencia entre la densidad del agua dentro y fuera del vórtice.

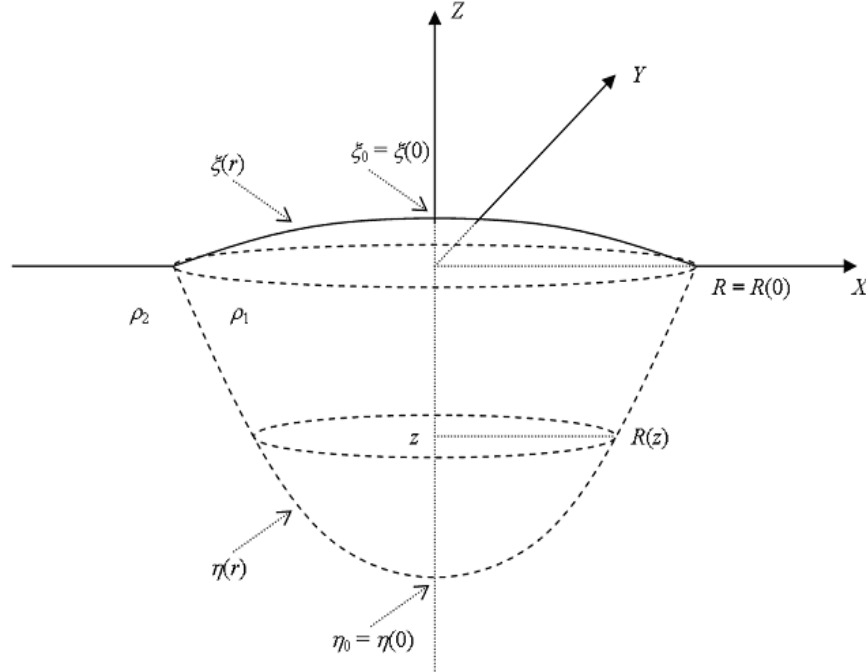


Figura 2.17: Vórtice en forma de lente en el modelo de gravedad reducida.

En este modelo, el sistema de coordenadas tiene como origen el centro del vórtice al nivel del océano, con el eje  $X$  apuntando hacia el este en el Hemisferio Norte, y apuntando hacia el oeste en el Hemisferio Sur,  $Y$  apunta de norte a sur, y  $Z$  complementa el sistema coordinado de la mano derecha (apuntando hacia afuera desde el centro de la Tierra en ambos hemisferios). La densidad del agua dentro y fuera del vórtice está representada por  $\rho_1$  y  $\rho_2$ , respectivamente, con  $\rho_2 > \rho_1$  para giros anticiclónicos en el Hemisferio Norte y para giros ciclónicos en el Hemisferio Sur, y  $\rho_2 < \rho_1$  para giros ciclónicos en el Hemisferio Norte y para giros anticiclónicos en el Hemisferio Sur. La configuración de este modelo es similar a la propuesta por Nof (1981).

Las secciones horizontales del vórtice con planos  $z = cte.$  son consideradas como círculos con radio  $R(z)$ . El valor máximo  $R(z)$  se encuentra en  $z = 0$  y es denotado como  $R$ . Como el vórtice es un cuerpo en rotación, podemos definir dos funciones correspondientes



a la superficie libre del vórtice y a la interfase con la capa exterior, como  $\xi(r)$  y  $\eta(r)$ , donde  $r$  es la distancia al eje  $Z$ . Como resultado de la simetría axial del vórtice, estas funciones alcanzan al menos uno de sus extremos (el cuál puede ser un máximo/mínimo global o local), denotado como  $\xi_0$  y  $\eta_0$ , respectivamente, en  $r = 0$ . De lo anterior tenemos las siguientes definiciones:

$$R = R(0), \quad \xi_0 = \xi(0), \quad \eta_0 = \eta(0). \quad (2.11)$$

Las velocidades dentro del vórtice se consideran sin componentes en  $Z$ , con sus valores absolutos dependiendo exclusivamente de  $r$ :

$$\vec{V}(x, y, z) = \vec{V}(x, y) = \vec{\omega}(r) \times \vec{r} = (0, 0, \omega(r)) \times \vec{r} \quad (2.12)$$

donde  $\vec{\omega}$  es la velocidad angular característica del vórtice.

De la ecuación 2.12 podemos fácilmente obtener las siguientes expresiones para las componentes de  $\vec{V}(x, y)$  en  $X$  y  $Y$ , denominadas como  $u(x, y)$  y  $v(x, y)$ , respectivamente:

$$\begin{aligned} u(x, y) &= -\omega(r)y, \\ v(x, y) &= \omega(r)x \end{aligned} \quad (2.13)$$

En este trabajo se va a considerar que la velocidad angular es constante y el valor absoluto de la velocidad tangencial se incrementa linealmente desde cero en el centro del remolino hasta su máximo valor ( $V_0$ ) en la frontera del vórtice:

$$\begin{aligned} \vec{\omega}(r) &= \vec{\omega} = (0, 0, \omega), \\ |\vec{V}(x, y)| &= V(r) = |\omega|r = V_0 R^{-1}r \end{aligned} \quad (2.14)$$

Por otro lado, se utilizan las definiciones comúnmente usadas para el número de Rossby ( $Ro$ ) y de gravedad reducida ( $g'$ ):

$$\begin{aligned} Ro &= \omega f_0^{-1}, \\ g' &= g \frac{(\rho_2 - \rho_1)}{\rho_1} \end{aligned} \quad (2.15)$$

donde  $g$  es la aceleración debida a la gravedad y  $f_0$  es la componente  $Z$  de la vorticidad de la Tierra (parámetro de Coriolis) en el centro del vórtice, considerada constante bajo la aproximación del plano  $f$ .

Las dos funciones  $\xi(r)$  y  $\eta(r)$ , que dan la forma del remolino, se obtienen de la siguiente manera: considere la condición hidrostática de presión en algún nivel  $z = -H$  en dos puntos, uno bajo el vórtice y otro fuera de éste:

$$p_1 = p_A + \rho_1 g (\xi(r) - \eta(r)) + \rho_2 g (H + \eta(r)) = p_2 = p_A + \rho_2 g H, \quad (2.16)$$

donde  $p_A$  es la presión atmosférica al nivel oceánico (vea la figura 2.18). De 2.16 podemos obtener fácilmente:

$$\eta(r) = -\rho_1 (\rho_2 - \rho_1)^{-1} \xi(r). \quad (2.17)$$

La relación 2.17 muestra que la forma de la interfase “refleja” la forma de la superficie libre con el factor de escala igual a  $-\rho_1 (\rho_2 - \rho_1)^{-1}$ .

Ahora considere el balance de fuerzas debido a la inercia ( $F_i(r)$ ), la aceleración de Coriolis ( $F_c(r)$ ), y los cambios de presión de punto a punto ( $F_p^{(1)}(r)$  y  $F_p^{(2)}(r)$ ) debido a la forma de la superficie libre. La Figura 2.19 detalla una pequeña parcela cúbica de agua con un grosor  $\delta r$  y con caras  $\delta S = (\delta r)^2$ , en algún punto  $(r, z)$  dentro del vórtice. Note que las figuras 2.17 y 2.18 describen un vórtice anticiclónico en el Hemisferio Norte, o un vórtice ciclónico en el Hemisferio Sur. Para vórtices ciclónicos en el Hemisferio Norte y vórtices anticiclónicos en el Hemisferio Sur la concavidad de la superficie libre cambia de signo.

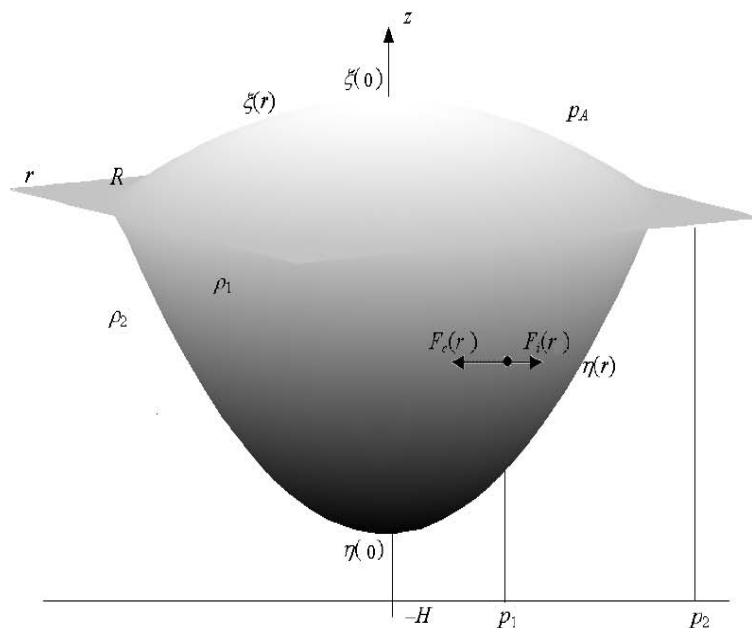


Figura 2.18: Vórtice en forma de lente en el sistema coordenado  $(r, z)$ .

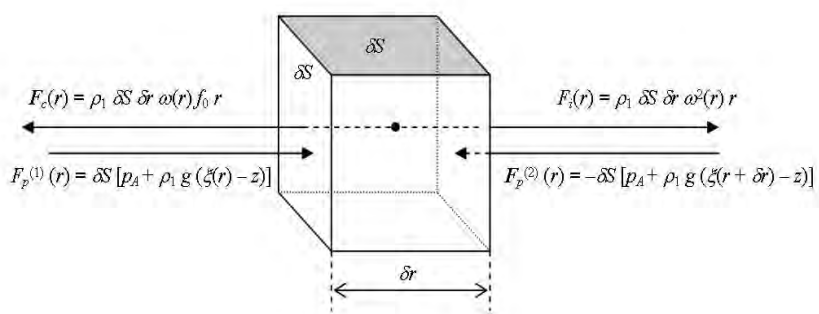


Figura 2.19: Fuerzas aplicadas a una pequeña parcela cúbica con el vórtice en el punto  $(r, z)$ .

Sumando la fuerzas sobre la parcela de agua se tiene:

$$\begin{aligned}
 0 = F_i(r) + F_c(r) + F_p^1(r) + F_p^2(r) = \\
 \rho_1 \delta S \delta r \omega^2 r + \rho_1 \delta S \delta r \omega f_0 r + \delta S (p_A + \\
 + \rho_1 g (\xi(r) - z)) - \delta S (p_A + \rho_1 g (\xi(r + \delta r) - z)) = \\
 \rho_1 \delta S \delta r \omega (\omega + f_0) r - \rho_1 g \delta S (\xi(r + \delta r) - \xi(r)) = \\
 \rho_1 \delta S \delta r \omega (\omega + f_0) r - \rho_1 g \delta S (\delta \xi(r) + o(\delta r)). \quad (2.18)
 \end{aligned}$$

La ecuación 2.18 se convierte en la siguiente ecuación diferencial ordinaria:

$$\frac{d\xi(r)}{dr} = g^{-1} \omega (f_0 + \omega) r \quad (2.19)$$

Ahora, si integramos la expresión 2.19 y aplicamos la condición de frontera  $\xi(R) = 0$ , se obtiene:

$$\xi(r) = \xi_0 + \frac{1}{2} g^{-1} \omega (f_0 + \omega) r^2, \quad (2.20)$$

con la máxima elevación de la superficie libre dada por

$$\xi_0 = -\frac{1}{2} g^{-1} \omega (f_0 + \omega) R^2. \quad (2.21)$$

La forma alternativa para las expresiones anteriores, la cual utiliza el número de Rossby es:

$$\begin{aligned}
 \xi(r) &= \xi_0 + \frac{1}{2} g^{-1} f_0 \omega (1 + Ro) r^2, \\
 \xi_0 &= -\frac{1}{2} g^{-1} f_0 \omega (1 + Ro) R^2. \quad (2.22)
 \end{aligned}$$

La figura 2.20 muestra la gráfica de  $\xi(r)$  en la latitud  $10^\circ\text{N}$  y tomando  $R = 150 \text{ km}$ ,

para diferentes valores de velocidad máxima  $V_0 = \omega R$ . Considerando  $\xi_0$  en (2.20) como una función de  $\omega$  con  $R$  fijo, encontramos que tiene su valor máximo en  $\omega = -\frac{1}{2}f_0$ , lo cual corresponde a  $Ro = -0.5$ ; además es igual a cero en  $\omega = -f_0$ , lo que corresponde a  $Ro = -1$ . Así, hay un caso especial ( $Ro = -1$ ) de la presente formulación en el que la solución no existe. Es importante destacar que los GCNB tienen un valor característico del número de Rossby en el rango de  $-0.4 < Ro < -0.2$  (Simmons y Nof, 2002).

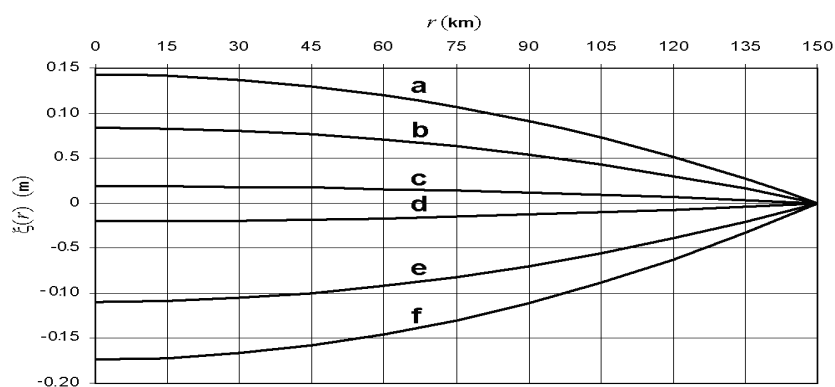


Figura 2.20: Altura de la superficie libre como una función de la distancia  $r$  al eje  $Z$  para el vórtice en una latitud fija de  $10^\circ$  N y radio del vórtice  $R = 150\text{km}$  con la velocidad tangencial máxima como parámetro: (a)  $V_0 = 1.00\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  y  $\omega = -6.67 \cdot 10^{-6}\text{ s}^{-1}$ ; (b)  $V_0 = 0.50\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  y  $\omega = -3.33 \cdot 10^{-6}\text{ s}^{-1}$ ; (c)  $V_0 = 0.10\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  y  $\omega = -6.67 \cdot 10^{-7}\text{ s}^{-1}$ ; (d)  $V_0 = 0.10\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  y  $\omega = 6.67 \cdot 10^{-7}\text{ s}^{-1}$ ; (e)  $V_0 = 0.50\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  y  $\omega = 3.33 \cdot 10^{-6}\text{ s}^{-1}$ ; (f)  $V_0 = 0.75\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  y  $\omega = 5.00 \cdot 10^{-6}\text{ s}^{-1}$ .

El procesamiento de datos del Global Drifter Program (GDP) se describen a continuación.

### 2.5.2. Procesado de datos GDP

Por poner un ejemplo, analizaremos las características de uno de los GCNB durante febrero y marzo de 1999, en la latitud aproximada de  $10^\circ\text{N}$  y las longitudes entre  $50^\circ\text{W}$  y  $60^\circ\text{W}$ . En la figura 2.21 se muestra un GCNB por datos interpolados de SHA del 21 al 27 de febrero de 1999.

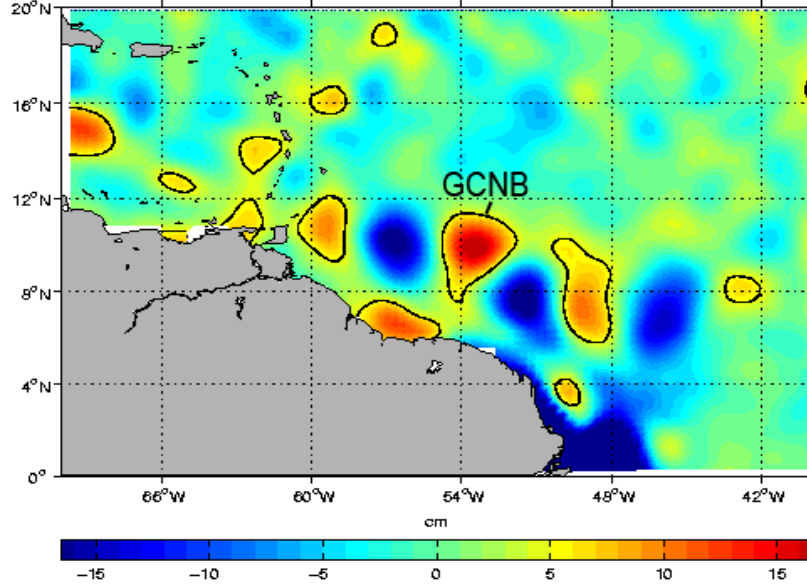


Figura 2.21: GCNB observado mediante datos de SHA (obtenidos por AVISO) y promediados del 21 al 27 de febrero de 1999. Los valores de la línea de contorno son de 5cm de los SHA.

Se procesaron los datos GDP para 5 boyas durante el periodo de análisis (del 22/2/99 al 13/3/99), las cuales fueron lanzadas dentro del giro durante el experimento de los GCNB anteriormente citado. Para trabajar en un sistema coordenado Cartesiano con distancias expresadas en kilómetros, se transformaron todas las coordenadas usando el mapa de proyección Universe Transverse Mercator (UTM) (Snyder, 1987).

Los datos de las trayectorias de las boyas usados en este proceso consisten en los siguientes vectores:

$$\vec{D}_j(\tau_i) = (\tau_i, X_j(\tau_i), Y_j(\tau_i), u_j(\tau_i), v_j(\tau_i)), \quad i = 1, 2, \dots, n \quad j = 1, 2, \dots, N, \quad (2.23)$$

donde  $n$  es el número de datos disponible para cada boya ( $n = 80$  en nuestro caso), con  $\tau_i$  siendo el tiempo correspondiente a cada valor expresado en horas ( $\tau_1 = 0, \tau_2 = 6, \dots, \tau_{80} = 474$ ),  $N$  es el número de boyas tomadas en cuenta ( $N = 5$ ),  $(X_j(\tau_i), Y_j(\tau_i))$  son las coordenadas de la  $j$ -ésima boya en  $\tau_i$  y  $(u_j(\tau_i), v_j(\tau_i))$  son las componentes en  $x$  y

y de la velocidad de la  $j$ -ésima boya en  $\tau_i$ , respectivamente.

Suponemos que la traslación del centro del vórtice está dada por una ecuación lineal en la forma paramétrica:

$$(x_c(\tau), y_c(\tau)) = (x_0 + u_1\tau, y_0 + v_1\tau) \quad (2.24)$$

En el caso de los datos de las boyas basados en las ecuaciones (2.23) y (2.24), encontramos el mínimo de la función escalar multivariable  $f_j(\vec{P}_j)$  y  $f(\vec{P})$  donde  $\vec{P}_j$  y  $\vec{P}$  son vectores parámetro para la  $j$ -ésima boya y para el conjunto entero de boyas, respectivamente, y están definidas como:

$$\begin{cases} \vec{P}_j = (x_{0j}, x_{1j}, y_{0j}, y_{1j}, \omega_j), & j = 1, 2, \dots, N, \\ \vec{P} = (x_0, x_1, y_0, y_1, \omega) \end{cases} \quad (2.25)$$

Este método de minimización de funciones objetivas multivariable implementa la búsqueda unidireccional descrita por Lagarias *et al.* (1998). Este procedimiento revela características de la traslación del centro del vórtice y las desviaciones relativas de velocidades experimentales con respecto a las teóricas.

