

UNIVERSIDAD DE LAS PALMAS DE GRAN CANARIA  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

PROGRAMA DE DOCTORADO: FÍSICA FUNDAMENTAL Y APLICADA



TESIS DOCTORAL EN CIENCIAS DEL MAR

**Modelización del acoplamiento entre el Giro Subtropical del  
Atlántico Norte y el afloramiento costero africano**

Tesis doctoral presentada por Dña. Irene Laiz Alonso y dirigida por los Doctores  
D. Pablo Sangrà Inciarte y D. José Luis Pelegrí Llopart

Fdo.:

Dr. D. Pablo Sangrà Inciarte

Fdo.:

Dr. D. José Luis Pelegrí Llopart

Fdo.:

Dña. Irene Laiz Alonso

LAS PALMAS DE GRAN CANARIA, A 26 DE SEPTIEMBRE DE 2005



*De la mar la vida  
de la mar trabajo  
de la mar el aire  
de la mar el canto.*

*De la mar venimos  
hacia la mar vamos.  
Vida, estudio, amor, trabajo.  
Vida, estudio, amor y canto.*

(Jose Blas Laiz Solla)



*A mi familia*



## Agradecimientos

Este trabajo se ha desarrollado bajo la dirección de los doctores Pablo Sangrà y José Luis Pelegrí, a quienes deseo expresar mi más profundo agradecimiento por su constante apoyo científico y moral. José Luis, sin ti, sin tu incansable insistencia y sin tu ayuda incondicional, esta tesis no se habría empezado nunca y por ello te estaré siempre agradecida.

A Pilar y Andry por su amistad, su compañía en el laboratorio y su soporte moral. Gracias especialmente a Andry por haber estado a mi disposición en todo momento para prestarme su inestimable ayuda técnica y científica.

Mi agradecimiento también a Enrique por las interesantes discusiones mantenidas y a Miguel Bruno por su ayuda cuando quise aventurarme en el complejo campo de la dinámica en el Estrecho de Gibraltar.

A Ana Antoranz, Diana Grisolía y Jose Luis Trenzado quisiera agradecerles las numerosas sesiones de psicología. Gracias por escucharme y por vuestros sabios consejos.

A Alonso, por haberme dado la oportunidad de cumplir uno de mis sueños al confiarme la impartición de una parte de su asignatura de tercero "Oceanografía Física y Dinámica".

A Francis, porque siempre ha estado cerca en la distancia para atender con prontitud a mis peticiones de ayuda, tanto técnica como de apoyo moral.

Gracias al Departamento de Física de Las Palmas de Gran Canaria por acogerme durante casi cuatro años (José Manuel, gracias por tu ayuda).

Gracias también a los profesores de la Facultad de Ciencias del Mar por darme la formación necesaria y en especial a aquellos que de una forma u otra contribuyeron al inicio o desarrollo de esta tesis.

Debo agradecer a la Dirección General de Universidades e Investigación del Gobierno de Canarias no sólo la beca concedida para la realización de esta tesis sino su paciencia y comprensión ante el alargamiento en la fecha de finalización producido como consecuencia de mi marcha a Inglaterra.

Finalmente, gracias a mis padres y hermanos, por su inquebrantable apoyo, su comprensión y su paciencia. Y a Paula, mi ahijada, porque aunque todavía no ha nacido, el anuncio de su llegada me dio fuerzas para adelantar la terminación de este trabajo.

### ***Post Scriptum***

As part of my PhD work was carried out whilst living in England, I would also like to express my gratitude to those who have been part of my life here and have contributed in one way or another to the completion of my PhD.

Thank you to Reetta, Ian and Paul for being not only the best of office mates but also my friends and for listening to all my worries and complaints. Thank you Ian as well for your priceless help with all the software and hardware problems my computer had.

Thank you to Angela, Anna, Christos, Gianluca, Haris, Isa, Maria, Riccardo and Xana for your friendship, your support and your understanding. Thank you as well for all the moments (good and bad) we have shared and for everything I have learned from you. Thank you Xana for so many long conversations and for taking care of me. No one has analysed my personality as deeply as you did!

Finally, I would like to express my most sincere gratitude to Haris. Your sweetness, kindness, patience and sense of humour have certainly made my life in England easier, especially during the final stages of my PhD. Without your constant support and understanding I would have never found the strength to finish. I should also thank you for spending your time in finding the countless number of papers I ever asked you for, as they were key in completing my work.



## Resumen

Este trabajo de tesis se ha realizado dentro de las líneas de investigación del Grupo de Oceanografía Física del Departamento de Física de la Universidad de Las Palmas de Gran Canaria. Uno de los focos de interés de dicho grupo ha sido, tradicionalmente, el estudio de la recirculación del ramal oriental de la Corriente de Canarias y su vinculación al afloramiento costero del noroeste africano. Así, este trabajo surgió de la necesidad de demostrar físicamente la hipótesis de acoplamiento entre ambos sistemas. El análisis de la circulación en el océano costero y su influencia sobre la circulación del océano interior se ha llevado a cabo mediante el desarrollo de un modelo de circulación oceánica sencillo y la modificación de sus condiciones de contorno en el borde oriental. El uso de la teoría cuasigeostrófica para definir las ecuaciones del modelo ha supuesto la ventaja de poder traducir en términos de vorticidad los procesos físicos que dan lugar a las nuevas condiciones de contorno.

En un segundo paso, el análisis de la vorticidad en el borde oriental se ha extendido a estudiar los efectos de la salida de agua hacia el Mar Mediterráneo.

El modelo se ha sometido a un análisis de sensibilidad a las condiciones de contorno, para lo cual se han utilizado diversas combinaciones de las mismas. Esto ha permitido encontrar las soluciones más realistas, no sólo en términos de su ajustamiento a resultados obtenidos a partir de datos reales, sino en cuanto al sentido físico. Durante este proceso el modelo se ha forzado con un campo de vientos teórico.

Finalmente, se ha implementado un campo de vientos real para estudiar la variación estacional del patrón de circulación asociada a la variabilidad a escala de cuenca del campo de vientos

Los resultados obtenidos han permitido, no sólo corroborar la hipótesis de acoplamiento entre la Corriente de Canarias y el afloramiento costero, sino encontrar una justificación física razonable para el mencionado acoplamiento.



# Índice

<b>1</b>	<b>INTRODUCCIÓN.....</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>DESCRIPCIÓN DE LA ZONA DE ESTUDIO .....</b>	<b>5</b>
2.1	Introducción.....	5
2.2	El sistema de vientos del atlántico norte subtropical .....	5
2.3	El giro subtropical del atlántico norte.....	16
2.3.1	Estructura de la parte oriental del NASG.....	17
2.3.2	Variación estacional del sistema de corrientes.....	23
2.4	Afloramiento costero .....	26
2.5	La entrada de agua hacia el Mediterráneo .....	36
2.5.1	Transporte de volumen .....	37
2.5.2	Mecanismo de intercambio de agua.....	38
2.5.3	Variaciones estacionales e interanuales .....	39
2.6	Análisis de la vorticidad en el borde oriental del giro subtropical.....	41
2.6.1	Análisis de la vorticidad en la zona de afloramiento .....	41
2.6.2	Análisis de la vorticidad en la zona del Estrecho de Gibraltar .....	46
<b>3</b>	<b>FORMULACIÓN DEL MODELO .....</b>	<b>47</b>
3.1	Introducción.....	47
3.1.1	Concepto de vorticidad.....	49
3.2	Formulación analítica del modelo: ecuación adimensional del balance de vorticidad .....	52
3.2.1	Caso de estudio .....	54
3.2.2	Ecuaciones del movimiento. Adimensionalización .....	55
3.2.3	Expansión asintótica en términos de $\varepsilon_L$ .....	59
3.2.4	Degeneración geostrófica .....	62
3.2.5	Aproximación cuasi-geostrófica:.....	63
3.2.6	Capas horizontales de Ekman.....	66
3.2.7	Condiciones de contorno estándar .....	70
3.2.8	Condiciones de contorno modificadas.....	77
3.2.9	Resumen.....	83
3.2.10	Condiciones de contorno estándar .....	85
3.2.11	Nuevas condiciones de contorno .....	85
3.3	Ecuación dimensional del balance de vorticidad .....	86

3.3.1	Sistema de ecuaciones.....	86
3.3.2	Condiciones de contorno dimensionales .....	87
3.4	Forzamiento del modelo: campos de vientos.....	88
3.4.1	Campo de vientos idealizado.....	89
3.4.1.1	Condiciones medias anuales.....	90
3.4.1.2	Variabilidad estacional.....	92
3.4.2	Campos de vientos reales .....	94
3.4.2.1	Climatología del SOC .....	95
<b>4</b>	<b>EXPERIMENTOS .....</b>	<b>99</b>
4.1	Valores de los parámetros .....	99
4.2	Ecuaciones adimensionales – Campo de vientos medio .....	101
4.2.1	Condiciones de contorno estándar .....	102
4.2.2	Sensibilidad del modelo a las condiciones de contorno .....	106
4.2.2.1	Nuevos casos .....	118
4.2.2.2	Resumen.....	123
4.3	Ecuaciones adimensionales – campo de vientos estacional.....	129
4.4	Ecuaciones adimensionales – salida de agua hacia el Mediterráneo ..	138
4.4.1	Estudio de sensibilidad – campo de vientos general .....	138
4.4.2	Campo de vientos estacional.....	145
4.5	Ecuaciones dimensionales – Climatología del SOC .....	155
4.5.1	Campo de vientos medio .....	155
4.5.2	Campo de vientos estacional.....	161
4.5.3	Salida de agua hacia el Mediterráneo – Campo de vientos medio	166
4.5.4	Salida de agua hacia el Mediterráneo – Campo de vientos estacional.....	169
4.6	Resumen .....	173
<b>5</b>	<b>VALIDACIÓN DEL MODELO.....</b>	<b>176</b>
5.1	Campo de vientos medio – Caso 5.....	176
5.2	Campo de vientos medio – Caso 9.....	179
5.3	Campo de vientos estacional.....	181
5.4	Salida de agua hacia el Mediterráneo.....	188
<b>6</b>	<b>CONCLUSIONES Y TRABAJO FUTURO .....</b>	<b>193</b>
6.1	Conclusiones .....	193
6.2	Trabajo futuro .....	195
<b>7</b>	<b>Apéndice: Esquema numérico y algoritmo de resolución.....</b>	<b>196</b>

<b>8</b>	<b>Lista de abreviaturas.....</b>	<b>205</b>
<b>9</b>	<b>Referencias .....</b>	<b>207</b>

## Indice de figuras

Figura 1.1 Mapa de la Cuenca Canaria .....	2
Figura 2.1 Campo de vientos predominante sobre la superficie de la Tierra y posición de la Zona de Convergencia Intertropical en (a) Julio (verano en el Hemisferio Norte (HN) / invierno en el Hemisferio Sur (HS)) y (b) Enero (invierno en el HN / verano en el HS). Figura reproducida del libro "Ocean Circulation", Open University, Pergamon Press, Oxford, U.K., 238pp.....	6
Figura 2.2 Convergencia del agua superficial del NASG hacia la parte interior del giro como consecuencia del transporte de Ekman. (Figura reproducida de Apel, 1990). .....	7
Figura 2.3 Efecto de un viento ciclónico en el Hemisferio Norte (a) en las aguas superficiales, (b) en la forma de la superficie del mar y de la termoclina. Las figuras (c) y (d) muestran los efectos de un viento anticiclónico en el Hemisferio Norte. En nuestro modelo idealizado esta termoclina coincide con la termoclina estacional de modo que la convergencia/divergencia del transporte de Ekman ocasiona el encogimiento/ estiramiento de las columnas de fluido interior. (Figura reproducida del libro "Ocean Circulation", Open University, Pergamon Press, Oxford, U.K., 238pp).....	8
Figura 2.4 Campo medio del esfuerzo cortante del viento ( $N/m^2$ ) para (a) Enero, (b) Abril, (c) Julio y (d) Octubre. (Figuras reproducidas de Josey et al., 1998). .....	11
Figura 2.5 Campo anual medio del bombeo de Ekman calculado a partir de datos de viento superficiales del Flete Numerical Oceanography Center (FNOC). (Figura reproducida de McClain y Firestone (1993)).....	12
Figura 2.6 Distribución estacional del bombeo de Ekman calculado a partir de datos de viento superficiales del Flete Numerical Oceanography Center (FNOC). (Figura reproducida de McClain y Firestone (1993)). .....	13
Figura 2.7 Distribución del rotacional del esfuerzo cortante del viento ( $10^{-8}$ dyn/cm <sup>3</sup> ) para (a) Octubre-Noviembre, (b) Diciembre-Enero, (c) Febrero-Marzo, (d) Abril-Mayo, (e) Junio-Julio y (f) Agosto-Septiembre. El intervalo entre líneas de contorno es de $1 \times 10^{-8}$ dyn/cm <sup>3</sup> . Las zonas sombreadas indican que el rotacional es anticiclónico. (Figuras reproducidas de Bakun y Nelson, 1991). .....	15

Figura 2.8 Estimación del transporte en las capas superiores del océano (temperatura superior a 7°C) en el Atlántico Norte. Los números en los círculos indican el número estimado de Sverdrups transportado por cada línea. (Figura reproducida de Schmitz y McCartney, 1993). .....	17
Figura 2.9 Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) calculado a partir de perfiles de densidad media. Cada línea de flujo representa 1 Sv (1 Sv = 10 <sup>6</sup> m <sup>3</sup> s <sup>-1</sup> ). CA indica la Corriente de Azores, CC la Corriente de Canarias y CNE la Corriente Norecuatorial. (Figura reproducida de Stramma, 1984). .....	18
Figura 2.10 Representación esquemática del flujo geostrófico (en Sv) en la Cuenca de Canarias, como resultado cualitativo de los datos obtenidos durante los proyectos FRENTE y CANIGO. (Figura reproducida de Laiz et al., 2001). .....	20
Figura 2.11 Topografía dinámica a 150 dbar, relativa a 2000 dbar, de la Zona Frontal de Cabo Verde (esquina superior izquierda) y la Zona de Sombra (esquina inferior derecha). La línea curva gruesa muestra la Frontera del Agua Central (CWB) calculada a partir de la posición de la isohalina 36.0 psu a 150 dbar. (Figura reproducida de Zenk et al., 1991). .....	21
Figura 2.12 Transporte de volumen integrado (0 a 200 m) calculado a partir de perfiles de densidad media para (a) invierno (enero a marzo), (b) primavera (abril a junio), (c) verano (julio a septiembre) y (d) otoño (octubre a diciembre). Cada línea de flujo representa 1 Sv (reproducida de Stramma y Siedler, 1988). .....	24
Figura 2.13 Representación esquemática de los 200 primeros metros del giro subtropical en verano e invierno (reproducida de Stramma y Siedler, 1988). .....	25
Figura 2.14 Representación esquemática de un afloramiento costero ocasionado por un viento paralelo a la costa, bien de gran intensidad o de larga duración. (Figura reproducida de Cushman-Roisin, 1994). .....	27
Figura 2.15 Representación esquemática de la sección vertical de un afloramiento costero ocasionado por un viento paralelo a la costa. Las líneas delgadas representan isotermas. Las siglas CJ hacen referencia al chorro costero, GF al flujo geostrófico, E al transporte de Ekman y PF a la corriente que se dirige hacia el polo a lo largo del talud. (Figura reproducida de Tomczak, 1994)...	28
Figura 2.16 Sistema de afloramiento de la Corriente de Canarias durante periodos de vientos débiles (izquierda) y fuertes (derecha). (a) Flujo a lo largo de la	

costa. (b) Flujo perpendicular a la costa. Las velocidades se representan en cm/s; valores positivos indican flujos hacia el norte (panel a) y hacia el este (panel b). (Figura reproducida de Tomczak, 1994). .....	30
Figura 2.17 Sistema de corrientes asociado al afloramiento del noroeste africano en estado estacionario según Hagen (1981). Los números indican lo siguiente: (1) Contracorriente débil cercana a la costa; (2) Zona principal del afloramiento con corrientes inducidas por el viento que fluyen hacia el sur; (3) Zona frontal incluyendo chorro costero; (4) Ramal oriental de la Corriente de Canarias (las líneas discontinuas indican contracorrientes débiles temporales); (5) Zona de hundimiento; (6) Corriente intermedia hacia costa que alimenta al afloramiento, donde (7) es la fracción que se hunde y (8) es la parte que aflora alimentando a (2). Figura reproducida de Hagen (2001). 31	
Figura 2.18 Temperatura superficial media (1981-1991) obtenida a partir de los datos del “AVHRR Global Area Coverage” (Figura reproducida de Barton et al., 1998).....	32
Figura 2.19 (a) Ciclo estacional del índice de afloramiento SST calculado para el periodo entre julio de 1981 y agosto de 1989. Los valores negativos indican que la temperatura en la zona costera es inferior a la temperatura a 500 Km de la costa. (b) Ciclo estacional del índice de afloramiento de Ekman calculado para el periodo entre agosto de 1982 y enero de 1991. Los valores positivos indican transporte hacia mar adentro. (Figura reproducida de Nykjær y Van Camp, 1994).....	34
Figura 2.20 Batimetría del Estrecho de Gibraltar (Instituto Español de Oceanografía, 1983). La profundidad se representa en metros. (Figura reproducida de Bormans et al., 1986).....	36
Figura 2.21 Representación esquemática del intercambio de flujo a través del Estrecho de Gibraltar. $Q_1$ , $Q_2$ y $S_1$ , $S_2$ representan, respectivamente, el transporte de flujo y la salinidad del agua atlántica entrante y del agua mediterránea saliente. E es la evaporación neta que tiene lugar en la cuenca mediterránea. (Figura reproducida de Bryden y Kinder, 1991). .....	38
Figura 2.22 Transporte de flujo a través del Estrecho de Gibraltar calculado a partir de series temporales de corrientes. Los valores del flujo de entrada (panel superior), de salida (panel central) y del flujo total (panel inferior) están representados en Sverdrups. Los valores medio, máximo y mínimo están	



indicados en cada caso. El eje temporal de la gráfica inferior es común a las tres gráficas (Figura reproducida de Candela, 2001).....	40
Figura 2.23 Representación esquemática de una corriente en chorro bidimensional (Figura adaptada de Kundu (1990)).....	44
Figura 3.1 Representación esquemática de la región de estudio. ....	53
Figura 3.2 Representación esquemática de la cuenca oceánica considerada (vista en planta). ....	71
Figura 3.3 Malla de trabajo para el desarrollo de las condiciones de contorno....	74
Figura 3.4 Representación esquemática de las condiciones de contorno consideradas en el borde oriental de la cuenca. ....	79
Figura 3.5 Representación esquemática del campo de vientos idealizado.....	90
Figura 3.6 Rotacional de la tensión de arrastre del viento ( $\times 10^{-7} \text{ N/m}^3$ ). Media anual. ....	92
Figura 3.7 Perfil latitudinal de la tensión de arrastre del viento (a) y su rotacional (b).....	93
Figura 3.8 Rotacional de la tensión de arrastre del viento ( $\times 10^{-7} \text{ N/m}^3$ ). Variaciones estacionales. Las líneas azules corresponden a valores positivos. ....	94
Figura 3.9 Climatología del SOC: Rotacional de la tensión de arrastre del viento ( $10^{-7} \text{ N/m}^3$ ). Media anual.....	97
Figura 3.10 Climatología del SOC: Rotacional de la tensión de arrastre del viento ( $10^{-7} \text{ N/m}^3$ ). Media estacional. ....	98
Figura 4.1 Casos 1-2: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m), obtenido a partir del modelo adimensional. El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea representa 0.5 Sv). ....	103
Figura 4.2 Caso 1: Vorticidad potencial adimensional (0 a 800 m).....	104
Figura 4.3 Caso 1: Vorticidad relativa adimensional (0 a 800 m).....	105
Figura 4.4 Casos 1 y 2: Energía cinética adimensional. ....	106
Figura 4.5 Casos 3-8: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m), obtenido a partir del modelo adimensional. El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa 0.5 Sv). Las líneas azules indican sentido ciclónico. ....	112
Figura 4.6 Casos 3-8: Vorticidad potencial adimensional (0 a 800 m).....	113
Figura 4.7 Casos 3 a 8: Energía cinética adimensional.....	114

Figura 4.8 Casos 9-12: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m), obtenido a partir del modelo adimensional. El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa 0.5 Sv).....	116
Figura 4.9 Casos 9-12: Vorticidad potencial adimensional (0 a 800 m).....	117
Figura 4.10 Casos 9 a 12: Energía cinética adimensional. ....	118
Figura 4.11 Variantes de los Casos 3 y 5: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m), obtenido a partir del modelo adimensional. El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa 0.5 Sv). Las líneas azules indican sentido ciclónico.....	121
Figura 4.12 Variantes de los Casos 3 y 5: Vorticidad potencial adimensional (0 a 800 m). ....	122
Figura 4.13 Variantes de los Casos 3 y 5: Energía cinética adimensional. ....	123
Figura 4.14 Casos 1, 5 y 9: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m), obtenido a partir del modelo adimensional. El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa 0.5 Sv). ....	126
Figura 4.15 Casos 1, 5 y 9: Vorticidad potencial adimensional (0 a 800 m). ....	127
Figura 4.16 Casos 1, 5 y 9: Vorticidad relativa adimensional (0 a 800 m).....	128
Figura 4.17 Caso 1: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m). El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa $\pm 0.5$ Sv). Las líneas azules indican sentido ciclónico.....	130
Figura 4.18 Caso 1: Vorticidad relativa adimensional (0 a 800 m). ....	131
Figura 4.19 Caso 5: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m). El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa $\pm 0.5$ Sv). Las líneas azules indican sentido ciclónico.....	133
Figura 4.20 Caso 5: Vorticidad relativa adimensional (0 a 800 m). ....	134
Figura 4.21 Caso 1: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m). El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa $\pm 0.5$ Sv). Las líneas azules indican sentido ciclónico.....	136
Figura 4.22 Caso 9: Vorticidad relativa adimensional (0 a 800 m). ....	137
Figura 4.23 Salida de agua hacia el Mediterráneo - Caso 1: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m). El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa 0.5 Sv).....	140
Figura 4.24 Salida de agua hacia el Mediterráneo - Caso 5: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m). El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa 0.5 Sv).....	142

Figura 4.25 Salida de agua al Mediterráneo - Caso 9: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m). El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa 0.5 Sv). .....	145
Figura 4.26 Salida de agua al Mediterráneo - Caso 1.5m: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m). El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa 0.5 Sv). Variaciones estacionales. Las líneas azules indican sentido ciclónico. ....	147
Figura 4.27 Caso 1.5m: Vorticidad relativa adimensional (0 a 800 m). Variaciones estacionales. ....	148
Figura 4.28 Salida de agua al Mediterráneo - Caso 4.4m: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m). El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa 0.5 Sv). Variaciones estacionales. Las líneas azules indican sentido ciclónico. ....	150
Figura 4.29 Caso 4.4m: Vorticidad relativa adimensional (0 a 800 m). Variaciones estacionales. ....	151
Figura 4.30 Salida de agua al Mediterráneo - Caso 9.4m: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m). El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa 0.5 Sv). Variaciones estacionales. Las líneas azules indican sentido ciclónico. ....	153
Figura 4.31 Caso 9.4m: Vorticidad relativa adimensional (0 a 800 m). Variaciones estacionales. ....	154
Figura 4.32 Casos 1, 5 y 9: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) obtenido a partir del campo de vientos del SOC. El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa $\pm 0.5$ Sv). Las líneas azules indican sentido ciclónico. ....	158
Figura 4.33 Casos 1, 5 y 9: Vorticidad potencial (0 a 800 m) obtenida a partir del campo de vientos del SOC. ( $q \times 10^{-11} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ).....	159
Figura 4.34 Casos 1, 5 y 9: Vorticidad relativa (0 a 800 m) obtenida a partir del campo de vientos del SOC ( $\zeta \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ ). ....	160
Figura 4.35 Caso 1: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) obtenido a partir del campo de vientos del SOC. Variaciones estacionales. El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa $\pm 0.5$ Sv). La línea roja indica 0 Sv y las azules sentido ciclónico. ....	163
Figura 4.36 Caso 5: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) obtenido a partir del campo de vientos del SOC. Variaciones estacionales. El intervalo	

entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa $\pm 0.5$ Sv). La línea roja indica 0 Sv y las azules sentido ciclónico. ....	164
Figura 4.37 Caso 9: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) obtenido a partir del campo de vientos del SOC. Variaciones estacionales. El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa $\pm 0.5$ Sv). La línea roja indica 0 Sv y las azules sentido ciclónico. ....	165
Figura 4.38 Salida de agua al Mediterráneo – Casos 1.5m, 5.4m y 9.4m: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) obtenido a partir del campo de vientos del SOC. El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa 0.5 Sv). Las líneas azules indican sentido ciclónico. ....	167
Figura 4.39 Salida de agua al Mediterráneo – Casos 1.5m, 5.4m y 9.4m: Vorticidad relativa (0 a 800 m) obtenida a partir del campo de vientos del SOC ( $\zeta \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ ). ....	168
Figura 4.40 Salida de agua al Mediterráneo – Caso 1.5m: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) obtenido a partir del campo de vientos del SOC. Variaciones estacionales. El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa 0.5 Sv). Las líneas azules indican sentido ciclónico. ....	170
Figura 4.41 Salida de agua al Mediterráneo – Caso 5.4m: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) obtenido a partir del campo de vientos del SOC. Variaciones estacionales. El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa 0.5 Sv). Las líneas azules indican sentido ciclónico. ....	171
Figura 4.42 Salida de agua al Mediterráneo – Caso 9.4m: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) obtenido a partir del campo de vientos del SOC. Variaciones estacionales. El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa 0.5 Sv). Las líneas azules indican sentido ciclónico. ....	172
Figura 5.1 Casos 5 y 5.4m: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) obtenido a partir del campo de vientos anual medio del SOC. El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv. ....	178
Figura 5.2 Caso 5.2: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) obtenido a partir del campo de vientos anual medio del SOC. El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv. ....	178

Figura 5.3 Casos 9 y 9.4m: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) obtenido a partir del campo de vientos anual medio del SOC. El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv. ....	180
Figura 5.4 Ilustración esquemática del transporte geostrófico medio en la termoclina superior (hasta unos 700 m). Situación predominante durante casi todo el año. Cada línea de flujo representa aproximadamente 1 Sv. (Figura reproducida de Pelegrí et al. (2005a)). ....	180
Figura 5.5 Caso 1: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) obtenido a partir del campo de vientos del SOC. Variaciones estacionales (criterio de SS88). El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv. Las líneas azules indican sentido ciclónico. ....	183
Figura 5.6 Caso 5: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) obtenido a partir del campo de vientos del SOC. Variaciones estacionales (criterio de SS88). El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv. Las líneas azules indican sentido ciclónico. ....	184
Figura 5.7 Caso 9: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) obtenido a partir del campo de vientos del SOC. Variaciones estacionales (criterio de SS88). El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv. Las líneas azules indican sentido ciclónico. ....	185
Figura 5.8 Ilustración esquemática del transporte geostrófico medio en la termoclina superior (hasta unos 700 m). Situación de finales de otoño. Cada línea de flujo representa aproximadamente 1 Sv. (Figura reproducida de Pelegrí et al. (2005a)). ....	187
Figura 5.9 Caso 9: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) obtenido a partir del campo de vientos del SOC promediado para el otoño (panel izquierdo) y para el mes de Noviembre (panel derecho). El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv. ....	187
Figura 5.10 Valores promedios del transporte geostrófico de masa integrado verticalmente para (a) todo el año, (b) situación tipo-invierno y (c) situación tipo-verano. El área de cada barra es proporcional a la cantidad de transporte (el área de la barra blanca corresponde a 1 Sv). (Figura extraída de Machín et al., 2004). ....	189
Figura 5.11 Detalle del transporte de volumen integrado (0 a 800 m) para la región nororiental del NASG obtenido a partir de un campo de vientos idealizado. Las figuras superiores corresponden al Caso 1 para (a) campo de	

vientos medio, (b) invierno y (c) verano. Las figuras inferiores corresponden al Caso 2 para (d) campo de vientos medio, (e) invierno y (f) verano. El intervalo entre líneas de corriente es de 0.5 Sv. Las líneas continuas indican valores positivos y las discontinuas negativos; la línea de puntos corresponde al contorno cero. Las flechas gruesas que aparecen en (e) y (f) son representaciones esquemáticas del transporte de volumen integrado en la columna de agua obtenido a partir de observaciones. La línea gruesa de puntos indica la localización idealizada de la sección base. (Figura obtenida de Machín et al., 2004). ..... 190

Figura 5.12 Casos 5.4m y 9.4m: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) obtenido a partir del campo de vientos del SOC. El intervalo entre líneas de corriente es de 0.5 Sv. .... 192

## Indice de tablas

Tabla 3.1 Formulación de las condiciones de contorno estándar (adimensionales). .....	85
Tabla 3.2 Formulación de las nuevas condiciones de contorno del borde oriental (adimensionales). ....	86
Tabla 3.3 Formulación de las condiciones de contorno estándar (dimensionales). .....	87
Tabla 3.4 Formulación de las nuevas condiciones de contorno del borde oriental (dimensionales). ....	88
Tabla 4.1 Tensión de arrastre del viento. ....	101
Tabla 4.2 Condiciones de contorno del borde oriental – Caso estándar.....	102
Tabla 4.3 Condiciones de contorno del borde oriental – Estudio de sensibilidad. .....	108
Tabla 4.4 Condiciones de contorno del borde oriental – Estudio de sensibilidad. Nuevos casos.....	120
Tabla 4.5 Condiciones de contorno del borde oriental: Salida de agua hacia el Mediterráneo – Estudio de sensibilidad (Caso 1). ....	139
Tabla 4.6 Condiciones de contorno del borde oriental: Entrada de agua hacia el Mediterráneo – Estudio de sensibilidad (Caso 5). ....	141
Tabla 4.7 Condiciones de contorno del borde oriental: Salida de agua hacia el Mediterráneo – Estudio de sensibilidad (Caso 9). ....	143

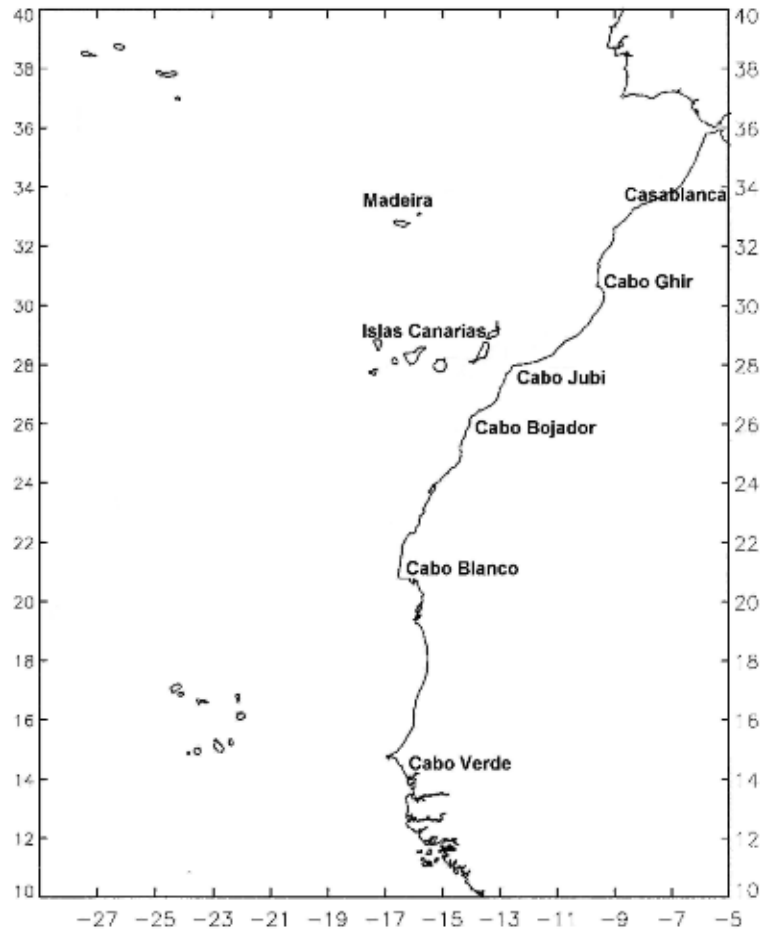




# 1 INTRODUCCIÓN

El estudio se ha centrado en las aguas de la termoclina superior de la parte oriental del Giro Subtropical del Atlántico Norte (NASG) y, concretamente, en la región conocida como Cuenca Canaria (Figura 1.1). En esta región las aguas de la termoclina superior corresponden a aguas noratlánticas centrales (NACW), localizándose usualmente hasta unos 650 m de profundidad. Esta zona se caracteriza por la presencia de un afloramiento a lo largo de la costa noroeste africana. Estudios de la temperatura superficial muestran que, aunque el afloramiento tan sólo tiene lugar en una banda de unos 30 Km de ancho, su zona de influencia se extiende hasta unos 200 ó 300 Km hacia mar abierto. Mittelstaedt (1991) sugiere que esta franja de influencia del afloramiento actúa como una zona de fricción, donde el océano abierto “siente” el margen continental. Asociado a este afloramiento se encuentra un intenso chorro costero baroclínico que fluye hacia el sur.

Algunos estudios teóricos sostienen que la corriente de contorno costera puede controlar el flujo interior (Pedlosky, 1983; Janowitz, 1986; Huang, 1989b; Cessi, 1992; Csanady and Pelegrí, 1995). Datos obtenidos durante el proyecto CANIGO han permitido confirmar que parte del transporte asociado a la Corriente de Canarias (CC) se aproxima a la costa africana, circulando en una banda muy estrecha denominada ramal oriental de la Corriente de Canarias. Se ha visto además, que este flujo unas veces se dirige hacia el sur entre las Islas Canarias y la costa africana y otras se une al océano interior en Cabo Ghir antes de fluir hacia el sur a través del archipiélago.



**Figura 1.1** Mapa de la Cuenca Canaria

Cabe pensar que el mencionado chorro costero esté alimentado por el ramal oriental de la CC. Esto ha dado pie a pensar que pueda existir un acoplamiento entre la dinámica del océano costero y la del ramal oriental de la CC. Así, el principal objetivo que se ha planteado en este trabajo es entender, mediante el uso de un modelo numérico sencillo de una sola capa, el funcionamiento de las corrientes de frontera este de los giros subtropicales, y en concreto de la Corriente de Canarias, estudiando para ello diversas formulaciones de las condiciones de contorno. En este sentido, se ha considerado el sistema de afloramiento costero como la condición de contorno oriental para el océano interior y se ha estudiado cómo esta condición de contorno modifica la recirculación de la parte oriental del NASG.

Por otro lado, esta parte del giro subtropical presenta una variación estacional asociada a la variabilidad a escala de cuenca del campo de vientos. En

este sentido, se ha utilizado el modelo numérico desarrollado para estudiar la influencia de la variación estacional de la tensión del viento sobre el patrón de circulación. Para ello el modelo se ha forzado inicialmente con un campo de vientos zonal idealizado y posteriormente con el campo de vientos correspondiente a la climatología del Centro Oceanográfico de Southampton (SOC).

Finalmente, se ha querido explorar el intercambio de agua que tiene lugar entre el Océano Atlántico y el Mar Mediterráneo y su posible conexión con la circulación en la termoclina superior de la Cuenca Canaria. Debido a que el modelo desarrollado es barotrópico, no se ha examinado la influencia que la salida de agua Mediterránea (MW) puede tener sobre esta región. La justificación para ello es que el MW se ubica por debajo del NACW y que, salvo en las inmediaciones del Estrecho de Gibraltar, los procesos de mezcla entre ambos tipos de agua parecen ser limitados. Así, el único objetivo que se ha planteado es el de esclarecer cuál puede ser la relación entre la entrada de agua atlántica hacia el Mediterráneo y la vorticidad en la termoclina superior de esta zona.

Este trabajo consta fundamentalmente de cuatro partes:

- En la primera parte (Capítulo II) se describen las características principales de la Oceanografía Física tanto del Giro Subtropical del Atlántico Norte como de la Cuenca Canaria. En primer lugar se describe el sistema de vientos a escala de cuenca y sus efectos sobre la circulación general, así como sus variaciones estacionales. A continuación se describe el patrón de circulación del NASG, tanto anual como estacional, haciendo hincapié en los aspectos más relevantes de la estructura de su parte oriental. Posteriormente, se discuten los mecanismos de intercambio de agua con el Mediterráneo. Finalmente, se hace un análisis de la vorticidad en la parte oriental del NASG, señalando su posible papel en cuanto al control de la circulación de la Corriente de Canarias.
- La segunda parte (Capítulo III) corresponde a la descripción de la teoría de la dinámica cuasigeostrófica y al planteamiento de la ecuación del

balance de vorticidad y la ecuación de Poisson para la función de corriente, que constituyen la base del modelo desarrollado. En este capítulo también se exponen las condiciones de contorno utilizadas en el modelo, incluyendo tanto las condiciones clásicas como las nuevas condiciones de contorno que se han propuesto para simular el mecanismo de acoplamiento entre la Corriente de Canarias y el afloramiento costero. Estas nuevas condiciones de contorno se fundamentan en el análisis de vorticidad realizado en el capítulo anterior. En la última parte de este capítulo se describen los campos de viento utilizados. El esquema numérico utilizado para la resolución del modelo se describe en el Anexo A.

- En la tercera parte (Capítulos IV y V) se exponen los resultados obtenidos para los diversos casos de estudio (Capítulo IV). Los casos más representativos se han comparado con resultados obtenidos por diversos autores a partir del análisis de datos (Capítulo V).
- Finalmente, en el Capítulo VI se discuten las conclusiones derivadas del trabajo de investigación y las posibles líneas de trabajo futuro.

El proyecto de tesis que se presenta ha sido financiado por la Consejería de Educación, Cultura y Deportes del Gobierno de Canarias a través de una beca de investigación. El tema de trabajo se ha escogido siguiendo las líneas de investigación del grupo de Oceanografía Física del Departamento de Física de la Universidad de Las Palmas de Gran Canaria.

## **2 DESCRIPCIÓN DE LA ZONA DE ESTUDIO**

### **2.1 Introducción**

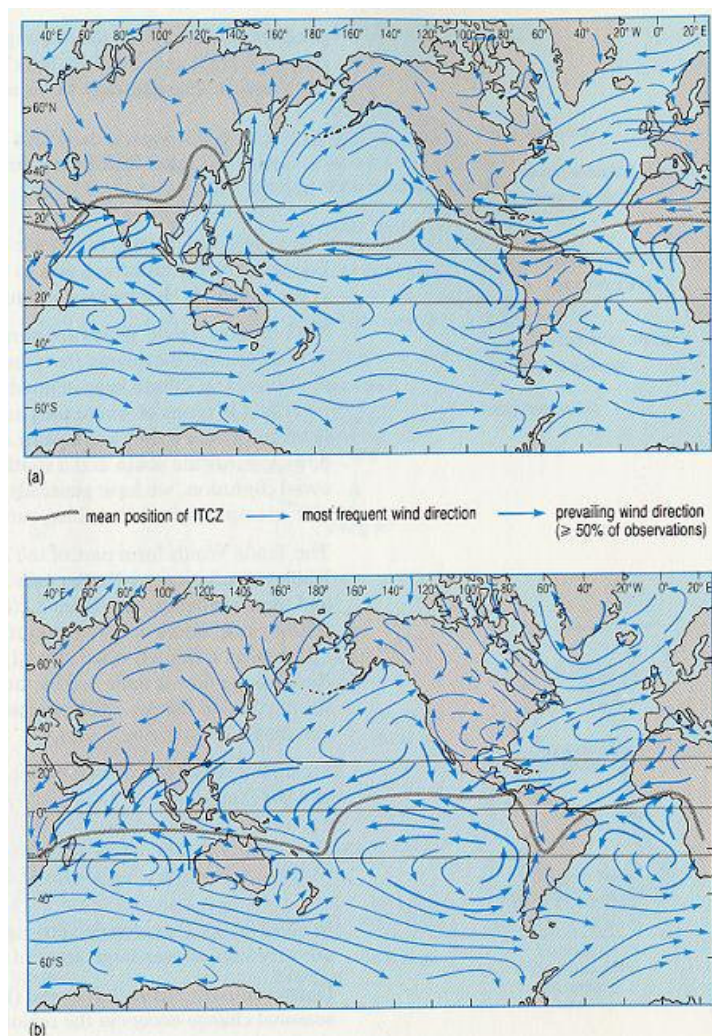
En este capítulo se describen el campo de vientos y la circulación general del NASG, así como las peculiaridades de su margen oriental. Concretamente, se hace hincapié en la conexión que existe entre la Corriente de Canarias y el afloramiento africano, ya que, como se mencionó en el capítulo anterior, forman el núcleo conductor de este trabajo de tesis.

### **2.2 El sistema de vientos del atlántico norte subtropical**

El esfuerzo cortante del viento sobre la superficie del océano es el principal agente forzante de la circulación oceánica superficial. Desde el punto de vista del balance de vorticidad, el rotacional del esfuerzo cortante es el proceso que introduce vorticidad relativa en el océano. El esfuerzo cortante del viento ocasiona un transporte de Ekman superficial y son las convergencias o divergencias en el transporte de Ekman (cuantificadas a través del rotacional del esfuerzo cortante) las que transmiten su efecto al flujo interior.

La convergencia/divergencia del transporte superficial suele expresarse en términos de una velocidad vertical impuesta en la base de la capa de Ekman (o región de influencia directa del viento), que se conoce como bombeo de Ekman. Esta velocidad vertical, o bombeo de Ekman, nos indica el efecto que sufre la columna de fluido interior. En el caso de un bombeo de Ekman negativo la columna interior se encoge y, por conservación de vorticidad potencial en un flujo estacionario, se ve obligada a disminuir su vorticidad planetaria o, equivalentemente, a desplazarse hacia el sur. En el caso de bombeo positivo ocurre la situación opuesta, donde las columnas de fluido interior se estiran con el consecuente desplazamiento hacia el norte.

El patrón de vientos característico del Atlántico Norte Subtropical consiste en un giro anticiclónico (i.e. rotacional negativo) formado por los alisios del nordeste y los vientos del oeste. La variación estacional de los vientos alisios está acoplada al desplazamiento meridional del anticiclón de las Azores, que en verano alcanza su posición más septentrional, mientras que en otoño comienza a desplazarse hacia el sur hasta alcanzar su situación más meridional en invierno. El movimiento estacional del citado anticiclón provoca a su vez desplazamientos meridionales de la zona de Convergencia Intertropical (ITCZ), que también presenta su posición más meridional en invierno (Figura 2.1).



**Figura 2.1** Campo de vientos predominante sobre la superficie de la Tierra y posición de la Zona de Convergencia Intertropical en (a) Julio (verano en el Hemisferio Norte (HN) / invierno en el Hemisferio Sur (HS)) y (b) Enero (invierno en el HN / verano en el HS). Figura reproducida del libro "Ocean Circulation", Open University, Pergamon Press, Oxford, U.K., 238pp.

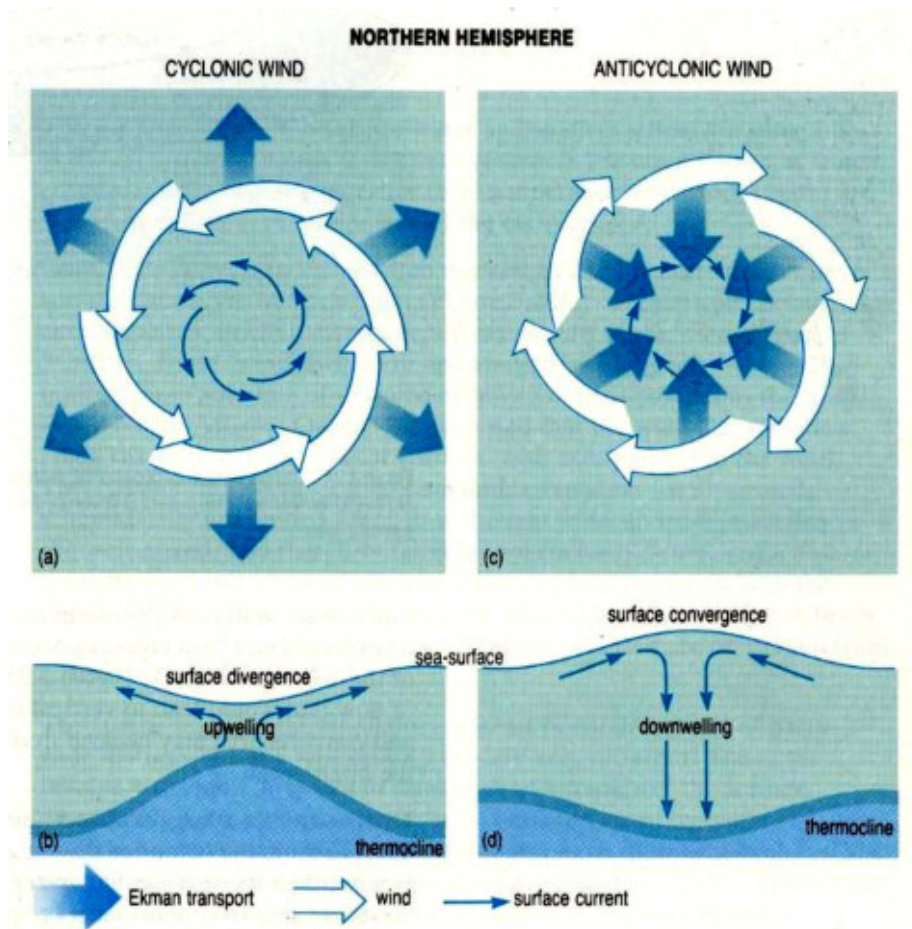
El campo de vientos en la Cuenca Canaria está dominado por los alisios. Estos vientos están bien desarrollados al sur en enero, presentando sus límites meridionales entre 10°N y 25°N (Van Camp *et al.*, 1991, Nykjaer and Van Camp, 1994; Hernández-Guerra y Nykjaer, 1997). En primavera y verano estos vientos se desplazan hacia el norte, situándose sus límites meridionales entre unos 20°N y 32°N. En la franja comprendida entre 20°N y 25°N los alisios son intensos y están presentes todo el año.

Como se mencionó anteriormente, la acción del esfuerzo cortante del viento sobre la superficie del mar no sólo genera movimientos horizontales, sino que también da lugar a movimientos verticales que se conocen con el nombre de *bombeo de Ekman* y cuya velocidad es directamente proporcional al rotacional del esfuerzo cortante del viento (Apel, 1990; Tomczak & Godfrey, 1994). Así por ejemplo, un sistema de vientos anticiclónico (rotacional negativo) produce, en el Hemisferio Norte, un transporte de Ekman dirigido hacia la derecha de la dirección del viento, lo que ocasiona una convergencia de agua en la capa de Ekman. Esta convergencia del transporte de Ekman resulta en un *bombeo de Ekman negativo* y en el consiguiente desplazamiento del flujo interior hacia el sur (ver Figuras 2.2 y 2.3).



**Figura 2.2** Convergencia del agua superficial del NASG hacia la parte interior del giro como consecuencia del transporte de Ekman. (Figura reproducida de Apel, 1990).





**Figura 2.3** Efecto de un viento ciclónico en el Hemisferio Norte (a) en las aguas superficiales, (b) en la forma de la superficie del mar y de la termoclina. Las figuras (c) y (d) muestran los efectos de un viento anticiclónico en el Hemisferio Norte. En nuestro modelo idealizado esta termoclina coincide con la termoclina estacional de modo que la convergencia/divergencia del transporte de Ekman ocasiona el encogimiento/ estiramiento de las columnas de fluido interior. (Figura reproducida del libro "Ocean Circulation", Open University, Pergamon Press, Oxford, U.K., 238pp).

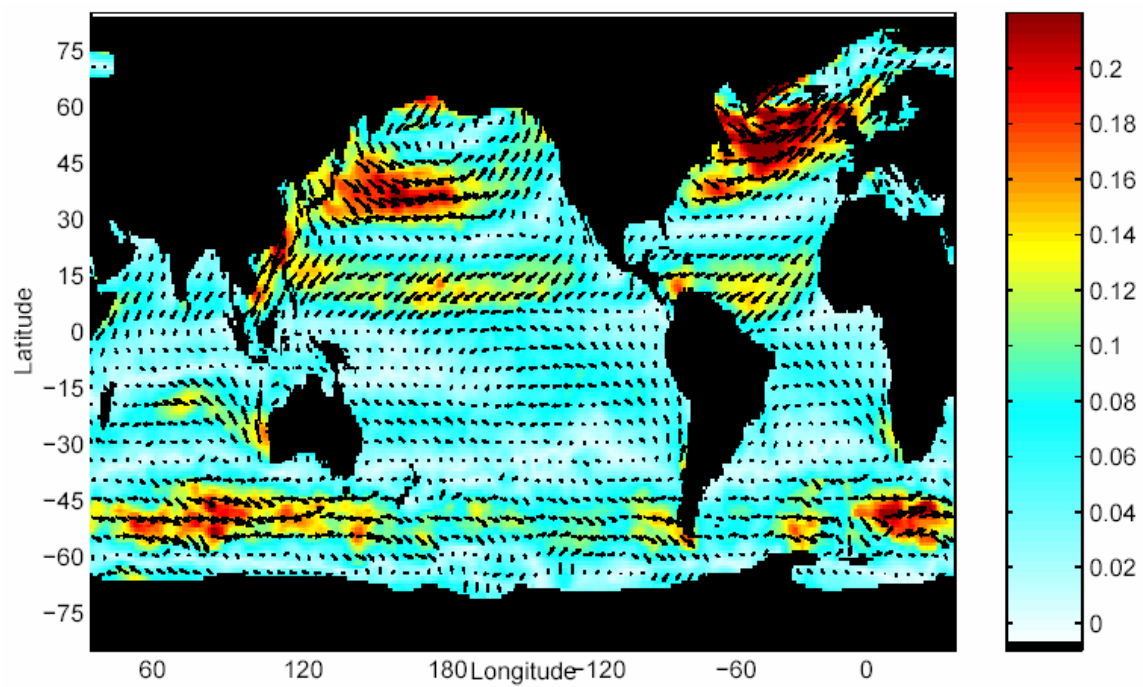
Diversos autores han analizado datos de viento en el Atlántico Norte para estimar el rotacional del esfuerzo cortante del viento y las correspondientes velocidades de bombeo de Ekman. Según diversos autores (Ej. Bunker (1976), Böning *et al.*, 1991; etc.), las tres fuentes principales de error a la hora de estimar el estrés del viento son los fallos (humanos o de instrumentación) en la medición de la velocidad del viento, la incertidumbre del coeficiente de arrastre escogido y la inadecuada resolución espacial de los datos. Bunker (1976) calculó distribuciones mensuales de la tensión de arrastre del viento para el Atlántico



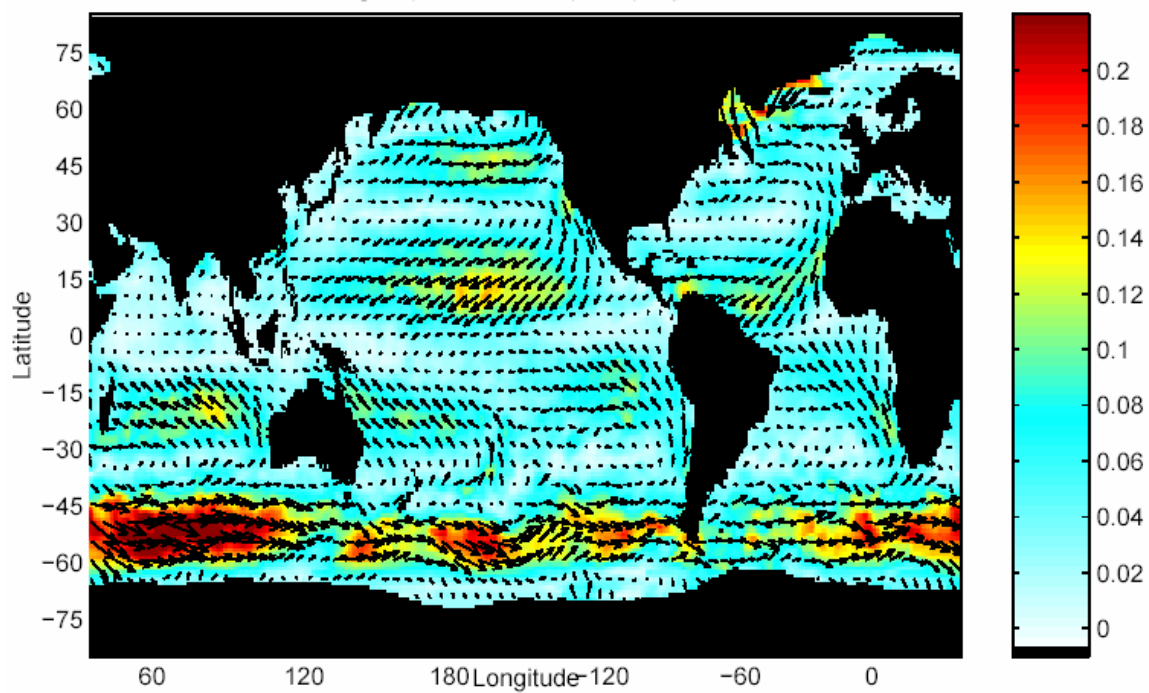
Norte a partir de datos históricos (1941-1972) del Centro Climático Nacional (NCC). Leetma y Bunker (1978) utilizaron los cálculos de Bunker (1976) para estimar su rotacional. Su estimación tiene aproximadamente un 30% de incertidumbre. Hellerman y Rosenstein (1983) analizaron datos históricos de viento del océano global recogidos entre 1870-1976 (ver más detalles en el Capítulo 4). Harrison (1989) calculó una climatología a escala global a partir de una base de datos similar a la empleada por Hellerman y Rosenstein (1983), pero utilizando una parametrización más precisa del coeficiente de arrastre. Isemer y Hasse (1987) revisaron los análisis de Bunker (1976) y obtuvieron una nueva climatología para el Atlántico Norte. Concretamente, utilizaron nuevas parametrizaciones tanto para el coeficiente de arrastre como para la escala Beaufort.

Trenberth *et al.* (1990) prepararon su climatología del rotacional del esfuerzo cortante del viento a partir de datos obtenidos con el modelo del Centro Europeo para la predicción del tiempo (ECMWF). McClain y Firestone (1993) utilizaron datos históricos de viento (1979-1986) del Flete Numerical Oceanography Centre (FNOC) para calcular el campo medio anual y estacional del bombeo de Ekman en el Atlántico Norte. Sus resultados son similares a los de Leetma y Bunker (1978), tanto en magnitud como en distribución espacial, pese a haber utilizado diferentes campos de viento y una parametrización distinta del coeficiente de arrastre del viento.