### 2.5.3. Método de minimización de la función objetiva multivariable

Para el caso de los datos de GDP, basados en las ecuaciones (2.23) y (2.24), encontramos el mínimo de la siguiente función escalar multivariable:

$$f_j(\vec{P}_j) = \left\{ \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{[\vec{U}_j(\vec{P}_j, \vec{D}_j(\tau_i)) - \vec{V}_j(\vec{P}_j, \vec{D}_j(\tau_i))]^2}{[\vec{V}_j \vec{P}_j, \vec{D}_j(\tau_i)]^2} \right\}^{1/2},$$

$$i = 1, 2, \dots, n, \quad j = 1, 2, \dots, N,$$
(2.26)

$$f(\vec{P}) = \left\{ \frac{1}{nN} \sum_{j=1}^N \sum_{i=1}^n \frac{[\vec{U}_j(\vec{P}, \vec{D}_j(\tau_i)) - \vec{V}_j(\vec{P}, \vec{D}_j(\tau_i))]^2}{[\vec{V}_j(\vec{P}, \vec{D}_j(\tau_i))]^2} \right\}^{1/2}, \quad i = 1, 2, \dots, n,$$

donde  $\vec{V}_j$  es el valor teórico de la velocidad tangencial, calculado con (2.12) para la  $j$ -ésima boya en  $\tau_i$ , y está dado por:

$$\vec{V}_j(\vec{P}_j, \vec{D}_j(\tau_i)) = \vec{\omega}_j \left( \vec{r}_j(\vec{P}_j, \vec{D}_j(\tau_i)) \right) \times \vec{r}_j(\vec{P}_j, \vec{D}_j(\tau_i)), \quad j = 1, 2, \dots, N,$$

en donde:

$$\vec{r}_j(\vec{P}_j, \vec{D}_j(\tau_i)) = (X_j(\tau_i) - x_{0j} - u_{1j}\tau_i, Y_j(\tau_i) - y_{0j} - v_{1j}\tau_i, 0),$$

$$\vec{V}_j(\vec{P}, \vec{D}_j(\tau_i)) = \vec{\omega} \left( \vec{r}_j(\vec{P}, \vec{D}_j(\tau_i)) \right) \times \vec{r}_j(\vec{P}, \vec{D}_j(\tau_i)),$$
(2.27)

donde

$$\vec{r}_j(\vec{P}, \vec{D}_j(\tau_i)) = (X_j(\tau_i) - x_0 - u_1\tau_i, Y_j(\tau_i) - y_0 - v_1\tau_i, 0),$$
(2.28)

y



$$\begin{aligned}\vec{\omega}_j \left( \vec{r}_j \left( \vec{P}_j, \vec{D}_j(\tau_i) \right) \right) &= (0, 0, \omega_j), \\ \vec{\omega} \left( \vec{r}_j \left( \vec{P}, \vec{D}_j(\tau_i) \right) \right) &= (0, 0, \omega),\end{aligned}\tag{2.29}$$

$\vec{\omega}$  es la rapidez angular y  $\vec{U}_j$  es la velocidad experimental tangencial, calculada de  $u_j(\tau_i)$  y  $v_j(\tau_i)$ . Tomando en cuenta la traslación del centro del vórtice, definida por (2.24), dicha velocidad está dada por:

$$\begin{aligned}\vec{U}_j \left( \vec{P}_j, \vec{D}_j(\tau_i) \right) &= \frac{\left[ (u_j(\tau_i) - x_{1j}, v_j(\tau_i) - y_{1j}, 0) \cdot \vec{V}_j \left( \vec{P}_j, \vec{D}_j(\tau_i) \right) \right] \cdot \vec{V}_j \left( \vec{P}_j, \vec{D}_j(\tau_i) \right)}{\left[ \vec{V}_j \left( \vec{P}_j, \vec{D}_j(\tau_i) \right) \right]^2}, \\ j &= 1, 2, \dots, N,\end{aligned}\tag{2.30}$$

$$\vec{U}_j \left( \vec{P}, \vec{D}_j(\tau_i) \right) = \frac{\left[ (u_j(\tau_i) - x_1, v_j(\tau_i) - y_1, 0) \cdot \vec{V}_j \left( \vec{P}, \vec{D}_j(\tau_i) \right) \right] \cdot \vec{V}_j \left( \vec{P}, \vec{D}_j(\tau_i) \right)}{\left[ \left( \vec{V}_j \left( \vec{P}, \vec{D}_j(\tau_i) \right) \right) \right]^2}$$

La primer función objetivo en (2.30) corresponde a cada boya por separado, mientras que la segunda corresponde al conjunto completo de  $N = 5$  boyas.

Para encontrar el mínimo de la función definida, se usa la función de MATLAB *fminsearch*. Esta función implementa un método simple de búsqueda descrita por Lagarias *et al.* (1998). Como se puede ver, la función objetivo definida representa desviaciones relativas de la velocidad tangencial experimental con respecto a la teórica y sus mínimos serán referidos como errores relativos, o simplemente errores, y será usada para representar los rangos de los valores teóricos de velocidades angular y tangencial.

### 2.5.4. Resultados

El método de minimización de funciones objetivo aplicado a los datos GDP nos permitieron definir las características de las trayectorias del centro del giro. La Tabla 2.1 enlista

los resultados del proceso de minimización. Esta tabla contiene resultados calculados para cada boya, y los resultados para todo el conjunto de ellas.

ID de la Boya	$x_0$ , km	$x_1$ , km/h	$y_0$ , km	$y_1$ , km/h	$\omega$ , $10^{-6} s^{-1}$	Error %
9632	311.00	-0.52	1061.80	0.09	-8.59	17.6
9635	309.67	-0.50	1065.23	0.05	-9.01	18.0
15989	317.37	-0.53	1061.27	0.06	-8.85	18.9
9812201	317.79	-0.54	1067.87	0.04	-7.91	16.2
9816006	315.41	-0.51	1054.36	0.08	-8.01	13.2
Todas	314.11	-0.52	1062.18	0.06	-8.57	18.1

Cuadro 2.1: Resultados de la minimización de las funciones 2.30. Para la latitud  $10^\circ\text{N}$  con  $f_0 = 2.53 \times 10^{-5} s^{-1}$ . ID es el número de identificación de la boya,  $(x_0, y_0)$  es la posición inicial del vórtice,  $(x_1, y_1)$  es el vector de traslación y  $\omega$  es la velocidad angular. El último renglón corresponde a los resultados obtenidos del grupo completo de boyas. El periodo de tiempo va desde 22/2/99 a 13/3/99.

La figura 2.22 muestra las trayectorias del centro del vórtice derivadas de estos resultados, es posible observar que las trayectorias son consistentes entre ellas. Una desviación promedio de las trayectorias es  $655m$ .

Las figuras 2.23 y 2.24 muestran las trayectorias absolutas y relativas (con respecto a la trayectoria del centro del vórtice) de las boyas, respectivamente. Una observación importante es que, hasta donde se puede ver por medio de estos datos, este giro tiene un radio del orden de los  $100km$ .

Las figuras 2.25 y 2.26 muestran las gráficas del mejor ajuste del modelo y los valores experimentales de las velocidades tangencial y angular, respectivamente. Analizando visualmente esos datos se puede concluir que la aproximación seleccionada de cuerpo sólido fue razonable. Sin embargo, en la figura 2.26 se observa que el valor de la velocidad angular ligeramente decrece con  $r$ ; esto significa que otro modelo no lineal, tal como la distribución parabólica en la velocidad tangencial, el modelo de vórtice de Rankine, etc. pueden ser considerados para representar de forma más adecuada a los valores medidos.

El siguiente paso consiste en encontrar una estimación razonable del valor para la gravedad reducida en los giros con el objetivo de inferir su profundidad. De acuerdo a

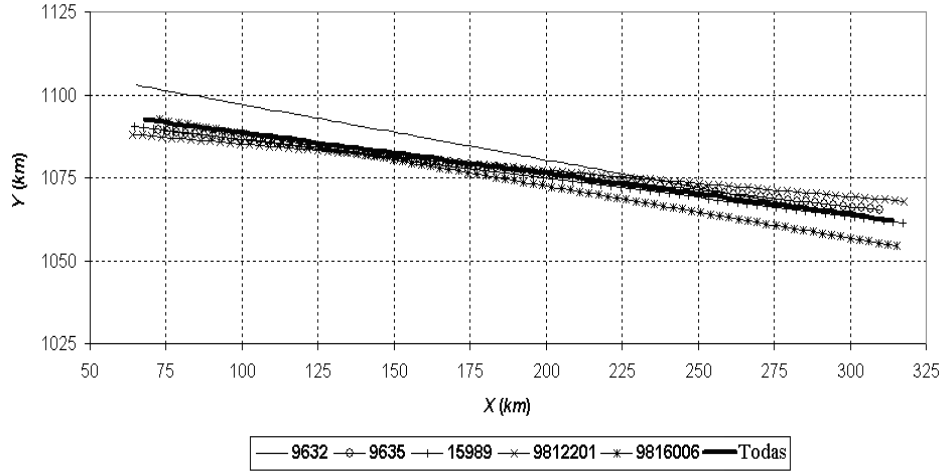


Figura 2.22: Trayectorias del centro del vórtice calculadas usando datos de las 5 boyas. El periodo de tiempo es desde 22/2/99 hasta 13/3/99. El movimiento de las boyas es de derecha a izquierda.

Fratantoni *et al.* (1995) y Goni y Johns (2003), los valores de  $g'$  característicos para los GCNB es  $0.012m/s^2$  y  $0.010m/s^2$  respectivamente. Por otro lado, de la ecuación (2.17) y (2.20) se obtiene que la profundidad en el centro del remolino está dada por

$$\eta_0 = \frac{R^2\omega(f_0 + \omega)}{2g'}. \quad (2.31)$$

Así, de acuerdo a los resultados anteriores es razonable considerar un radio máximo del vórtice de  $150km$  y una rapidez angular de  $\omega = -8.5630 \times 10^{-6}s^{-1}$ . Usando  $f_0 = 2.53 \times 10^{-5}s^{-1}$  y  $g' = 0.010m/s^2$ , se obtiene un valor de  $\xi_0 \approx 0.161m$  (ecuación 2.20) y una profundidad aproximada de  $\eta_0 \approx 160m$ . El volumen de este paraboloides en rotación se puede definir como  $V = \pi R^2\eta_0/2$ . La tabla 2.2 presenta un resumen de las características principales de este vórtice.

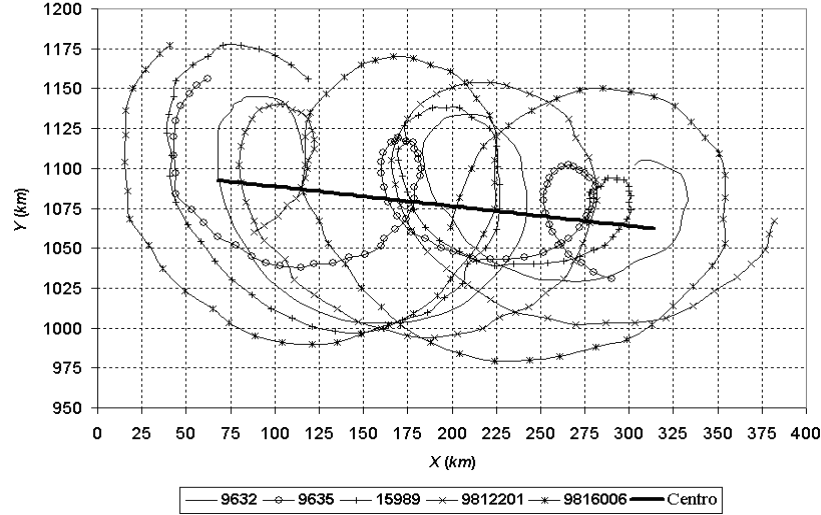


Figura 2.23: Trayectorias absolutas de las boyas y trayectoria del centro del vórtice. El periodo de tiempo es desde 22/2/99 hasta 13/3/99.

Numero de Rossby (valor absoluto)	0.33
Velocidad de Traslación, $m/s$	0.13
Velocidad tangencial, $cm/s$	120
Radio, $m$	$1.5 \times 10^5$
Profundidad, $m$	160
Volumen, $m^3$	$5.7 \times 10^{12}$
Transporte anual, $Sv$	0.17
Altura máxima de la superficie libre, $m$	0.16

Cuadro 2.2: Resumen de las características principales del giro investigado.

## 2.6. Discusión y Conclusiones

En este estudio se ha examinado la dinámica de los GCNB en la vecindad de las AM con base en dos principales series de tiempo: datos de las alturas del nivel del mar y clorofila-a en combinación con datos de boyas de deriva superficiales. El objetivo fue

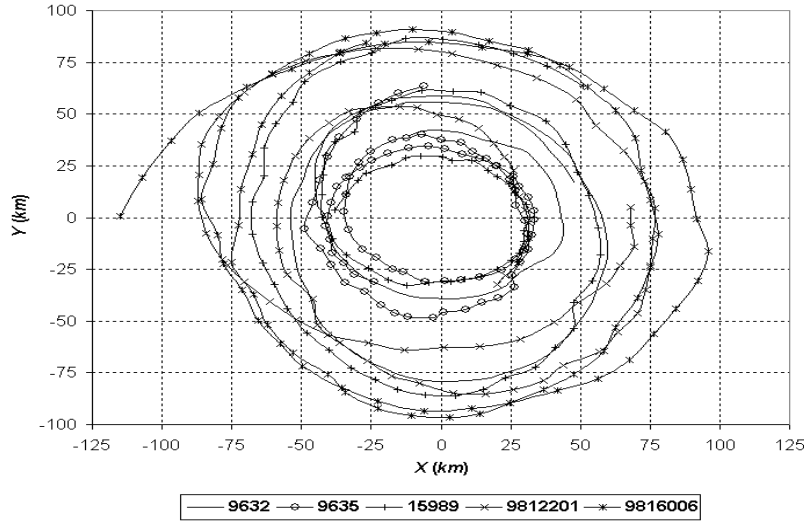


Figura 2.24: Trayectorias relativas de las boyas al centro del vórtice. El periodo de tiempo es desde 22/2/99 hasta 13/3/99.

investigar la interacción de los GCNB con los estrechos de las AM. Además, se hicieron los cálculos necesarios para inferir las características principales de los remolinos, como su estructura vertical y horizontal.

Se observó que la mayor parte de los GCNB tienen dificultad para entrar al MC como estructuras coherentes, ya que sus señales varían significativamente al alcanzar el AA. Estos se destruyen debido a la topografía local, y sólo los filamentos de los giros son capaces de introducirse al oeste del MC. El resultado más significativo fue que cerca de los 17°N los giros tienen mayor probabilidad de conservar su estructura coherente durante su propagación a través del arco de las AM, mientras que pierden esta coherencia a los 12°N cuando se trasladan por el camino sur.

Aunque la identificación de los GCNB con datos de SHA no es trivial, encontramos que un giro de la CNB puede entrar al MC cerca de los 17°N como un vórtice coherente, manteniendo propiedades similares del giro incidente. También es posible mencionar que los giros profundos que se forman durante las estaciones de otoño e invierno no entran al MC a través de los estrechos someros del lado sur como estructuras coherentes.

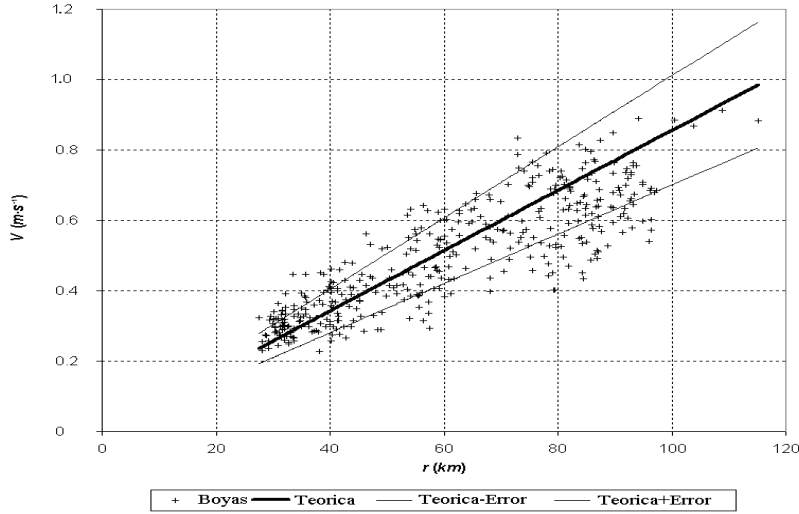


Figura 2.25: Velocidad tangencial como una función de la distancia al centro del vórtice basado en el modelo teórico.

Por el contrario, los giros someros pueden avanzar por el camino norte y pueden introducirse al este del Caribe a través de las aguas profundas de los pasajes del arco de las AM manteniendo su coherencia. El estancamiento de los giros en la parte norte genera la dinámica y acumulamiento de energía cinética característica en esa zona, cuyo periodo principal es de 6 meses, la cual tiene relación con la dinámica estacional observada.

Los giros que se introducen al Caribe tienen un diámetro más grande que el ancho de los estrechos de las AM; éstos generalmente pasan a través de varios pasajes al mismo tiempo y se recombinan al pasar las islas, como lo observó Simmons y Nof (2002). Precisamente, cuando los GCNB son débiles y grandes, tienden a entrar en el MC como estructuras coherentes. Los giros que son pequeños comparados con las islas tienen mayor probabilidad de que puedan destruirse.

Así se puede concluir que el movimiento del giro a través de las AM al MC a lo largo de la trayectoria norte es realizado como estructuras casi coherentes (con un mínimo de cambios de las características de la señal principal). Por el contrario, a lo largo de la trayectoria sur los GCNB se introducen al este del Caribe como estructuras poco coher-

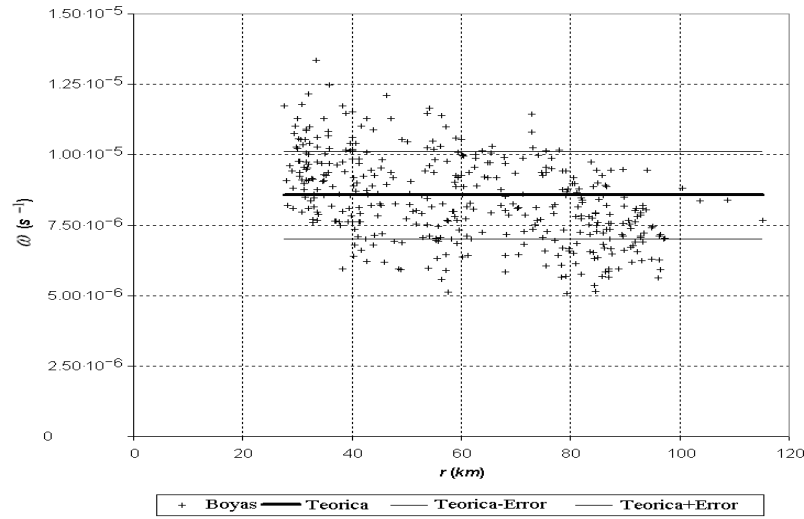


Figura 2.26: Velocidad angular como una función de la distancia al centro del vórtice basado en el modelo teórico.

entes con un desplazamiento de sus características en el dominio de las bajas frecuencias de la señal incidente.

La intrusión de los remanentes de los GCNB al MC a lo largo de la trayectoria sur debe ser de forma superficial, porque en la delgada capa superior ( $\sim 15$  m) los flotadores generalmente pierden las características de los vórtices durante su propagación a través del AA. Para la trayectoria norte, estos giros parecen entrar más profundos debido a la correspondencia general de los tres tipos de datos (altimetría, clorofila-a y flotadores). Aunque con los datos de clorofila-a se pudo observar cualitativamente el trazo de los vórtices, es importante hacer un análisis detallado de ellos con el objetivo de inferir la producción de la biomasa que puedan generar o acarrear. Es importante tomar en cuenta que la discretización espacio-temporal de los datos de clorofila-a aquí usados no es suficiente para tal análisis, ya que ésta puede cambiar durante el transcurso de la vida coherente de un vórtice en muy poco tiempo por no ser conservativa.

Por otro lado, mediante el análisis de datos de las boyas de deriva, se encontró la estructura tridimensional de un vórtice particular de la CNB. Este método de estudiar la

forma geométrica de los giros está basado en un modelo teórico y en información obtenida de datos satelitales y boyas de deriva. Aquí se presenta un modelo de gravedad reducida de la superficie intensificada de los giros que tienen forma de lente, cuya rotación es similar a la de un cuerpo sólido. Según este modelo, los GCNB son circulares y la superficie libre, que está en función de la velocidad angular, tiene forma parabólica. Otras formulaciones equivalentes son la de Nof (1981) y la de Cushman-Roisin (1986), quien denominó a los giros con perfil parabólico como “rodones”.

El procesamiento de los datos de satélite consistió en la minimización de funciones multivariantes para estimar propiedades como: radio del vórtice, trayectoria del centro, profundidad y las velocidades angular y tangencial del vórtice. La aplicabilidad de esta metodología para evaluar las características de un giro particular de la CNB fue probada usando datos GDP en el área de estudio durante febrero-marzo de 1999.

Basándonos en esta metodología, se logró calcular valores razonables para la profundidad del remolino de  $\sim 160m$ , el radio de  $\sim 150km$ , el volumen geométrico ( $V = 5.7 \times 10^{12}m^3$ ) y un transporte anual de  $\sim 0.17Sv$ . Sin embargo, los datos GDP no alcanzan a cubrir el área total del vórtice hasta donde la velocidad azimutal es máxima, por tal razón el modelo no pudo predecir con exactitud el tamaño del giro, es decir, el radio hasta donde la velocidad tangencial es máxima. Aún así estos resultados concuerdan con los obtenidos por investigaciones oceanográficas, *e.g.* Wilson *et al.* (2002), quienes de acuerdo con mediciones hechas por CTD, obtienen la profundidad del giro menor a los  $180m$  y un radio de velocidad máxima de  $150km$ .

En el siguiente capítulo se estudia detalladamente por medio de experimentos de laboratorio un modelo simplificado del AA, con el cual se analizan los principales parámetros que ocasionan que los vórtices sufran los distintos regímenes observados por los diferentes sensores remotos.



# Análisis experimental de vórtices barotrópicos a través de múltiples estrechos

---

## 3.1. Introducción

Los vórtices oceánicos de mesoescala tienen la capacidad de atrapar y transportar masa, momento, calor, así como propiedades bioquímicas del agua marina a lo largo de cientos de kilómetros. Durante su propagación estos vórtices pueden modificar sus características o bien conservarse como estructuras coherentes. En muchos casos pueden colisionar con la topografía del fondo, con la costa o con islas durante su trayectoria. En los últimos años la dinámica, el transporte y la autopropagación de estas estructuras ha sido estudiada detalladamente, tanto en estudios observacionales como en trabajos teóricos y numéricos (Adem (1956), Firing y Beardsley (1976), van Heijst (1994), Flór y Eames (2002), Fratantoni y Glikson (2002), Richardson (2005)).

Sin embargo, hasta la fecha son pocas las investigaciones relacionadas con el fenómeno concreto de la interacción de vórtices con múltiples estrechos. Trabajos presentados por medio del análisis de datos satelitales, teóricos y experimentales, muestran controversia en el resultado de tal interacción. En particular, no se tiene una idea clara del proceso que sufren los giros que desprende la Corriente Norte de Brasil al interactuar con la cadena de islas del Arco de las Antillas Menores. El capítulo anterior describe los escenarios

---

observados por medio de datos de satélite en esta zona. En el presente capítulo se aborda el problema desde el punto de vista experimental.

Uno de los mecanismos físicos fundamentales que generan la propagación de vórtices de mesoescala es el efecto  $\beta$ , el cual se debe a la variación latitudinal (del parámetro de Coriolis). Básicamente, la redistribución de vorticidad asociada al giro de los remolinos induce su traslación hacia el oeste, con una componente hacia los polos para remolinos ciclónicos y hacia el ecuador en los anticiclónicos. En el hemisferio norte, por lo tanto, los ciclones se desplazan hacia el noroeste, mientras que los anticiclones lo hacen hacia el suroeste. Este efecto es tomado en cuenta en los experimentos de laboratorio descritos aquí.

Existe un gran número de estudios analíticos, numéricos y experimentales sobre el movimiento de vórtices monopolares en un plano  $\beta$ . Experimentalmente, el movimiento de vórtices ciclónicos ha sido ampliamente estudiado por Firing y Beardsley (1976), Carnevale *et al.* (1991), van Heijst (1994), quienes han aportado una detallada visión general de su dinámica. Recientemente, Flór y Eames (2002) demostraron mediante un análisis experimental cuantitativo que la dirección inicial en el movimiento de vórtices aislados y no-aislados depende del decaimiento del perfil de velocidad azimutal del vórtice. En estos experimentos los vórtices se desplazan mediante el efecto beta topográfico, del cual se dará una descripción más adelante.

Con respecto a trabajos experimentales sobre la interacción del sistema vórtices-estrechos, Cenedese *et al.* (2005) estudiaron la evolución de un vórtice que interactúa con un par de islas circulares. Los autores encontraron que sólo los vórtices pequeños atraviesan totalmente la abertura entre las islas, resultado que expresaron con la relación  $D/R > 3.6$  (donde  $D$  es el ancho de la abertura y  $R$  es el radio de máxima velocidad azimutal), vórtices de tamaño intermedio pasan parcialmente ( $2.3 < D/R < 3.6$ ) y vórtices grandes no atraviesan la abertura ( $D/R < 2.3$ ).

En el trabajo de Matías-Durán y Velasco-Fuentes (2008), se estudia el problema de la interacción de un giro barotrópico con un estrecho, mediante modelación numérica y experimental. En los experimentos de laboratorio los vórtices fueron generados por el método de succión (vórtice no-aislado, descrito en la sección 3.3.3). Inicialmente el vórtice se encuentra en una posición fija exactamente en el centro del tanque, mientras la barrera

con el estrecho se acerca con una velocidad constante, simulando la advección del remolino hacia el estrecho. Los autores midieron la influencia de tres parámetros principales: la intensidad del vórtice, la posición inicial del vórtice y el ancho del estrecho. Sus resultados arrojaron tres principales regímenes: el vórtice pasa completamente a través del hueco, el vórtice se parte y solo una fracción de este pasa a través del hueco, y el vórtice sufre un bloqueo total.

Cenedese y Tanabe (2008) estudiaron en el laboratorio la evolución de un vórtice que interactúa con una cadena de islas circulares. En estos experimentos los vórtices fueron impulsados mediante el efecto beta topográfico, y generados por diferencia de densidades (mediante un cubo de hielo). Los resultados son reportados en función de la razón  $G/d$ , donde  $G$  es el diámetro de la isla y  $d$  es el diámetro del vórtice. Para valores  $0.1 < G/d < 0.4$ , los autores encontraron que después de que el vórtice interactúa con los cilindros (islas) se forma un dipolo al otro lado de la barrera, en la posición de uno de los estrechos, tornándose la parte ciclónica dominante. Para diferentes configuraciones de las islas la interacción fue diferente, pasando solo un filamento en la isla sur de la formación del dipolo.

En contraste con los estudios anteriores, en el presente capítulo se analiza la dinámica de vórtices barotrópicos, mediante experimentos de laboratorio (hechos en el laboratorio de Dinámica de Fluidos Geofísicos del Departamento de Física, de la Universidad de Guadalajara) utilizando una cadena de islas. El objetivo fue en primer lugar analizar si las islas y estrechos constituyen una barrera impenetrable de los vórtices de un lado a otro de la cadena, en segundo lugar determinar los diferentes escenarios de la interacción de los giros, antes, durante y después de la colisión con las islas y sus estrechos. En estos experimentos se tomaron en cuenta tres factores principales: (a) el perfil inicial de vorticidad y velocidad del vórtice, incluyendo su signo (ciclónico o anticiclónico), (b) el ancho de los estrechos en relación al tamaño del remolino, y (c) la dinámica mediante la cual el vórtice se aproxima a la barrera de islas.

No obstante que en ciertos casos los efectos topográficos pudieran ser significativos en la dinámica de los giros, en el caso del AA, debido a la poca profundidad y a que el radio de curvatura del AA, es cerca de un orden de magnitud mayor que el radio del giro, es posible representar el AA como una cadena recta de islas y estrechos. Aunado a

lo anterior, el control hidrodinámico puede ignorarse debido a los valores típicos de los giros,  $U = 120\text{cm/s}$  y  $\eta_0 = 160\text{m}$ , el número de Froude ( $Fr = U/\sqrt{g\eta_0}$ ) es mucho menor que la unidad por lo que las fuerzas inerciales son despreciables.

## 3.2. El efecto $\beta$

Para representar experimentalmente el paso de los remolinos de la Corriente Norte de Brasil a través del AA es necesario introducir los efectos dinámicos más importantes en el modelo del laboratorio. Uno de ellos es el efecto  $\beta$ , asociado con las variaciones latitudinales del parámetro de Coriolis. En esta sección se describe la equivalencia dinámica entre los planos  $\beta$  planetario y topográfico, éste último utilizado en los experimentos.

### 3.2.1. El plano $\beta$ planetario

En el modelo de aguas someras para un fluido en un sistema rotante e inviscido, la vorticidad potencial se conserva materialmente:

$$\frac{D}{Dt} \left[ \frac{f + \omega}{H} \right] = 0, \quad (3.1)$$

donde  $\omega$  es la vorticidad relativa,  $H$  es la profundidad local del fluido y  $f$  es la vorticidad planetaria o el parámetro de Coriolis. Para problemas que involucran desplazamientos de masas de agua que son pequeños comparados con el radio de la Tierra, pero suficientemente grandes para ser afectados por los efectos de rotación, es posible usar la siguiente aproximación de  $f$  en un sistema Cartesiano tangente a la superficie del planeta. Si la coordenada  $y$  es orientada hacia el norte y es medida desde una latitud de referencia  $\phi_0$ , entonces  $\phi = \phi_0 + y/a$ , donde  $a$  es el radio de la Tierra (6372 km). Considerando  $y \ll a$ , el parámetro de Coriolis  $f = 2\Omega \sin \phi$ , con  $\Omega$  la rapidez angular del planeta, puede ser expandido en serie de Taylor:

$$f = 2\Omega \sin \phi_0 + 2\Omega \frac{y}{a} \cos \phi_0 + \dots \quad (3.2)$$

Reteniendo sólo los dos primeros términos se obtiene

$$f = f_0 + \beta y. \quad (3.3)$$

El parámetro del segundo término,

$$\beta = \frac{2\Omega \cos \phi_0}{a} \quad (3.4)$$

corresponde a la variación latitudinal de  $f$ , o gradiente de vorticidad planetaria. Para un fluido homogéneo sobre un fondo plano ( $H = \text{cte.}$ ), la ecuación dinámica (3.1) se reduce a

$$\frac{D}{Dt}(\omega + \beta y) = 0. \quad (3.5)$$

Esta expresión indica que cuando una parcela de fluido se desplaza al norte ( $y$  aumenta) su vorticidad relativa disminuye, de manera que su vorticidad potencial se conserve. Análogamente, desplazamientos al sur implican incrementos de vorticidad relativa.

En los experimentos de laboratorio, el gradiente de la vorticidad planetaria es modelado por medio del llamado plano beta topográfico. Este método consiste en colocar un fondo inclinado dentro de un tanque rotando con velocidad angular constante, como se describe a continuación.

### 3.2.2. El plano $\beta$ topográfico

Si la escala horizontal de un vórtice es mucho más pequeña que la escala de la topografía bajo la que éste se mueve, entonces es posible modelar el plano  $\beta$  en el laboratorio (Carnevale *et al.*, 1991). Tomando en cuenta lo anterior y bajo la suposición de que la ecuación de conservación de vorticidad potencial es aproximadamente válida, las variaciones espaciales de la vorticidad planetaria pueden ser dinámicamente simuladas con un fondo falso en el tanque (van Heijst, 1994). Para el caso del laboratorio, la ecuación (3.1) es escrita como:

$$\frac{D}{Dt} \left[ \frac{f_0 + \omega}{H(x, y)} \right] = 0 \quad (3.6)$$

donde  $f_0 = 2\Omega$  y  $\Omega$  es la rapidez angular de la mesa giratoria donde se coloca el tanque.

La profundidad  $H(x, y)$  puede ser escrita de acuerdo a la figura 3.1 como:

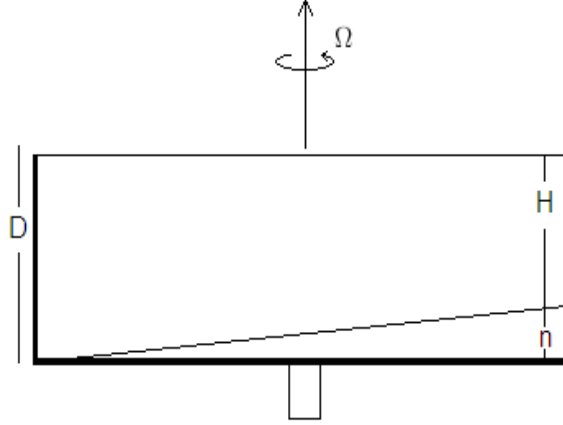


Figura 3.1: Dibujo de la configuración en el laboratorio del plano  $\beta$ .

$$H(x, y) = D - \eta(x, y) \quad (3.7)$$

con  $D$  como la profundidad máxima y  $\eta$  la elevación local del fondo. Cuando se supone que la altura de la topografía es mucho menor que la profundidad máxima se tiene:

$$\delta \equiv \frac{\eta}{D} \ll 1. \quad (3.8)$$

Con esta aproximación, el término  $1/H$  en la ecuación (3.6) puede ser expresado en serie de Taylor como:

$$\frac{1}{H} = \frac{1}{(1 - \delta)D} = \frac{1}{D}(1 + \delta + \delta^2 + \dots), \quad (3.9)$$

y la ecuación de vorticidad potencial se puede escribir como

$$\frac{D}{Dt} \left[ \frac{\omega + f_0}{H} \right] = \frac{D}{Dt} \left[ \frac{\omega + f_0}{D} + \frac{\omega + f_0}{D} \delta \right] + O(\delta^2). \quad (3.10)$$

Bajo la consideración de números de Rossby pequeños ( $Ro \sim \omega/f_0 \ll 1$ ), la ecuación (3.10) se reduce a:

$$\frac{D}{Dt} \left[ \frac{\omega + f_0}{H} \right] = \frac{D}{Dt} \left[ (\omega + f_0 + f_0\delta) \frac{1}{D} \right] + O(\delta^2, Ro\delta). \quad (3.11)$$

Para el caso particular de una inclinación del fondo constante en la dirección  $y$ ,  $\eta = sy$ , con  $s$  la pendiente, se deriva entonces la siguiente ecuación dinámica al despreciar los términos de orden  $O(\delta^2)$  y  $O(Ro\delta)$

$$\frac{D}{Dt} [\omega + \beta^* y] = 0 \quad (3.12)$$

donde  $\beta^* = sf_0/D$  es el parámetro  $\beta$  topográfico. De esta forma, la dinámica de un fluido geofísico en presencia de gradientes de vorticidad planetaria (ecuación 3.5) es idéntica a la de un fluido sobre un plano inclinado con rotación constante (ecuación 3.12). Reescribiendo la vorticidad potencial de una columna de fluido para ambos casos se tiene:

$$q_{planet} = \omega + \beta y = constante \quad (3.13)$$

$$q_{lab} = \frac{f_0 + \omega}{H(x, y)} = constante \quad (3.14)$$

Estas relaciones muestran que un incremento o decremento de la profundidad en el laboratorio es equivalente a un decremento o incremento de  $y$  en el océano, respectivamente. Por lo tanto, la parte somera del tanque equivale al norte y la parte profunda al sur geográfico.

El número adimensional que mide el efecto beta es:

$$\beta' = \frac{\beta L}{f_0} \quad (3.15)$$

donde  $L$  es la escala de longitud horizontal del flujo estudiado; en nuestro caso corresponde a la de los vórtices generados. Dadas las características de los remolinos oceánicos en la región de estudio ( $L \sim 150km$ ,  $\beta \sim 2.2 \times 10^{-13}(cm \cdot s)^{-1}$ ,  $f_0 \sim 0.3 \times 10^{-4}s^{-1}$ ) y los generados en el laboratorio ( $L \sim 5.5cm$ ,  $\beta \sim 0.0154(cm \cdot s)^{-1}$ ,  $f_0 = 1$ ), los valores de  $\beta'$  son 0.086 y 0.085, respectivamente. Para el caso experimental, se usa  $D = 13$  cm, y  $s = 12cm/60cm = 0.20$ . Es importante resaltar que en ambos casos  $\beta'$  tiene el mismo

orden de magnitud, por lo que se puede suponer que su dinámica asociada a los efectos de rotación es similar.

## 3.3. Configuración Experimental

### 3.3.1. Parámetros básicos

Todos los experimentos se hicieron en un tanque cuadrado, cuyas dimensiones fueron de  $60 \times 60 \text{ cm}$ , fijo en una mesa giratoria con el eje de rotación vertical. La profundidad del agua en el centro de la tina fue de  $13 \text{ cm}$ . El sentido de rotación de la mesa fue contrario a las manecillas del reloj. El procedimiento experimental consistió en poner a girar la mesa a una velocidad angular específica constante durante 40 min. De esta forma se asegura que el fluido alcance el equilibrio de cuerpo sólido (*spin-up*). La configuración experimental es ilustrada en las figuras 3.2 y 3.3.

En todos los experimentos el parámetro de Coriolis fue constante con valor de  $f_0 = 1 \text{ s}^{-1}$ , es decir, con un período de  $T = 12 \text{ s}$  aproximadamente. Los experimentos tuvieron una duración de 60 a 120 s, esto es, varios periodos de rotación del sistema. Considerando el valor de la viscosidad cinemática como  $\nu \sim 0.0091 \text{ cm}^2/\text{s}$  (valor aproximado a  $25^\circ \text{C}$ ), el período de Ekman fue de  $170 \text{ s}$ , aproximadamente, por lo que los efectos de la fricción del fondo pueden ser ignorados (Zavala Sansón y van Heijst, 2000).

Se implementaron dos técnicas para la captura de información cualitativa y cuantitativa de los experimentos:

1. Se colocó una cámara de video sobre el eje de rotación para registrar las secuencias del experimento, con frecuencia de muestreo de 30 cuadros por segundo. El video fue guardado con extensión mpeg; los frames o cuadros del video fueron extraídos y guardados con extensión jpg para su análisis posterior. En este método el flujo fue visualizado al inyectar un colorante (permanganato de potasio) con el objetivo de obtener información cualitativa.