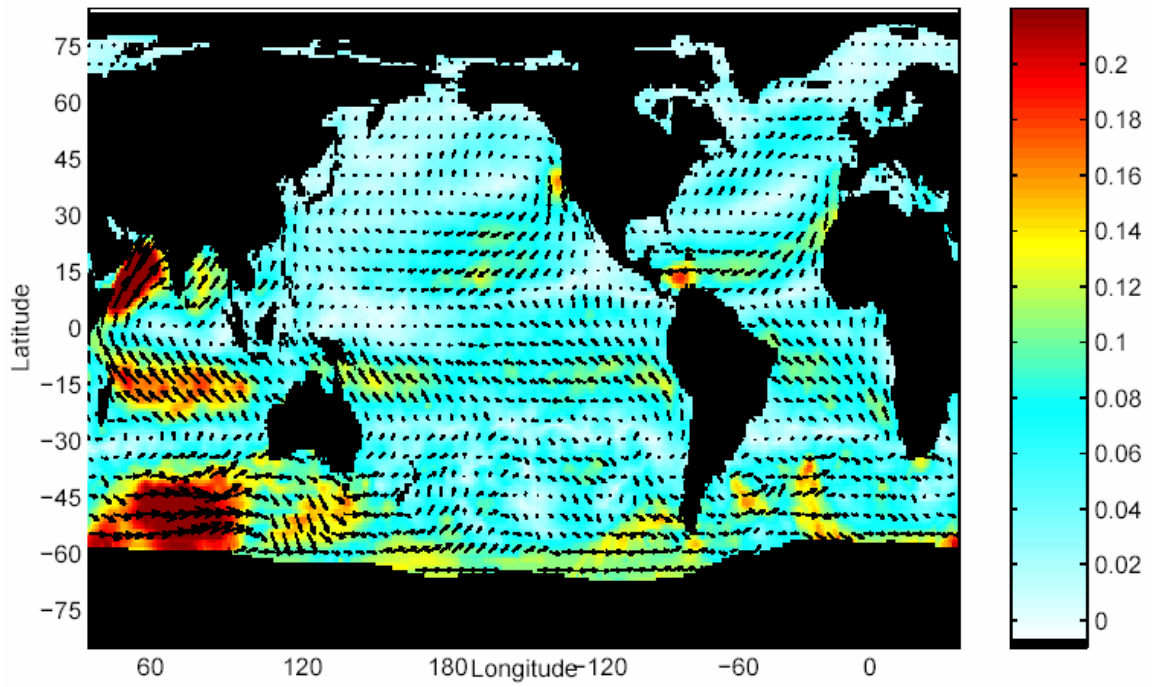
La climatología calculada por el SOC (Josey *et al.*, 1998) utiliza datos de un periodo más reciente (1980-1993) que fueron tomados durante el WOCE. Josey *et al.* (2002) valoraron la precisión de esta climatología mediante datos de boyas y concluyeron que es la que ofrece mejor precisión para la determinación del esfuerzo cortante del viento (ver más detalles en el Capítulo 4). Estos autores también determinaron que los valores obtenidos mediante la climatología del SOC son aproximadamente un 23% menores en intensidad que los de Hellerman y Rosenstein (1983), debido a que estos últimos autores sobreestimaron el coeficiente de arrastre del viento. Las Figuras 2.4a-d muestran el campo medio del esfuerzo cortante del viento calculado por Josey *et al.* (1998) para las cuatro estaciones del año.



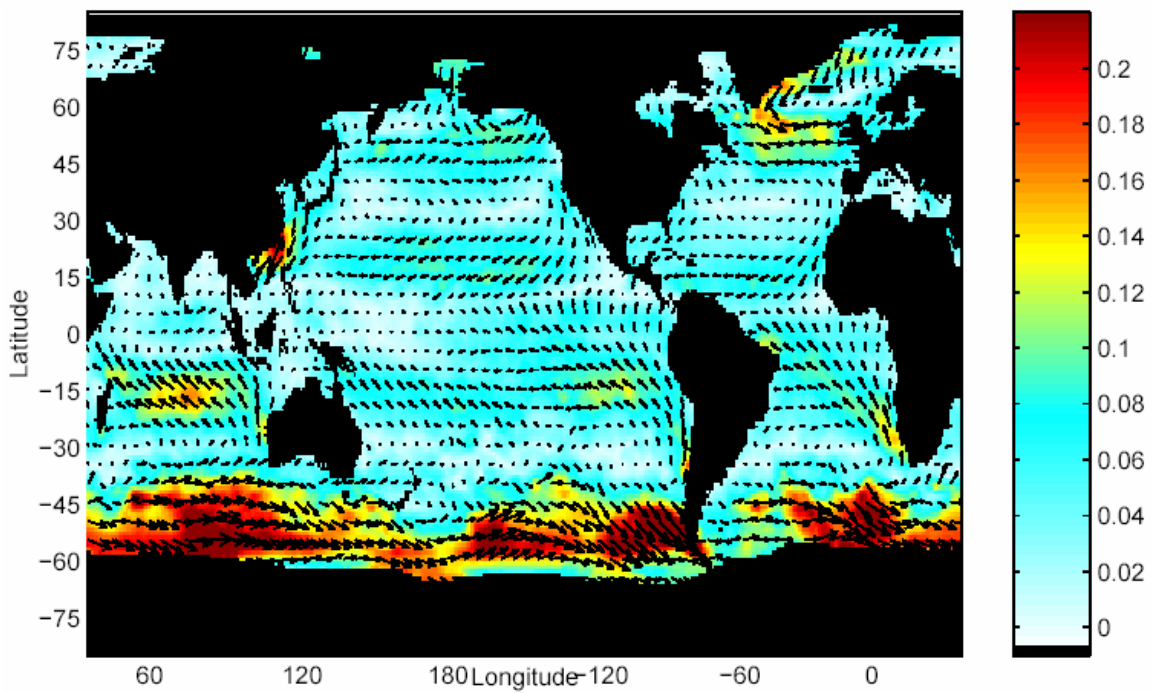
a)



b)



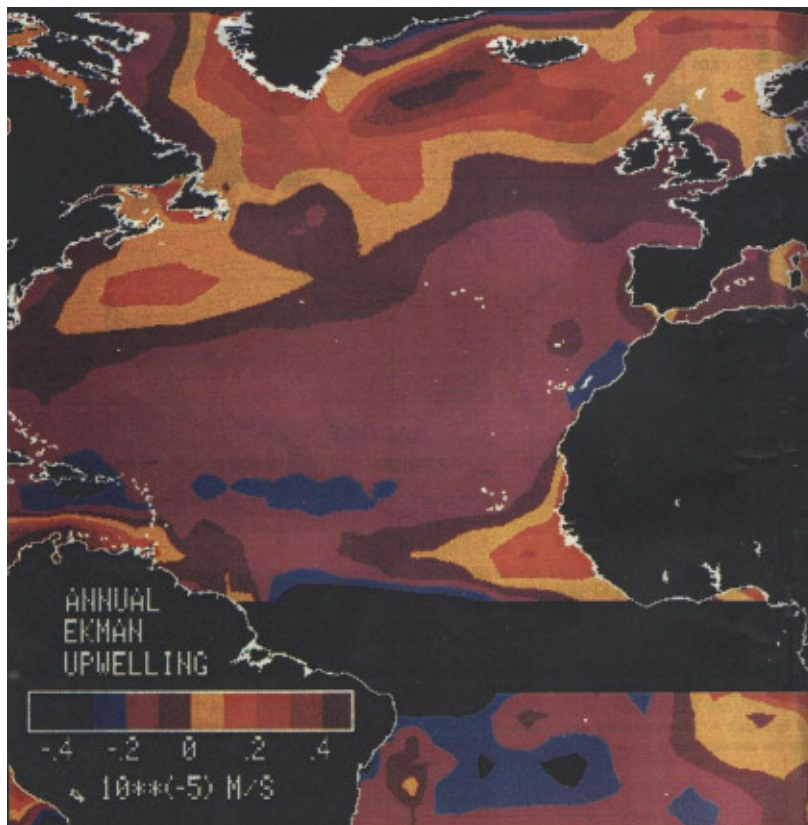
c)



d)

**Figura 2.4** Campo medio del esfuerzo cortante del viento ( $N/m^2$ ) para (a) Enero, (b) Abril, (c) Julio y (d) Octubre. (Figuras reproducidas de Josey et al., 1998).

Las diferencias cuantitativas de los resultados obtenidos por los mencionados autores se deben a los distintos métodos utilizados tanto para la toma de datos de viento como para realizar los diversos cálculos (parametrización del coeficiente de arrastre del viento, etc.). Sin embargo, todos ellos muestran similitudes en cuanto a la distribución espacial y la tendencia temporal del bombeo de Ekman. Así, todos ellos coinciden en caracterizar el campo de vientos del Atlántico Norte Subtropical por medio de un rotacional negativo en su mayor parte (Figura 2.5) que da lugar a un bombeo de Ekman negativo.

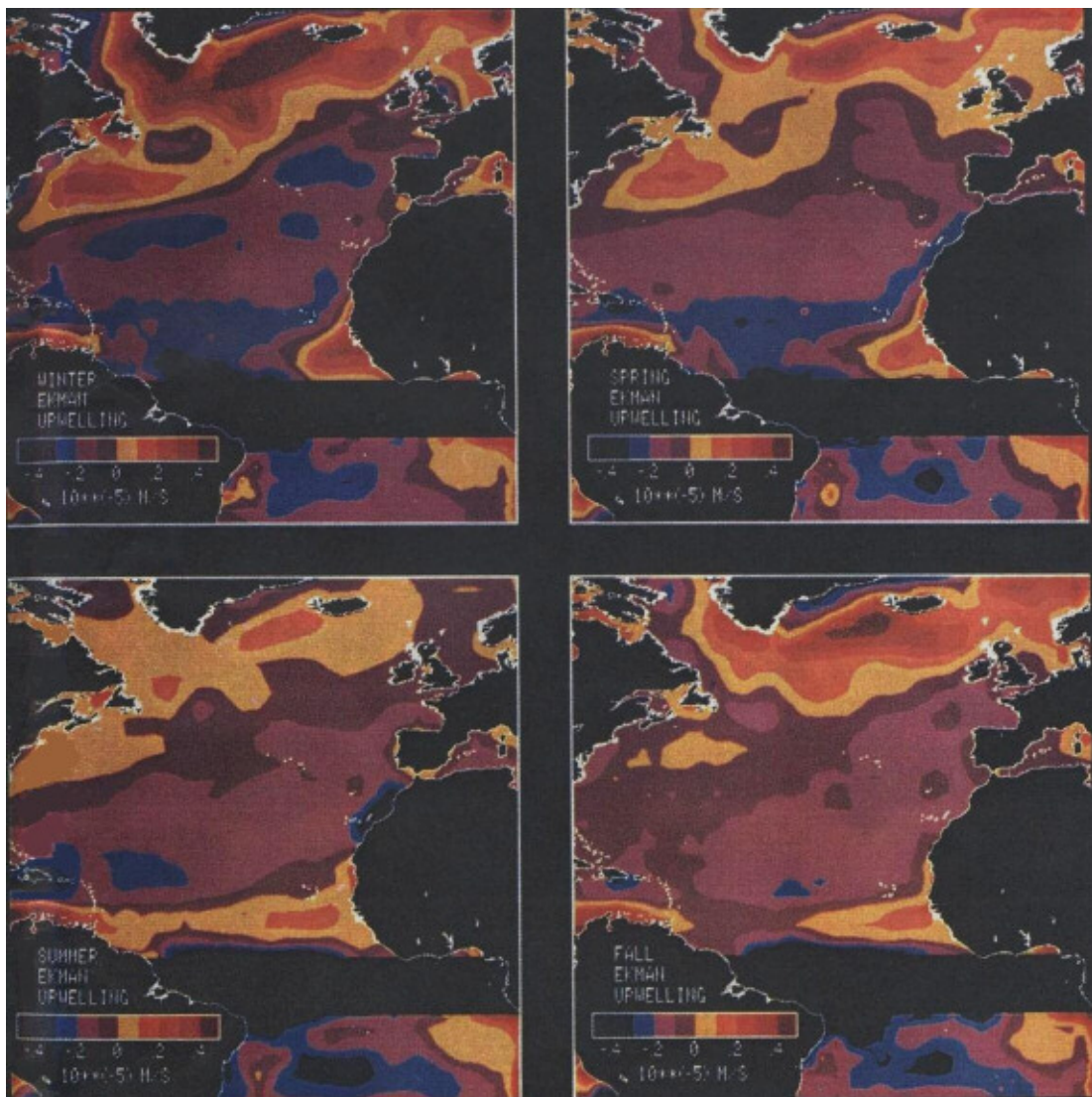


**Figura 2.5** Campo anual medio del bombeo de Ekman calculado a partir de datos de viento superficiales del Flete Numerical Oceanography Center (FNOC). (Figura reproducida de McClain y Firestone (1993)).

Las Figuras 2.5 y 2.6 muestran, respectivamente, las velocidades de bombeo de Ekman anuales y estacionales obtenidas por McClain y Firestone (1993). En ellas se puede observar cómo la zona del NASG está caracterizada por un bombeo de Ekman negativo. En la costa noroeste de África entre aproximadamente 10° y 25°N se observan velocidades de bombeo de Ekman positivas, que corresponden al afloramiento costero que se describirá en



secciones posteriores. Como se observa en la Figura 2.6, las velocidades de bombeo de Ekman en la zona de afloramiento son máximas en invierno, pero en verano se extienden sobre un área mayor. Por otro lado, la zona de bombeo positivo muestra una menor extensión latitudinal en verano. La zona sombreada en torno al Ecuador (entre  $\pm 5^\circ$ ) indica que no se han calculado las velocidades de bombeo de Ekman debido a que el parámetro de Coriolis tiene una singularidad en el Ecuador.

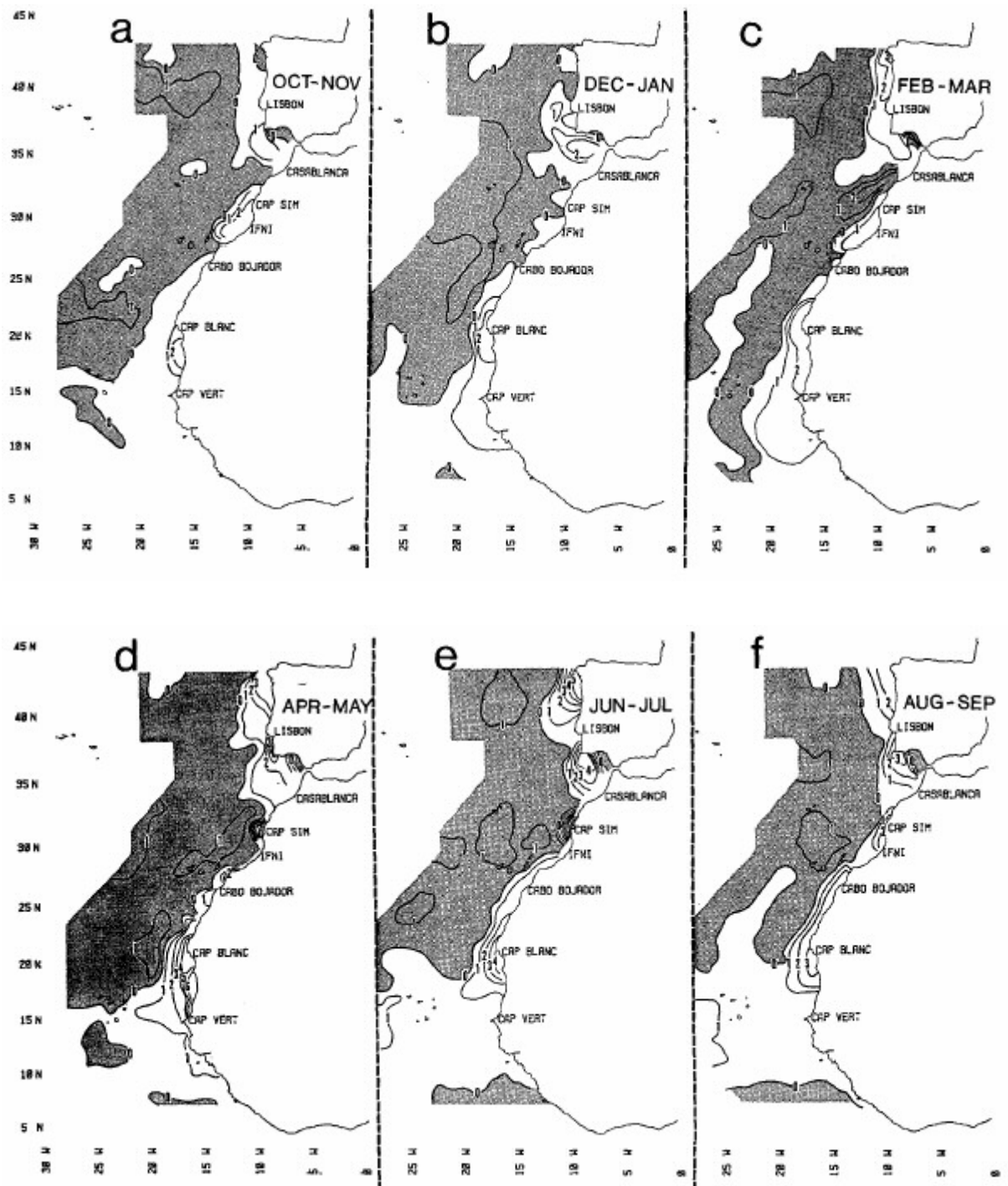


**Figura 2.6** Distribución estacional del bombeo de Ekman calculado a partir de datos de viento superficiales del Flete Numerical Oceanography Center (FNOC). (Figura reproducida de McClain y Firestone (1993)).

Bakun y Nelson (1991) utilizaron datos históricos de viento para calcular el rotacional del esfuerzo cortante del viento en las cuatro zonas principales de

corrientes de frontera oriental, entre las que se incluye la región de la Corriente de Canarias (CC). Como se observa en las Figuras 2.7a-f, al norte de unos  $15^{\circ}\text{N}$ , la región de la CC muestra un rotacional del estrés del viento anticiclónico lejos de la costa y ciclónico cerca de ella. Cerca de los  $15^{\circ}\text{N}$ , el rotacional anticiclónico es truncado por una banda zonal de rotacional ciclónico que se extiende hacia mar abierto.

En general, las regiones de rotacional ciclónico ocurren a lo largo de la costa durante todo el año, aunque su intensidad varía de modo estacional (ver Figuras 2.7e y 2.7f). Durante el verano las mayores intensidades del rotacional del esfuerzo cortante se desplazan hacia el norte mientras que en invierno lo hacen hacia el sur. Cabe señalar que en las Figuras 2.5 a 2.7 el rotacional se calcula sobre toda la región, independientemente de si el viento ocurre sobre el océano o sobre tierra. Ello puede ocasionar que, si la resolución espacial de los datos no es adecuadamente fina, los valores de bombeo de Ekman positivo en regiones cercanas a la costa queden subvalorados.



**Figura 2.7** Distribución del rotacional del esfuerzo cortante del viento ( $10^8 \text{ dyn/cm}^3$ ) para (a) Octubre-Noviembre, (b) Diciembre-Enero, (c) Febrero-Marzo, (d) Abril-Mayo, (e) Junio-Julio y (f) Agosto-Septiembre. El intervalo entre líneas de contorno es de  $1 \times 10^8 \text{ dyn/cm}^3$ . Las zonas sombreadas indican que el rotacional es anticiclónico. (Figuras reproducidas de Bakun y Nelson, 1991).

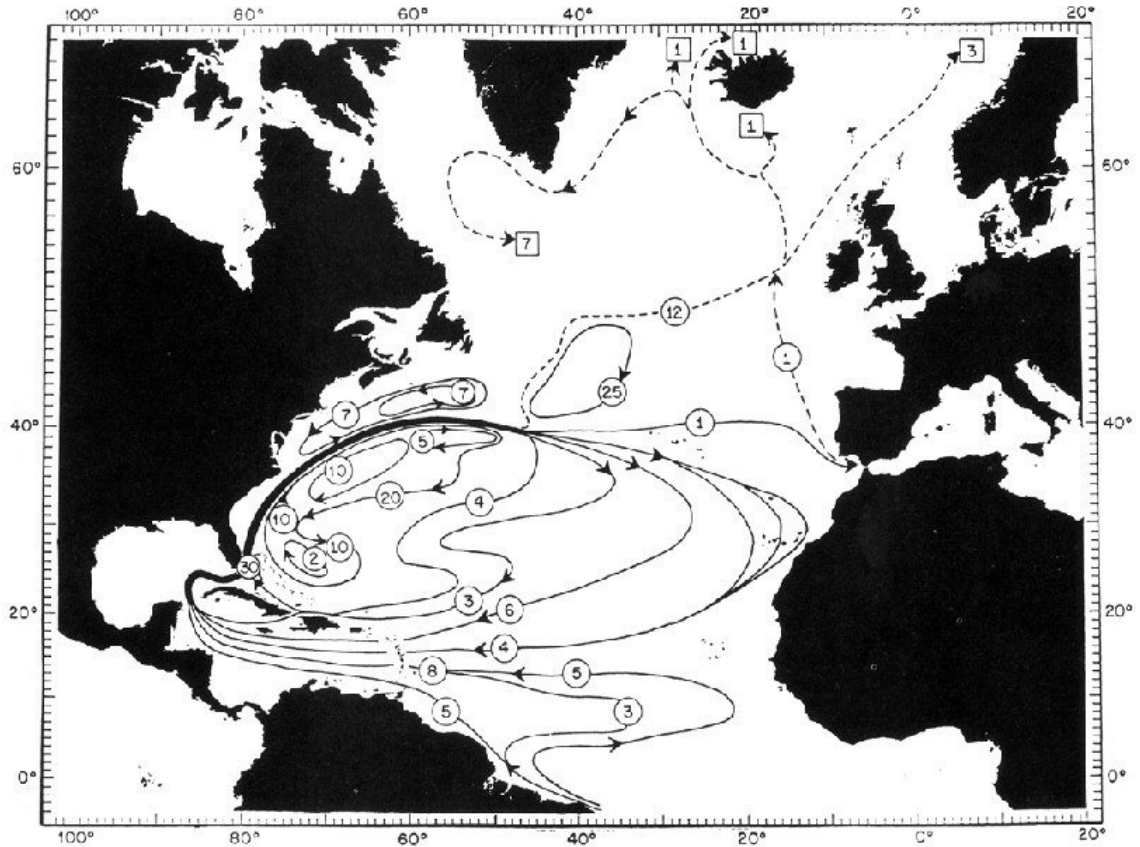
## 2.3 El giro subtropical del atlántico norte

En las cuencas oceánicas subtropicales de ambos hemisferios, y aproximadamente entre 10° y 40° de latitud, se generan sistemas de corrientes superficiales, estrechamente relacionados con el campo de vientos, que circulan en sentido anticiclónico y que se conocen con el nombre de giros subtropicales. Estos sistemas de corrientes son asimétricos, con corrientes intensas en su región occidental y mucho más difusas en su porción oriental.

Uno de los ejemplos más estudiados, y que nos concierne directamente en este trabajo, es el del océano Atlántico Norte. Este océano muestra en su margen occidental una banda estrecha caracterizada por intensas corrientes dirigidas hacia el norte (Corriente de Florida y Corriente del Golfo), denominada corriente de frontera oeste, y una amplia extensión en su margen oriental donde tiene lugar la recirculación del flujo hacia el Ecuador. Esta recirculación ocurre a través de corrientes usualmente más lentas y difusas, que se conocen con el nombre de océano interior o régimen de Sverdrup, pero que en ciertas zonas pueden intensificarse (Figura 2.8). Una de las regiones donde tiene lugar esta intensificación es en el margen oriental del NASG, cerca de la costa africana, en lo que generalmente se conocen como corrientes de frontera este u oriental.

El principal objetivo de este estudio es entender el funcionamiento de las corrientes de frontera oriental de los giros subtropicales, y en concreto, del Giro Subtropical del Atlántico Norte.



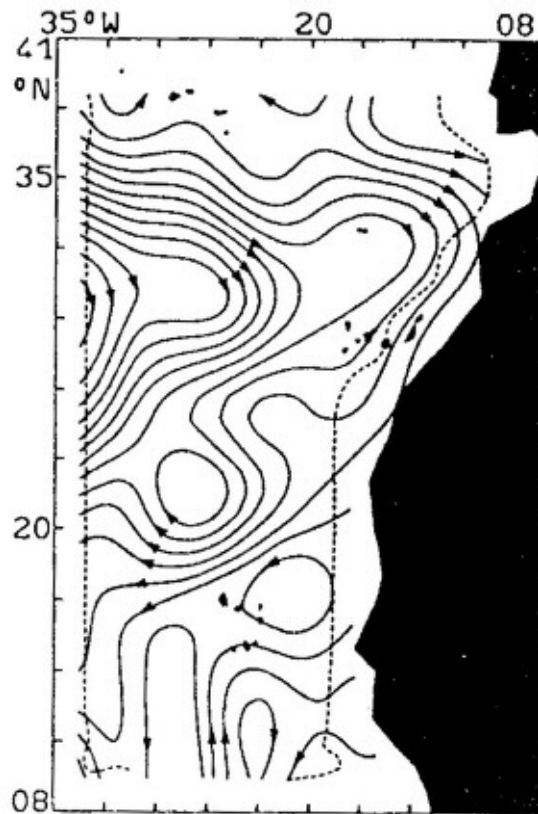


**Figura 2.8** Estimación del transporte en las capas superiores del océano (temperatura superior a 7°C) en el Atlántico Norte. Los números en los círculos indican el número estimado de Sverdrups transportado por cada línea. (Figura reproducida de Schmitz y McCartney, 1993).

### 2.3.1 Estructura de la parte oriental del NASG

La Cuenca Canaria es la región del Atlántico Norte que se extiende desde unos 40°W hasta la costa africana y desde 10°N hasta 40°N y que contiene la parte oriental del giro subtropical. Tradicionalmente se había considerado que la circulación del margen oriental del NASG estaba gobernada principalmente por la dinámica de Sverdrup, de modo que las corrientes ahí existentes eran poco energéticas. Sin embargo, Stramma (1984) y Stramma y Siedler (1988) describen un bucle anticiclónico formado por corrientes bien definidas y localmente intensas que caracterizan la circulación en esta zona. A partir de estas observaciones se puede describir el sistema de corrientes del margen oriental del Giro Subtropical del Atlántico Norte como un bucle anticiclónico formado por la Corriente de Azores (CA), la Corriente de Canarias (CC) y la Corriente Norecuatorial (CNE), y

que está situado entre las islas de Azores y de Cabo Verde, aproximadamente entre 40°N y 15°N (Stramma, 1984). La CA está meridionalmente situada entre unos 32°N y 35°N y transporta la mayor parte de su volumen de agua en los primeros 700 u 800 m de profundidad (Gould, 1985; Stramma, 1984; Stramma y Müller, 1989). Durante su desplazamiento hacia el este, la CA gira progresivamente al sur y SE dando lugar a la CC, antes de abandonar la región hacia el oeste como la CNE (Figura 2.9).



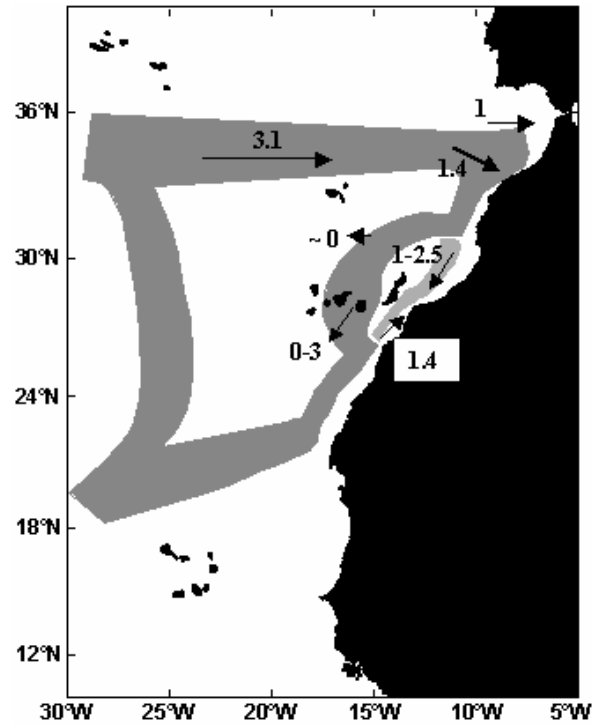
**Figura 2.9** Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) calculado a partir de perfiles de densidad media. Cada línea de flujo representa 1 Sv ( $1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ ). CA indica la Corriente de Azores, CC la Corriente de Canarias y CNE la Corriente Norecuatorial. (Figura reproducida de Stramma, 1984).