2. En el segundo método el flujo fue visualizado arrojando pequeñas partículas de poliamida con diámetro de  $50 \mu\text{m}$  (proporcionadas por DANTEC). El movimiento de las partículas es registrado con la cámara de video (CCD) que rota junto con el tanque, el área



registrada fue de  $33 \times 25$  cm. La iluminación del fluido fue mediante un láser cuyo haz de luz se proyecta horizontalmente en el plano  $x, y$  de la mesa. Los desplazamientos de los trazadores pasivos son estimados a partir de imágenes secuenciales usando la correlación cruzada entre pares de ellas. Con esta técnica es posible determinar la posición y velocidad de un gran número de trazadores, y hacer la interpolación a una malla rectangular con el objetivo de encontrar los campos de vorticidad y función corriente. Esta técnica se conoce como Velocimetría por Imágenes de Partículas (PIV, por sus siglas en inglés) y es ampliamente usada en dinámica de fluidos. Una vez obtenidos los datos óptimos de velocidad, ya filtrados e interpolados con el software “FlowManager”, son posteriormente cargados, procesados y graficados en MATLAB.

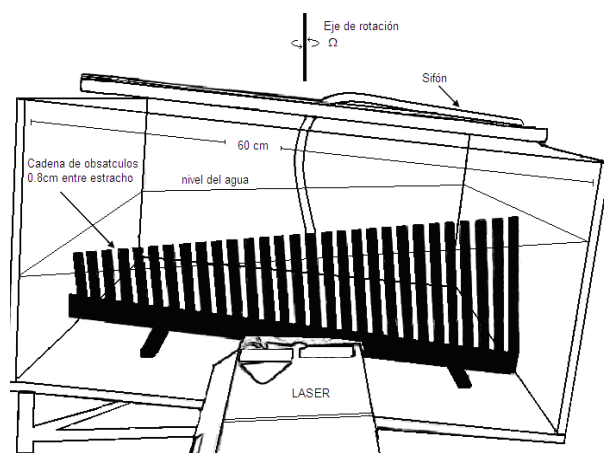


Figura 3.2: Esquema de la configuración experimental en donde se hicieron los experimentos con el plano  $\beta$  topográfico.

### 3.3.2. Efectos de la viscosidad en el laboratorio

El movimiento bidimensional de los flujos en rotación experimentales es alterado por la fricción lateral en el interior del fluido, así como en las paredes sólidas verticales y el fondo del tanque. En esta sección se describen brevemente los efectos de la fricción del fondo. Para cuantificar dichos efectos se considera el número de Ekman definido como

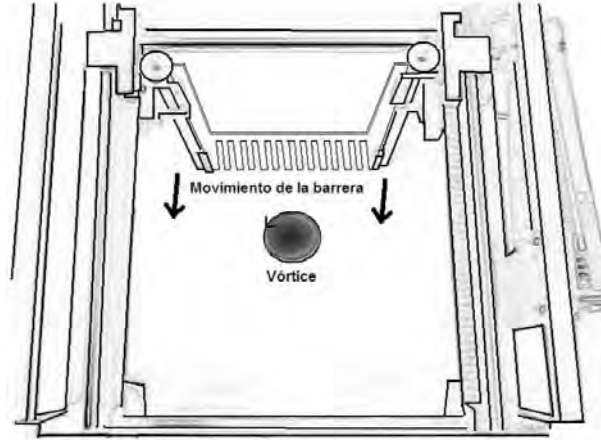


Figura 3.3: Esquema de la configuración experimental y mecanismo para generar el movimiento constante de la barrera.

$$E = \frac{2\nu}{fH^2}, \quad (3.16)$$

donde  $\nu$  es la viscosidad cinemática del fluido y  $H$  la profundidad del fluido en el tanque. El espesor de la capa límite en el fondo (capa de Ekman) es:

$$\delta_E = \left( \frac{2\nu}{f_0} \right)^{1/2} \quad (3.17)$$

la cual es muy pequeña con respecto a la profundidad  $H$  (unos pocos milímetros).

Los fluidos en rotación en experimentos de laboratorio son generalmente caracterizados por números de Ekman muy pequeños, del orden de  $E \sim O(10^{-4})$ . Esto implica que la fricción del fondo juega un papel mínimo en el balance de fuerzas y puede consecuentemente ser omitida de las ecuaciones de movimiento. Sin embargo, estos efectos deben ser considerados para tiempos largos, es decir, mucho mayores que la escala de tiempo del fenómeno observado. El tiempo que tardan los efectos viscosos en alterar la dinámica del flujo, es decir, en producir un efecto apreciable de decaimiento (*spin-down*) es calculado por la escala de tiempo de Ekman:

$$T_E = \frac{H}{(\nu\Omega)^{1/2}}. \quad (3.18)$$

En general, la influencia de la circulación en la capa de Ekman contribuye a la evolución en el interior del vórtice en dos formas: inyectando o extrayendo fluido, lo que ocasiona la compresión o el alargamiento de las columnas de fluido. Esta dinámica depende del signo de la vorticidad relativa. De esta forma, cuando la vorticidad relativa en el interior del flujo es positiva, se tiene un bombeo desde la capa límite; por el contrario, cuando se tiene vorticidad relativa negativa se produce un efecto de succión hacia la capa de Ekman. En ambos casos el resultado es un decaimiento de la vorticidad relativa en el interior del flujo. En la figura 3.4 se muestra esquemáticamente la influencia de la capa de Ekman en un fluido en el laboratorio.

### 3.3.3. Vórtices aislados y no-aislados

El flujo fue generado usando dos diferentes métodos: un método de succión y uno electromagnético. Los vórtices que se generan mediante estos procedimientos son remolinos circulares monopolares; sin embargo, tienen características diferentes en sus perfiles de velocidad tangencial y vorticidad relativa como se describe en esta sección.

Los vórtices generados por el método de succión se forman por medio de la extracción de agua con un sifón: la zona de baja presión resultante genera un giro ciclónico por los efectos de rotación del sistema (ver figura 3.2). La intensidad de estos vórtices depende de la cantidad de agua extraída por el sifón (Hopfinger y van Heijst (1993)). En los casos que aquí se presentan se extrajeron exactamente 2 litros de agua para cada experimento por medio de un sifón cuyo diámetro fue de 1 cm. Los perfiles del remolino ciclónico resultante se muestran en la figura 3.5. El perfil de velocidad tangencial del vórtice alcanza un máximo, después del cual decae suavemente de manera proporcional al inverso de la distancia radial. Por otro lado, el campo de vorticidad es siempre del mismo signo y decae exponencialmente a partir del centro del remolino (dado que la circulación total del flujo es cero, se tiene vorticidad de signo contrario en las capas límite de las paredes del tanque). Debido a estas características, estos vórtices son llamados no-aislados. El número de Rossby asociado con estos remolinos es  $Ro \sim \frac{\omega_0}{f} \sim 1$ , es decir, sin intensos

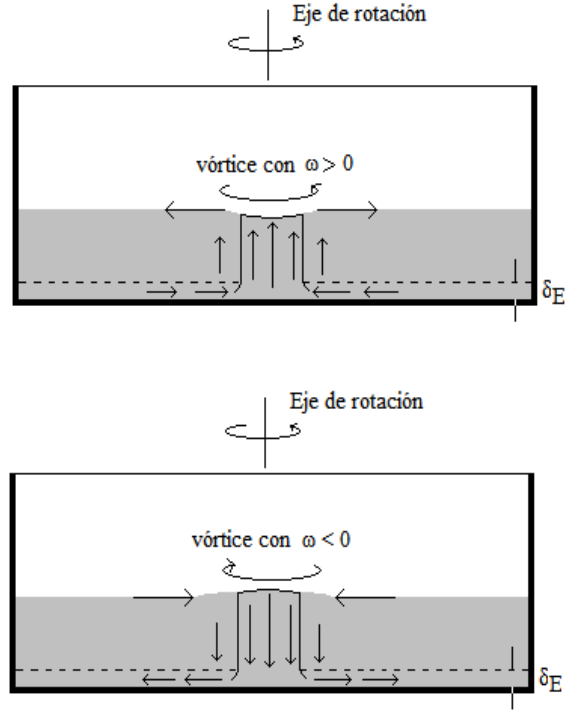


Figura 3.4: Influencia de la capa de Ekman en el interior de un fluido con vorticidad relativa  $\omega$ . Para valores de  $\omega > 0$  se presenta una convergencia hacia el centro del vórtice, mientras que para valores con  $\omega < 0$  se genera una divergencia en la capa de Ekman.

inicialmente.

Los vórtices generados por el método electromagnético son forzados por medio de la interacción de un campo eléctrico con uno magnético. La intensidad depende de la magnitud de estos dos campos. Para ello, se añadió una cantidad de sal (40/00) para incrementar su conductividad eléctrica. Además, se insertaron cuatro electrodos en las esquinas del tanque y uno más en el centro con diferente polaridad, todos en dirección vertical, paralelos al eje de rotación de la mesa. De esta forma, al aplicar una diferencia de potencial, se generó un campo eléctrico cuya dirección depende de la polaridad de los electrodos como se muestra en la figura 3.6. Además, se colocó un imán cuadrado permanente en el centro debajo del tanque, cuyas dimensiones fueron de  $5\text{cm}^2$ . La presencia del imán induce un campo magnético continuo en dirección vertical paralelo al eje de rotación

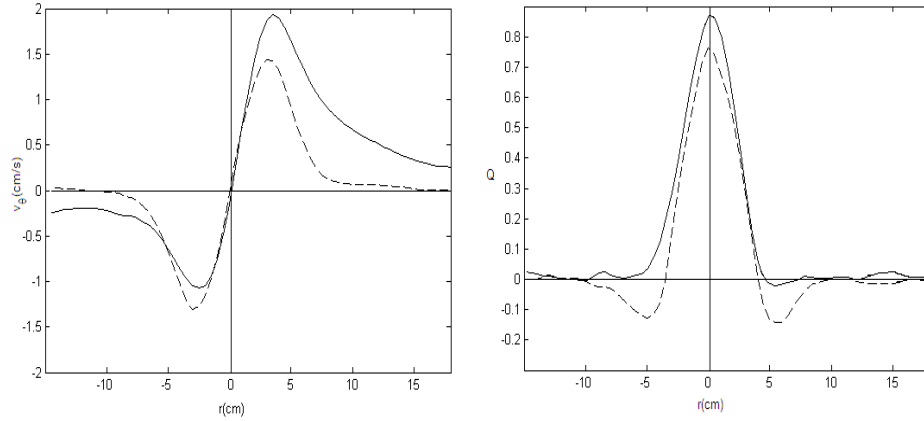


Figura 3.5: Perfil típico de velocidad tangencial (izquierda) y vorticidad (derecha) a lo largo de una sección, para vórtices de succión o *no-aislados* (línea continua) y vórtices electromagnéticos o *aislados* (línea discontinua), ambos ciclónicos, en experimentos con fondo plano.

de la mesa dentro del fluido. Debido a la interacción del campo magnético con el campo eléctrico, se genera una fuerza resultante (de Lorentz), sobre las partículas cargadas dentro del agua (iones de sal). Esta fuerza actúa en el fluido en dirección perpendicular a la corriente eléctrica y al campo magnético, es decir, en el plano horizontal, generando vórtices ciclónicos o anticiclónicos dependiendo de la polaridad del voltaje aplicado.

En la figura 3.5 se muestran con línea discontinua los perfiles típicos de velocidad tangencial y vorticidad de estos vórtices. El perfil de velocidad tangencial alcanza un máximo y después decae rápidamente hasta llegar a cero. Por otro lado, el campo de vorticidad consiste de un centro con signo definido rodeado por un anillo de vorticidad de signo opuesto. El área integral de la vorticidad es cero, característica por la cual son llamados vórtices aislados. Con esta técnica se pueden generar vórtices ciclónicos y anticiclónicos estables, a diferencia del método de succión en el que solo se pueden crear vórtices ciclónicos. El número de Rossby inicial es menor que uno, es decir, tienden a ser un poco menos intensos que los vórtices de succión.

Para mayores detalles sobre las características principales de vórtices no-aislados y aislados ver Hopfinger y van Heijst (1993). Cabe mencionar que en todos los experimentos (de succión y electromagnéticos) se añadió la misma cantidad de sal para tener siempre

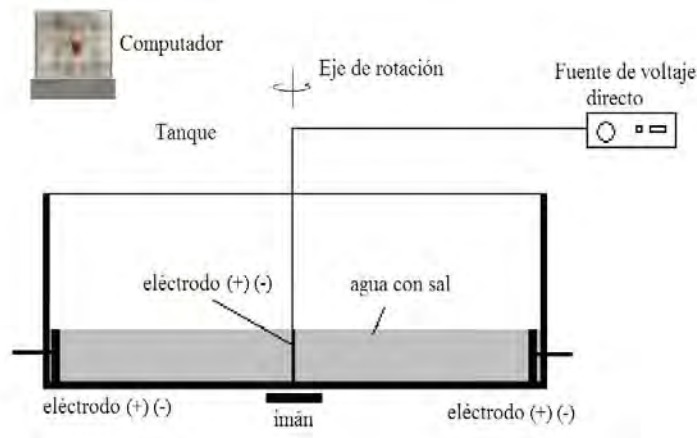


Figura 3.6: Dibujo del montaje experimental en el que se muestra el método electromagnético para generar vórtices.

la misma densidad y viscosidad.

### 3.3.4. Islas y estrechos

En la siguiente figura se muestra el arco de las AM así como el nombre de las islas que lo componen. Es evidente observar la diferencia en dimensiones tanto en tamaño como en la distancia entre ellas.



Figura 3.7: El Arco de las Antillas Menores y el nombre de las islas que lo componen.

En este trabajo, como una aproximación al AA, se implementaron dos tipos de barreras que representan el caso cuando los estrechos entre islas son angostos y anchos con respecto al tamaño del remolino que incide entre ellas. Estas barreras consisten en una serie de obstáculos de anchura  $L$  (islas) separados una distancia  $D$  (estrechos). En ambos casos se utilizó  $L = 1.2cm$ . Las barreras se diferencian en la separación entre las islas: una tiene estrechos angostos,  $D = 0.8cm$  (que de aquí en adelante la llamaremos **A**), y otra tiene estrechos más amplios,  $D = 2.8cm$  (que denominaremos **B**). En estas configuraciones las islas abarcan toda la columna de agua en la dirección vertical. En la figura 3.8 se muestran las dos diferentes barreras. Notese que en el modelo experimental la barrera de islas es recta, mientras que las islas de las antillas están dispuestas en un arco. Sin embargo, el radio de curvatura del AA ( $\sim 800km$ ) es varias veces mayor que el radio de los giros incidentes ( $\sim 150km$ ), por lo que la barrera recta es una aproximación razonable. En otras palabras, introducir una barrera curva en los experimentos no cambiará sensiblemente los resultados.

Suponiendo que los vórtices tienen un radio aproximado de  $R \sim 3cm$  los valores adimensionales importantes son

$$L' = \frac{L}{R} = 0.4 \quad (3.19)$$

para ambas barreras, mientras que

$$D' = \frac{D}{R} = 0.26 \quad (3.20)$$

para la barrera **A** y

$$D' = 0.93 \quad (3.21)$$

en la barrera **B**. Estos valores son congruentes con los correspondientes a los GNGB en la zona de estudio, caracterizados por  $L \sim 60km$ ,  $D \sim 40km$  y  $R \sim 150km$ , (Simmons y Nof, 2002).

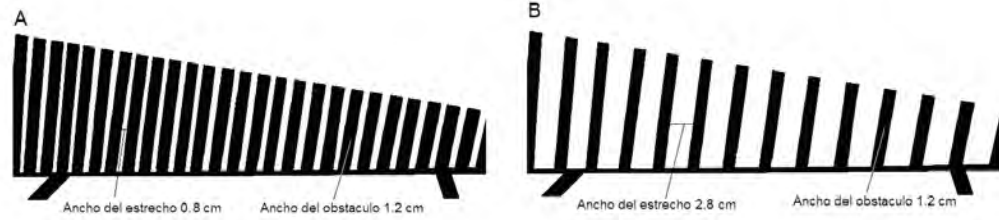


Figura 3.8: Configuraciones de las barreras usadas en los experimentos: barrera **A** (estrechos pequeños), barrera **B** (estrechos grandes).

### 3.3.5. Aproximación del remolino a la barrera

Se utilizaron dos tipos de métodos para hacer colisionar a los remolinos con la barrera. Por un lado, se implementó un plano beta topográfico como el descrito en la sección 3.2.2, en el cual los vórtices ciclónicos se desplazan en dirección “noroeste” (y en el caso de anticiclones al “suroeste”) hacia la barrera que se encuentra fija en la parte central del tanque. Se requirió realizar varias pruebas para conseguir que el remolino se desplazara en la dirección adecuada y colisionara con la parte central de la barrera, en donde se realizaron las mediciones con mayor precisión. Además, se hicieron experimentos con vórtices anticiclónicos (creados por el método electromagnético) para las dos barreras, obteniéndose un resultado equivalente al observado para los ciclónicos.

El segundo método consistió en generar al vórtice en una posición fija (usando un fondo plano) mientras que la barrera se hizo desplazar de manera lenta y uniforme por medio de un motor hacia el remolino. La velocidad de la barrera fue de  $0.5\text{cm/s}$  y todos los vórtices fueron generados en la misma posición, a  $15\text{cm}$  de distancia de las islas. De esta forma, la barrera se movió perpendicular a los vórtices, interaccionando con ellos en su parte central.

La figura 3.9 muestra esquemáticamente la implementación de estas dos formas de hacer colisionar a los remolinos con la cadena de islas.



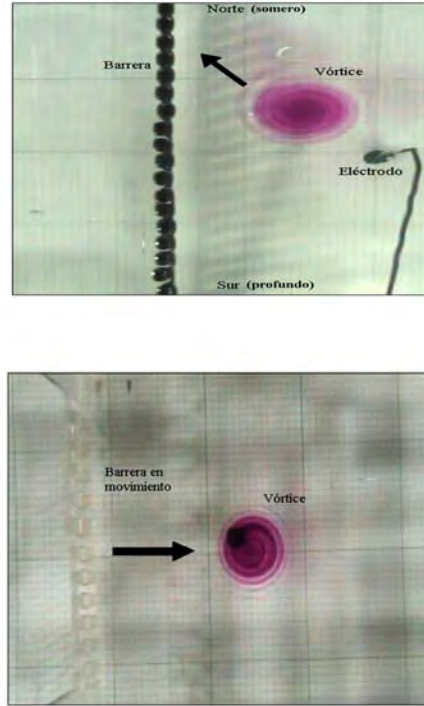


Figura 3.9: Dibujo de las dos diferentes configuraciones para inducir la colisión del vórtice con la barrera. (Superior) plano beta topográfico, (inferior) movimiento de la barrera.

### 3.3.6. Resumen de experimentos realizados

Tomando en cuenta las subsecciones anteriores, la tabla 3.1 presenta un resumen de los experimentos realizados. En ella se toman en cuenta el modo de generación de los remolinos, su signo, el ancho de los estrechos y la manera en que el vórtice y la barrera son aproximados uno hacia el otro. Se debe subrayar que cada tipo de experimento fue realizado al menos tres veces para verificar su reproducibilidad. En las subsecciones siguientes se describen los resultados principales.