La cantidad total de agua que circula por esta región de recirculación es de unos 11-12 Sv (Stramma, 1984; Arhan et al., 1994; Siedler y Onken, 1996). Parte del transporte asociado a la CC fluye hacia el Ecuador pasando al norte de las Islas Canarias o entre ellas. No obstante, al norte de 30°N se ha encontrado, lejos de la plataforma continental africana, un transporte geostrófico permanente de

aproximadamente 1-2 Sv hacia la región costera. Cálculos más recientes sugieren que dicho transporte es de unos 3-4 Sv (Machín *et al.*, 2004; Pelegrí *et al.*, 2005a). Este flujo de agua debe recircular hacia el sur cerca de la costa, en lo que se podría denominar el “ramal oriental de la Corriente de Canarias”, hasta que vuelve a unirse al océano interior entre 20°N y 25°N (Stramma, 1984; Stramma & Siedler, 1988; Lozier *et al.*, 1995; Pelegrí *et al.*, 2005a; etc). Este ramal oriental es tan estrecho que no se ve reflejado en los mapas de Stramma (1984) y Stramma y Siedler (1988), que fueron obtenidos a partir de datos del océano interior. Como se describirá más adelante, cerca de la costa noroeste africana se produce un afloramiento que tiene asociado un intenso chorro costero que fluye hacia el sur. El transporte de agua del ramal oriental de la Corriente de Canarias podría alimentar el citado chorro costero, garantizando así su continuidad a lo largo del año, incluso durante los períodos en los que no hay afloramiento (Pelegrí *et al.*, 1997). Hernández-Guerra y Nykjaer (1997), a partir de análisis de temperatura superficial oceánica en la cuenca de Canarias, también sugieren la existencia de una conexión entre la Corriente de Canarias y el afloramiento costero, donde la CC actuaría como una corriente de frontera oriental.

Los datos obtenidos durante el proyecto CANIGO han mejorado el conocimiento de la circulación oceánica en la Cuenca Canaria y, en particular, de la asociación entre la Corriente de Canarias y el afloramiento costero en el noroeste africano. Algunas de las medidas fueron realizadas muy cerca de la plataforma continental y han permitido confirmar la circulación del ramal oriental de la CC en una banda muy estrecha (Pelegrí *et al.*, 1999; Laiz *et al.*, 2001; Pelegrí *et al.*, 2005a, 2005b), mostrando, además, que este flujo unas veces se dirige hacia el sur entre las Islas Canarias y la costa africana y otras se une al océano interior en Cabo Ghir antes de fluir hacia el sur a través del archipiélago (Figura 2.10). Por otro lado, los datos sugieren la existencia de una contracorriente profunda hacia el norte, localizada en las capas de la termoclina superior sobre el talud continental, que se manifiesta principalmente a finales de otoño y en invierno, llegando incluso a la superficie. Mittelstaedt (1991) también describió esta contracorriente que fluye hacia el norte y sus variaciones estacionales. Sugiere incluso que esta contracorriente divide la zona de afloramiento costero en dos regiones con respecto a la circulación superficial a

gran escala: por un lado, la zona al norte de Cabo Blanco forma parte del sistema de corrientes de la CC y por otro lado, la zona situada al sur de Cabo Blanco está influenciada tanto por la CC como por la circulación tropical.

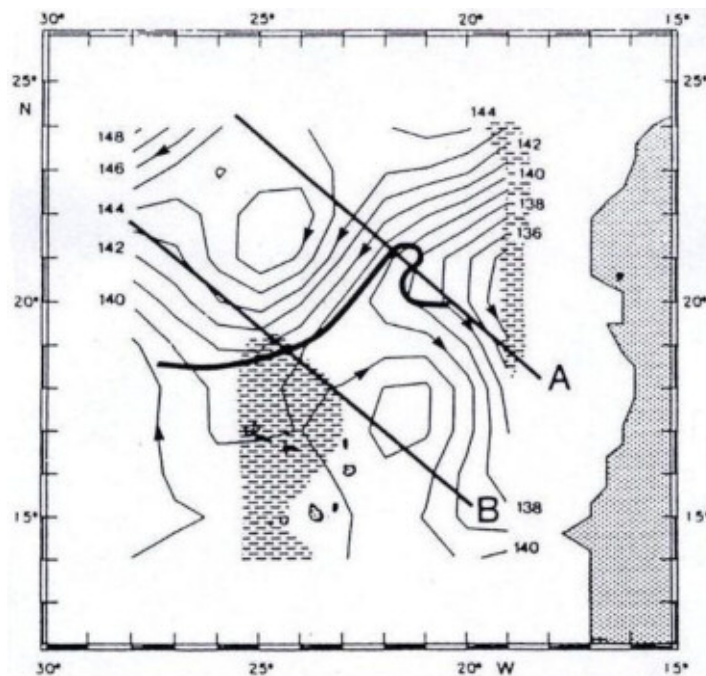


**Figura 2.10** Representación esquemática del flujo geostrofico (en Sv) en la Cuenca de Canarias, como resultado cualitativo de los datos obtenidos durante los proyectos FRENDES y CANIGO. (Figura reproducida de Laiz et al., 2001).

Al sur de Cabo Blanco, donde la Corriente de Canarias se separa de costa, se encuentra la llamada *zona de sombra* (Figura 2.11), donde no alcanzan las líneas de flujo del giro subtropical y cuyo patrón de circulación está caracterizado por un giro ciclónico (Sarmiento et al., 1982; Luyten et al., 1983; Kawase y Sarmiento, 1985; Mittelstaedt, 1991; Zenk et al., 1991). Según los modelos de ventilación de la termoclina, la zona de sombra se sitúa al sur y sudeste del giro subtropical (Luyten et al., 1983). Siedler et al (1992) mostró que la circulación en la zona de sombra existe todo el año, siendo más débil en invierno que en verano, y sugirió que su posición y extensión horizontal también varían, estando el giro situado algo más al sur en invierno. El transporte de este giro ciclónico es de unos 3 Sv.

La célula de recirculación de la cuenca oriental del Atlántico Norte Subtropical está definida por tres sistemas frontales: al Norte se encuentra el Frente de Azores (FA) que define la posición de la Corriente de Azores (Thiele et al., 1986), al este se localiza el sistema frontal asociado al afloramiento del noroeste africano que define la localización e intensidad del chorro baroclínico costero, y al sur se encuentra la Zona Frontal de Cabo Verde (ZFCV) que determina la separación de la Corriente de Canarias (CC) de la costa y el inicio de la Corriente Norecuatorial (Hagen, 1985; Barton, 1987). La ZFCV, que se caracteriza por intensos gradientes de salinidad en las capas superficiales, marca la zona de separación entre el Agua Central del Atlántico Norte (NACW) y el Agua Central del Atlántico Sur (SACW).

Esta zona frontal también es conocida con el nombre de Frontera del Agua Central (CWB). En ella, y como resultado de la confluencia de los dos tipos de agua, i.e. NACW y SACW, tiene lugar un gran filamento (FA) que se adentra varios centenares de kilómetros hacia el océano profundo. En la Figura 2.11 se ilustra la ZFCV, con la zona de sombra localizada en la parte inferior de la región.



**Figura 2.11** Topografía dinámica a 150 dbar, relativa a 2000 dbar, de la Zona Frontal de Cabo Verde (esquina superior izquierda) y la Zona de Sombra (esquina inferior derecha). La línea curva gruesa muestra la Frontera del Agua Central (CWB) calculada a partir de la posición de la isohalina 36.0 psu a 150 dbar. (Figura reproducida de Zenk et al., 1991).

Al sur de la Zona Frontal de Cabo Verde se encuentran la Contracorriente Norecuatorial y la Corriente Norecuatorial Subsuperficial, cuya interacción da lugar a una zona de circulación ciclónica centrada en 10°N, 22°W, que se conoce como Domo de Guinea (Ej. Picaut, 1985; McClain y Firestone, 1993; Tomczak y Godfrey, 1994; Hagen, 2001; etc). Este giro ciclónico está caracterizado por temperaturas mínimas en su zona central y se intensifica en verano, cuando los alisios están debilitados

Mientras que el FA y la ZFCV son características permanentes de la circulación a gran escala, el frente del afloramiento que se encuentra a lo largo de la costa del noroeste africano se observa en la superficie del océano de forma intermitente, dependiendo de la intensidad y dirección del viento local.

El interés fundamental de este estudio es examinar la interacción de la CC, como extensión de la CA, con el afloramiento costero y la entrada de agua Atlántica hacia el Mar Mediterráneo. El afloramiento y la entrada al Mediterráneo constituyen realmente la condición de contorno para las capas superiores (termoclina superior y capa superficial) del margen oriental del océano interior. Diversos estudios de datos históricos de la zona muestran que existe un importante flujo del océano interior que se adentra en el Estrecho de Gibraltar y en la región del talud y la plataforma continental del noroeste africano (Stramma, 1984; Stramma y Siedler, 1988; Fiekas et al., 1992). Estos estudios también sugieren que esta circulación muestra una modulación estacional que puede deberse no sólo al carácter estacional del forzamiento atmosférico sobre la región (radiación solar y campo de vientos) sino también a la variabilidad estacional del afloramiento costero. La recirculación de la CC hacia el sur a lo largo de una franja cercana a la costa, y la localización y características de su reincorporación hacia el océano interior, son posiblemente la consecuencia de la interacción antes mencionada.

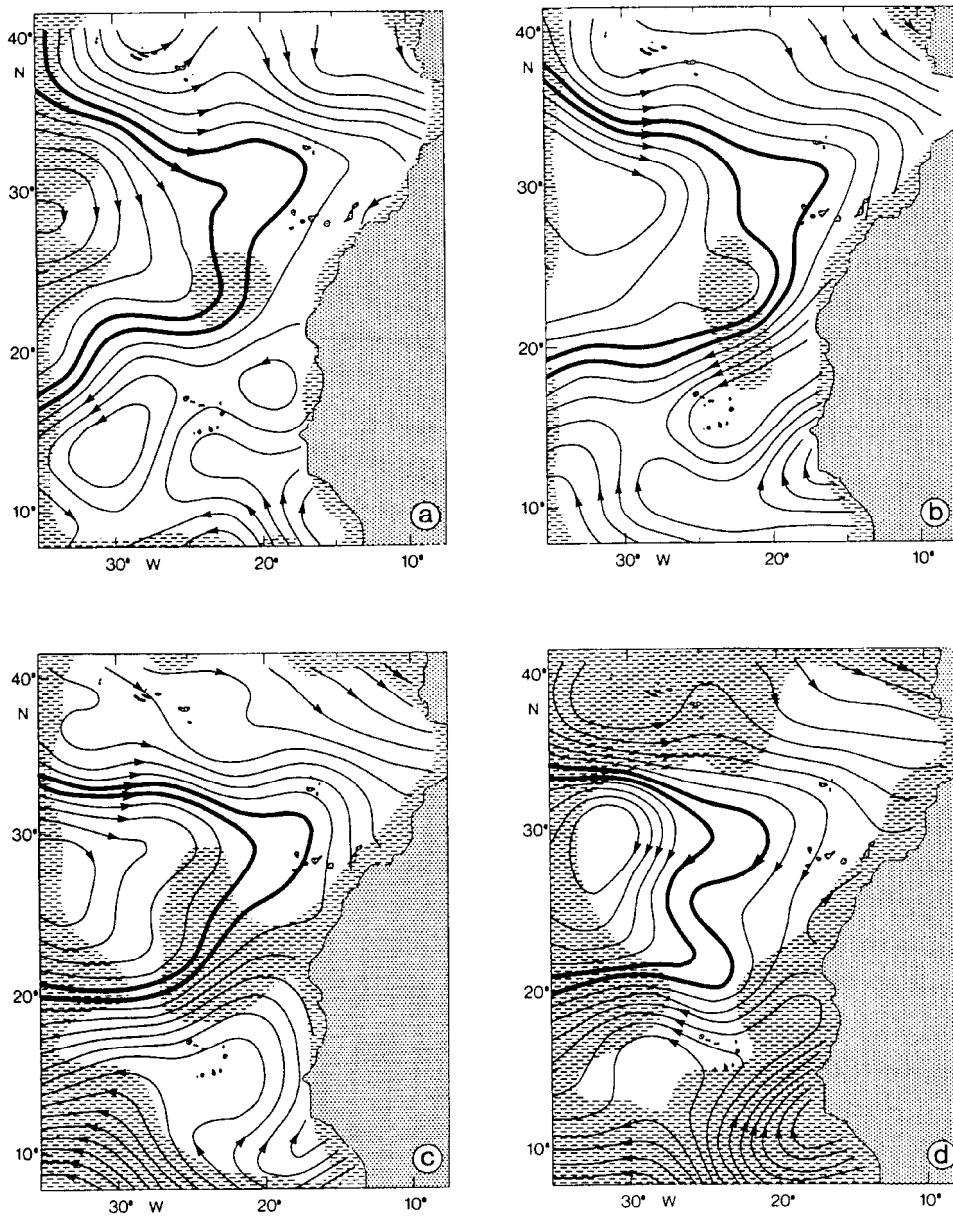
En los siguientes apartados se discutirá con detalle el forzamiento del océano interior debido al afloramiento costero y a la salida de agua superficial hacia el Mediterráneo, que condicionan la recirculación de gran parte de la Corriente de Canarias hacia el sur cerca del talud continental africano. Posiblemente el lugar de separación de la CC también está en parte influenciado

por estos aspectos, aunque su propia existencia responde a mecanismos de forzamiento por el viento y flujo de calor a gran escala (Luyten *et al.*, 1986). La reincorporación tiene lugar en la Zona Frontal de Cabo Verde que, como se comentó anteriormente, corresponde a la zona de convergencia entre las masas de agua NACW y SACW (Zenk *et al.*, 1991; Pérez-Rodríguez *et al.*, 2001). Esta frontera se extiende zonalmente a través de todo el Atlántico desde el Mar Caribe a unos 15°N, girando hacia el SW-NE al este de 30°W cerca de la costa Africana. Barton (1987) situó el límite entre ambas masas de agua a la altura de Cabo Blanco (entre 20°N y 22°N), donde encontró un intenso frente termohalino. Mostró además que este límite está relacionado con la convergencia a gran escala entre la Corriente de Canarias, cuya separación de costa localizó a unos 22°N, y el sistema de corrientes tropicales ubicado más hacia el ecuador.

### 2.3.2 Variación estacional del sistema de corrientes

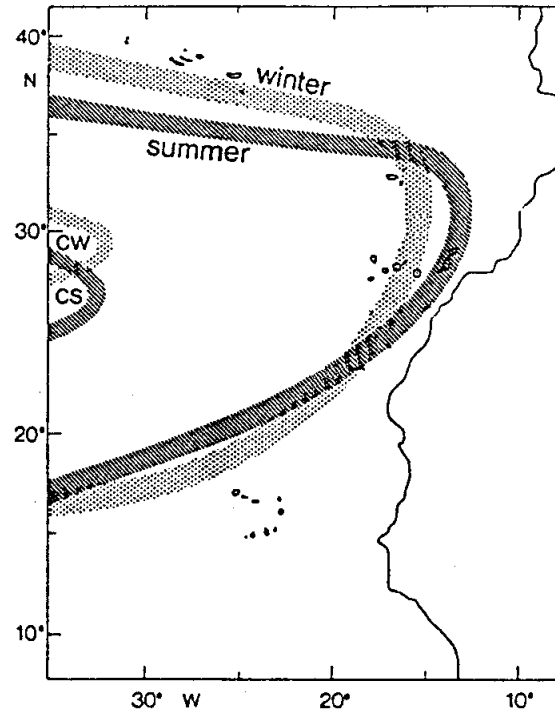
Estudios realizados por diversos autores sugieren variaciones estacionales en el margen oriental del giro subtropical del Atlántico Norte. Siedler *et al.* (1985) encontraron indicios de ello en la parte norte del giro, concretamente en la CA y el frente subtropical asociado. Según un análisis de datos hidrográficos realizado por Richardson y Walsh (1986), entre julio y diciembre la Contracorriente Norecuatorial del Atlántico Norte es intensa y se desplaza hacia el norte. En un estudio realizado por Stramma e Isemer (1988) se vio un desplazamiento de la CA hacia el sur en verano. A partir de estos estudios y mediante cálculos geostroficados con datos históricos Stramma y Siedler (1988) sugirieron la existencia de variaciones estacionales en la estructura del bucle descrito anteriormente (Figura 2.12). Sus resultados también sugieren que la parte oriental del giro muestra una mayor extensión longitudinal y una menor extensión latitudinal en verano que en invierno (Figura 2.13), con la latitud de separación de la CC de la costa desplazándose hacia el sur en invierno. Así mismo, el "centro" del bucle (o posición en que la dirección longitudinal del flujo se invierte) también muestra un ciclo estacional, estando en verano desplazado unos 2° hacia el sur con relación a su ubicación durante el invierno. Sin embargo, resultados más recientes obtenidos por Le Traon y De Mey (1994) a partir de observaciones por satélite muestran que la posición latitudinal de la CA apenas presenta variaciones estacionales. Esto hace pensar que parte de la variabilidad "estacional" detectada

a partir de datos hidrográficos en realidad puede deberse a que dichos datos corresponden a campañas realizadas a lo largo de muchos años y por tanto pueden reflejar cierta variabilidad interanual.



**Figura 2.12** Transporte de volumen integrado (0 a 200 m) calculado a partir de perfiles de densidad media para (a) invierno (enero a marzo), (b) primavera (abril a junio), (c) verano (julio a septiembre) y (d) otoño (octubre a diciembre). Cada línea de flujo representa 1 Sv (reproducida de Stramma y Siedler, 1988).





**Figura 2.13** Representación esquemática de los 200 primeros metros del giro subtropical en verano e invierno (reproducida de Stramma y Siedler, 1988).

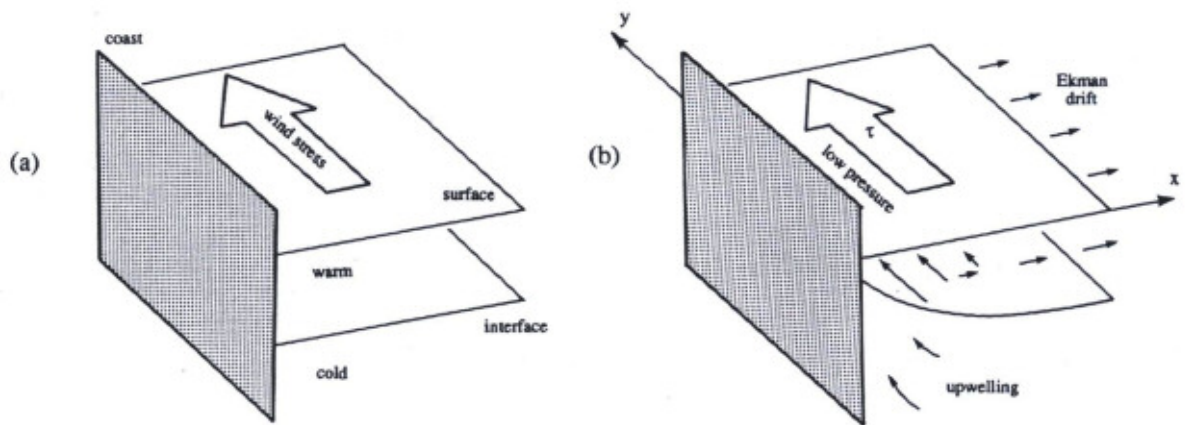
En cualquier caso, pareciera que todos los estudios anteriores coinciden en que la magnitud de los transportes de volumen no presenta cambios significativos y que los cambios pueden ocurrir fundamentalmente en los patrones regionales de circulación. Diversos estudios recientes parecen confirmar la existencia de estos cambios estacionales en patrones regionales de circulación (Klein & Siedler, 1989; Stramma & Müller, 1989; Navarro-Pérez, 1996; Navarro-Pérez y Barton, 2001; Knoll *et al.*, 2002). Navarro-Pérez (1996) y Navarro-Pérez y Barton (2001), por ejemplo, describen un mayor flujo hacia el sur en verano cerca de las islas orientales, mientras que en invierno el flujo hacia el sur se torna más intenso cerca de las islas occidentales. Knoll *et al.* (2000) muestran que en verano y otoño el flujo que circula hacia el sur es más intenso al oeste de Lanzarote y más débil entre el archipiélago y el continente africano, lo que podría deberse a un desplazamiento hacia el oeste de la CC. Knoll *et al.* (2002) analizaron datos de CTD y ADCP entre Lanzarote y la costa africana (a unos 29°N) y encontraron que en otoño la CC invierte su dirección entre el archipiélago canario y la plataforma africana, circulando hacia el norte, mientras que el transporte hacia el sur se hace máximo en primavera. Durante el otoño la contracorriente fluye hacia el norte a lo

largo del talud continental africano, entre 700 y 1000 m de profundidad. A pesar de que la Corriente de Canarias se intensifica durante el verano y el otoño como consecuencia de la acentuación de los vientos alisios, el transporte hacia el sur en esta zona disminuye o incluso se dirige hacia el norte debido a la intensificación de la contracorriente profunda, que se dirige hacia el polo a lo largo del talud transportando Agua Antártica Intermedia (AAIW).

A partir de trabajos anteriores, y mediante el análisis de varias campañas realizadas cerca de la costa, Pelegrí *et al.* (2005a,b) también sugieren que la CC se intensifica a lo largo del verano como resultado de la acción de los fuertes vientos alisios. La intensificación es máxima durante el verano, cuando los alisios son más intensos, pero continúa durante el otoño. Ello hace que la corriente se torne inestable y se separe del talud continental a finales del otoño o comienzos del invierno, de forma que recircula hacia el sur en la porción más occidental del archipiélago canario. Esta recirculación, alejada de la costa, permite que durante esta época la contracorriente fluya hacia el norte a lo largo del talud. A finales de invierno y en primavera la corriente se debilita y recupera su localización estable cercana a la costa.

## 2.4 Afloramiento costero

En la costa noroeste de África se produce un afloramiento costero cuya intensidad y persistencia están relacionadas con la variación estacional del campo de vientos a gran escala. El afloramiento, o surgencia, consiste en el desplazamiento costa afuera de las aguas superficiales por transporte de Ekman, las cuales son reemplazadas por aguas profundas, más frías y ricas en nutrientes. La termoclina estacional y la porción superior de la termoclina permanente son levantadas, pudiendo alcanzar la superficie del océano cuando los vientos tienen intensidad y duración suficiente, en lo que se denominaría un afloramiento completo (Csanady, 1977). Producto de este levantamiento, los fuertes gradientes verticales asociados a la termoclina se convierten en gradientes en la dirección horizontal, lo que se conoce como zona frontal. La Figura 2.14 representa, esquemáticamente, la formación de un afloramiento costero completo en el Hemisferio Norte (panel b) a partir de un estado de no-movimiento (panel a).

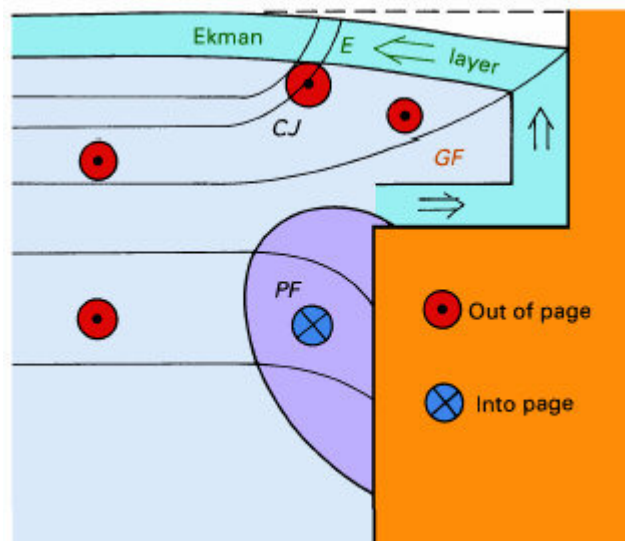


**Figura 2.14** Representación esquemática de un afloramiento costero ocasionado por un viento paralelo a la costa, bien de gran intensidad o de larga duración. (Figura reproducida de Cushman-Roisin, 1994).

En el caso de un afloramiento completo la expresión superficial de la zona frontal es donde se aprecian los máximos gradientes de temperatura desde el espacio, formando lo que usualmente se conoce como frente o línea de afloramiento, la cual se propaga hacia mar abierto (Pelegrí y Richman, 1993). Entre este frente y la costa se encuentra la región de afloramiento. Para que el sistema de afloramiento alcance un estado estacionario, es decir, para que el frente de afloramiento no se aleje más de la costa, es necesario que el agua que aflora (por advección o por mezcla) se caliente a medida que se aleja de la costa.

En la Figura 2.15 se esquematiza la sección vertical de un afloramiento costero teórico originado por un campo de vientos que sopla paralelo a una línea de costa situada a su izquierda (Tomczak y Godfrey, 1994). Pese a que la figura muestra un talud vertical y sitúa el afloramiento en la plataforma continental, lo cual no concuerda con lo que ocurre en el afloramiento del noroeste africano, sirve de ejemplo para mostrar la célula vertical de circulación asociada al afloramiento. El viento descrito anteriormente genera un transporte de Ekman (E) hacia mar abierto, lo cual resulta en una depresión de la superficie del mar en costa. Esto da lugar a un gradiente zonal de presión dirigido hacia la costa el cual, por balance geostrofico, resulta en un flujo geostrofico (GF) hacia el Ecuador, es decir, en la misma dirección que el viento. Por otro lado, el agua que ha sido desplazada fuera de la costa por transporte de Ekman es suplida por agua más

profunda, por lo que cerca de la costa existe un movimiento vertical conocido como afloramiento. El agua que alimenta al afloramiento procede a su vez del océano interior y debe estar en equilibrio geostrófico, por lo que debe existir un gradiente de presión meridional dirigido hacia el norte, equilibrado por la fuerza de Coriolis en la dirección opuesta. Este flujo geostrófico se detiene al encontrarse con la costa, por lo que la fuerza de Coriolis se hace cero, ocasionando una aceleración del flujo en la dirección del gradiente de presión, es decir, una corriente subsuperficial dirigida hacia el norte (PF). Este flujo hacia el norte queda confinado a las capas subsuperficiales por el flujo geostrófico dirigido hacia el ecuador que se describió anteriormente. El levantamiento de las isotermas en superficie da lugar a la zona frontal, la cual produce, a través de un ajuste geostrófico, una intensificación del flujo conocida como chorro costero (CJ).

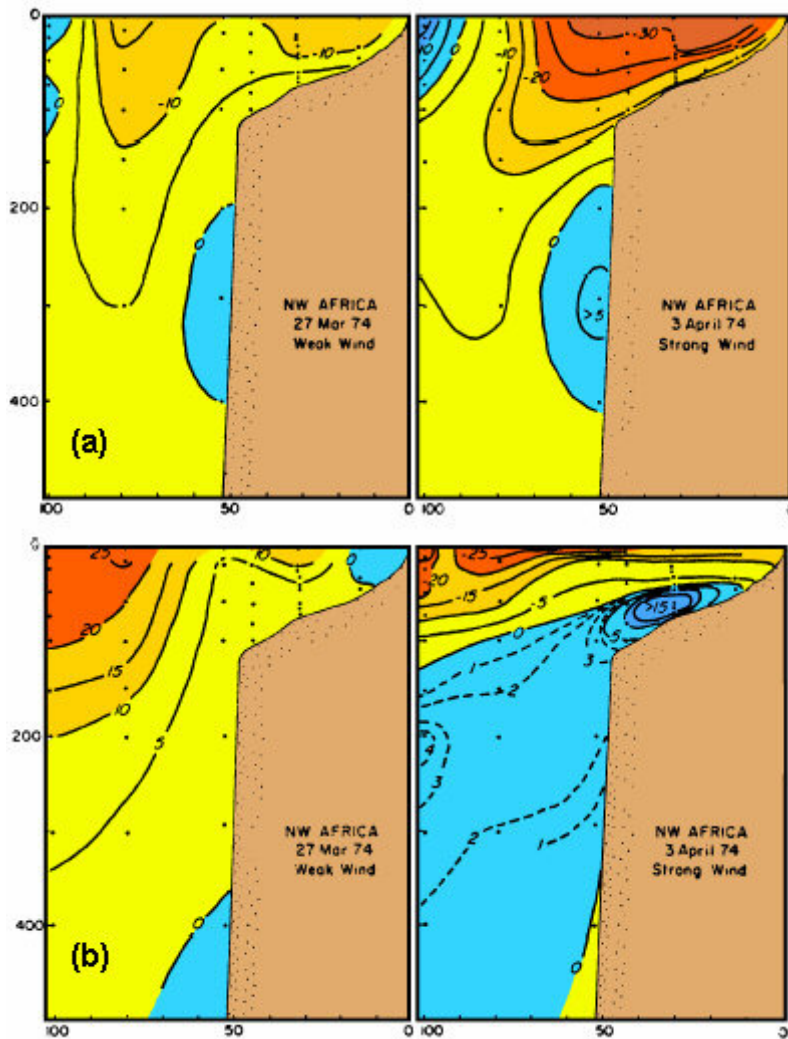


**Figura 2.15** Representación esquemática de la sección vertical de un afloramiento costero ocasionado por un viento paralelo a la costa. Las líneas delgadas representan isotermas. Las siglas CJ hacen referencia al chorro costero, GF al flujo geostrófico, E al transporte de Ekman y PF a la corriente que se dirige hacia el polo a lo largo del talud. (Figura reproducida de Tomczak, 1994).

Resumiendo, se pueden diferenciar dos regímenes de afloramiento desde un punto de vista dinámico (Pelegri y Richman, 1993). El primero corresponde a la etapa inicial del afloramiento, en el que, como se ha descrito, la termoclina es levantada debido a la divergencia de flujo cerca de la costa. Durante la segunda etapa, el chorro costero baroclínico ya se ha formado y da lugar a intensos

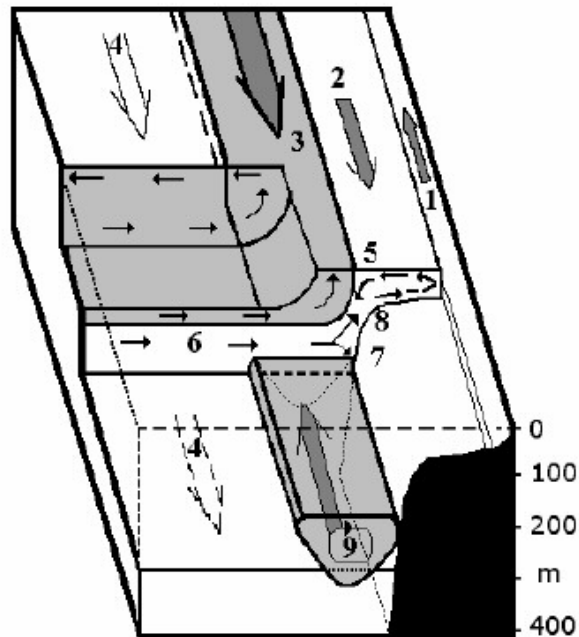
procesos de mezcla por cizalla. Es decir, parte de la célula vertical del afloramiento se origina mediante procesos diapícnos de incorporación de agua desde las capas inferiores hacia la capa superior por mezcla (Pelegrí y Richman, 1993). Este proceso de mezcla se intensifica a medida que el chorro costero se hace más intenso.

El sistema de afloramiento asociado a la Corriente de Canarias, aunque estrecho ( $< 100$  km), suele exceder la anchura de la plataforma continental. La plataforma, que tiene una profundidad media de unos 60-80 m, se caracteriza por tener una capa de Ekman superficial muy estrecha, donde el movimiento hacia mar abierto se extiende hasta unos 30 m de profundidad. Debajo de la capa de Ekman hay una capa intermedia de flujo geostrófico hacia el ecuador y una capa profunda donde el flujo se dirige hacia costa (Figura 2.16b). La corriente en chorro superficial que fluye hacia el ecuador está localizada en la plataforma continental justo del lado de la costa. La corriente subsuperficial, por su parte, queda generalmente restringida al talud continental (Figura 2.16a), aunque en ciertas latitudes puede extenderse hacia la plataforma continental cuando el viento sopla hacia el norte (Barton, 1998). En algunas ocasiones también se ha observado que esta corriente subsuperficial alcanza la superficie, particularmente cuando cesan los vientos que producen el afloramiento (Barton y Hughes, 1982; Hernández-Guerra *et al.*, 2002; Knoll *et al.* 2002; Pelegri *et al.*, 2005a, etc).



**Figura 2.16** Sistema de afloramiento de la Corriente de Canarias durante periodos de vientos débiles (izquierda) y fuertes (derecha). (a) Flujo a lo largo de la costa. (b) Flujo perpendicular a la costa. Las velocidades se representan en cm/s; valores positivos indican flujos hacia el norte (panel a) y hacia el este (panel b). (Figura reproducida de Tomczak, 1994).

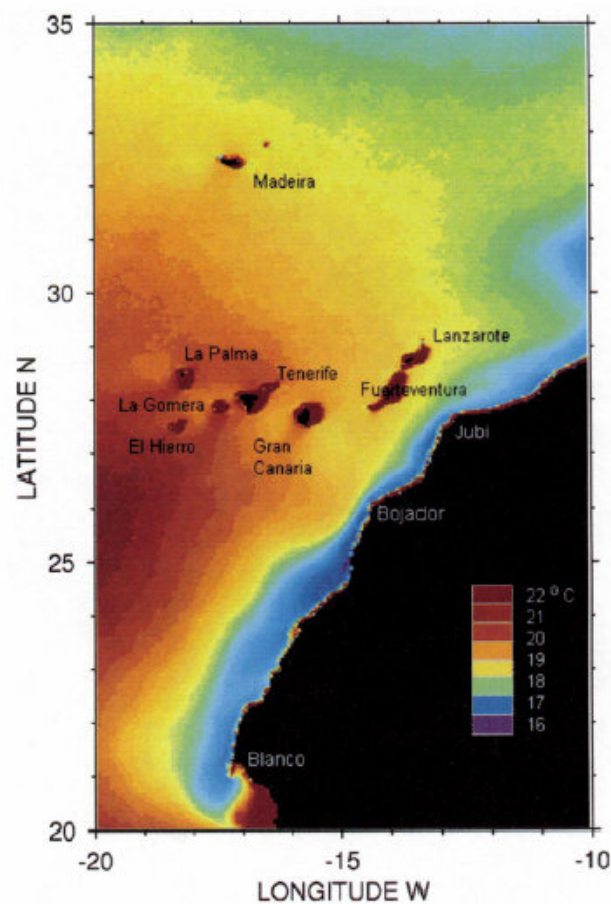
El esquema de la Figura 2.17 corresponde a una representación tridimensional del sistema de corrientes representado en la Figura 2.16 (Hagen, 1981). En él se pueden observar, por ejemplo, la corriente subsuperficial que fluye hacia el norte (número 9 en el esquema) o el chorro costero (número 3). En esta representación Hagen (2001) supone que el frente de afloramiento actúa como una barrera a través de la cual no hay mezcla, lo cual da lugar a una zona de convergencia y hundimiento entre la zona frontal y la costa. Sin embargo, la existencia de una fuerte mezcla a través del frente (Kundu y Beardsley, 1991; Pelegrí y Richman, 1993) hace improbable la existencia de dicha zona de hundimiento.



**Figura 2.17** Sistema de corrientes asociado al afloramiento del noroeste africano en estado estacionario según Hagen (1981). Los números indican lo siguiente: (1) Contracorriente débil cercana a la costa; (2) Zona principal del afloramiento con corrientes inducidas por el viento que fluyen hacia el sur; (3) Zona frontal incluyendo chorro costero; (4) Ramal oriental de la Corriente de Canarias (las líneas discontinuas indican contracorrientes débiles temporales); (5) Zona de hundimiento; (6) Corriente intermedia hacia costa que alimenta al afloramiento, donde (7) es la fracción que se hunde y (8) es la parte que aflora alimentando a (2). Figura reproducida de Hagen (2001).

El chorro costero, a su vez, tiene una porción baroclínica, que se localiza inmediatamente aguas afuera del frente de afloramiento, y una porción barotrópica, que se desarrolla en la zona localizada entre la región frontal y la franja costera (Pelegrí *et al.*, 2005a,b). La componente baroclínica responde rápidamente al viento y puede llegar a ser muy intensa, aun cuando el transporte asociado está limitado al que puede ser transportado en las capas superficiales de la región frontal. La componente barotrópica, por su parte, responde lentamente al viento debido a que debe ponerse en movimiento prácticamente toda la columna de agua. Aún cuando su velocidad máxima es usualmente pequeña, debido al gran espesor de la columna de agua en movimiento, puede llegar a transportar cantidades bastante significativas de agua.

La zona de afloramiento se puede observar bien a través del campo de temperatura superficial, debido a las bajas temperaturas del agua que le son características, o bien a través de pigmentos superficiales, debido a la alta productividad de esas aguas. En la Figura 2.18 se muestra el campo de temperatura superficial promediado entre los años 1981 y 1991 por Barton *et al.* (1998). Los datos fueron tomados con sensores AVHRR colocados en satélites de la NOAA.



**Figura 2.18** Temperatura superficial media (1981-1991) obtenida a partir de los datos del “AVHRR Global Area Coverage” (Figura reproducida de Barton *et al.*, 1998).

La Figura 2.18 muestra claramente que la temperatura superficial cercana a la costa es inferior a la de las aguas circundantes. Esta característica, común a los afloramientos costeros, llevó a Nykjær y Van Camp (1994) a definir un **índice de afloramiento costero** (o **índice de afloramiento SST**), como la diferencia de temperatura entre las aguas de la región costera y las aguas situadas lejos de la



costa a la misma latitud. El índice de afloramiento mide la intensidad del afloramiento costero en función del tiempo y de la latitud.

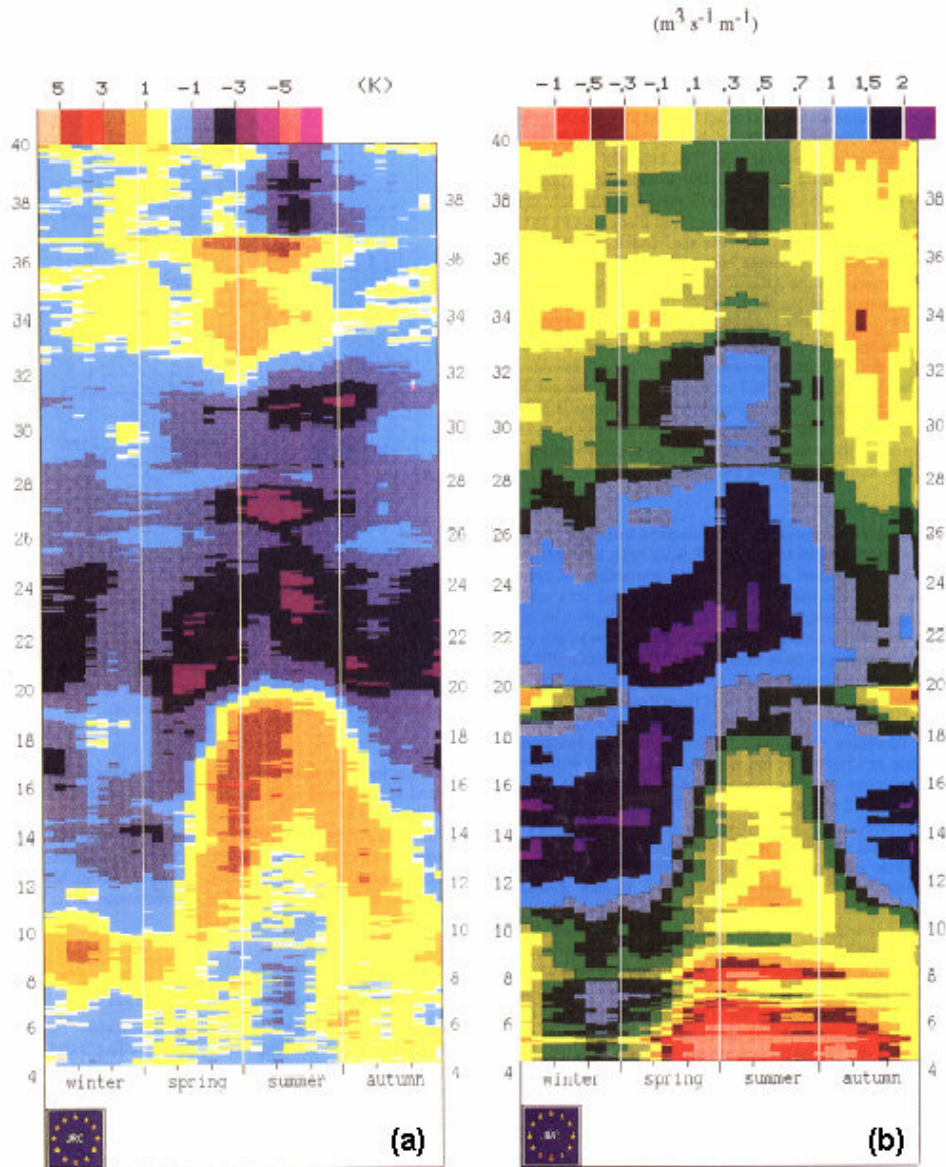
La Figura 2.19a muestra el índice de afloramiento SST a lo largo de la costa africana y parte de la costa portuguesa, calculado a partir de datos de satélite de temperatura superficial entre julio de 1981 y agosto de 1989, promediados mensualmente. Nykjær y Van Camp asumieron que la zona costera se extiende desde la línea de costa hasta la batimétrica de 200m. El índice de afloramiento SST se calculó comparando la temperatura superficial de la zona costera así definida con la temperatura a 500 Km de la costa. Los valores negativos indican que la temperatura cerca de costa es inferior a la temperatura lejos de la costa y, por lo tanto, revelan la presencia del afloramiento.

El índice de afloramiento así definido presenta como limitación el hecho de que procesos como la advección horizontal o la mezcla vertical también pueden producir diferencias zonales de temperatura que no corresponden a fenómenos de afloramiento.

Estos autores definieron un segundo índice de afloramiento (el **índice de afloramiento de Ekman**) como la fracción del transporte de Ekman perpendicular a la costa. Este índice, calculado a partir de datos de viento, está representado en la Figura 2.19b. Los valores positivos indican que el transporte se produce hacia mar adentro y por lo tanto son indicativos de la presencia de afloramiento.

Ambos índices coinciden en el carácter estacional del afloramiento al sur de 20°N y de su permanencia entre 20°N y 25°N. Sin embargo, mientras que el índice SST tiene un máximo en primavera y otro en otoño en la zona de afloramiento permanente (20°N-25°N), el índice de Ekman muestra picos en primavera y verano. Esto, unido al hecho de que el viento se debilita en otoño, podría sugerir que el máximo otoñal del SST no se debe al viento. De hecho, podría estar relacionado con la penetración de Agua Central Sur Atlántica (SACW) a lo largo de la costa, o quizás con la subida a superficie de la contracorriente que fluye hacia el polo.

También cabe observar que al sur de unos 18°N el índice SST se torna positivo en verano, indicando que la temperatura superficial en mar abierto es inferior a la de la costa. Esto podría estar relacionado con la presencia del giro ciclónico conocido como Domo de Guinea que, como se mencionó anteriormente, presenta temperaturas mínimas en su zona central y es más intenso en verano.



**Figura 2.19 (a)** Ciclo estacional del índice de afloramiento SST calculado para el periodo entre julio de 1981 y agosto de 1989. Los valores negativos indican que la temperatura en la zona costera es inferior a la temperatura a 500 Km de la costa. **(b)** Ciclo estacional del índice de afloramiento de Ekman calculado para el periodo entre agosto de 1982 y enero de 1991. Los valores positivos indican transporte hacia mar adentro. (Figura reproducida de Nykjær y Van Camp, 1994).

En general, el índice de afloramiento SST suele retrasarse con respecto al de Ekman, como cabría esperar si el afloramiento se debe al forzamiento del viento. Sin embargo, en zonas donde el afloramiento está influenciado por otros procesos, como por ejemplo cerca de los cabos, donde la topografía del fondo juega un papel fundamental, el índice de Ekman no es capaz de mostrar la intensificación del afloramiento. Esto es debido a la limitación inherente en la teoría de Ekman para incluir los efectos de la topografía en la circulación oceánica.

Se pueden distinguir tres zonas diferenciadas en función de la época en que se produce el afloramiento (Ej. Wooster *et al.*, 1976; Van Camp *et al.*, 1991; Mittelstaedt, 1991; Nykjær y Van Camp, 1994, etc.):

- Al sur de 20°N el afloramiento tiene lugar en invierno y primavera.
- Al norte de 25°N se incrementa en verano y en otoño.
- Entre 20°N y 25°N es permanente todo el año (debido a la permanencia de los alisios en esta región), presentando su máxima intensidad en primavera y otoño.

En síntesis se puede decir que al sur de 20°N y al norte de 33°N el afloramiento tiene carácter estacional, mientras que en las latitudes intermedias el afloramiento costero es permanente.

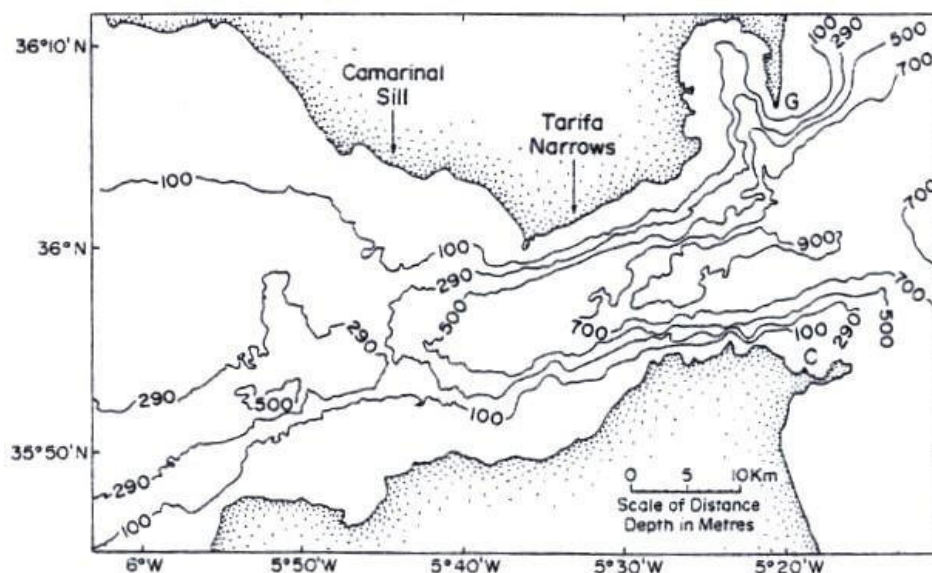
Un aspecto importante a tener en cuenta es que el afloramiento no suele presentar gran coherencia espacial y temporal. Por el contrario, el afloramiento se intensifica localmente en diversos puntos a lo largo de toda la costa, siendo su duración característica de tan sólo unos días. Esta intermitencia espacial y temporal responde a la variabilidad de los vientos costeros, los cuales están directamente influenciados por las alteraciones del anticiclón de las Azores al paso de diversas perturbaciones (Mittelstaedt, 1991).

La variabilidad del afloramiento contrasta con la persistencia de la recirculación de la CC en la región cercana al talud continental del noroeste africano. Es por ello que esta recirculación debe estar asociada, en gran medida, a la componente barotrópica del afloramiento (Pelegri *et al.*, 2005a,b). Estos

autores también han sugerido que es precisamente esta componente barotrópica del afloramiento la que, al tornarse muy intensa a finales de otoño o comienzos de invierno, se hace inestable y se separa de la costa a la altura de Cabo Ghir. Dicha separación ocurre sobre la corriente que fluye hacia el sur a lo largo del talud continental, mediante un mecanismo de torque asociado a la inclinación del fondo oceánico que genera vorticidad relativa positiva, impidiendo así que el flujo siga circulando hacia el sur, donde la vorticidad planetaria es menor. Este mecanismo es similar al descrito por Lee *et al.* (2001).

## 2.5 La entrada de agua hacia el Mediterráneo

La Figura 2.20 muestra la localización geográfica del Estrecho de Gibraltar.



**Figura 2.20** Batimetría del Estrecho de Gibraltar (Instituto Español de Oceanografía, 1983). La profundidad se representa en metros. (Figura reproducida de Bormans *et al.*, 1986).

A través del Estrecho de Gibraltar tiene lugar un intercambio de agua entre el Atlántico y el Mediterráneo que constituye uno de los problemas clásicos en la Oceanografía (Defant, 1961; Deacon, 1971). Se han realizado numerosos estudios para determinar la cuantía del mencionado intercambio, los procesos físicos que lo controlan, las características de ambas masas de agua en el Estrecho, sus variaciones estacionales, etc. Los mayores progresos realizados en el conocimiento de la dinámica del Estrecho de Gibraltar y la magnitud de los

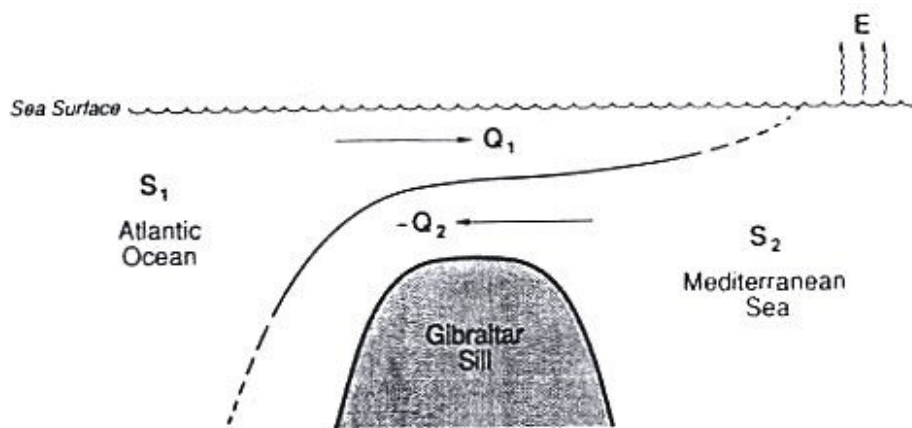
volúmenes de intercambio de agua se realizaron, por un lado, durante el proyecto “Gibraltar Experiment” y, por otro lado, durante el proyecto CANIGO. El proyecto CANIGO, además, aportó un mayor entendimiento de las variaciones estacionales del intercambio de flujo (Tsimplis y Bryden, 2000).

### 2.5.1 Transporte de volumen

Las complejas características hidrográficas del Estrecho (fuertes corrientes de marea, oscilaciones en la profundidad de la interfase que separa el agua atlántica del agua mediterránea y los resaltos hidráulicos internos con frecuencia mareal) hacen que las medidas del intercambio de agua en esta zona resulten bastante complicadas (Tsimplis y Bryden, 2000). Como resultado, la magnitud de las entradas y salidas de agua que se encuentran en la bibliografía difieren unas de otras. A esta diferencia también contribuye el tipo de instrumentación oceanográfica usada para la toma de datos (Tsimplis y Bryden, 2000). Según Ochoa y Bray (1991), el transporte de volumen es una medida de intercambio ambigua, ya que aumenta con la distancia al estrecho debido a procesos de recirculación y de incorporación de fluido de una capa hacia otra. Por lo tanto, es necesario saber la localización del punto donde se realizaron las medidas del volumen de agua transportada. En general, las estimaciones más recientes (tanto a través de análisis de datos como de modelos numéricos) son algo inferiores a 1.0 Sv. Por ejemplo, Bryden y Kinder (1991) combinaron un modelo de control hidráulico con los conceptos de conservación de masa y sal y predijeron una entrada de agua de 0.92 Sv y una salida de -0.88 Sv; Candela (1991) obtuvo entradas de 0.9 Sv procesando datos del proyecto “Gibraltar Experiment”; Bryden et al. (1994) analizaron datos de correntímetros anclados en el Estrecho y obtuvieron valores de 0.93 Sv y -0.68 Sv para los transportes de entrada y salida respectivamente; Speich *et al.* (1996) predijeron transportes en torno a 0.9 Sv mediante el uso de un modelo tridimensional basado en las ecuaciones primitivas de Navier-Stokes; Tsimplis y Bryden (2000), a partir de datos de ADCP, estimaron una entrada de agua de unos  $0.78 \pm 0.17$  Sv y una salida de unos  $-0.67 \pm 0.04$  Sv. Los cálculos realizados por Candela (2001) sugieren que, en general, el intercambio de agua oscila en torno a 1 Sv en ambos sentidos (ver Figura 2.22).

### 2.5.2 Mecanismo de intercambio de agua

El mecanismo de intercambio de agua a través del Estrecho puede clasificarse en un régimen general baroclínico, gobernado por las condiciones climatológicas características del Mediterráneo, y en una serie de fenómenos complejos con una menor escala temporal que producen inestabilidades en el flujo medio (Lacombe y Richez, 1982; Candela *et al.*, 1989; Candela, 1991). El régimen general de intercambio de agua, que presenta variaciones estacionales e interanuales, puede describirse, en una primera aproximación, como un sistema de dos capas (Lacombe y Richez, 1982; Bryden y Kinder, 1991; etc.). La entrada de agua atlántica, menos salina, tiene lugar en las capas superficiales, mientras que la salida de agua mediterránea, más salina, ocurre a mayor profundidad (Figura 2.21).



**Figura 2.21** Representación esquemática del intercambio de flujo a través del Estrecho de Gibraltar.  $Q_1$ ,  $Q_2$  y  $S_1$ ,  $S_2$  representan, respectivamente, el transporte de flujo y la salinidad del agua atlántica entrante y del agua mediterránea saliente.  $E$  es la evaporación neta que tiene lugar en la cuenca mediterránea. (Figura reproducida de Bryden y Kinder, 1991).

Según Lacombe y Richez (1982) y Candela (1991), a este régimen general se superponen una serie de procesos de transporte que tienen lugar a frecuencias subinerciales (periodos comprendidos entre varios días y varios meses) y de marea (principalmente semidiurna), entre los que se pueden distinguir tres componentes principales: un flujo de marea, principalmente barotrópico y producido en su mayor parte por las condiciones de marea del Atlántico Norte (Candela *et al.*, 1989; Candela *et al.*, 1990); una componente subinercial barotrópica producida por fluctuaciones en la presión atmosférica en el

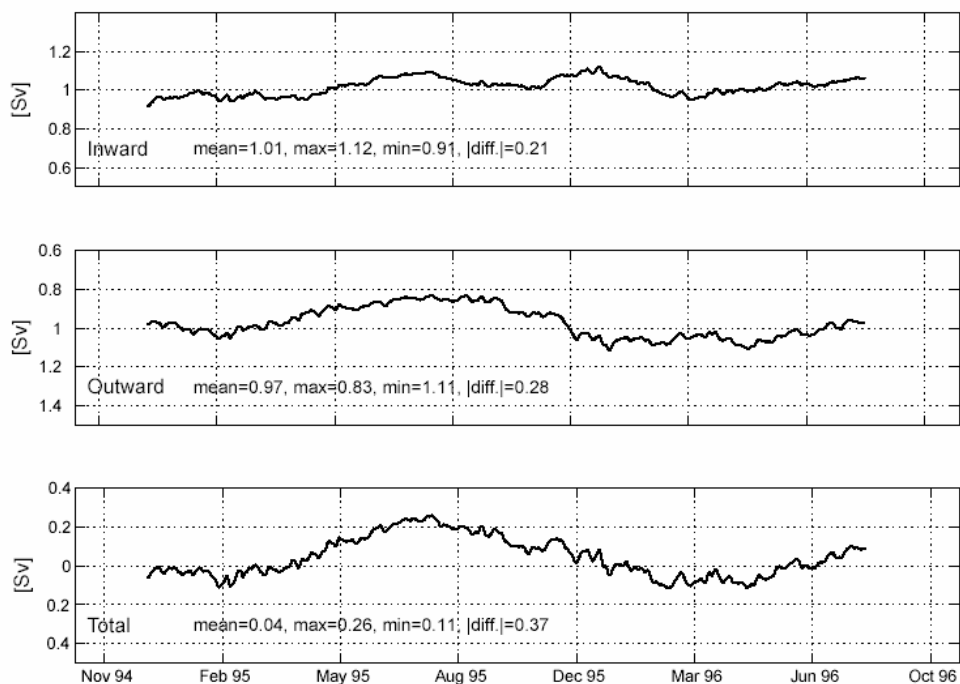
Mediterráneo y cuya variabilidad oscila entre varios días y varios meses (Garrett, 1983; Candela *et al.*, 1989); y una componente subinercial baroclínica, producida por los gradientes internos de presión que se establecen debido a las diferencias de densidad entre el agua Atlántica y Mediterránea (Armi y Farmer, 1988) o por el efecto de fuertes vientos locales sobre el estrecho (Candela *et al.*, 1989). Por otro lado, entre los distintos regímenes de flujo se producen interacciones no lineales (Candela *et al.*, 1990). Bryden *et al.* (1994) sugieren que el intercambio de agua se debe prácticamente a partes iguales a las corrientes medias y a las fluctuaciones de marea.