Cuadro 3.1: Tipos de configuración para cada experimento.

Experimento	Vórtice	Signo	Estrechos	Aproximación del vórtice
1	Succión	Ciclónico	Angostos	Plano beta
2	Electromagnético	Ciclónico	Angostos	Plano beta
3	Succión	Ciclónico	Anchos	Plano beta
4	Electromagnético	Ciclónico	Anchos	Plano beta
5	Electromagnético	Anticiclónico	Angostos	Plano beta
6	Electromagnético	Anticiclónico	Anchos	Plano beta
7	Succión	Ciclónico	Angostos	Barrera móvil
8	Succión	Ciclónico	Anchos	Barrera móvil
9	Electromagnético	Ciclónico	Angostos	Barrera móvil
10	Electromagnético	Ciclónico	Anchos	Barrera móvil

### 3.4. Dinámica en el plano $\beta$ topográfico

La característica principal de los vórtices ciclónicos en presencia del efecto beta es su autopropagación hacia el noroeste. En los presentes experimentos, los remolinos son generados en la parte sureste del tanque, para que su traslación natural los haga colisionar con la barrera colocada al centro del mismo (orientada de norte a sur). En el caso de remolinos anticiclónicos, su punto de generación es la parte noreste del tanque para que su traslación hacia el suroeste los haga colisionar con la barrera.

Otra cualidad notable del plano  $\beta$  es la emisión de ondas de Rossby a lo largo de la trayectoria del vórtice en forma de una estela de vorticidad de signo contrario (ver Hopfinger y van Heijst (1993); Flór y Eames (2002)). La intensidad de estas ondas depende

de la intensidad del efecto beta (McDonald, 1998), sin embargo, en general son mucho más débiles que el remolino, por lo que no se espera que su presencia tenga un efecto relevante en la interacción con las islas.

Con el objetivo de entender las diferentes evoluciones posibles por los dos tipos de vórtices al interactuar con las barreras, la siguiente serie de experimentos fue realizada. En esta sección se presentan los resultados de los experimentos en el mismo orden de la tabla 3.1.

### 3.4.1. Interacción con estrechos angostos

En la figura 3.10 se muestra la secuencia de los campos de vorticidad de un vórtice no-aislado (succión) colisionando con la barrera **A** y una secuencia cualitativa de otro remolino generado en condiciones similares. Aunque la trayectoria del vórtice no es idéntica en ambos tipos de experimentos, el comportamiento general es el mismo. Estos remolinos son inicialmente muy intensos y se mueven hacia la barrera con una velocidad de traslación aproximada de  $0.9\text{cm/s}$  en dirección noroeste. El ángulo de incidencia con la barrera es  $\approx 20^\circ$  al momento de colisionar.

Durante la interacción el vórtice se deforma ligeramente mientras se mueve hacia el norte a una velocidad aproximada de  $0.4\text{cm/s}$ . Adyacente a la barrera se forma una región con vorticidad negativa que posteriormente envuelve al remolino. Después el vórtice se separa ligeramente de la barrera para recuperar su movimiento al oeste e incidir nuevamente con las islas. Finalmente, el vórtice se mantiene estancado y se disipa por efectos viscosos. Además, se calculó el centro de máxima vorticidad del remolino con el objetivo de seguir su trayectoria durante la interacción; el camino seguido por el vórtice, cuyo paso de tiempo entre muestras es de  $1\text{s}$ , se muestra en la columna izquierda. Al observar con mayor detalle varios experimentos de este tipo, se encuentra que cuando el vórtice interactúa con la barrera algunos filamentos débiles alcanzan a pasar al otro lado por algunos estrechos. Este comportamiento es bastante similar al de la interacción de un vórtice con una pared sólida (Zavala Sansón *et al.*, 1999), con excepción de la débil transferencia de masa al otro lado de la barrera. De aquí se infiere que la separación de las islas es muy pequeña, de manera que la barrera actúa casi como si fuera una frontera cerrada.

Por otro lado, las gráficas de los contornos de vorticidad y la secuencia cualitativa

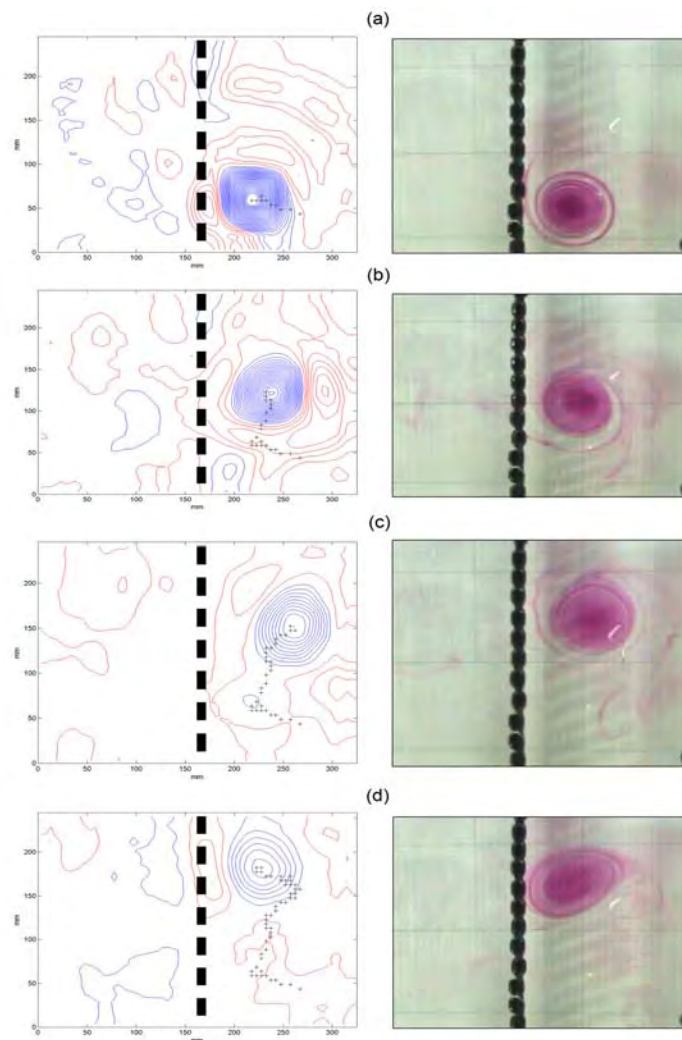


Figura 3.10: (Izquierda): Contornos de vorticidad para el vórtice no-aislado (succión) para los tiempos (a) 15 s, (b) 30 s, (c) 45 s, (d) 60 s de iniciado el vórtice. Las líneas azules y rojas representan vorticidad ciclónica (positiva) y anticiclónica (negativa), respectivamente. Los pasos en los contornos son de 0.02 del valor máximo de vorticidad. Los valores cercanos a 0 son omitidos para evitar ruido. La línea vertical representa la barrera **A**. El desplazamiento del centro del vórtice se indica con símbolos (+); la frecuencia entre puntos es de 1s. (Derecha): Secuencia de imágenes de la evolución de un vórtice similar visualizado con tinta.

para vórtices aislados al interactuar con la barrera **A** se muestran en la figura 3.11. Los

vórtices aislados son menos intensos y su velocidad de traslación hacia la barrera es más lenta, aproximadamente de  $0.3\text{cm/s}$ , y el ángulo de incidencia con la barrera es de  $\approx 45^\circ$  en dirección noroeste.

Desde su generación, el centro del vórtice se encuentra rodeado por vorticidad de signo contrario. Cuando el vórtice arriba a la barrera se mantiene estancado, moviéndose ligeramente paralelo a la barrera, hacia el norte, hasta disiparse. Este patrón de comportamiento es también análogo al de la interacción con una pared sólida, aunque de menor intensidad que el caso del vórtice no-aislado. En la misma figura se puede ver el desplazamiento del vórtice. Otro fenómeno notorio es la generación de una lengua de vorticidad negativa al noreste del remolino; esta estructura es parte de la onda de Rossby generada por el vórtice.

### 3.4.2. Interacción con estrechos anchos

En la figura 3.12 se muestra la secuencia de un vórtice no-aislado incidiendo sobre la barrera **B**. La rapidez del desplazamiento y el ángulo de incidencia con la barrera son característicos de vórtices de ese tipo. Este caso muestra resultados más interesantes del punto de vista dinámico y probablemente oceanográfico. Antes de que el remolino incida sobre la barrera, del lado oeste de la misma se generan zonas de vorticidad con signo alternado entre los estrechos. Al momento de incidir el vórtice con la barrera se observa un comportamiento similar al del caso anterior: el remolino se desplaza hacia el norte paralelo a la barrera. Sin embargo, del experimento cuantitativo se puede apreciar la fusión de las estructuras ciclónicas del lado oeste de la barrera, creando un nuevo remolino. Este efecto también se aprecia en el experimento con tinta, aunque débilmente.

En la figura 3.13 se muestra la secuencia de la interacción del vórtice aislado con la barrera **B**. En este vórtice la dinámica de la interacción es similar a los no-aislados. Sin embargo, por su poca intensidad estos vórtices no generan vorticidad alternada del lado oeste de la barrera. Durante su desplazamiento paralelo a la barrera, una gran parte del remolino incidente comienza a pasar al lado oeste a través de los estrechos. La porción que ha cruzado genera un nuevo vórtice en la parte oeste cuya magnitud es similar a la del original. Se puede notar que no todo el vórtice cruza las islas. La parte que permanece al este se mueve paralelo a la barrera en dirección norte.

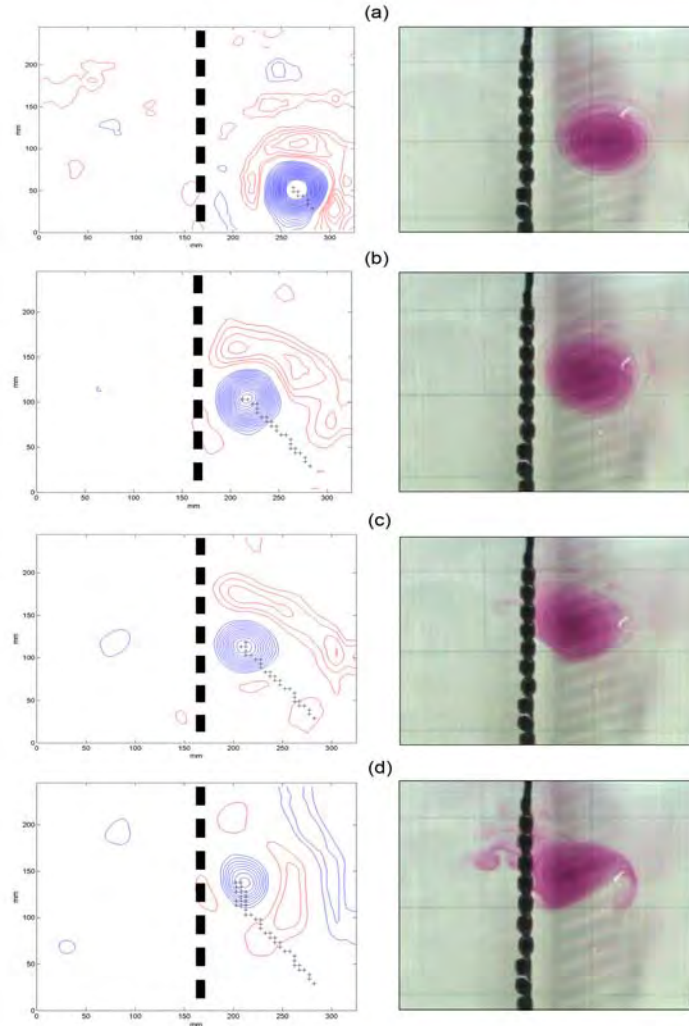


Figura 3.11: (Izquierda): Contornos de vorticidad para el vórtice aislado (electromagnético) para los tiempos (a) 15 s, (b) 30 s, (c) 45 s, (d) 60 s de iniciado el vórtice. Las líneas azules y rojas representan vorticidad ciclónica (positiva) y anticiclónica (negativa), respectivamente. Los pasos en los contornos son de 0.02 del valor máximo de vorticidad. Los valores cercanos a 0 son omitidos para evitar ruido. La línea vertical representa la barrera **A**. El desplazamiento del centro del vórtice se indica con símbolos (+); la frecuencia entre puntos es de 1s. (Derecha): Secuencia de imágenes de la evolución de un vórtice similar visualizado con tinta.

### 3.4.3. Formación de vórtices en el lado oeste de las islas

En las figuras 3.10 y 3.11 se observa que existe una diferencia entre los dos tipos de vórtice en su interacción con la barrera **A**. Esta discrepancia es debida principalmente

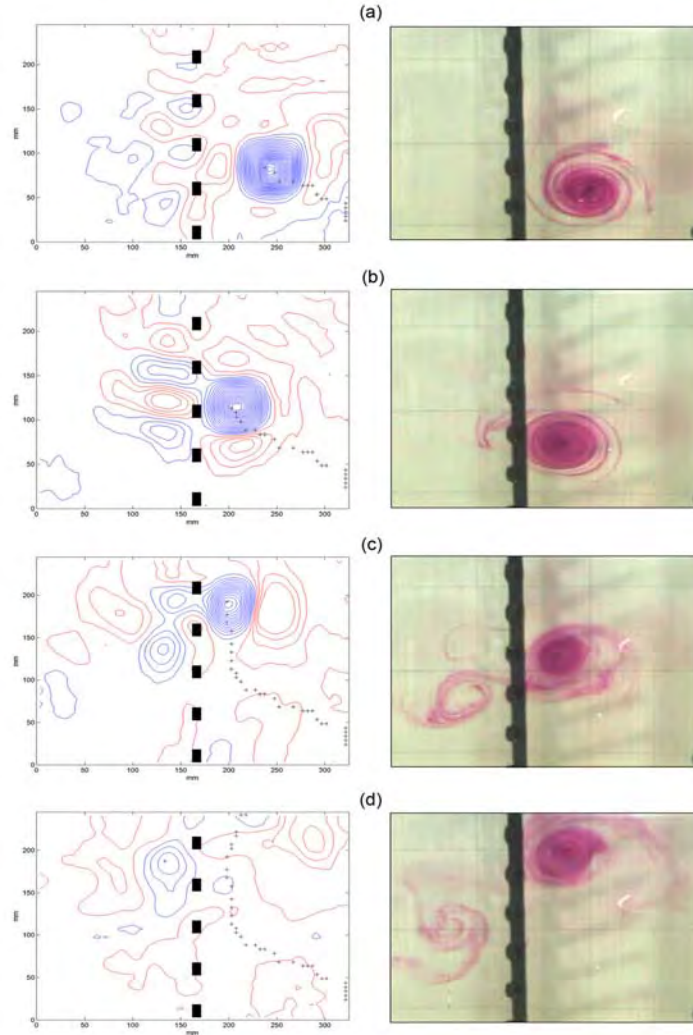


Figura 3.12: (Izquierda): Contornos de vorticidad para el vórtice no-aislado (succión) para los tiempos (a) 15 s, (b) 30 s, (c) 45 s, (d) 60 s de iniciado el vórtice. Las líneas azules y rojas representan vorticidad ciclónica (positiva) y anticiclónica (negativa), respectivamente. Los pasos en los contornos son de 0.02 del valor máximo de vorticidad. Los valores cercanos a 0 son omitidos para evitar ruido. La línea vertical representa la barrera **B**. El desplazamiento del centro del vórtice se indica con símbolos (+); la frecuencia entre puntos es de 1s. (Derecha): Secuencia de imágenes de la evolución de un vórtice similar visualizado con tinta.

a la diferencia de intensidad de cada uno. Los no-aislados son aproximadamente 3 veces

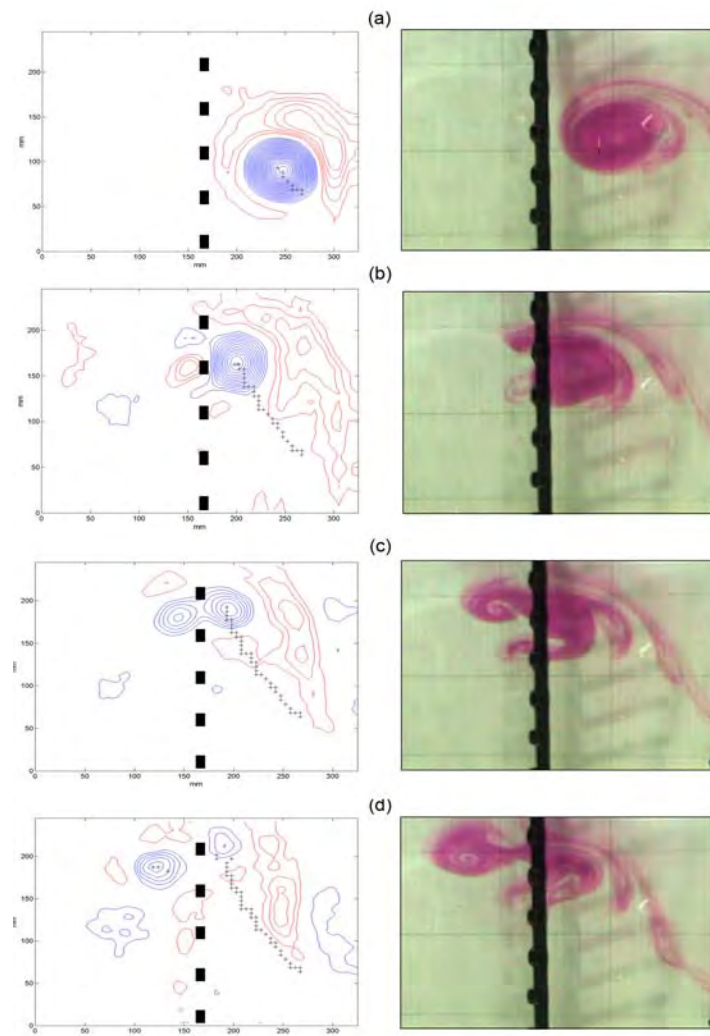


Figura 3.13: (Izquierda): Contornos de vorticidad para el vórtice aislado (electromagnético) para los tiempos (a) 15 s, (b) 30 s, (c) 45 s, (d) 60 s de iniciado el vórtice. Las líneas azules y rojas representan vorticidad ciclónica (positiva) y anticiclónica (negativa), respectivamente. Los pasos en los contornos son de 0.02 del valor máximo de vorticidad. Los valores cercanos a 0 son omitidos para evitar ruido. La línea vertical representa la barrera **B**. El desplazamiento del centro del vórtice se indica con símbolos (+); la frecuencia entre puntos es de 1s. (Derecha): Secuencia de imágenes de la evolución de un vórtice similar visualizado con tinta.

más intensos que los aislados, razón por la cual la interacción con las barreras puede ser



más violenta. Sin embargo la barrera **A** se comporta como una pared sólida para ambos vórtices: aunque algunos filamentos muy débiles de los vórtices aislados pasen a través de ella no son tan energéticos como para formar una estructura suficientemente coherente.

Por otro lado, la dinámica de los vórtices no-aislados con la barrera **B** es diferente y presenta características muy particulares: en el momento en que el vórtice se va acercando a la barrera, del lado oeste de ella se forman cinco vórtices alternados. Poco después, vórtices con igual signo se fusionan para formar una estructura dipolar. Posteriormente, cuando el vórtice original incide con la barrera, se desplaza al norte a lo largo de ella y un intenso filamento comienza a pasar a través de un estrecho. Este filamento mantiene la coherencia del vórtice incidente y se fusiona con la parte ciclónica del dipolo, formándose un ciclón coherente casi tan intenso como el original.