Farmer y Armi (1986) propusieron una teoría de control hidráulico aplicable al régimen general, que sugiere una condición continua de intercambio máximo en el estrecho. Según Candela (1991) el intercambio de agua es máximo, mientras que las observaciones llevadas a cabo durante el proyecto CANIGO sugieren que es submáximo (García Lafuente *et al.*, 2002). Por otro lado, Garret *et al.* (1990) sugieren que el intercambio es máximo en la primera parte del año, pasando a ser submáximo a finales de año.

### **2.5.3 Variaciones estacionales e interanuales**

Como se ha mencionado anteriormente, el régimen general de intercambio de agua presenta variaciones estacionales e interanuales, todas ellas de carácter baroclínico (Bormans *et al.*, 1986; Candela *et al.*, 1989; Candela, 2001; García Lafuente *et al.*, 2002). Bormans *et al.* (1986) investigaron la variabilidad estacional de la entrada de agua a través del Estrecho de Gibraltar mediante el uso de datos históricos de nivel del mar, temperatura, salinidad y estrés del viento, así como de modelos idealizados. Los datos indican que la entrada de flujo es mayor en primavera. Una de las hipótesis que sugieren es que las variaciones estacionales en la entrada de flujo no se deben a fluctuaciones barotrópicas. Otra hipótesis es que el intercambio es submáximo y que la variación estacional del flujo superficial entrante está asociada con variaciones de densidad y de la profundidad de la interfase en los bajos de Camarinal a la entrada del Estrecho. También sugieren que la respuesta barotrópica al ciclo anual del estrés del viento es demasiado pequeña como para mostrar cambios observables. Los modelos propuestos por Bryden y Stommel (1984) y por Bormans *et al.* (1986) muestran que las

variaciones del régimen general de intercambio de agua se deben a las fluctuaciones en el equilibrio de evaporación-precipitación en el Mediterráneo, los procesos de formación de agua profunda y al régimen de vientos estacionales. Candela (2001), a partir del análisis de datos de perfiles de corrientes y propiedades del agua tomados durante dos años consecutivos, sugiere que la variabilidad estacional e interanual de los transportes de agua (tanto de entrada como de salida) son pequeñas, pero apreciables. Sus resultados muestran que al principio de verano el transporte de salida es mínimo y está acompañado de un máximo en el transporte de entrada, mientras que a finales de invierno la situación se invierte. Esta variabilidad del transporte es más notable en el flujo saliente de agua mediterránea. La Figura 2.22 muestra valores del transporte de flujo a través del Estrecho de Gibraltar obtenidos por Candela (2001) a partir del análisis de series temporales de corrientes.



**Figura 2.22** Transporte de flujo a través del Estrecho de Gibraltar calculado a partir de series temporales de corrientes. Los valores del flujo de entrada (panel superior), de salida (panel central) y del flujo total (panel inferior) están representados en Sverdrups. Los valores medio, máximo y mínimo están indicados en cada caso. El eje temporal de la gráfica inferior es común a las tres gráficas (Figura reproducida de Candela, 2001).



## 2.6 Análisis de la vorticidad en el borde oriental del giro subtropical

De la discusión anterior puede deducirse que el afloramiento costero en el noroeste africano y el sumidero de agua atlántica hacia el Mediterráneo condicionan las características de la recirculación del NASG en su contorno oriental, es decir, de la Corriente de Canarias. Para el análisis cuasigeostrófico que concierne a este trabajo es necesario traducir estos conceptos en términos de condiciones de contorno para la vorticidad del flujo interior.

En primer lugar se reflexionará sobre cuál puede ser la relación que el afloramiento guarda con la vorticidad en el margen oriental y en segundo lugar se considerará el efecto del escape de agua en una localización muy definida, prácticamente puntual, como es el Estrecho de Gibraltar.

Nótese que en las secciones anteriores se ha utilizado el término de “entrada” para denominar el agua atlántica que fluye hacia el Mediterráneo, siguiendo la terminología empleada en la literatura. Sin embargo, a partir de este punto se hablará de “salida” para referirse a ese mismo proceso, ya que desde la perspectiva del presente estudio se trata de una pérdida (salida) de flujo fuera del dominio numérico del modelo.

### 2.6.1 Análisis de la vorticidad en la zona de afloramiento

La recirculación del flujo hacia el sur a lo largo de la región de transición costera puede examinarse tanto desde la perspectiva del océano costero como del océano interior:

#### Océano costero

Según el *teorema de la conservación de la vorticidad potencial* enunciado en la sección 3.1.1 del siguiente capítulo, en ausencia de mecanismos forzantes externos una parcela de fluido seguirá una trayectoria a lo largo de una línea de vorticidad potencial constante. Por lo tanto, la existencia de una corriente que permite un libre intercambio meridional a lo largo de una franja paralela al talud

continental, puede en principio entenderse como una región de vorticidad potencial constante. Esta interpretación está apoyada por el siguiente razonamiento. Para un flujo dirigido hacia el sur la condición de vorticidad potencial constante implica que la vorticidad relativa de las parcelas de fluido debe aumentar a lo largo de su trayectoria (asumiendo que el tamaño de la columna de fluido no se modifica). Si se supone que las partículas inician su recorrido aproximadamente a la latitud del Estrecho de Gibraltar, esta situación sería consistente con la condición de un flujo máximo cercano al talud y que se hace cero sobre el propio contorno debido a la fricción con el mismo, cuya intensidad aumenta a lo largo de su recorrido hacia el sur. Dicha situación correspondería precisamente a la corriente en chorro asociada al afloramiento costero, cuya intensidad aumenta como resultado de la incorporación de flujo proveniente del océano interior. La condición de que el tamaño de la columna de agua permanece constante es también consistente con la trayectoria a lo largo de las isóbatas que típicamente sigue una parcela de fluido en un fluido en rotación (i.e. las denominadas columnas de Taylor). Pelegrí *et al.* (2005a) exponen, de hecho, que la distribución de las isopícnas más profundas en la región de afloramiento costero al norte de las Islas Canarias sugiere una homogeneización de la vorticidad potencial, lo cual permitiría la existencia de un flujo hacia el sur a lo largo del talud.

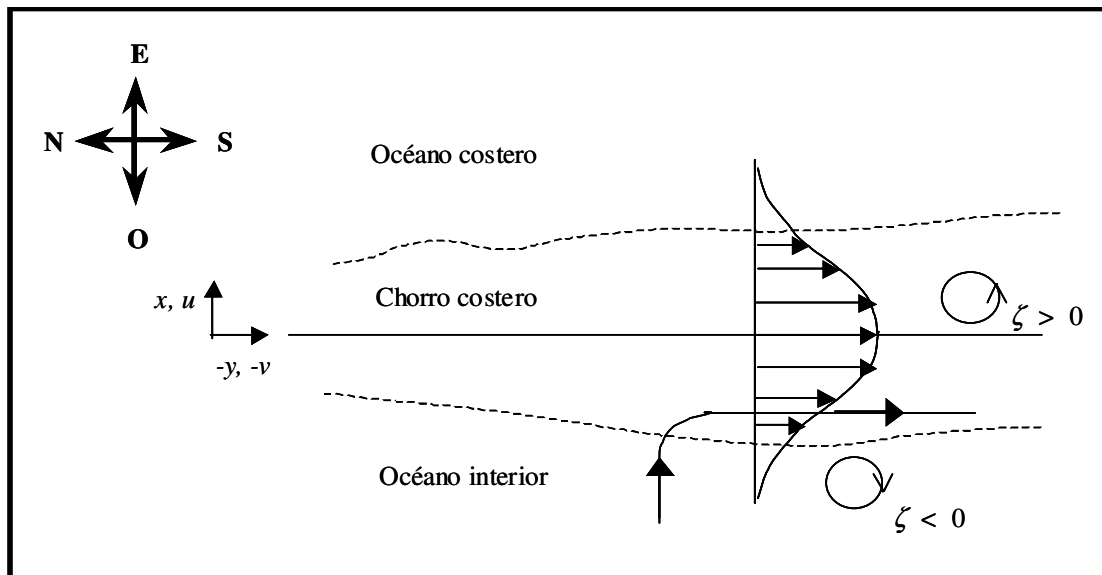
La presencia del chorro de afloramiento costero permite que la parcela de fluido siga circulando hacia el sur mediante la transformación de su vorticidad planetaria en vorticidad relativa positiva. Cerca de Cabo Ghir el chorro desaparece, por lo que la parcela de fluido no puede adquirir más vorticidad positiva a costa de la vorticidad planetaria. Esto, junto con el posible aporte de vorticidad relativa positiva por efecto de la inclinación del fondo (i.e. la fuerza de fricción se distribuye sobre columnas de distinto tamaño (Lee *et al.*, 2001)) hace que el flujo se torne inestable y las parcelas de agua se separen de la costa para fluir hacia el oeste sobre contornos de vorticidad planetaria constante. Si la separación es brusca, como se observa por ejemplo en Stramma y Siedler (1988) (ver Figura 2.12 del presente capítulo), se generaría un punto de estancamiento, por lo que la vorticidad relativa en ese punto se haría cero (ver explicación en el Capítulo 3).

Así, a modo de resumen se puede concluir que en la región costera existen dos mecanismos que generan mayor vorticidad relativa positiva y que son la fricción del flujo con el contorno sólido y la intensificación de la corriente en chorro a medida que se desplaza hacia el sur debido a la incorporación de fluido del océano interior (ver esquema en la Figura 2.17). Esta generación de vorticidad relativa positiva es necesaria para permitir el desplazamiento hacia el sur de las parcelas de fluido a lo largo de una banda de vorticidad potencial constante. Este concepto no se desarrollará con más detenimiento ya que el trabajo de tesis que aquí se expone se centra en el estudio del océano interior. Sin embargo, es necesario entender cuál es el mecanismo que permite la existencia de un flujo meridional a lo largo de la costa, ya que a continuación se va a explorar su efecto en el océano interior.

### **Océano interior**

Tal y como se acaba de razonar, a lo largo de la región de transición costera existe una banda de vorticidad potencial constante que permite un flujo meridional hacia el sur a lo largo de la costa. Dado que esta zona corresponde a la frontera con el océano interior, se puede asumir que esta franja de vorticidad potencial constante constituye, precisamente, la condición de contorno para el océano interior. Esto equivale a admitir que el chorro costero asociado al afloramiento actúa como condición de contorno de la Corriente de Canarias, por lo que es importante conocer con detalle sus características.

Un chorro costero se caracteriza por presentar fuertes gradientes de velocidad producidos por la cizalla horizontal con las aguas circundantes. En la Figura 2.23 se representa esquemáticamente el perfil de velocidad característico de una corriente en chorro. El esquema está basado en la representación dada en el Kundu (1990), pero se ha adaptado para el caso de la Cuenca Canaria, teniendo en cuenta que se trata de una corriente en chorro costera que fluye hacia el sur.



**Figura 2.23** Representación esquemática de una corriente en chorro bidimensional (Figura adaptada de Kundu (1990)).

Como se observa en la Figura 2.23, la componente meridional de la velocidad,  $v$ , presenta su máxima intensidad en el eje central del chorro, disminuyendo hacia los bordes del mismo debido a la fricción con las aguas circundantes del océano interior y del océano costero. Parte del fluido del océano interior adyacente al chorro es incorporado en éste, como si se tratase de un sumidero, y otra parte es sometida a las fuerzas de fricción en los límites exteriores del chorro (Kundu, 1990). Nótese que la incorporación de flujo en el chorro costero hace que la intensidad del mismo aumente, tratándose por lo tanto de un sistema acoplado entre el océano interior y el océano costero.

A continuación se justificará, para el caso de la Cuenca Canaria, cómo los gradientes de velocidad del chorro costero pueden generar vorticidad relativa negativa. Para ello se recomienda ver primero la definición de vorticidad en la sección 3.1.1 del capítulo siguiente. Por un lado, la corriente en chorro asociada al afloramiento africano se caracteriza por presentar una intensa velocidad hacia el sur, es decir, que  $v < 0$  y su magnitud característica,  $V$ , es un valor grande ( $\sim 0.5$  m/s, Pelegrí *et al.*, 2005a). Como se acaba de comentar, la intensidad de esta componente de la velocidad varía fuertemente en la dirección  $x$ , en una distancia pequeña ( $\sim 20$  km, Pelegrí *et al.*, 2005a). Llamando  $L_c$  a la anchura

característica del chorro, el orden de magnitud del gradiente de la velocidad  $v$  será:

$$\frac{\partial v}{\partial x} = O\left(\frac{V}{L_c}\right)$$

Por otro lado, la componente  $u$  de la velocidad es nula dentro del chorro costero y únicamente toma un valor distinto de cero en los límites del mismo, debido a la entrada de fluido adyacente.

Considerando que las variaciones de la velocidad son mucho mayores en la dirección zonal que en la dirección tangencial, es decir, que  $\partial v/\partial x \gg \partial u/\partial y$ , la vorticidad relativa en el chorro costero vendrá dada por:

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \approx \frac{\partial v}{\partial x} < 0$$

Así, en la mitad occidental del chorro costero, es decir, en la parte adyacente al océano interior, existe vorticidad relativa negativa (ver esquema en la Figura 2.23).

Las escalas características del chorro costero permitirán que la vorticidad relativa,  $\zeta$ , alcance localmente un valor significativo en relación a la vorticidad planetaria,  $f$  (recuérdese que en los movimientos a gran escala  $\zeta$  es despreciable frente a  $f$ ). Esto puede demostrarse haciendo un análisis de escala:

$$\text{Por un lado, } f \sim 10^{-4} s^{-1}, \text{ y por otro, } \zeta = O\left(\frac{V}{L_c}\right) \approx \frac{0.5 m/s}{20000 m} = 2.5 \cdot 10^{-5} s^{-1}$$

De esta forma, se puede considerar que el chorro costero actúa como la condición de contorno del borde oriental del giro subtropical imponiendo vorticidad relativa negativa.

Como ya se ha comentado, diversas observaciones demuestran que esta corriente en chorro no circula indefinidamente hacia el sur, sino que al llegar a lo que podría denominarse como *latitud crítica* (20°N-25°N), se desvía rápidamente hacia el oeste para incorporarse al océano interior (Stramma, 1984; Stramma & Siedler, 1988; Lozier *et al.*, 1995; Pelegrí *et al.*, 2005a; etc). En su recorrido hacia el oeste, el flujo sigue líneas de vorticidad planetaria constante, es decir, líneas de latitud constante. Dado que en el océano interior la vorticidad relativa es muy pequeña con relación a la vorticidad planetaria, las isolíneas de latitud podrían considerarse como líneas de vorticidad potencial constante.

## 2.6.2 Análisis de la vorticidad en la zona del Estrecho de Gibraltar

Resultados de estudios recientes (Machín *et al.*, 2004; Pelegrí *et al.*, 2005a,b) parecen sugerir que la región sur del Golfo de Cádiz marca el inicio del chorro de afloramiento costero. Basándose en esta hipótesis y de acuerdo a la justificación expuesta en el apartado anterior, se puede considerar que la vorticidad potencial en esta zona es constante.

Por otro lado, si se asume que la salida de agua hacia el Mediterráneo constituye un flujo puramente zonal, la componente meridional de su velocidad,  $v$ , será cero, por lo que la vorticidad relativa del flujo en esta zona será negativa:

$$\zeta = -\frac{\partial u}{\partial y} < 0$$

Özgökmen *et al.* (2001) utilizaron un modelo barotrópico de circulación en latitudes medias para estudiar el intercambio de agua con el Mediterráneo. Mediante el uso de la teoría cuasigeostrófica, representaron la salida de agua atlántica hacia el Mediterráneo como una fuente de vorticidad potencial. Sus resultados indican que la citada salida de agua puede inducir la aparición de una corriente zonal hacia el este, cuya localización y volumen de transporte de agua se asemejan a los de la Corriente de Azores. Sugieren, por lo tanto, que la formación de la Corriente de Azores está ligada al intercambio de agua que tiene lugar a través del Estrecho de Gibraltar.

## **3 FORMULACIÓN DEL MODELO**

### **3.1 Introducción**

Como se introdujo en el capítulo anterior, el principal objetivo de este estudio es entender la dinámica de las corrientes de frontera oriental de los giros subtropicales y, en concreto, entender cómo el océano costero controla la circulación del ramal oriental de la Corriente de Canarias. En este sentido, por un lado se considera que el sistema de afloramiento costero representa la condición de contorno oriental que modifica la circulación del océano interior. Por otro lado, también se estudiará el efecto de la pérdida de agua atlántica hacia el Mediterráneo como una condición de contorno en una zona muy definida.

Este objetivo se ha llevado a cabo integrando numéricamente un modelo de circulación oceánica sencillo cuyas condiciones de contorno oriental se han modificado a modo de incluir la influencia tanto del afloramiento costero como del sumidero de agua hacia el Mediterráneo. Concretamente, el patrón de circulación del Giro Subtropical del Atlántico Norte se ha simulado mediante la integración numérica de la ecuación del balance de vorticidad o ecuación cuasigeostrófica. Como se verá a lo largo del desarrollo de dicha ecuación (ver sección 3.2), una de las ventajas de trabajar con la vorticidad es que los gradientes de presión no necesitan ser considerados. Los términos gravitatorios y de presión no aparecen en la ecuación de la vorticidad ya que son fuerzas que actúan a través del centro de gravedad de cada elemento de fluido y por lo tanto no generan torques. Por otro lado, dado que la vorticidad relativa es estrictamente vertical (ver apartado 3.1.1), se puede considerar como una magnitud escalar. Así, al utilizar la ecuación de vorticidad en lugar de las ecuaciones del momento, se eliminan las variables vectoriales. Finalmente, el trabajar con la ecuación del balance de vorticidad ha supuesto la ventaja de poder traducir en términos de vorticidad los procesos físicos que dan lugar a las nuevas condiciones de contorno desarrolladas a lo largo de este trabajo.

Como se describirá en el apartado 3.2.7 del presente capítulo, la modificación de las condiciones de contorno en la zona de afloramiento costero consiste, por un lado, en permitir la existencia de un flujo hacia costa mediante la eliminación de la condición de flujo nulo normal al contorno y, por otro, en asumir que la vorticidad potencial se hace constante a lo largo del borde oriental. Esta segunda condición da lugar a la generación de vorticidad relativa negativa que puede interpretarse como debida a la cizalla horizontal del campo de velocidades producida por el chorro costero.

Las condiciones de contorno que dan lugar a la pérdida de agua hacia el Mediterráneo se han definido, por un lado, permitiendo la salida de flujo del sistema en una zona restringida y, por otro, analizando los cambios en la vorticidad relativa del flujo.

Un segundo objetivo deriva de la necesaria relación existente entre la variabilidad estacional del campo de flujo y la variabilidad a escala de cuenca del campo de vientos. Por lo tanto, también se pretende examinar cómo afecta la variabilidad estacional de la tensión de arrastre del viento a la circulación estacional del océano interior y cuál puede ser la respuesta estacional del ramal oriental de la Corriente de Canarias. Para ello se implementarán en el modelo, inicialmente forzado por un viento idealizado, campos de vientos reales.

Como se verá más adelante, el dominio de integración asume una cuenca oceánica rectangular que ignora tanto la topografía del fondo como las líneas costeras. La elección de los límites zonales de dicha cuenca se ha hecho, precisamente, en base a los campos de vientos reales elegidos, ya que sólo incluyen datos sobre la superficie del mar, ignorando los continentes. Así, los límites elegidos deben abarcar la menor extensión de tierra posible para intentar minimizar el error cometido al extrapolar los datos de viento sobre dicha zona. El borde más importante en este estudio corresponde al límite oriental de la cuenca y, en concreto, al norte de unos 20°N (al norte de la llamada zona de sombra), ya que es ahí donde se van a explorar las nuevas condiciones de contorno. Así, si se establece el límite oriental en 15° de longitud Oeste, la parte donde no habría datos de viento es una franja relativamente estrecha al sur de unos 20°N que además, corresponde a la llamada zona de sombra, cuya dinámica no se va a



incluir en este estudio. Cabe destacar que aunque al resolver las ecuaciones adimensionales el dominio de integración es un dominio numérico independiente de la localización geográfica de la cuenca, los límites geográficos escogidos se han utilizado a la hora de representar los resultados para facilitar su visualización.

En los siguientes apartados se describirá con detalle el modelo planteado, así como las distintas condiciones de contorno implementadas. En primer lugar se desarrollarán las ecuaciones del modelo de circulación, describiendo inicialmente las hipótesis necesarias para particularizar el caso de estudio. A continuación se describirán las condiciones de contorno empleadas, tanto en el caso estándar como en el proceso de modificación. A este respecto cabe destacar que la aportación novedosa de este trabajo radica precisamente en la formulación de nuevas condiciones de contorno en la parte oriental del dominio que tienen en cuenta los procesos físicos derivados del afloramiento y su influencia sobre la circulación general en esta zona.

### 3.1.1 Concepto de vorticidad

Antes de proseguir con el planteamiento del problema se procederá a aclarar el concepto de vorticidad, ya que es el término clave en el que se basa este trabajo de investigación. Dado que es un concepto básico cuya definición puede encontrarse en cualquier libro de texto (Ej. Aple (1990), Kundu (1990), Pedlosky (1987), etc.), sólo se expondrán brevemente los aspectos más relevantes.

La vorticidad de un fluido,  $\vec{\omega}$ , se define como el rotacional del vector velocidad, es decir:

$$\vec{\omega} = (\omega_x, \omega_y, \omega_z) = \vec{\nabla} \times \vec{u} = \left( \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}, \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}, \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad [1]$$

Para un fluido que está rotando como un cuerpo sólido con una velocidad angular uniforme,  $\vec{\Omega}_0$ , se puede demostrar que la vorticidad del sistema de referencia es el doble de la velocidad angular del fluido (Pedlosky, 1987):

$$\vec{\omega}_s = \vec{\nabla} \times (\vec{\Omega}_0 \times \vec{r}) = 2\vec{\Omega}_0 \quad [2]$$

La vorticidad de este fluido observada desde un sistema de referencia inercial que no está en rotación se denomina **vorticidad absoluta**,  $\vec{\omega}_a$ , y se define como el rotacional de la velocidad observada en el sistema de referencia que no está en rotación:

$$\vec{\omega}_a = \vec{\nabla} \times (\vec{u} + \vec{\Omega}_0 \times \vec{r}) = \vec{\omega} + 2\vec{\Omega}_0 \quad [3]$$

donde  $\vec{\omega}$  es la **vorticidad relativa**, es decir, el rotacional de la velocidad relativa. Un fluido que tiene un movimiento rotatorio con relación a la superficie de la Tierra, producido por el estrés del viento o por fuerzas de fricción, se dice que posee vorticidad relativa. Por ejemplo, una columna de fluido situada en el Hemisferio Norte y que rota en sentido antihorario posee vorticidad relativa positiva. La vorticidad que posee una parcela de fluido por estar rotando con la Tierra se conoce como **vorticidad planetaria**,  $2\vec{\Omega}_0$ . Así, la vorticidad absoluta de cada elemento de fluido queda definida como la suma de la vorticidad planetaria y la vorticidad relativa.

Más adelante se demostrará que para movimientos a gran escala, como es el caso de este trabajo, la componente vertical de la velocidad,  $w$ , es muy pequeña en comparación con las componentes horizontales,  $u$  y  $v$ . Por otro lado, también se verá que este tipo de movimientos se caracteriza por tener un número de Rossby muy pequeño (véase ecuación [16]), lo que para el caso de un fluido homogéneo, implica, según el Teorema de Taylor-Proudman (véase más adelante), que el campo de velocidad sea independiente de la coordenada vertical. Estas dos restricciones dan a lugar a que las componentes horizontales de la vorticidad relativa,  $\omega_x$  y  $\omega_y$ , sean muy pequeñas en relación a la componente vertical,  $\omega_z$ , como se demuestra con el siguiente análisis de escala:

$$\begin{aligned}
 \omega_x &= \frac{\partial w}{\partial y} = O\left(\frac{W}{L}\right) \\
 \omega_y &= -\frac{\partial w}{\partial x} = O\left(\frac{W}{L}\right) \\
 \omega_z &= \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = O\left(\frac{U}{L}\right)
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

donde  $U$ ,  $W$  y  $L$  son, respectivamente, las escalas características de la velocidad horizontal, la velocidad vertical y la longitud de la cuenca oceánica. En este trabajo, por lo tanto, la vorticidad relativa quedará reducida a su componente vertical y se denotará como  $\zeta$ :

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}
 \tag{5}$$

También se puede demostrar, mediante un análisis de escala de las ecuaciones del movimiento, que para movimientos a gran escala donde la escala horizontal característica del movimiento,  $L$ , es mucho mayor que la vertical,  $D$ , la componente de la vorticidad planetaria normal a la superficie de la Tierra es la única componente dinámicamente significativa. Dicho análisis de escala se ha omitido debido a que es largo, no es relevante para este trabajo y se puede encontrar en libros como Pedlosky (1987), etc. La componente de la vorticidad planetaria normal a la superficie de la Tierra se denomina *parámetro de Coriolis* y en una primera aproximación se puede definir como:

$$f = 2\Omega \sin \varphi
 \tag{6}$$

donde  $\varphi$  es la latitud y  $\Omega$  es la tasa de rotación de la Tierra.