En las figuras 3.12 y 3.13 se muestra la interacción de los vórtices con la barrera **B**. Como se puede apreciar, el paso de ambos vórtices a través de la barrera presenta una dinámica muy similar. Lo más relevante de estos experimentos es que demuestran claramente que se pueden formar nuevos remolinos en el lado oeste de la barrera a partir de la interacción de los vórtices que arriban a ella por el lado este.

#### 3.4.4. Equivalencia dinámica de ciclones y anticiclones

Con el objetivo de entender el comportamiento dinámico utilizando vórtices anticiclónicos, se hicieron una serie de experimentos para vórtices aislados. Es importante señalar que los vórtices de succión sólo pueden tener vorticidad ciclónica. Sin embargo, con el método electromagnético es posible generar vórtices anticiclónicos, relativamente estables, y con tiempo de vida suficiente para su análisis durante la interacción con las barreras.

Durante la interacción, estos remolinos se comportaron dinámicamente de forma equivalente a los ciclónicos, con la diferencia de que los movimientos en la dirección norte se presentan ahora hacia el sur. Por ejemplo, cuando un anticiclón interacciona con la barrera **A** primero se desplaza hacia el suroeste y al llegar a las islas se traslada hacia el sur a lo largo de la barrera. Al igual que el ciclón, el anticiclón no pasa la barrera, con excepción de algunos filamentos escasos y débiles.

En la figura 3.14 se muestra la secuencia cualitativa y cuantitativa para un vórtice

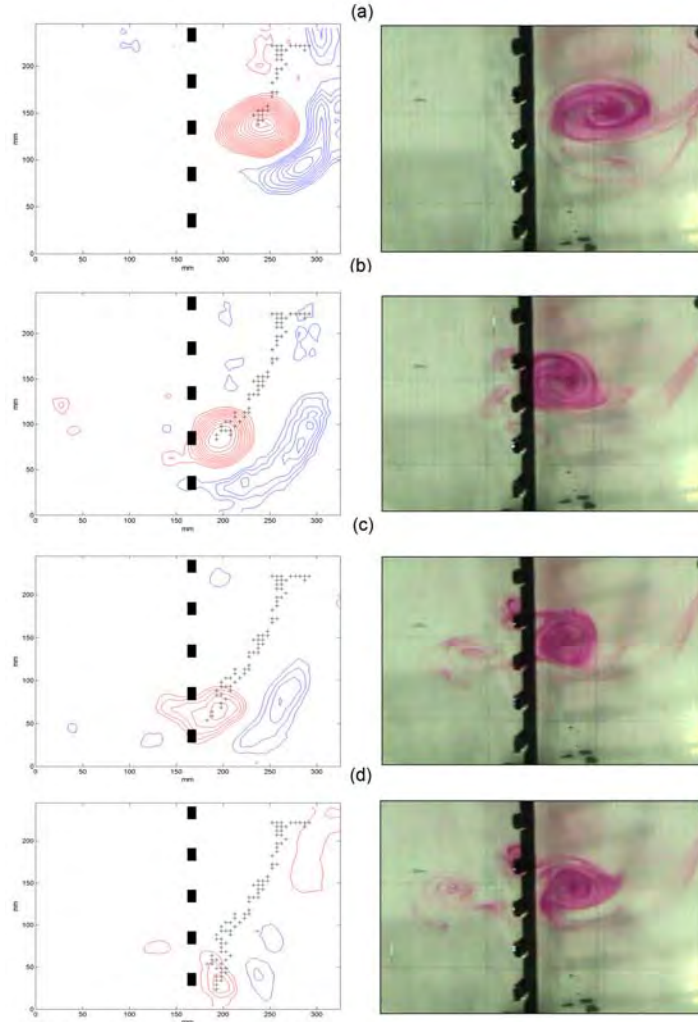


Figura 3.14: (Izquierda): Contornos de vorticidad para el vórtice aislado (electromagnético) para los tiempos (a) 15 s, (b) 30 s, (c) 45 s, (d) 60 s de iniciado el vórtice. Las líneas azules y rojas representan vorticidad ciclónica (positiva) y anticiclónica (negativa), respectivamente. Los pasos en los contornos son de 0.02 del valor máximo de vorticidad. Los valores cercanos a 0 son omitidos para evitar ruido. La línea vertical representa la barrera **B**. El desplazamiento del centro del vórtice se indica con símbolos (+), la frecuencia entre puntos es de 1s. (Derecha): Secuencia de imágenes de la evolución de un vórtice similar visualizado con tinta.

anticiclónico incidiendo en la barrera **B** con estrechos anchos. La dinámica es similar

a la de un vórtice ciclónico: el vórtice se estanca y parte de este pasa a través de un estrecho, generándose así un nuevo vórtice en la parte oeste de la barrera. Sin embargo, la generación de celdas con vorticidad alternada entre las islas es mucho menos notoria que en el caso ciclónico. Con estos resultados se verificó que los factores considerados para el problema de la interacción con las islas no son directamente dependientes del sentido de giro del vórtice.

## 3.5. Dinámica con la barrera en movimiento

En esta sección se presentan los resultados de los experimentos con movimiento constante de la barrera hacia un vórtice fijo sobre un fondo plano (sólo para vórtices ciclónicos). Para esta serie de experimentos se utilizó un motor que desplaza la barrera a una velocidad constante de  $0.5\text{cm/s}$  (ver figura 3.4). De esta forma la barrera colisiona con el vórtice, simulando así que el remolino se aproxima a la cadena de islas.

### 3.5.1. Interacción con estrechos angostos

En la figura 3.15 se muestra la secuencia de la interacción del vórtice no-aislado con la barrera **A**. Antes de que el vórtice colisione con las islas comienza a moverse en la misma dirección que la barrera (se refleja). Durante el tiempo de la interacción y por efectos de la condición de frontera en los obstáculos sólidos de la barrera (condición de no-deslizamiento), se genera vorticidad anticiclónica del lado izquierdo del vórtice, la cual ocasiona que éste se desplace a su vez hacia el lado izquierdo. Cuando la barrera llega a situarse directamente en contacto con el remolino, continúa arrastrándolo en la dirección de su movimiento. Se debe notar también que no se observa el paso de filamentos o porciones importante del remolino a través de los estrechos: nuevamente, la barrera **A** se comporta como una pared sólida.

La secuencia de la interacción de la barrera **A** con un vórtice aislado se puede apreciar en la figura 3.16. Estos vórtices tienen la característica de que al sentir la barrera comienzan a mostrar la siguiente dinámica: el vórtice se refleja ligeramente mientras comienza a pasar a través de los estrechos un filamento que origina un vórtice poco coherente del otro

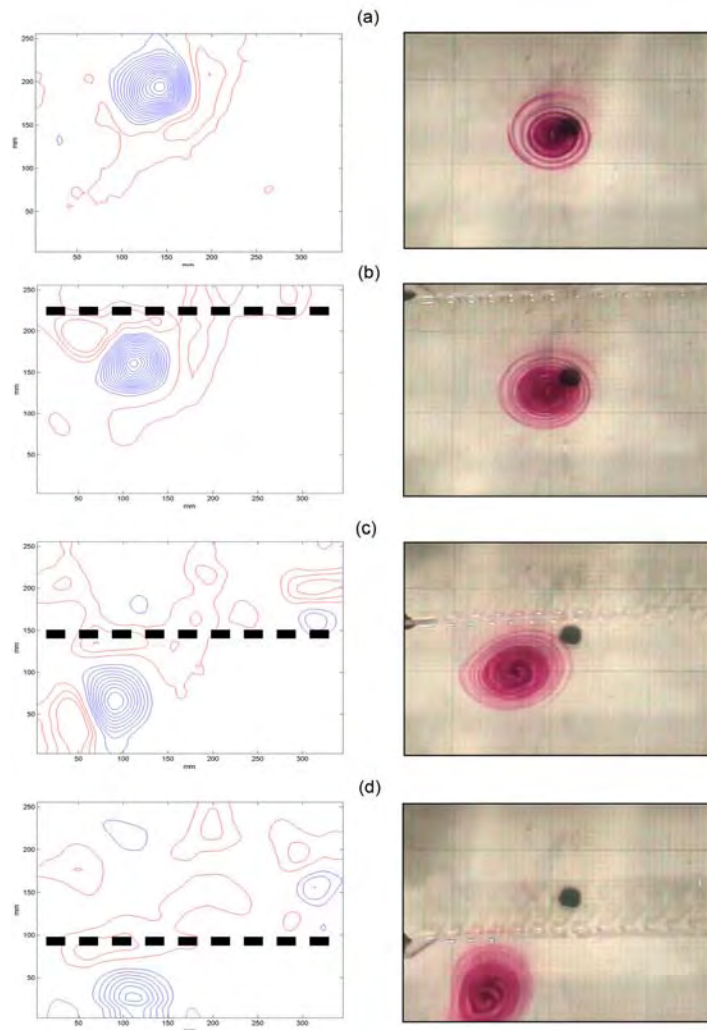


Figura 3.15: (Izquierda): Contornos de vorticidad para el vórtice no-aislado para los tiempos (a) 10 s, (b) 30 s, (c) 45 s, (d) 60 s, después de que la barrera comienza a desplazarse. Las líneas azules y rojas representan vorticidad ciclónica (positiva) y anticiclónica (negativa), respectivamente. Los pasos en los contornos son de 0.02 del valor máximo de vorticidad. Los valores cercanos a 0 son omitidos para evitar ruido. La línea horizontal representa la barrera **A**. (Derecha): Secuencia de imágenes de la evolución de un vórtice similar visualizado con tinta.

lado de la barrera. En este caso también se genera vorticidad anticiclónica por efectos de la viscosidad en la parte donde interacciona el vórtice con la barrera. Esta ocasiona que

el remolino se desplace ligeramente a la izquierda de la barrera durante la interacción. No todo el vórtice pasa a través de la barrera: la parte que no pasa se mueve junto con ella hasta disiparse. Este es el único caso en el que se observa el paso de filamentos intensos a través de la barrera con estrechos angostos.

### 3.5.2. Interacción con estrechos anchos

El caso de un vórtice no-aislado colisionando con la barrera **B** se muestra en la figura 3.17. Durante la interacción el vórtice ligeramente se refleja de la barrera. Cuando el contacto es directo, parte del remolino comienza a pasar en forma de filamento. Sin embargo, este filamento no parece reorganizarse en un nuevo remolino, es decir, la vorticidad que se observa al otro lado de la barrera no muestra estructuras coherentes. Del experimento cualitativo tampoco se observa una clara estructura ciclónica del otro lado de la barrera.

En la figura 3.18 se muestra la secuencia para un vórtice aislado. En este tipo de vórtices se observa claramente el anillo de vorticidad opuesta alrededor de ellos, como se mencionó anteriormente. Durante la interacción, el vórtice no se refleja, es decir, mantiene su posición inicial durante todo el proceso. Cuando la barrera hace contacto, prácticamente todo el remolino pasa a través de un estrecho en forma de un intenso filamento. La estructura ciclónica que se observa del otro lado de la barrera, aunque bastante irregular, corresponde al ciclón original. Sin embargo, también se puede observar que el campo de vorticidad resultante es bastante desordenado.

### 3.5.3. Flujo a través de la barrera

La interacción de los dos tipos de vórtice mostró características diferentes con el movimiento constante de la barrera: la barrera **A** se comporta para los vórtices no-aislados similar a una pared sólida. En contraste, un fuerte filamento pasa a través de ella cuando son aislados. Este filamento es lo suficientemente energético de manera que forma una serie de nuevos vórtices al otro lado de la barrera, aunque de menor intensidad. Por otro lado, en la barrera **B** ambos tipos de vórtices pasan a través de ella en forma de un intenso filamento, el cual se reorganiza en una serie de regiones de vorticidad alternada del otro lado de la barrera; sin embargo los vórtices no son lo suficientemente coherentes.

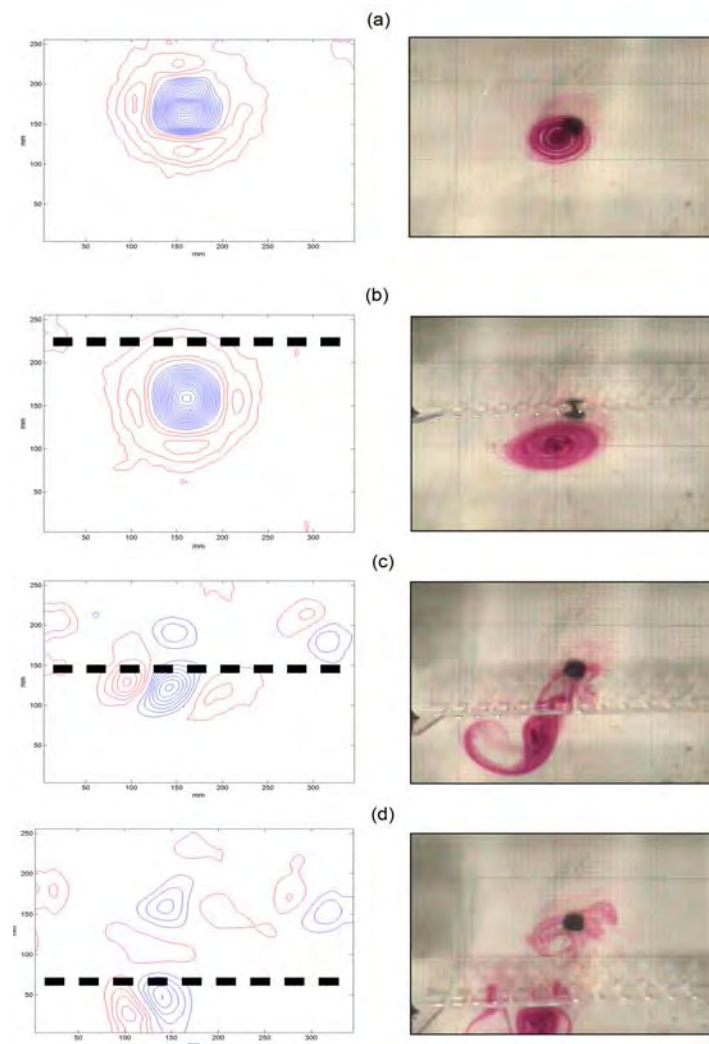


Figura 3.16: (Izquierda): Contornos de vorticidad para el vórtice aislado para los tiempos (a) 10 s, (b) 30 s, (c) 45 s, (d) 60 s, después de que la barrera comienza a desplazarse. Las líneas azules y rojas representan vorticidad ciclónica (positiva) y anticiclónica (negativa), respectivamente. Los pasos en los contornos son de 0.02 del valor máximo de vorticidad. Los valores cercanos a 0 son omitidos para evitar ruido. La línea horizontal representa la barrera **A**. (Derecha): Secuencia de imágenes de la evolución de un vórtice similar visualizado con tinta.

Posiblemente la alternancia en esa vorticidad no sea únicamente debida al paso de los filamentos del vórtice sino al movimiento propio de la barrera.

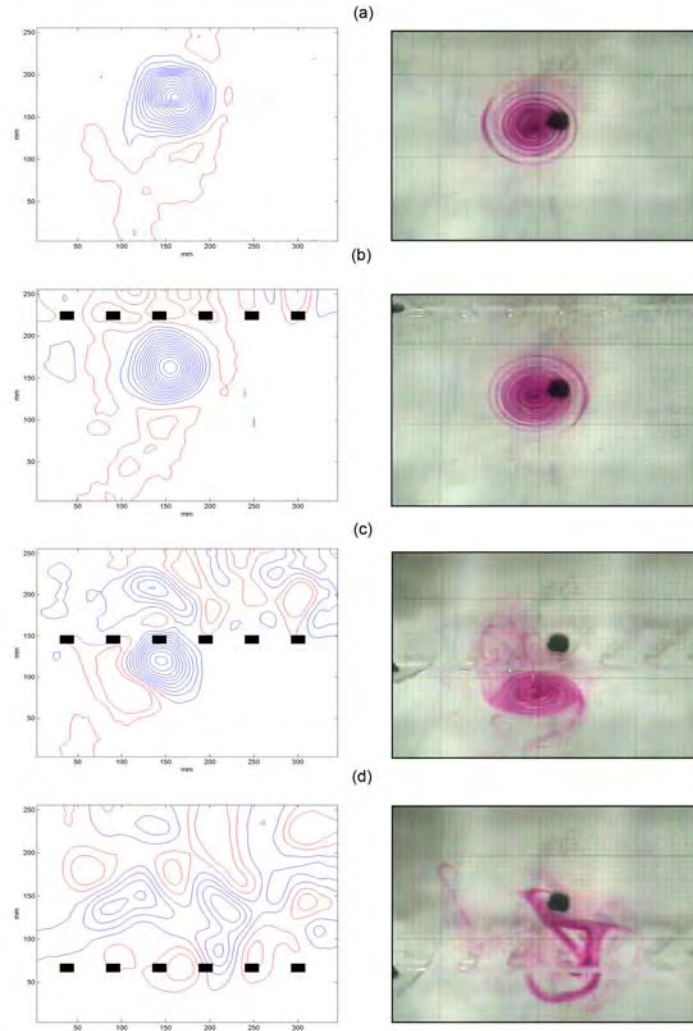


Figura 3.17: (Izquierda): Contornos de vorticidad para el vórtice no-aislado para los tiempos (a) 10 s, (b) 30 s, (c) 45 s, (d) 60 s, después de que la barrera comienza a desplazarse. Las líneas azules y rojas representan vorticidad ciclónica (positiva) y anticiclónica (negativa), respectivamente. Los pasos en los contornos son de 0.02 del valor máximo de vorticidad. Los valores cercanos a 0 son omitidos para evitar ruido. La línea horizontal representa la barrera **B**. (Derecha): Secuencia de imágenes de la evolución de un vórtice similar visualizado con tinta.