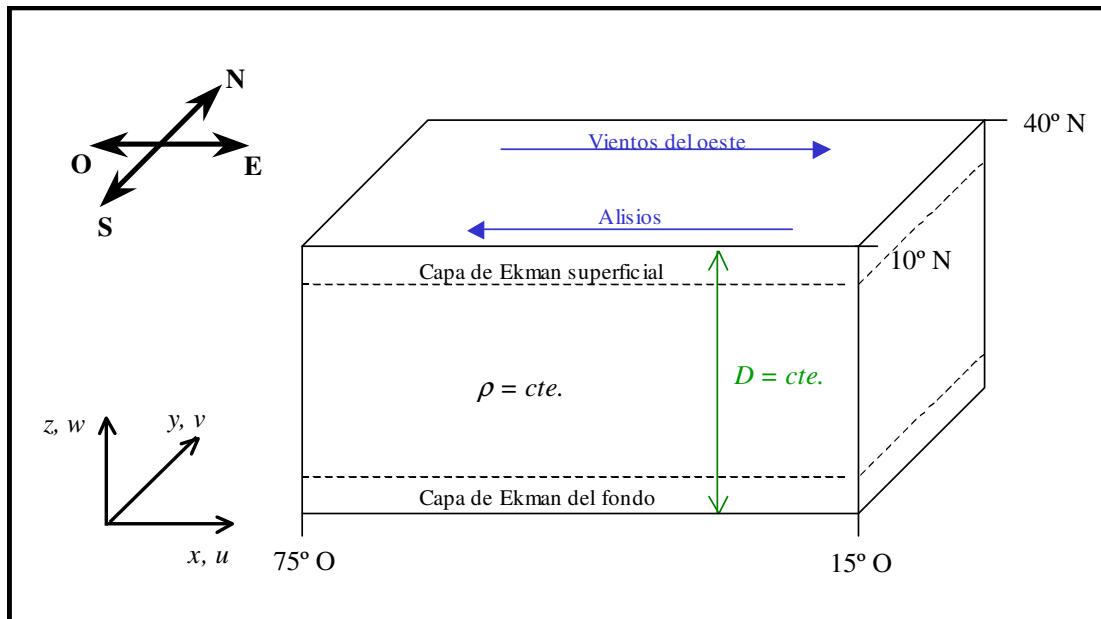
La **vorticidad potencial**,  $q$ , es un concepto introducido en la teoría de aguas someras y se define matemáticamente como la vorticidad absoluta dividida entre la profundidad de la columna de agua,  $D$ . Nótese que en este caso la vorticidad absoluta se define como la suma de las componentes verticales de la vorticidad relativa y planetaria:

$$q = \frac{\zeta + f}{D} \quad [7]$$

El *teorema de la conservación de la vorticidad potencial* en aguas someras (i.e.  $D \ll L$ ) establece que, para un fluido homogéneo no viscoso, la vorticidad potencial se mantiene constante en ausencia de fuerzas de fricción. Este teorema deriva de los teoremas de la conservación de la masa y del teorema de la circulación de Kelvin (Ej. Kundu, 1990; Cushman-Roisin, 1994; Vallis, 2004, etc.).

### **3.2 Formulación analítica del modelo: ecuación adimensional del balance de vorticidad**

El dominio numérico mostrado en la Figura 3.1 comprende la cuenca oceánica subtropical del Atlántico Norte, extendiéndose entre 75°O-15°O de longitud y 10°N-40°N de latitud. Dicha cuenca se ha idealizado como una caja rectangular alineada con los ejes N-S (eje  $y$ , positivo hacia el norte) y E-O (eje  $x$ , positivo hacia el este), de fondo plano y profundidad constante,  $D$ . El eje  $z$ , correspondiente a la dirección vertical, es positivo hacia arriba. Se ha asumido que el fluido es incompresible y homogéneo en densidad; es decir, se han ignorado los efectos dinámicos de la estratificación. El forzamiento de la circulación viene dado únicamente por la tensión de arrastre del viento.



**Figura 3.1** Representación esquemática de la región de estudio.

El problema se ha abordado mediante el análisis del balance de vorticidad del flujo, a través de la **teoría de la dinámica cuasi-geostrófica**. Esta teoría, aplicable en fluidos a gran escala, es decir, influenciados por la rotación terrestre, asume que el flujo está principalmente en equilibrio geostrófico y que las desviaciones que se producen con respecto al mismo, aunque son pequeñas, alteran su balance de vorticidad. Asimismo, el estudio se ha restringido al caso de un fluido homogéneo a gran escala, donde la esfericidad del planeta sólo se ha incluido en la variación de la tasa de rotación local con la latitud, manteniendo así las coordenadas cartesianas (hipótesis del plano- $\beta$ ).

La formulación del modelo, cuyos aspectos esenciales se desarrollarán a continuación, incluye las siguientes etapas (ver detalles en Pedlosky, 1987):

- Plantear el caso de estudio: ubicar la cuenca oceánica y establecer las hipótesis de trabajo.
- Adimensionalizar las ecuaciones, expandir asintóticamente las variables dependientes en términos del orden de algún parámetro pequeño que mida la desviación del flujo del balance geostrófico y restringir el movimiento a los términos de primer orden. De esta forma se obtiene la aproximación geostrófica.

- Considerar la dinámica de orden superior en las ecuaciones del movimiento para incluir las pequeñas desviaciones del equilibrio geostrófico que alteran el balance de vorticidad relativa geostrófica.
- Obtener la ecuación del balance de vorticidad relativa geostrófica o ecuación cuasi-geostrófica.
- Establecer las condiciones de contorno en las fronteras horizontales. Para ello hay que tener en cuenta las capas friccionales de Ekman y las ecuaciones que rigen el movimiento en dichas capas.
- Reformular la ecuación cuasi-geostrófica, acoplando la dinámica del océano interior con la de las capas de Ekman.
- Formular las condiciones de contorno en las fronteras verticales. Éste es quizás el punto más importante del presente capítulo, ya que es aquí donde se produce la principal aportación de este trabajo al conocimiento de la dinámica de la circulación en la parte oriental del NASG.

### 3.2.1 Caso de estudio

El modelo que se propone describe el movimiento de una capa de fluido homogéneo (**océano interior**) de profundidad  $D$  que es forzada por la tensión de arrastre del viento  $\vec{\tau}$  y que se encuentra esencialmente en balance geostrófico. En la superficie, la tensión turbulenta del viento genera una capa límite que se conoce como **capa de Ekman superficial**. En el fondo se desarrolla una capa friccional (**capa de Ekman del fondo**) que disipa el movimiento. Los efectos de la tensión del viento y de la fricción por fondo se transmiten al océano interior a través del bombeo de Ekman generado en ambas capas límite. Como se verá más adelante, para ello es necesario que se produzca un exceso o defecto de masa en el seno de las capas límite, que dará lugar a una velocidad vertical ageostrófica hacia o desde el océano interior (bombeo de Ekman). Este bombeo tiene como consecuencia la compresión o dilatación de los tubos de vorticidad. En un fluido homogéneo, los filamentos de vorticidad son líneas materiales, por lo que un tubo de vorticidad se moverá como un volumen material. Así, hablar de tubos de vorticidad equivaldrá, en este caso, a hablar de columnas de fluido (Gill, 1982; Pedlosky, 1987).

Para poder formular el problema es necesario plantear una serie de **hipótesis** que permitan simplificarlo:

- La cuenca oceánica se idealiza como una caja rectangular alineada con los ejes N-S y E-O,
- Se asume que el fondo es plano
- La profundidad,  $D$ , es constante, donde  $D$  es también la escala vertical característica del movimiento
- El fluido es incompresible
- La densidad es homogénea (modelo de una sola capa o **barotrópico**)
- El movimiento está fuertemente influenciado por la rotación del sistema (número de Rossby pequeño)
- El viento es el único mecanismo que fuerza el movimiento
- Se trabaja con la aproximación del plano- $\beta$ , es decir, no se tiene en cuenta la esfericidad de la Tierra
- Se asume que el océano interior está en equilibrio geostrófico

### 3.2.2 Ecuaciones del movimiento. Adimensionalización

A continuación se va a proceder a plantear y adimensionalizar las ecuaciones que rigen el caso de estudio. Las ecuaciones adimensionalizadas ofrecen la ventaja de presentar cada término ponderado en función de algún parámetro adimensional que representa la importancia relativa de unos términos frente a otros. De esta forma, y mediante la hipótesis de movimiento a gran escala, se podrá extraer la dinámica dominante que rige el problema. Esta última idea será desarrollada en el apartado siguiente (3.2.3). El proceso de adimensionalización de las ecuaciones se ha llevado a cabo siguiendo la metodología expuesta en Pedlosky (1987), aunque se han utilizado las escalas características definidas en Gill (1982) y Pedlosky (1996). Dichas escalas corresponden a las utilizadas por autores como Bryan (1963), Blandford (1971), Böning (1986), etc.

Las ecuaciones de conservación del momento y la ecuación de conservación de la masa que gobiernan el movimiento de un fluido geofísico

homogéneo e incompresible pueden formularse como se indica a continuación (Pedlosky, 1987):

Ecuaciones de conservación del momento:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \left[ u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right] - (f_0 + \beta_0 y)v = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} + A_H \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + A_V \left( \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad [8a]$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \left[ u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right] + (f_0 + \beta_0 y)u = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial y} + A_H \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + A_V \left( \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad [8b]$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \left[ u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right] = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial z} + A_H \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) + A_V \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \quad [8c]$$

donde  $u$ ,  $v$  y  $w$  son las componentes del vector velocidad y  $A_H$  y  $A_V$  los coeficientes de difusión turbulenta horizontal y vertical, respectivamente. La densidad de la columna de agua,  $\rho$ , y la presión total,  $p$ , se definen en función de un valor medio,  $\rho_0(z)$ , y  $\rho_0(z)$ , y una perturbación,  $\tilde{\rho}$  y  $\tilde{p}$ , de acuerdo a las siguientes expresiones:

$$\rho = \rho_0 + \tilde{\rho} \quad [9]$$

$$p = -\rho g z + \tilde{p} \quad [10]$$

Como en este caso se considera que el fluido es homogéneo en densidad, la expresión [9] se verá reducida a  $\rho = \rho_0$ . De esta forma, el primer término de la ecuación [10],  $-\rho g z$ , cancela el término de la constante gravitacional,  $g$ , en la ecuación vertical del momento [8c].

El parámetro de Coriolis,  $f$ , viene dado por la aproximación del plano- $\beta$ , según la relación:

$$\begin{aligned} f &= f_0 + \beta_0 y \\ \beta_0 &= (2\Omega / R) \cos \varphi \\ f_0 &= 2\Omega \sin \varphi \end{aligned} \quad [11]$$



donde  $\Omega$  es la velocidad angular de la Tierra,  $R$  es el radio de la Tierra y  $\varphi$  es la latitud. En latitudes medias, es decir en las zonas subtropicales, se cumple que  $f_0 \gg \beta_0 y$ .

Ecuación de conservación de la masa (en este caso se ve reducida a la condición de incompresibilidad):

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad [8d]$$

El siguiente paso es **adimensionalizar** las ecuaciones, con el objeto de extraer, a partir de un análisis de escala, la dinámica dominante del sistema. Para llevar a cabo este proceso se definen las siguientes variables adimensionales, que se han denotado por primas (Gill, 1982):

$$\begin{aligned} x' &= \frac{x}{L}, & y' &= \frac{y}{L}, & z' &= \frac{z}{D}, & u' &= \frac{u}{U}, & v' &= \frac{v}{U}, & w' &= \frac{L}{UD} w, \\ t' &= \frac{t}{T}, & \tilde{p}' &= \frac{1}{\rho_0 f_0 UL} \tilde{p} \end{aligned} \quad [12]$$

donde  $L$  es la longitud característica,  $D$  la profundidad de la columna de agua,  $U$  la velocidad horizontal característica y  $T = 1/\beta_0 L$  la escala temporal característica.

De esta forma, las ecuaciones [8a,b, c, d] adimensionalizadas toman la forma:

$$\frac{\partial u'}{\partial t'} + \varepsilon \left[ u' \frac{\partial u'}{\partial x'} + v' \frac{\partial u'}{\partial y'} + w' \frac{\partial u'}{\partial z'} \right] - \frac{1}{\varepsilon_L} v' - y' v' = -\frac{1}{\varepsilon_L} \frac{\partial \tilde{p}'}{\partial x'} + E \left( \frac{\partial^2 u'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 u'}{\partial y'^2} \right) + E_2 \frac{\partial^2 u'}{\partial z'^2} \quad [13a]$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t'} + \varepsilon \left[ u' \frac{\partial v'}{\partial x'} + v' \frac{\partial v'}{\partial y'} + w' \frac{\partial v'}{\partial z'} \right] + \frac{1}{\varepsilon_L} u' + y' u' = -\frac{1}{\varepsilon_L} \frac{\partial \tilde{p}'}{\partial y'} + E \left( \frac{\partial^2 v'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 v'}{\partial y'^2} \right) + E_2 \frac{\partial^2 v'}{\partial z'^2} \quad [13b]$$

$$\delta^2 \frac{\partial w'}{\partial t'} + \delta^2 \varepsilon \left[ u' \frac{\partial w'}{\partial x'} + v' \frac{\partial w'}{\partial y'} + w' \frac{\partial w'}{\partial z'} \right] = -\frac{1}{\varepsilon_L} \frac{\partial \tilde{p}'}{\partial z'} + \delta^2 \left[ E \left( \frac{\partial^2 w'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 w'}{\partial y'^2} \right) + E_2 \frac{\partial^2 w'}{\partial z'^2} \right] \quad [13c]$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x'} + \frac{\partial v'}{\partial y'} + \frac{\partial w'}{\partial z'} = 0 \quad [13d]$$

donde  $\delta = D/L \ll 1$  da una idea de la proporción de escalas del movimiento. Los distintos términos de las anteriores expresiones vienen ponderados por una serie de parámetros de escala adimensionales que miden la importancia relativa de cada término:

$$\varepsilon_L = \frac{\beta_0 L}{f_0}, \quad \varepsilon = \frac{U}{\beta_0 L^2}, \quad E = \frac{A_H}{\beta_0 L^3}, \quad E_2 = \frac{A_V}{\beta_0 L D^2} \quad [14]$$

Como se puede observar en la ecuación [15],  $\varepsilon_L$  representa la corrección beta al parámetro de Coriolis:

$$f = f_0 + \beta_0 L y' = f_0 \left( 1 + \frac{\beta_0 L}{f_0} y' \right) = f_0 (1 + \varepsilon_L y') \quad [15]$$

El parámetro  $\varepsilon_L$  es un número muy pequeño en latitudes medias debido a que  $\beta_0 L \ll f_0$  e implica que la escala horizontal del movimiento es pequeña con relación al radio de la Tierra. Más adelante se verá que el movimiento ageostrófico es de  $O(\varepsilon_L)$  en relación al movimiento geostrófico, que es de  $O(1)$ , (Gill, 1982). Este último, unido a la condición  $\varepsilon_L \ll 1$ , asegurará que el movimiento ageostrófico sea mucho menor que la parte geostrófica.

Los parámetros  $E$  y  $E_2$ , definidos en las expresiones [14], cuantifican la importancia relativa de los términos difusivos en las ecuaciones adimensionalizadas [13a,b,c]. El parámetro  $\varepsilon$  por su parte, se denomina número Beta de Rossby (Vallis, 2004) y pondera la importancia de los términos no lineales en las ecuaciones adimensionales.

### 3.2.3 Expansión asintótica en términos de $\varepsilon_L$

El siguiente paso es considerar que el movimiento del fluido se desarrolla a gran escala, o dicho de otro modo, que es lo suficientemente lento como para sentir la rotación del sistema. El parámetro que cuantifica la importancia de la rotación del sistema sobre el movimiento es el número de Rossby, que se define como:

$$Ro = \frac{U}{fL} = \frac{1}{fT} \quad [16]$$

Los movimientos a gran escala se caracterizan por tener un número de Rossby muy pequeño,  $Ro \ll 1$ , es decir, que el tiempo  $T$  que tarda un elemento de fluido en recorrer una distancia  $L$  moviéndose a una velocidad  $U$  es mucho mayor que el periodo de rotación del sistema,  $2\pi/f$ , por lo que el movimiento "sentirá" la rotación del sistema.

Por otra parte, a través de un análisis de escala de las ecuaciones del momento, Pedlosky (1996) demuestra que los movimientos a gran escala en latitudes medias se caracterizan por presentar una advección de vorticidad relativa despreciable frente a la advección de vorticidad planetaria. Esto puede expresarse de la siguiente forma:

$$\bar{u} \cdot \nabla \zeta = O\left(\frac{UU}{L}\right) \ll \bar{u} \cdot \nabla f = O(U\beta_0) \quad [17]$$

donde  $\zeta$  es la vorticidad relativa. Esto equivale a decir que:

$$\varepsilon = \frac{U}{\beta_0 L^2} \ll 1 \quad [18]$$

siendo  $\varepsilon$  el parámetro definido en [14].

Como en latitudes medias se cumple que  $\beta_0 L \ll f$ , la condición [18] es más severa que imponer que el número de Rossby sea pequeño. Por lo tanto, y

debido a que las ecuaciones del movimiento [13a,b,c] están expresadas en función de  $\varepsilon$  en lugar de  $Ro$ , en el presente trabajo se considerará que cuando  $\varepsilon \ll 1$ , el movimiento tendrá lugar a gran escala y se verá influenciado por la rotación del sistema (Pedlosky, 1996).

El hecho de haber adimensionalizado las ecuaciones [8a,b,c,d], conjuntamente con la hipótesis de movimiento a gran escala ( $\varepsilon \ll 1$ ) y la condición  $\varepsilon_L \ll 1$ , permitirá expandir asintóticamente las variables dependientes,  $u, v, w, p$ , en términos de un parámetro pequeño que mida la desviación del flujo del balance geostrófico (Pedlosky, 1987). En este caso se escogerá  $\varepsilon_L$  ya que, como se comentó anteriormente, el movimiento ageostrófico es de  $O(\varepsilon_L)$  (Gill, 1982).

A partir de este punto las variables adimensionales se denotarán sin primas y las dimensionales con un asterisco:

$$u(x, y, t, \varepsilon, \varepsilon_L, E, E_2) = u_0(x, y, z, t, E, E_2) + \varepsilon_L u_1(x, y, z, t, E, E_2) + \dots \quad [19]$$

El subíndice cero hace referencia a la componente geostrófica de la variable expandida (dinámica dominante, i.e. de primer orden) y el subíndice uno a la componente ageostrófica (de orden superior, i.e. de orden  $\varepsilon_L$ ).

Esta expansión [19] permitirá extraer en primer lugar la dinámica dominante que regirá el problema para posteriormente realizar sucesivas correcciones considerando la dinámica de orden superior.

Extendiendo el anterior desarrollo perturbativo (ecuación [19]) a las variables de las ecuaciones [13a] y [13b] y truncando la expansión en los términos de primer orden se obtiene:

$$\boxed{\begin{aligned} v_0 &= \frac{\partial \tilde{p}_0}{\partial x} \\ u_0 &= -\frac{\partial \tilde{p}_0}{\partial y} \end{aligned}} \quad [20a,b]$$

Y la tercera ecuación del movimiento [13d] da lugar a:

$$0 = \frac{\partial \tilde{p}_0}{\partial z} \quad [20c]$$

que en términos de la presión total,  $p$  (ecuación [10]) sería:

$$-\rho g = \frac{\partial p}{\partial z} \quad [20'c]$$

Las ecuaciones [20a,b] constituyen la **aproximación geostrófica** de las ecuaciones horizontales del movimiento [13a,b] e indican que, en un sistema en rotación, mientras las alteraciones del campo de velocidad se produzcan lentamente, es decir, mientras la dinámica dominante sea geostrófica ( $\varepsilon_L \ll 1$ ), su aceleración de Coriolis seguirá ajustando el campo de velocidad con el de presión. El flujo resultante (geostrófico) será paralelo a las isobaras o, lo que es lo mismo, perpendicular al gradiente horizontal de presión. Cuanto menor sea el parámetro  $\varepsilon_L$ , menor será el error de truncamiento cometido al cortar la expansión [19] en los términos de primer orden, por lo que la condición de que el flujo se halla en equilibrio geostrófico será más correcta.

La ecuación [20'c] es la **aproximación hidrostática** y describe un balance en la dirección vertical entre el gradiente vertical de presión y la fuerza de empuje. Según esta expresión, la diferencia de presión entre dos puntos situados en la misma línea vertical sólo depende del peso del fluido comprendido entre ambos puntos. Su forma reducida (expresión [20c]) indica que la presión (en este caso la perturbación de la presión,  $\tilde{p}_0$ ) es constante con la profundidad. En el apartado 3.2.6 se verá cómo este resultado va a permitir que la presión del océano interior se imprima en la capa del fondo, pudiéndose de esta forma determinar la dinámica de dicha capa límite en términos de las variables del océano interior. Asimismo, esto da lugar a que, en un movimiento geostrófico, los gradientes horizontales de presión del interior sean independientes de la profundidad,  $\partial/\partial z(\partial \tilde{p}_0/\partial x) = \partial/\partial z(\partial \tilde{p}_0/\partial y) = 0$ , y se impriman de igual forma en la capa límite (ver detalles en el apartado 3.2.6).

La condición hidrostática [20c] implica asimismo que las velocidades horizontales de primer orden ( $u_0, v_0$ ) son independientes de la profundidad,  $z$ . Esto es lo que se conoce como **Teorema de Taylor-Proudman** y físicamente significa que, en un fluido en rotación cuyo movimiento es lo suficientemente lento como para sentir la rotación del sistema, no se produce cizalla vertical en el campo horizontal de la velocidad geostrófica, por lo que todas las partículas de fluido situadas en la misma línea vertical se moverán juntas. El flujo, por lo tanto, será bidimensional.

El que la velocidad horizontal interior de  $O(1)$  sea geostrófica e hidrostática da lugar a su vez a que la divergencia horizontal del campo de velocidades de orden-1 sea nula, por lo que la velocidad vertical de primer orden (geostrófica) será nula. Esto puede demostrarse llevando las ecuaciones [20a,b,c] a la ecuación de continuidad [13d]:

$$\nabla_h \bar{u}'_0 = \frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{\partial v_0}{\partial y} = -\frac{\partial w_0}{\partial z} = 0 \quad [20d]$$

La expresión [20d] implica que la velocidad vertical  $w_0$  es constante con la profundidad. De esta forma, admitiendo que la velocidad vertical debe desaparecer en la superficie y en el fondo por la condición de impermeabilidad, ésta será nula en toda la columna de agua. Por lo tanto, un fluido que se halle en equilibrio geostrófico no permitirá la existencia de velocidades verticales que transmitan al interior los efectos del viento y de la fricción por fondo.

### 3.2.4 Degeneración geostrófica

Del apartado anterior se puede concluir que la aproximación geostrófica (ecuaciones [20a,b]) es extraordinariamente útil, ya que las velocidades horizontales quedan completamente establecidas una vez conocido el campo de presión. Sin embargo, esta aproximación presenta una dificultad fundamental debido a que se trata de una relación diagnóstico y por lo tanto cualquier campo de presión podría dar lugar a una velocidad geostrófica consistente, como se ha demostrado al derivar la expresión [20d]. Esta limitación surge del hecho ya

comentado que, mientras se cumpla la condición  $\varepsilon_L \ll 1$ , la aceleración de Coriolis seguirá ajustando el campo de velocidad con el campo de presión original (Pedlosky, 1987). Así, se puede concluir que la aproximación geostrófica por sí sola no contiene información suficiente para pronosticar la dinámica del movimiento.

Para resolver este problema se deben considerar las pequeñas desviaciones del equilibrio geostrófico acudiendo a los términos de orden superior en la expansión asintótica [19]. Dichas desviaciones están asociadas a los términos de aceleración relativa (del orden de  $\varepsilon$ ) y/o a las fuerzas de fricción (del orden de  $E$  y  $E_2$ ). Como se verá a continuación, estos procesos ageostróficos alteran el balance de vorticidad relativa geostrófica, lo que permitirá establecer una relación de diagnóstico en función de variables de orden geostrófico y resolver así el problema.

### 3.2.5 Aproximación cuasi-geostrófica:

La aproximación cuasi-geostrófica no es tan restrictiva como la geostrófica puesto que, como se verá, permite que se desarrolle un flujo tridimensional de orden  $\varepsilon_L$  que, aunque pequeño, contribuye a alterar el balance de vorticidad del fluido interior.

Para considerar las desviaciones del balance geostrófico es necesario truncar la expansión asintótica de las ecuaciones primitivas del movimiento [13a,b,c,d] en el orden siguiente, como se indica a continuación:

$$\frac{\partial u_0}{\partial t} + \varepsilon \left[ u_0 \frac{\partial u_0}{\partial x} + v_0 \frac{\partial u_0}{\partial y} \right] - v_1 - yv_0 = -\frac{\partial p_1}{\partial x} + E \left( \frac{\partial^2 u_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_0}{\partial y^2} \right) \quad [21a]$$

$$\frac{\partial v_0}{\partial t} + \varepsilon \left[ u_0 \frac{\partial v_0}{\partial x} + v_0 \frac{\partial v_0}{\partial y} \right] + u_1 + yu_0 = -\frac{\partial p_1}{\partial y} + E \left( \frac{\partial^2 v_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_0}{\partial y^2} \right) \quad [21b]$$

$$0 = \frac{\partial p_1}{\partial z} \quad [21c]$$

$$\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial y} + \frac{\partial w_1}{\partial z} = 0 \quad [21d]$$

Según las ecuaciones [21a,b,c] la desviación de las velocidades ageostróficas,  $u_1$ ,  $v_1$ , del balance geostrófico con el campo de presión de  $O(\varepsilon_L)$  es debida a la aceleración de los campos de velocidad de  $O(1)$ , que están en equilibrio geostrófico. Su divergencia horizontal es distinta de cero y debe ser equilibrada a través del alargamiento o compresión de las columnas de fluido. Teniendo en cuenta la definición de vorticidad relativa geostrófica,

$$\zeta_0 = \frac{\partial v_0}{\partial x} - \frac{\partial u_0}{\partial y} = \nabla^2 p_0 \quad [22]$$

y calculando las derivadas cruzadas de [21a,b] y restándolas, se obtiene una expresión para el balance de vorticidad relativa geostrófica:

$$\boxed{\frac{\partial \zeta_0}{\partial t} + \varepsilon \left[ u_0 \frac{\partial \zeta_0}{\partial x} + v_0 \frac{\partial \zeta_0}{\partial y} \right] + v_0 = \frac{\partial w_1}{\partial z} + E \nabla^2 \zeta_0} \quad [23]$$

La ecuación [23] representa la **aproximación cuasi-geostrófica** de las ecuaciones del movimiento y formula el balance de vorticidad geostrófica. El segundo término de la ecuación [23] representa la advección de vorticidad relativa debida al movimiento del fluido. Al ser de  $O(\varepsilon)$ , es un término muy pequeño, por lo que podría despreciarse, quedando la ecuación reducida a los términos lineales. A lo largo del desarrollo de esta tesis, se ha trabajado tanto con la ecuación [23] completa como en su forma lineal. El término de advección de vorticidad planetaria,  $v_0$ , indica que cuando una parcela de fluido se desplaza por ejemplo hacia el norte, su vorticidad total aumentará ya que estará situada en una posición donde la tasa de rotación del sistema es mayor (efecto- $\beta$ ). El término  $\partial w_1 / \partial z$  representa la producción de vorticidad por el alargamiento o compresión de los tubos de vorticidad planetaria originado por las divergencias o convergencias horizontales del campo de velocidad ageostrófica que tiene lugar en las capas límites horizontales. La difusión lateral de vorticidad relativa,  $E \nabla^2 \zeta_0$ , es debida a la fricción con los contornos laterales de la cuenca y se traduce como una fuente de vorticidad relativa. Este último término puede ser despreciado lejos de los contornos y cuando se consideran condiciones de contorno de



deslizamiento (ver definición de las condiciones de contorno en el apartado 3.2.7.1).

A modo de resumen, se puede decir que, como se observa en la ecuación [23], la tasa de cambio local de la vorticidad relativa geostrófica es debida a la advección no lineal de vorticidad relativa geostrófica,  $u_0(\partial\zeta_0/\partial x) + v_0(\partial\zeta_0/\partial y)$ , al desplazamiento meridional en el seno del gradiente de vorticidad planetaria,  $v_0$ , al alargamiento o compresión de los tubos de vorticidad planetaria,  $\partial w_1/\partial z$ , y a la difusión de vorticidad relativa geostrófica,  $E\nabla^2\zeta_0$ . Es decir, que las pequeñas (orden  $\varepsilon_L$ ) desviaciones del equilibrio geostrófico alteran el balance de vorticidad relativa geostrófica.

Al estar la vorticidad relativa geostrófica relacionada con el campo de presión geostrófica a través de la relación [22], la ecuación cuasi-geostrófica [23] permitirá pronosticar el campo de presión una vez conocida  $\zeta_0$ .