Con el objetivo de entender el efecto causado por el movimiento de la barrera en el fluido, se realizaron experimentos únicamente con la barrera en movimiento, pero sin

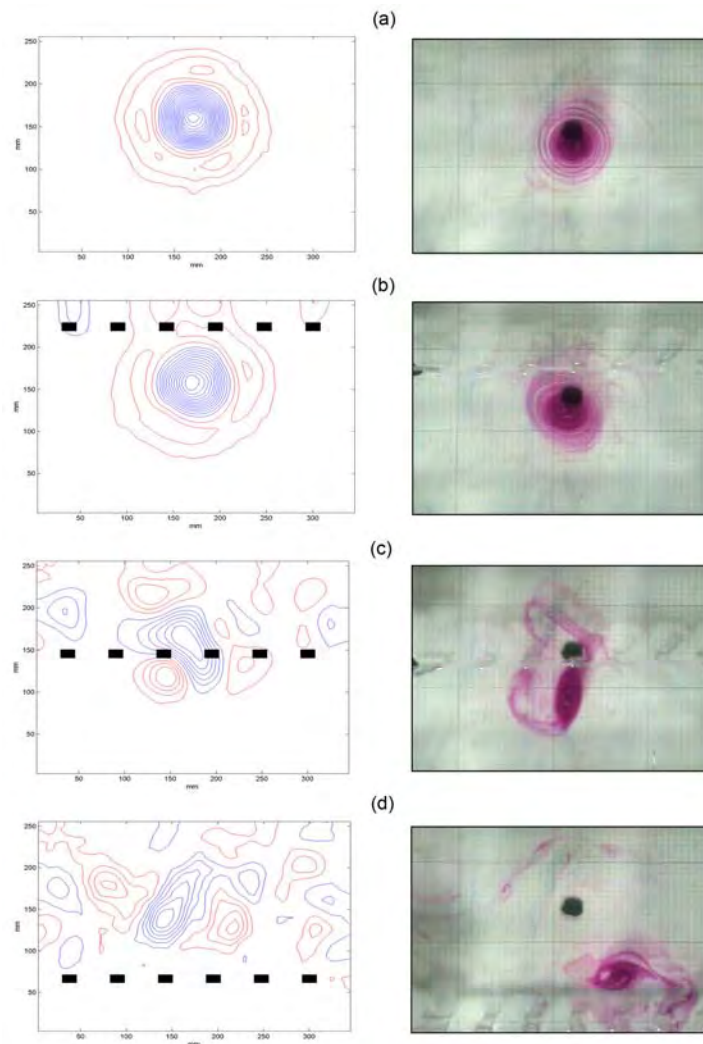


Figura 3.18: (Izquierda): Contornos de vorticidad para el vórtice aislado para los tiempos (a) 10 s, (b) 30 s, (c) 45 s, (d) 60 s, después de que la barrera comienza a desplazarse. Las líneas azules y rojas representan vorticidad ciclónica (positiva) y anticiclónica (negativa), respectivamente. Los pasos en los contornos son de 0.02 del valor máximo de vorticidad. Los valores cercanos a 0 son omitidos para evitar ruido. La línea horizontal representa la barrera **B**. (Derecha): Secuencia de imágenes de la evolución de un vórtice similar visualizado con tinta.

generar ningún vórtice frente a ella. El objetivo fue observar el campo de vorticidad generado por el paso de la barrera.



En general, se observó lo siguiente, como lo muestra la figura 3.19: Al paso de la barrera se forman en sus extremos vórtices de tamaño considerable; al mismo tiempo se genera vorticidad alternada paralela a la misma a través de los estrechos, pero de mucha menor intensidad. En la figura se muestra el campo de vorticidad generado por la barrera **A**. Se observó que los vórtices generados en los extremos de la barrera pueden tener igual magnitud que los vórtices generados por el remolino incidente. En todos los experimentos, incluyendo los que no se muestran aquí, siempre se generó esta vorticidad alternada en los extremos de la barrera, la cual adquiere importancia en el momento en que se regenera el vórtice al pasar la barrera. En efecto, estas estructuras interfieren con los filamentos generados en los estrechos y pueden ser una causa por la que estos no se organicen como estructuras coherentes al otro lado de la barrera. Se intentó de diferentes maneras evitar el desarrollo de estos remolinos en los extremos pero no se logró suprimirlos. Por esta razón, se puede concluir que los experimentos con la barrera en movimiento introducen perturbaciones no deseables para un modelo oceanográfico aplicable al AA.

### 3.6. Discusión y Conclusiones

En este capítulo se analizó la dinámica de la interacción de vórtices barotrópicos monopoles (ciclónicos y anticiclónicos) con múltiples estrechos, mediante modelación experimental. Este análisis se fundamentó en tres principales aspectos de tal dinámica: 1) tipo de vórtice, 2) separación de los estrechos en las barreras y 3) el movimiento del vórtice hacia la barrera. Para el análisis de los experimentos se implementaron dos técnicas: a) cualitativa, que consistió en añadir colorante al flujo con el objetivo de hacer visible el vórtice, y b) cuantitativa, mediante mediciones lagrangianas, utilizando el método PIV.

En el primer caso (tipos de vórtice) se generaron mediante dos diferentes métodos, 1) el método de succión, el cual ha sido ampliamente utilizado en diversos estudios y 2) el electromagnético, este último más significativo y novedoso en este trabajo, debido a la posibilidad de generar vórtices anticiclónicos estables, además de controlar convenientemente su velocidad angular inicial. Hasta la fecha no se ha documentado dicha técnica para el análisis de la dinámica de vórtices en el plano beta topográfico.

El análisis de las características horizontales de los dos diferentes vórtices mostró que

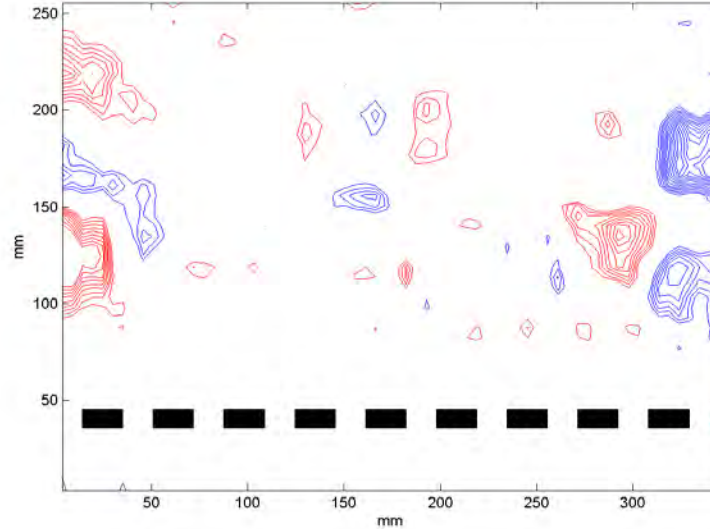


Figura 3.19: Contornos de vorticidad al paso de la barrera sin vórtice. Las líneas azules y rojas representan vorticidad ciclónica (positiva) y anticiclónica (negativa), respectivamente. Los pasos en los contornos van de 0.02 del valor máximo de vorticidad, iguales a los calculados en las configuraciones con vórtices. La línea horizontal representa la barrera **A**.

cada uno tiene un perfil característico: los vórtices de succión tienen forma circular y su campo de vorticidad es siempre del mismo signo, por tal razón son llamados *no-aislados*, (Kloosterziel y van Heijst, 1992). En contraste, el centro de los vórtices electromagnéticos está rodeado de vorticidad con signo contrario, de manera que su vorticidad neta es cero; ésta es una razón por la cual son llamados *aislados* (Kloosterziel y van Heijst, 1991). Este tipo de vórtices puede ser tan intenso como lo sean los campos eléctrico y magnético generadores de la fuerza de Lorentz. En general, los remolinos de succión en los experimentos realizados fueron más intensos ( $Ro \sim 1$ ) que los vórtices electromagnéticos ( $Ro \sim 0.5$ ). Respecto a la estabilidad de ambos vórtices, ésta depende en buena medida de su posición de generación en el tanque, debido a la forma de la superficie libre. La variación de la altura de la columna de agua debida a esta deformación genera la emisión de ondas de Rossby (topográficas), tanto en la configuración del plano beta topográfico o con fondo plano. Por otro lado, se conoce que los vórtices *no-aislados* son sumamente

estables ante pequeñas perturbaciones (Kloosterziel y van Heijst, 1992).

Para el segundo caso (características de la cadena de islas), se implementaron dos diferentes tipos de barreras en las cuales los vórtices colisionaron: 1) una barrera con estrechos pequeños, y 2) una barrera con estrechos grandes, en relación al tamaño del remolino. Esta interacción se puede considerar como una primera aproximación al caso real del problema de la interacción entre giros-estrechos a escalas oceánicas. Para el caso de la barrera con los estrechos pequeños, o barrera **A**, el radio de los vórtices es aproximadamente tres veces el ancho de los estrechos, y para la barrera con estrechos grandes, o barrera **B**, el radio de los vórtices fue aproximadamente igual al ancho de los huecos. Adimensionalmente los valores fueron  $D' = 0.26$  y  $D' = 0.93$ , respectivamente.

Para el tercer caso (aproximación del vórtice a la barrera) se utilizaron dos técnicas dinámicamente diferentes para hacer colisionar al vórtice con la barrera: 1) mediante la aproximación del plano beta topográfico, en el cual los vórtices se autopropagan con dirección oeste hasta encontrar la barrera, y 2) la aproximación constante de la barrera al vórtice.

Los resultados aquí obtenidos se pueden comparar con estudios experimentales previos. Por ejemplo, Matías-Durán y Velasco-Fuentes (2008) estudiaron el paso de un vórtice barotrópico a través de un solo estrecho. Estos autores analizaron solamente un tipo de vórtice, el vórtice de succión. En su configuración, la interacción del remolino fue por medio del movimiento constante de la barrera y el vórtice fijo a cierta distancia de ella. Los autores se enfocaron en el comportamiento del vórtice, es decir, si pasa o no a través del hueco. Sus resultados muestran tres comportamientos: vórtices débiles siempre tienen un paso total, vórtices fuertes tienen un paso total sólo cuando  $D' > 5$  ( $D'$  es la razón entre el ancho del hueco y el radio del vórtice), y los vórtices intermedios sufren un bloqueo parcial en huecos estrechos y paso total con el estrecho amplio  $D' > 5$ . En su configuración las relaciones del ancho del hueco con el radio del vórtice siempre fueron grandes. En todos sus experimentos el vórtice siempre arribó a la barrera perpendicularmente.

Por otro lado, Cenedese y Tanabe (2008) generaron vórtices mediante un cubo de hielo colocado sobre la superficie libre del agua. Una característica de estos vórtices es que no son completamente barotrópicos, ya que la diferencia de temperatura entre el hielo y el agua que lo rodea ocasiona que éste se derrita y genere un movimiento a lo largo de toda la

columna. Este movimiento es influenciado por la fuerza de Coriolis, de forma que genera un vórtice ciclónico. La diferencia de densidades en el fondo del vórtice genera efectos baroclínicos que pueden ser importantes. Otra característica de estos vórtices es que su velocidad tangencial es baja, y la de traslación lenta ( $\sim 0.2\text{cm/s}$ ). Además, con esta técnica es difícil controlar su intensidad. En sus experimentos, estos autores trabajaron con varias configuraciones de la barrera, en las cuales sólo variaron el ancho de las islas pero en ninguna se cambió el ancho del estrecho. Sólo una de sus configuraciones tiene valores parecidos con la nuestra, en cuyo resultado fue la formación de un débil dipolo al paso de las islas. En todos sus experimentos el vórtice arribó a la barrera con el mismo ángulo de incidencia e intensidad, aproximadamente.

De acuerdo a los resultados del presente trabajo, la variación del ancho de los estrechos, la intensidad del vórtice y posiblemente el ángulo de incidencia con la barrera (como fue observado en los experimentos con el plano beta topográfico), son parámetros fundamentales en la dinámica de la interacción vórtice-islas.

Aunque en este trabajo se ajustaron los valores reales de los GCNB y la cadena de islas del AA con los valores que corresponden con la configuración de la barrera **A**, los experimentos muestran que ésta se puede considerar que actúa como una pared sólida que obstruye el paso total o parcial de los vórtices, independientemente de su intensidad e incidencia al acercarse el vórtice a la barrera. En este caso, sólo algunos filamentos son capaces de cruzar el estrecho, pero son tan débiles que no pueden formar remolinos coherentes en el lado oeste de las islas. La generación de vorticidad de signo opuesto a la del remolino debida a la condición de frontera de no deslizamiento, indica que la barrera **A** no es un modelo adecuado para representar el AA, ya que a nivel oceanográfico no se espera un comportamiento de este tipo, dominado por efectos viscosos. Aún así, estos casos muestran que si los estrechos son relativamente angostos, el paso de los remolinos puede ser bloqueado total o parcialmente.

Otra característica observada fue la importancia que tiene el número de Rossby en la interacción. Para los vórtices con  $Ro$  cercano a uno (vórtices no-aislados) la interacción de estos con las barreras fue violenta, el ángulo de incidencia casi perpendicular y su velocidad de traslación intensa. Mientras que los vórtices con valor  $Ro$  menor a uno (vórtices aislados) la interacción con las barreras fue débil, el ángulo de incidencia  $\sim 45^\circ$

y su velocidad de traslación lenta.

En la configuración del plano beta topográfico con la barrera **B**, se observó que la intrusión de una parte del vórtice incidente es siempre mediante el alargamiento del remolino original en forma de un gran filamento. Ese filamento pasa por alguno de los estrechos de la barrera, conservando su coherencia y formando otro vórtice del lado oeste. Por su lado, el vórtice original (lado este de la barrera) sigue moviéndose paralelo a ella en dirección norte.

En esa misma configuración se observó la formación de vorticidad alternada (ciclónica y anticiclónica) en el lado oeste de la barrera. Estos vórtices se fusionaron con los de su respectivo signo de vorticidad. Esta dinámica puede ser un posible mecanismo de formación de los grandes vórtices al otro lado de las islas dentro del MC. En resumen, los experimentos con la barrera **B** muestran la factibilidad del paso de vorticidad al lado oeste del conjunto de islas, lo cual es un resultado relevante desde el punto de vista oceanográfico.

En los experimentos hechos con el movimiento constante de la barrera, un resultado significativo fue que, hasta antes de la interacción de los vórtices con la barrera **A**, la dinámica es similar a la observada en el plano beta topográfico: por ejemplo, los vórtices se reflejan y se forma vorticidad de signo contrario en la barrera debido a la condición de no-deslizamiento. Sin embargo, al otro lado de la barrera el comportamiento del flujo se mostró diferente, ya que el desplazamiento de la cadena de islas genera una circulación de fondo en todo el tanque. La consecuencia dinámica de dicha vorticidad, es que destruye la coherencia del vórtice o de los filamentos que logran atravesarla, impidiendo la formación de vórtices coherentes estables en ese lado de las islas.

Así, se puede concluir que la intrusión de los remolinos a través de la barrera depende principalmente del ancho del estrecho. Lo anterior puede tener relación con la interacción de los GCNB con los estrechos de las islas del AA. En el capítulo anterior se demostró que la intrusión y la conservación coherente de los giros tiene lugar en la parte norte de la cadena de islas. En esta región, los estrechos son un poco mayores que en la parte sur, además de que en esa zona los vórtices se estancan. Por otro lado, en la parte sur solamente son capaces de introducirse algunos filamentos generados de los GCNB al colisionar con los estrechos. Por todo lo anterior, se puede sugerir que cuando un giro intenso colisiona y

---

pasa por los estrechos de las islas, estas pueden generar vorticidad alternada que ocasione la formación de estructuras grandes y coherentes al lado opuesto.

## Discusión y Conclusión General

---

En esta tesis se realizó una investigación detallada de la interacción que sufren los giros que se desprenden de la Corriente Norte de Brasil con los estrechos de las Antillas Menores. Los resultados se basan en el análisis de datos de diferentes sensores satelitales y de la modelación experimental de la interacción de giros y estrechos en un sistema de rotación.

Mediante el análisis de datos de los sensores remotos (SHA y clorofila-a) cualitativamente se observó que, de acuerdo con resultados obtenidos por (Goni y Johns (2001), Garzoli *et al.* (2004), Jochum y Malanotte-Rizzoli (2003), Johns *et al.* (2003), Richardson (2005), Fratantoni y Richardson (2006), Cruz-Gómez y Bulgakov (2007)), se desprenden de la CNB entre 7 y 8 giros por año, y desde su desprendimiento los giros se desplazan a lo largo de un corredor paralelo a la costa hasta el AA, en donde se desvían en dirección norte. Entre los 15° y 17°N se observó una alta variabilidad de la señal de SHA.

Para el análisis cuantitativo, dos tipos de datos fueron seleccionados: datos de SHA y datos de boyas de deriva (drifters). Las señales características de los giros fueron tomadas de los datos de SHA mediante el uso de tres técnicas comúnmente usadas en la identificación y seguimiento de giros oceánicos; 1) la transformada Radón bidimensional, 2) la transformada de Fourier bidimensional y 3) el análisis del parámetro de Okubo-Weiss. El resultado obtenido por estas técnicas mostró que estacionalmente los giros toman dos caminos principales a lo largo de su traslación hacia el AA y el MC: el camino norte, que ocurre durante los meses de abril-junio y el camino sur, que es durante los meses de octubre-diciembre. Por otro lado, se observó una alta concentración de energía cinética en la parte norte del AA; esta energía es generada por la variabilidad semianual del paso de

---

los giros a lo largo de ese corredor. Esta fue otra característica por la cual se le llamó el corredor norte de traslación.

Sin embargo, esos dos caminos principales mostraron características diferentes. Uno fue la conservación de las características principales del giro incidente o conservación de la coherencia, y el otro, la pérdida de la coherencia de los giros al pasar el AA. Un resultado significativo de esta investigación fue que los giros que logran pasar hasta el corredor norte es más probable que puedan mantener su coherencia al pasar los estrechos, aproximadamente en la latitud 17°N. Por otro lado, los giros que se estancan en la parte sur (aproximadamente en la latitud 12°N) es más probable que pierdan su coherencia y que sólo algunos filamentos sean capaces de cruzar los estrechos de las islas al MC. Este resultado fue corroborado por mediciones lagrangianas (boyas de deriva), cuando se observó que una boya perdió su movimiento circular justo después de pasar a través de un estrecho hacia el MC en la parte sur del AA, y otra curvó cuando pasó las islas en la parte norte. Probablemente la pérdida o conservación de la coherencia del vórtice tenga relación con la topografía local.

A partir de los resultados encontrados por otras investigaciones oceanográficas, se conoce que la CNB desprende giros someros y profundos. En base a lo anterior, se puede sugerir que los giros someros pueden avanzar por el camino norte e introducirse al este del Caribe a través de las aguas profundas de los pasajes del arco de las AM, manteniendo su coherencia. En cambio, los giros profundos que se forman durante las estaciones de otoño e invierno no entran al MC como estructuras coherentes a través de los estrechos someros del lado sur.

Con el objetivo de conocer los parámetros básicos y la estructura tridimensional de los giros, un modelo teórico de gravedad reducida fue aplicado y corroborado con los datos GDP. Con éste se comprobó que la estructura tridimensional de los giros es de cuerpos sólidos en rotación cuya forma es como la de un lente. Mediante esta formulación, se pudo tener una aproximación de las características básicas de un giro como son: la propagación del centro del giro, radio del giro, velocidad angular y tangencial, profundidad y forma de la superficie libre. Las características encontradas con este modelo fueron comparadas con otros resultados obtenidos de investigaciones oceanográficas hechas por Wilson *et al.* (2002), Johns *et al.* (2003), Goni y Johns (2003), Garzoli *et al.* (2004) con los cuales se



obtuvieron resultados similares.

Posteriormente, se realizaron experimentos de laboratorio en un fluido homogéneo sometido a una rotación constante, para investigar los procesos físicos que gobiernan la interacción de los vórtices (cyclónicos y anticiclónicos) con una barrera con múltiples estrechos. Los resultados obtenidos por los experimentos fueron capturados y analizados cuantitativamente por el método PIV y cualitativamente añadiendo colorante al flujo. Es importante subrayar que los experimentos de laboratorio no se pueden diseñar para representar fielmente lo que sucede durante la interacción de los GCNB con el AA debido a la considerable complejidad de fenómenos que se presentan en el caso oceánico (efectos baroclínicos, forzamientos externos, topografías complejas, etc.) La utilidad principal de los modelos experimentales es la de comprobar la transferencia de vorticidad y masa del lado este de la cadena de islas hacia el lado oeste, como sucede en el MC. La dinámica observada en los experimentos, por lo tanto, es una primera aproximación a lo que sucede en el caso oceánico, sin pretender que sea una reproducción fiel de las observaciones geofísicas.

En los experimentos fueron definidos tres parámetros principales para caracterizar la relación de los giros con los estrechos y la longitud de las islas; estos son:  $L$  el ancho de la isla,  $D$  la distancia entre los estrechos y  $R$  el radio inicial del giro. Si se considera el radio promedio de los GCNB cuando llegan al AA de  $150km$ , el ancho promedio de los huecos del AA como  $40km$  y el largo promedio de las islas como  $60km$ , entonces los parámetros geométricos adimensionales son:  $L' = D/R = 0.4$  y  $D' = D/R = 0.26$ . En este trabajo dos configuraciones de las islas fueron hechas con el objetivo de entender cómo cambia la dinámica cuando el ancho del estrecho varía. Para ello, dos barreras fueron implementadas, una con estrechos pequeños y una con estrechos grandes con respecto al tamaño de los remolinos generados. Los parámetros geométricos adimensionales fueron: la razón del ancho de la isla (éste siempre fue constante) y el radio del vórtice (también constante, independientemente de su método de generación)  $L' = L/R = 0.4$ , y la razón del ancho del hueco y el radio del vórtice,  $D' = D/R = 0.26$  para la configuración de la barrera con estrechos pequeños y  $D' = 0.93$  para la barrera con estrechos grandes.

Se utilizaron dos diferentes métodos de generación de vórtices, el método de succión y el método electromagnético. Consecuentemente dos tipos de vórtices diferentes se generaron.

Los vórtices monopolares circulares no-aislados fueron generados por el método de succión y los vórtices aislados se generaron por el método electromagnético. Las características de los vórtices son su velocidad angular, dirección y velocidad de desplazamiento en el plano beta topográfico, así como su perfil de vorticidad.

Para hacer colisionar el vórtice con la barrera se implementó un plano beta topográfico, el cual es dinámicamente similar al movimiento natural de los GCNB; un método adicional consistió en generar un movimiento constante y lento de la barrera hacia el vórtice en un fondo plano. El objetivo de usar estas dos configuraciones fue el de investigar qué pasa cuando el vórtice se desplaza por efecto  $\beta$ , y comparar con el caso en el que es advechado y forzado por una corriente hacia las islas.

Los resultados obtenidos en la dinámica del plano beta topográfico fueron diferentes a los previamente citados por otros autores. Aunque los valores adimensionales para la barrera con estrechos pequeños fueron similares que en el caso geofísico, se encontró que para ambos tipos de vórtice esta barrera es similar a una pared sólida, la cual obstruye el paso total o parcial de los vórtices; solamente filamentos débiles son capaces de pasar los estrechos y no forman un dipolo como en los resultados de Cenedese y Tanabe (2008).

Por otro lado, para la barrera con estrechos grandes la dinámica fue diferente. Para vórtices no-aislados, al momento que el remolino incide con la barrera se forman regiones con vorticidad de signo alternado del lado oeste, mientras el vórtice incidente se mueve al norte paralelo a la barrera. La interacción entre las estructuras creadas al otro lado de las islas genera que los nuevos vórtices se fusionen, formándose nuevos remolinos. Posteriormente el vórtice incidente deja de moverse al norte y se estanca desprendiendo un gran filamento que cruza la barrera; este filamento es tan intenso que forma otro vórtice, con características similares que el original, del lado oeste de la barrera. Este proceso es un mecanismo evidente mediante el cual se transfiere momento y vorticidad al lado oeste de la barrera de islas. La parte del vórtice que no entra como filamento se mueve al norte hasta disiparse.

Para los vórtices aislados la dinámica fue parecida, aunque en este caso no se forma vorticidad alternada del otro lado de la barrera. El vórtice choca con la barrera y se estanca; posteriormente comienza a desprender un gran filamento que pasa por uno de los estrechos, formando otro vórtice con las mismas características que el incidente.

La dinámica de la interacción con la barrera móvil mostró resultados interesantes. En estos casos siempre se formó vorticidad en varios parches de pequeña escala del otro lado de las islas, tanto en los estrechos como en los extremos cerca de las paredes. Esto se debe a que el movimiento, aunque lento y constante de la barrera, genera pequeños remolinos a su paso, lo cual ocasiona que la parte de los vórtices incidentes que pasan al otro lado de la barrera no puedan conservarse como estructuras coherentes. En base a lo anterior es posible sugerir que, en el lado sur del AA la advección de las corrientes en esa zona ocasiona que los vórtices siempre pasen pero no mantengan su coherencia.

Este estudio sugiere que el tamaño de los GCNB es muy grande para poder pasar a través de los estrechos del AA. Sin embargo, cuando los vórtices disminuyen su intensidad y consecuentemente su tamaño, que es cuando se estancan en el corredor norte del AA, pueden pasar en forma de un gran filamento a través de uno de los estrechos. Este comportamiento está en acuerdo con los resultados de Simmons y Nof (2002) y Richardson (2005). El ancho de los estrechos en la parte norte del AA es un poco mayor que en la parte sur y central de la cadena de islas, lo cual refuerza esta idea.

Los resultados experimentales en relación con la dinámica de los GCNB al llegar a las Antillas se pueden resumir de la siguiente manera. En las observaciones hechas por medio de datos de satélite se encontró que existe un corredor de traslación de los GCNB. De los resultados obtenidos en este trabajo se puede concluir que, cuando los GCNB son intensos ( $Ro \sim 1$ ) la colisión con las islas es frontal y estos tienen mayor probabilidad de reflejarse y moverse al norte del AA, para estancarse y posteriormente pasar a través de un estrecho en forma de un filamento. Este filamento puede recuperar la coherencia del vórtice incidente y formar otro similar dentro del MC. Para vórtices poco intensos ( $Ro < 1$ ) la colisión no es frontal, además de ser menos fuerte; estos vórtices no se reflejan con la barrera, se estancan y al pasar por los estrechos son poco energéticos de manera que no pueden mantener las características del vórtice incidente. Esto también fue corroborado con las imágenes de clorofila-a.

Aunque en este estudio se realizaron mediciones con datos de clorofila-a, se puede considerar que estas solo fueron cualitativas. Sin embargo, mediciones biológicas y químicas que acarrear los vórtices se pueden obtener a partir de estos datos por lo que esto queda como un objetivo para trabajos futuros.

Es importante aclarar que las dos diferentes configuraciones de las barreras usadas en la parte experimental de este trabajo, aunque se ajustaron los valores adimensionales con las de las del AA, se pueden considerar como una primera aproximación al caso real, es decir, a la forma del arco y las islas. La idealización del AA y sus islas así como de la batimetría son trabajos para realizarse a futuro.

Así, se puede concluir que los parámetros importantes que causan la reflexión, destrucción y penetración de los giros al MC son el número de Rossby asociado al vórtice y el ancho del estrecho. También es posible sugerir que la formación de los grandes giros dentro del Mar Caribe se debe a la intensidad del flujo que pasa a través de los estrechos entre las islas debido en parte a los GCNB.

# Bibliografía

---

- Adem, J.** (1956). A series solution for the barotropic vorticity equation and its application in the study of atmospheric vortices. *Tellus*, 8:364–372.
- Andrade, C.A., Barton, E.D.** (2000). Eddy development and motion in the Caribbean Sea. *J. Geophys. Res.*, 105:26 191–26 201.
- Barnier, B., Reynaud, T., Beckmann, A., Boning, C., Molines, J.M., Barnard, S., Jia, Y.** (2001). On the seasonal variability and eddies in the North Brazil Current: Insight from model intercomparison experiments. *Prog. Oceanogr.*, 44:195–230.
- Brigham, E.O.** (1988). The fast Fourier transform and its applications. *Prentice Hall*.
- Bulgakov, S.N., Beloiarov, A.N., Cruz-Gómez, R.C., Makarov, V.G.** (2009). Method of oceanic ring parameters estimation based on theoretical model and satellite (GDP and SSHA) data. *Enviado a la revista International Journal of Remote Sensing*.
- Campbell, J.** (1995). The lognormal distribution as a model for biooptical variability in the sea. *J. Geophys. Res.*, 100:13,237–13,254.
- Carnevale, G.F., Kloosterziel, R.C., van Heijst, G.J.F.** (1991). Propagation of barotropic vortices over topography in a rotating tank. *J. Fluid Mech.*, 233:119–139.
- Carton, J.A., Chao, Y.** (1999). Caribbean Sea eddies inferred from TOPEX/POSEIDON altimetry and a  $1/6^\circ$  Atlantic Ocean model simulation. *J. Geophys. Res.*, 104:7743–7752.

- 
- Cenedese, C., Tanabe, A.** (2008). Laboratory experiments on mesoscale vortices colliding with an island chain. *J. Geophys. Res.*, 113(C04022). Doi:10.1029/2007JC004322.
- Cenedese, C., Adduce, C., Fratantoni, D.M.** (2005). Laboratory experiments on mesoscale vortices interacting with two islands. *J. Geophys. Res.*, 110(C09023). Doi:10.1029/2004JC002734.
- Challenor, P.G., Cipollini, P., Cromwell, D.** (2001). Use of the 3D Radon transform to examine the properties of oceanic Rossby waves. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 18:1558–1566.
- Challenor, P.G., Chipollini, P., Cromwell, D., Hill, L., Graham, D., , Robinson, S.** (2002). Characteristic of mid-latitude Rossby wave propagation from multiple satellite datasets. *Int. J. Rem. Sens.*, 25(7-8):1297–1302.
- Cipollini, P., Cromwell, D., Jones, M.S., Quartly, G.D., Challenor, P.G.** (1997). Concurrent altimeter and infrared observations of Rossby wave propagation near 34° N in the Northeast Atlantic. *Geophys. Res. Lett.*, 24(8):889–892.
- Cruz-Gómez, R.C., Bulgakov, S.N.** (2007). Remote sensing observations of the coherent and non-coherent ring structures in the vicinity of Lesser Antilles. *Ann. Geophys.*, 25:1–10.
- Cruz-Gómez, R.C., Monreal-Gomez, M.A., Bulgakov, S.N.** (2008). Efectos de los vórtices en sistemas acuáticos y su relación con la Química, Biología y Geología. *Interciencia*, 33:741–746.
- Cushman-Roisin, B.** (1986). Frontal geostrophic dynamics. *J. Phys. Oceanogr.*, 16:132–143.
- Deans, S.R.** (1983). The Radon transform and some of its applications. *J. Wiley Publ.*
- Didden, N., Schott, F.** (1993). Eddies in the North Brazil Current retroreflection region observed by GEOSAT altimetry. *J. Geophys. Res.*, 98:20 121–20 131.

- Emery, W.J., Thomson, R.E.** (2004). Data analysis methods in physical oceanography. *Elsevier*, Second and revised edition:638.
- Ffield, A.** (2005). North Brazil Current rings viewed by TRMM Microwave Image SST and the influence of the Amazon Plume. *Deep-Sea Res. I*, 52:137–160.
- Firing, E., Beardsley, R.C.** (1976). The behavior of a barotropic eddy on a Beta plane. *J. Phys. Oceanogr.*, 6:57–65.
- Flór, J.B., Eames, I.** (2002). Dynamics of monopolar vortices on a topographic beta-plane. *J. Fluid Mech.*, 456:353–376.
- Fratantoni, D.M., Glikson, D.A.** (2002). North Brazil Current Ring Generation and Evolution Observed with SeaWiFS. *J. Phys. Oceanogr.*, 36(7):1241–1264.
- Fratantoni, D.M., Richardson, P.L.** (2006). The evolution and demise of North Brazil Current Rings. *J. Phys. Oceanogr.*, 36(7):1241–1264.
- Fratantoni, D.M., Johns, W.E., Townsend, T.L.** (1995). Rings of the North Brazil Current: Their structure and behavior inferred from observations and a numerical simulation. *J. Geophys. Res.*, 100(C6):10633–10654.
- Garcon, V.C., Oschlies, A., Doney, S.C., McGillicuddy, D., Waniek, J.** (2001). The role of mesoscale variability on plankton dynamics in the North Atlantic. *Deep-Sea Res. II*, 48:2199–2226.
- Garraffo, Z.D., Johns, W.E., Chassignet, E.P., Goni, G.J.** (2003). North Brazil Current rings and transport of southern waters in a high resolution numerical simulation of the North Atlantic, in: Interhemispheric water exchange in the Atlantic Ocean, edited by: Goni, G. J. and Malanotte-Rizzoli P. *Elsevier Ocean. Series.*, 68:375–410.
- Garzoli, S.L., Ffield, A., Johns, W.E., Yao, Q.** (2004). North Brazil Current retroflection and transports. *Journal of Geophysical Research*, 109:C01013.
- Goni, G.J., Johns, W.E.** (2001). A census of North Brazil Current rings observed from T/P altimetry, 1992-1998. *Geophys. Res. Lett.*, 28(4):1–4.

- 
- Goni, G.J., Johns, W.E.** (2003). Synoptic study of worm rings in the North Brazil Current retroreflection region using satellite altimetry. In Interhemispheric Water Exchange in the Atlantic Ocean, edited by: Goni, G. J. and Malanotte-Rizzoli, P. *Elsevier Ocean. Series*, 68:335–356.
- Guerrero-Moreno, L.** (2005). *Identificación y seguimiento de remolinos en el Mar Caribe*. Tesis de Maestría, Centro de Investigación Científica y Educación Superior de Ensenada B.C.
- Hansen, D., Poulain, P.** (1996). Quality control and interpolation of WOCE-TOGA drifter data. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 13:900–909.
- Hopfinger, E.J., van Heijst, G.J.F.** (1993). Vortices in rotating fluids. *Annu. Rev. Fluid. Mech.*, 25:241–289.
- Isern-Fontanet, J., Garcia-Ladona, E., Font, J.** (2003). Identification of marine eddies from altimetric maps. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 20:772–778.
- Jeong, J., Hussain, F.** (1995). On the identification of a vortex. *J. Fluid Mech.*, 285:64–94.
- Jochum, M., Malanotte-Rizzoli, P.** (2003). On the generation of North Brazil Current rings. *J. Mar. Res.*, 61:147–173.
- Johns, W.E., Zantopp, R.J., Goni, G.J.** (2003). Cross-gyre transport by North Brazil Current rings, in: Interhemispheric water exchange in the Atlantic Ocean, edited by: Goni, G. J. and Malanotte-Rizzoli, P. *Elsevier Ocean. Series*, 68:411–441.
- Johns, W., Lee, T., Beardsley, R., Candela, J., Limeburner, R., B., C.** (1998). Annual cycle and variability of the North Brazil Current. *J. Phys. Oceanogr.*, 28(1):123–128.
- Kloosterziel, R.C., van Heijst, G.J.F.** (1991). An experimental study of unstable barotropic vortices in a rotating fluid. *J. Fluid Mech.*, 233:1–24.



- Kloosterziel, R.C., van Heijst, G.J.F.** (1992). The evolution of stable barotropic vortices in a rotating free-surface fluid. *J. Fluid Mech.*, 239:607–629.
- Lagarias, J., Reeds, J., Wright, M., Wright, P.** (1998). Convergence properties of the Nelder-Mead simplex method in low dimensions. *SIAM J. Optim.*, 9(1):112–147.
- Lee, M.M., Williams, R.G.** (2000). The role of eddies in the isopycnic transfer of nutrients and their impact on biological production. *J. Marine Res.*, 58:895–917.
- Lumpkin, R., Garzoli, S.L.** (2005). Near-surface circulation in the Tropical Atlantic ocean. *Deep-Sea Res. I*, 52(3):495–518.
- Lumpkin, R., Pazos, M.** (2006). Measuring surface currents with SVP drifters: the instrument, its data and some recent results, in: Lagrangian Analysis and Prediction of Coastal and Ocean Dynamics, edited by: Griffa, A., Kirwan, A. D., Mariano, A. J., Ozgokmen, T., and Rossby, T. *Cambridge Univ. Press*.
- Matías-Durán, M., Velasco-Fuentes, O.U.** (2008). Passage of a barotropic vortex through a gap. *J. Phys. Oceanogr.*, 38:2817–2831. Doi:10.1175/2008JPO3887.1.
- McDonald, R.N.** (1998). The decay of cyclonic eddies by Rossby wave radiation. *J. Fluid. Mech.*, 361:237–252.
- McGillicuddy, D.J., Robinson, R.A.** (1997). Eddy-induced nutrient supply and new production in the Sargasso Sea. *Deep-Sea Res. I.*, 44:1427–1450.
- Merino, M., Monreal-Gómez, A.** (2004). Ocean currents and their impact on marine life: nutrient circulation and productivity of oceans. *En Duarte CM (Ed.) Marine Ecology. Encyclopedia of Life Support Systems. EOLSS/UNESCO. Oxford, RU.* <http://www.eolss.net>.
- Molinari, R.L., Johns, W.E.** (1994). Upper layer temperature structure of the western tropical Atlantic. *J. Geophys. Res.*, 99:18 225–18 233.
- Monreal-Gómez, M.A., Salas de León, D.** (1998). Dinámica y estructura termohalina. *En Tapia-García M. (Ed.) El Golfo de Tehuantepec: El Ecosistema y sus Recursos. Universidad Autónoma Metropolitana. México*, páginas 13–26.

- 
- Murphy, S.J., Hurlburt, J.E., O'Brien, J.J.** (1999). The connectivity of eddy variability in the Caribbean Sea, the Gulf of Mexico and the Atlantic Ocean. *J. Geophys. Res.*, 104:1431–1454.
- Nof, D.** (1981). On the  $\beta$ -induced movement of isolated baroclinic eddies. *J. Phys. Oceanogr.*, 11:1662–1672.
- Okubo, A.** (1970). Horizontal dispersion of floatable particles in the vicinity of velocity singularities such as convergences. *Deep-Sea Res.*, 17:445–454.
- Olson, D.B.** (1991). Rings in the Ocean. *Ann. Rev. Earth Planet.*, 19:283–311.
- Pasquero, C.A., Provenzale, Babiano, A.** (2001). Parametrization of dispersion in two-dimensional turbulence. *J. Fluid Mech.*, 439:279–303.
- Richardson, P.L.** (2005). Caribbean Current and eddies as observed by surface drifters. *Deep-Sea Res. II*, 52:429–463.
- Richardson, P., Hufford, G., Limeburner, R., Brown, W.** (1994). North Brazil Current retroflection eddies. *J. Phys. Oceanogr.*, 99:5081–5093.
- Simmons, H.L., Nof, D.** (2002). The squeezing of eddies through gaps. *J. Phys. Oceanogr.*, 32:314–335.
- Snyder, J.P.** (1987). Map projections - A working manual. US Geological Survey professional Paper 1395. Supersedes USGS Bulletin 1532. *US Government Printing Office, Washington*, página 383 pp.
- van Heijst, G.J.F.** (1994). Topographic effects on vortices in a rotating fluid. *Meccanica*, 29:431–451.
- Weiss, J.** (1991). The dynamics of enstrophy transfer in two-dimensional hydrodynamics. *Phys. D*, 48:273–294.
- Wilson, D.W., Johns, W.E., Garzoli, S.L.** (2002). Velocity structure of North Brazil Current rings. *Geophys. Res. Lett.*, 29(8):1273.

**Zavala Sansón, L., van Heijst, G.J.F.** (2000). Interaction of Barotropic Vortices with Coastal Topography: Laboratory Experiments and Numerical Simulations. *J. Phys. Oceanogr.*, 30:2141–2162.

**Zavala Sansón, L., van Heijst, G.J.F., Janssen, F.J.J.** (1999). Experiments on barotropic vortex-wall interaction on a topographic beta-plane. *J. Geophys. Res.*, 104:10917–10932.