Se puede observar que en la ecuación del balance de vorticidad (ecuación [23]) aparecen términos de primer orden (geostróficos) y de orden  $\varepsilon_L$  (ageostróficos), por lo que para poder resolverla debe ser expresada en su totalidad en términos del mismo orden. Dado que las velocidades geostróficas  $u_0$  y  $v_0$  y por lo tanto la vorticidad  $\zeta_0$  son independientes de la profundidad (Teorema de Taylor-Proudman), la expresión [23] puede ser integrada en la vertical desde el fondo ( $z=0$ ) hasta la superficie ( $z=1$ ):

$$\frac{\partial\zeta_0}{\partial t} + \varepsilon \cdot J(\psi_0, \zeta_0) + v_0 = \frac{1}{D} [w_1(x, y, 1) - w_1(x, y, 0)] + E\nabla^2\zeta_0 \quad [24]$$

donde  $J(\psi_0, \zeta_0)$  es el Jacobiano de la función de corriente y la vorticidad relativa y representa la advección de vorticidad relativa:

$$J(\psi_0, \zeta_0) = u_0 \frac{\partial\zeta_0}{\partial x} + v_0 \frac{\partial\zeta_0}{\partial y} \equiv -\frac{\partial\psi_0}{\partial y} \frac{\partial\zeta_0}{\partial x} + \frac{\partial\psi_0}{\partial x} \frac{\partial\zeta_0}{\partial y}$$

$w_1(x, y, 1)$  y  $w_1(x, y, 0)$  son las velocidades verticales (ageostróficas) bombeadas hacia/desde la capa límite superior e inferior, respectivamente. Estas velocidades verticales, aunque pequeñas (de orden  $\epsilon_L$ ), son las responsables de alterar el movimiento de la región geostrofica (océano interior) mediante el alargamiento o compresión de los tubos de vorticidad planetaria, que constituye el principal mecanismo por el cual se transmiten al interior los efectos de la fricción. La existencia estas de velocidades verticales (ageostróficas) se debe a las convergencias o divergencias producidas en el seno de las capas de Ekman por efecto de la tensión del viento y de la fricción por fondo. Por lo tanto, en el siguiente apartado se estudiará la dinámica de las capas horizontales de Ekman para acoplarla a la dinámica del océano interior.

### 3.2.6 Capas horizontales de Ekman

La **teoría de la capa límite** (Pedlosky, 1987) fue desarrollada para estudiar los efectos de la fricción en los movimientos cuasigeostrofos. Esta teoría asume que el efecto directo de la fricción queda relegado a capas relativamente delgadas cercanas a los contornos horizontales del fluido interior. En este caso se admite la existencia de una capa de Ekman de fondo y una capa de Ekman superficial. Para poder admitir que sendas capas friccionales ocupan una fracción muy pequeña con respecto al grueso del fluido formado por la región interior, hay que exigir que el número de Ekman vertical sea muy pequeño,

$$E_v = 2 \frac{A_v}{f_0 D^2} \ll 1 \quad [25]$$

Debido a los excesos o defectos de masa que se producen en el seno de las capas friccionales de Ekman por efecto de las convergencias o divergencias del flujo, se generan velocidades verticales ageostróficas en las fronteras horizontales del fluido interior, que se conocen con el nombre de *bombeo de Ekman* ( $w_1(x, y, 1)$  y  $w_2(x, y, 0)$ ).

Las soluciones correspondientes a las capas límite se obtienen siguiendo un procedimiento similar al utilizado para el océano interior. Dado que el desarrollo

completo se puede consultar en Pedlosky (1987), aquí sólo se expondrán brevemente los aspectos más relevantes. Así, los principales pasos a seguir para obtener las velocidades de bombeo de Ekman se pueden resumir de la siguiente forma:

- Plantear el caso de estudio, en este caso sendas capas friccionales, una generada por la fricción con el fondo y otra por la tensión de arrastre del viento.
- Establecer las ecuaciones que rigen el movimiento, esto es, las ecuaciones del momento [8a,b,c] y la ecuación de continuidad [8d].
- Adimensionalizar las ecuaciones, manteniendo en este caso los términos que dependen de la coordenada vertical, ya que son los que están involucrados con el bombeo de Ekman.
- El que dentro de las capas límite la fricción sea importante implica que los campos dinámicos varían rápidamente con la profundidad. Por lo tanto, es necesario redimensionalizar las variables dependientes para las capas límite en función de una escala vertical mucho más pequeña que la escala vertical característica del océano interior,  $D$ . Esta escala vertical puede definirse de la siguiente forma (Pedlosky, 1987):

$$\zeta = \frac{z}{l} \quad (\text{capa de Ekman del fondo}) \quad [26]$$

$$\bar{\zeta} = \frac{1-z}{E_V^{1/2}} \quad (\text{capa de Ekman superficial}) \quad [27]$$

donde  $l$  es la escala vertical característica (adimensional) de la capa límite de Ekman. Se ha escogido  $l$  de forma que el grosor dimensional de la capa de Ekman de fondo venga dado como:  $l_* = D \cdot l = D \cdot E_V^{1/2} \equiv \delta_E$ .

- El siguiente paso es describir las ecuaciones en términos de la nueva coordenada vertical, expandir asintóticamente las nuevas variables dependientes en función de parámetros pequeños y extraer la dinámica de  $O(1)$ . El resultado permite demostrar para ambas capas friccionales que los gradientes horizontales

de presión son independientes de la respectiva coordenada vertical, como se vio para el océano interior.

- Según el **principio de acoplamiento**, el valor de las variables en cada capa límite debe converger lentamente al valor que adquieren las variables del océano interior en la frontera con dichas capas límite. Este principio, unido al hecho de que los gradientes horizontales de presión en cada capa (interior y capas límite) sean independientes de su coordenada vertical respectiva, lleva a deducir que el gradiente horizontal de presión en las capas de Ekman viene dado por el gradiente horizontal de presión del océano interior, como ya se introdujo en el apartado 3.2.3. Por lo tanto, las ecuaciones de las capas límite se pueden expresar en términos de las variables del interior, cuyos valores son conocidos. De igual forma, las soluciones de las capas límite pueden ser expresadas en términos de las variables del interior y viceversa. Aplicando el principio de acoplamiento a la velocidad vertical interior de menor orden se deduce que, para una cuenca oceánica de fondo plano, la velocidad vertical que entra en la región interior por su límite inferior tiene la forma (Pedlosky, 1996):

$$w_1(x, y, z = 0) = \mu \zeta_0 \quad [28]$$

donde  $\mu$  es el parámetro adimensional de fricción por fondo y se define como:

$$\mu = \frac{r}{\beta_0 L} \quad [29]$$

siendo  $r$  el coeficiente dimensional de fricción por fondo, que representa la inversa de la escala temporal de disipación de la vorticidad relativa por efecto de la fricción con el fondo:

$$r = f_0 \frac{\delta_E}{2D} \quad [30]$$

La expresión [28] indica que, mientras el fluido interior tenga una vorticidad de  $O(1)$  no nula, se va a producir una velocidad vertical pequeña que se bombea

desde la capa de Ekman del fondo hacia el interior, modificando así su balance de vorticidad.

Por otro lado, considerando que el único mecanismo de forzamiento en superficie es la tensión del viento,  $\vec{\tau}$ , y que la superficie libre es horizontal y no se desplaza verticalmente, la velocidad vertical bombeada desde el interior hacia la capa de Ekman superficial vendrá dada por la divergencia del flujo de masa de Ekman, que en su forma dimensional se expresa como (Pedlosky, 1987):

$$w_1^*(x^*, y^*, h^*) = \nabla \cdot \vec{M}_E^* = \nabla \cdot \left( \frac{\vec{k} \times \vec{\tau}^*}{\rho_0 f_0} \right) = \frac{1}{\rho_0 f_0} \vec{k} \cdot \text{rot}^* \vec{\tau}^* \quad [31]$$

donde  $h^*$  indica la posición de la superficie. La expresión [31] una vez adimensionalizada, toma la forma:

$$w_1(x, y, z = 1) = \frac{\tau_0}{\rho_0 D \beta_0 U} \vec{k} \cdot \text{rot} \vec{\tau} \quad [32]$$

donde el rotacional del viento se define como:

$$\vec{k} \cdot \text{rot} \vec{\tau} = \frac{\partial \tau^{(y)}}{\partial x} - \frac{\partial \tau^{(x)}}{\partial y} \quad [33]$$

Las expresiones [28] y [32] constituyen las condiciones de contorno inferior y superior para el fluido interior. Llevándolas a la ecuación [24] del balance de vorticidad, se obtiene:

$$\boxed{\frac{\partial \zeta_0}{\partial t} + \varepsilon J(\psi, \zeta_0) + v_0 = \alpha^* \vec{k} \cdot \text{rot} \vec{\tau} - \mu \zeta_0 + E \nabla^2 \zeta_0} \quad [34]$$

donde  $\alpha^*$  es el coeficiente de forzamiento del viento:

$$\alpha^* = \frac{\tau_0}{\rho_0 D \beta_0 U} \quad [35]$$

El coeficiente  $\alpha^*$  tal y como está definido en [35] no es adimensional, sino que tiene unidades de longitud. Como se verá en el capítulo siguiente, una vez especificado el campo de vientos, dicho coeficiente obtendrá su forma final y pasará a ser adimensional.

Finalmente, una vez conocida la vorticidad relativa del sistema, el campo de flujo queda directamente determinado a través de la ecuación de Poisson para la función de corriente geostrófica,  $\psi_0$  (Ej. Pedlosky, 1987; Vallis, 2004, etc.):

$$\boxed{\zeta_0 = \nabla^2 \psi_0} \quad [36]$$

La función de corriente está relacionada con el campo de velocidad a través de las siguientes expresiones:

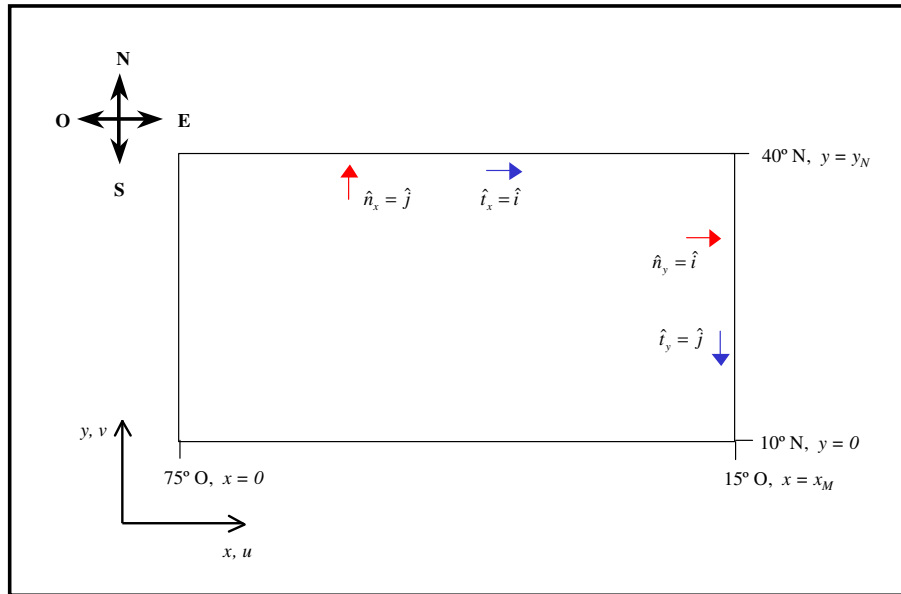
$$u_0 = -\frac{\partial \psi_0}{\partial y}, \quad v_0 = \frac{\partial \psi_0}{\partial x} \quad [37]$$

El proceso de obtención del campo de velocidad a través de las ecuaciones [36] y [37] se denomina “inversión de la vorticidad” (Ej. Vallis, 2004).

Las ecuaciones [34] y [36] quedarán completadas una vez establecido el campo de vientos (ver capítulo 4).

### 3.2.7 Condiciones de contorno estándar

Para resolver las ecuaciones [34] y [36] es necesario especificar condiciones de contorno tanto para la vorticidad como para la función de corriente. Como paso previo al establecimiento de las condiciones de contorno se procederá a definir el sistema de coordenadas con el que se trabajará con objeto de simplificar el entendimiento de la formulación de dichas condiciones. Así, en la Figura 3.2 se puede observar una vista en planta de la cuenca oceánica considerada (véanse detalles en la sección 3.2.2) definida para un sistema de coordenadas cartesiano.



**Figura 3.2** Representación esquemática de la cuenca oceánica considerada (vista en planta).

Los vectores unitarios normales a los contornos septentrional/meridional y oriental/occidental son,  $\hat{n}_x = \pm \hat{j}$  y  $\hat{n}_y = \pm \hat{i}$ , respectivamente, siendo  $\hat{i}$  y  $\hat{j}$  vectores unitarios en la dirección  $x$  e  $y$  respectivamente, es decir,  $\hat{i} = (1,0)$ ,  $\hat{j} = (0,1)$ . De igual forma, los vectores unitarios tangentes a los bordes septentrional/meridional y oriental/occidental son, respectivamente,  $\hat{t}_x = \pm \hat{i}$  y  $\hat{t}_y = \pm \hat{j}$ .

Las condiciones de contorno estándar son las siguientes: no-deslizamiento en las fronteras meridionales, deslizamiento en las fronteras zonales y la condición de flujo nulo normal al contorno en todos los contornos. Otra posibilidad es utilizar una condición de deslizamiento en el borde oriental. Estas condiciones de contorno se especifican, en su forma adimensional, como se indica a continuación (Ej. Roache, 1982; Pedlosky, 1996):

**1- Condición cinemática:** Si la cuenca es cerrada se puede imponer una condición cinemática, según la cual no puede salir flujo a través de los contornos del dominio. La velocidad normal al contorno será, por lo tanto, nula. Esta

condición se denomina **condición de impermeabilidad** o **condición de flujo nulo normal al contorno** y en términos de la velocidad se formula como:

$$\vec{u} \cdot \hat{n} = 0 \quad [38]$$

donde  $\vec{u} = (u, v)$  es el vector horizontal de velocidad y  $\hat{n}$  es un vector unitario normal al contorno (ver detalles en el apartado anterior). Dado que la variable dependiente en las ecuaciones que se van a resolver es la función de corriente, es necesario reformular la condición de contorno [38] en términos de dicha función de corriente.

Conociendo la relación que existe entre la velocidad geostrófica y la función de corriente (ecuación [37]), se puede demostrar que la condición de velocidad nula normal al contorno exige que el gradiente de la función de corriente a lo largo de dicho contorno sea nulo. Esto implica que la función de corriente sea constante a lo largo de los contornos. Si se considera que toda la cuenca está bordeada por el mismo contorno, esta constante puede igualarse a cero (Pedlosky, 1996). Así, la condición anterior [38] quedaría reducida a:

$$\boxed{\psi_b = 0}, \text{ flujo nulo normal al contorno} \quad [39]$$

El subíndice  $b$  hace alusión a los contornos de la cuenca, de forma que el flujo normal a los bordes oriental/occidental se expresaría como  $\psi_y$  y el flujo normal a los bordes septentrional/meridional,  $\psi_x$ .

**2- Condición dinámica:** El término de difusión lateral de vorticidad relativa,  $E\nabla^2\zeta$ , aumenta el orden de la ecuación, por lo que habrá que definir otra condición dinámica en los contornos sólidos. A este respecto existen dos posibilidades: que el fluido deslice libremente a lo largo de los contornos o que no lo haga:

- a. Si se asume que el fluido no desliza libremente, es decir, que se origina fricción lateral, la velocidad tangencial al contorno será nula en el contorno e irá incrementándose a medida que aumenta la distancia al mismo. Esto da lugar a la generación de un gradiente de velocidad normal al contorno. Esta



condición se conoce como **condición de no-deslizamiento** y se formula como:

$$\vec{u} \cdot \hat{t} = 0 \quad [40]$$

donde  $\vec{u} = (u, v)$  es el vector horizontal de velocidad y  $\hat{t}$  es un vector unitario tangente al contorno.

Esta condición, aplicada por ejemplo a los bordes septentrional/meridional, se verá reducida a  $\vec{u} \cdot \hat{t}_x = (u, v) \cdot \hat{t} = u = 0$ . De igual forma, en los contornos este/oeste, será  $v = 0$ .

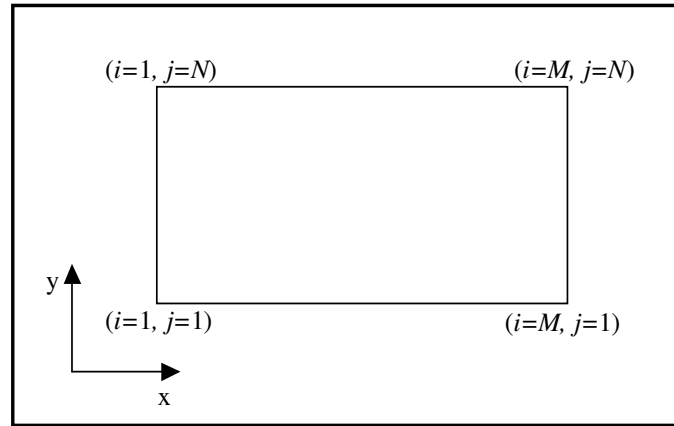
La expresión [40] queda expresada en términos de la función de corriente de la siguiente manera:

$$(\hat{k} \times \vec{\nabla} \psi) \cdot \hat{t} = 0 \quad [41]$$

es decir,

$$\hat{n} \cdot \vec{\nabla} \psi = 0 \quad [42]$$

La existencia de fricción lateral genera vorticidad relativa en el contorno, por lo que la condición [42] debe expresarse en términos de la vorticidad relativa. El desarrollo de la nueva expresión se aplicará a los contornos laterales (este/oeste) de la cuenca. Durante este desarrollo, se utilizarán los subíndices  $i$  y  $j$  en las ecuaciones de acuerdo al siguiente esquema:



**Figura 3.3** Malla de trabajo para el desarrollo de las condiciones de contorno.

### Contorno occidental

Conforme al esquema anterior (Figura 3.3), el contorno occidental de la cuenca vendría caracterizado por los valores de los subíndices  $i=1$  y  $j \in [1, N]$ . La posición de cualquier punto adyacente a este contorno (en una línea paralela) vendría dada por  $(i+1, j)$ .

Haciendo una expansión en series de Taylor de la función de corriente en un punto adyacente al contorno se obtiene:

$$\psi_{i+1,j} = \psi_{i,j} + \left. \frac{\partial \psi}{\partial x} \right|_{i,j} \cdot \Delta x + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right|_{i,j} \cdot \Delta x^2 + O(h^3) \quad [43]$$

En este caso, la dirección perpendicular al contorno es  $x$ , por lo que la condición de no-deslizamiento (ecuación [42]) se puede simplificar como:

$$\left. \frac{\partial \psi}{\partial x} \right|_{i,j} = 0 \quad [44]$$

Llevando la condición de contorno [44] al desarrollo [43] se obtiene:

$$\psi_{i+1,j} = \psi_{i,j} + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right|_{i,j} \cdot \Delta x^2 \quad [45]$$

Por otro lado, de la relación entre la función de corriente y la velocidad se deriva que  $v = \frac{\partial \psi}{\partial x}$ . Llevando esta expresión a la expansión [45] y despejando se obtiene:

$$\left. \frac{\partial v}{\partial x} \right|_{i,j} = \frac{2(\psi_{i+1,j} - \psi_{i,j})}{\Delta x^2} \quad [46]$$

Finalmente, la vorticidad relativa puede enunciarse en función de la velocidad de acuerdo a la expresión [5]:

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$$

Según la condición de contorno de impermeabilidad [38], la velocidad normal al borde,  $u$ , debe ser nula y por lo tanto también su gradiente con respecto a la dirección tangencial al contorno, es decir:

$$\left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{i,j} = 0$$

De esta forma, la vorticidad relativa quedaría reducida a la siguiente expresión:

$$\zeta_{i,j} = \left. \frac{\partial v}{\partial x} \right|_{i,j} \quad [47]$$

Y llevando esta expresión a [46] se obtiene la condición de contorno de no-deslizamiento formulada en términos de la vorticidad relativa, aplicada al borde occidental de la cuenca:

$$\zeta_{i,j} = \frac{2(\psi_{i+1,j} - \psi_{i,j})}{\Delta x^2} \quad [48]$$

Contorno oriental

En este caso, según el esquema definido en la Figura 3.3, el contorno occidental de la cuenca vendría caracterizado por los valores de los subíndices  $i = M$  y  $j \in [1, N]$ . La posición de cualquier punto adyacente a este contorno (en una línea paralela) vendría dada por  $(i - 1, j)$ .

Al hacer la expansión en series de Taylor de la función de corriente en un punto adyacente al contorno se obtiene:

$$\psi_{i-1,j} = \psi_{i,j} - \left. \frac{\partial \psi}{\partial x} \right|_{i,j} \cdot \Delta x + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right|_{i,j} \cdot \Delta x^2 + O(h^3) \quad [49]$$

Que conforme a la condición de no-deslizamiento,  $\left. \frac{\partial \psi}{\partial x} \right|_{i,j} = 0$ , y sabiendo que

$v = \frac{\partial \psi}{\partial x}$ , se ve reducida a:

$$\left. \frac{\partial v}{\partial x} \right|_{i,j} = \frac{2(\psi_{i-1,j} - \psi_{i,j})}{\Delta x^2} \quad [50]$$

Y en términos de la vorticidad relativa:

$$\zeta_{i,j} = \frac{2(\psi_{i-1,j} - \psi_{i,j})}{\Delta x^2} \quad [51]$$

Las condiciones de contorno [48] y [51] se pueden expresar de forma general, independientemente del contorno, de la siguiente manera:

$$\boxed{\zeta_b = \frac{2 \cdot (\psi_{b+1} - \psi_b)}{(\Delta n^2)}}, \text{ no-deslizamiento} \quad [52]$$

donde el subíndice  $b$  hace referencia al contorno y  $n$  es la dirección perpendicular a dicho contorno.

b. Otra opción es admitir que el fluido se desliza libremente a lo largo de los contornos, o lo que es lo mismo, que la tensión tangencial a lo largo de los contornos es nula. En este caso no se generaría vorticidad relativa. Esta condición se conoce con el nombre de **condición de deslizamiento** y se formula de la siguiente forma:

$$\boxed{\zeta_b = 0}, \text{ deslizamiento} \quad [53]$$

Como se verá en el capítulo de resultados (Capítulo 5), al aplicar las condiciones de contorno estándar ([39] y [52] ó [53]) se obtiene un ejemplo clásico de modelo de circulación del giro subtropical, caracterizado por intensas corrientes dirigidas hacia el norte en su margen occidental y corrientes más lentas y difusas en su margen oriental. Este modelo de circulación no muestra, sin embargo las peculiaridades de la parte oriental del giro asociadas a la presencia del afloramiento costero que se describieron en el Capítulo 2. Así por ejemplo, el modelo clásico no es capaz de reproducir la recirculación del ramal oriental de la Corriente de Canarias o la entrada de agua hacia el Mediterráneo. En dicho capítulo se describió cómo diversos estudios sugieren que el afloramiento costero en el noroeste africano y el sumidero de agua atlántica hacia el Mediterráneo condicionan las características de la recirculación del giro subtropical en su contorno oriental. También se adelantó que ambos procesos podrían traducirse en términos de condiciones de contorno para la vorticidad del flujo interior. Es por ello que se han modificado las condiciones de contorno del borde oriental con el objetivo de estudiar cómo el océano costero afecta a la recirculación en esta zona. El proceso de modificación de las condiciones de contorno se desarrolla en el apartado siguiente.

### 3.2.8 Condiciones de contorno modificadas

El punto de partida para alterar las condiciones de contorno estándar es suponer que el intenso chorro costero asociado al afloramiento africano puede actuar como condición de contorno de la Corriente de Canarias, tal y como se describió en el capítulo anterior (sección 2.6). De esta forma, por un lado se

puede sustituir la condición de contorno de flujo normal nulo por una nueva condición que permita el arrastre ejercido por la corriente en chorro sobre el flujo del océano interior. Por otro lado, se puede imponer la existencia de una banda de vorticidad potencial constante a lo largo del contorno oriental como resultado de la circulación hacia el sur del chorro costero. Ambas condiciones de contorno se formulan a continuación.

**1- Condición cinemática:** La condición de flujo nulo normal al contorno (ecuación [38]) se ha reemplazado por una condición que permita la entrada de agua hacia la región del chorro costero a través de la frontera oriental del dominio y su posterior reaparición más al sur. Esta condición se formula de la siguiente forma:

$$\boxed{\psi_e = \psi_{e-1}}, \text{ flujo normal no nulo} \quad [54]$$

donde el subíndice  $e$  hace alusión al borde oriental.

Esta misma idea se ha aplicado a la hora de permitir la salida de agua hacia el Mediterráneo por la parte nororiental del dominio.

**2- Condición dinámica:** Las condiciones de deslizamiento y no-deslizamiento se han modificado asumiendo que a lo largo de una parte del borde oriental existe una franja donde la vorticidad potencial se hace constante. Como ya se comentó en la sección 2.6 del capítulo anterior, de esta forma se permite la existencia de un flujo hacia el sur que rompe las isolíneas de vorticidad planetaria y que podría interpretarse como el intenso chorro costero asociado al afloramiento.

Esta condición se especifica (en su forma dimensional) como se indica a continuación:

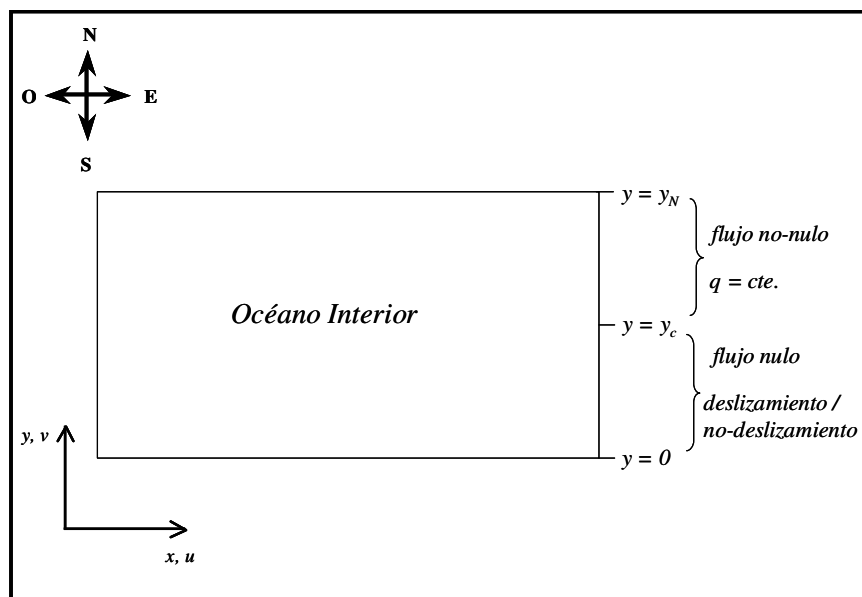
$$q_e^* = \frac{\zeta_e^* + f_e^*}{D} = cte. \quad [55]$$

donde el subíndice  $e$  hace referencia al contorno oriental de la cuenca y el asterisco indica que son variables dimensionales.

Como se ha asumido que la cuenca oceánica tiene una profundidad  $D$  constante, la expresión [55] se puede simplificar y asumir que  $\zeta_e^* + f_e^* = A^*$ , donde  $A^*$  es una constante. Recordando que según la aproximación del plano- $\beta$  para latitudes medias el parámetro de Coriolis se expresa como:  $f = f_0 + \beta_0 y^*$ , la vorticidad relativa en la franja del borde oriental donde la vorticidad potencial se hace constante toma la forma:

$$\zeta_e^* = A^* - (f_0 + \beta_0 y^*)_e \tag{56}$$

El valor de la constante  $A^*$  debe calcularse de forma que no se produzcan discontinuidades en la vorticidad potencial a lo largo del contorno oriental. Para ello hay que considerar el valor de  $\zeta^*$  en el tramo de la frontera Este donde se ha impuesto alguna de las condiciones estándar, que será distinto en función de si se admite deslizamiento o no. En la Figura 3.4 se muestra un esquema de la cuenca oceánica utilizada, donde el contorno oriental se ha dividido en dos tramos dependiendo de las condiciones de contorno consideradas. La división se ha hecho teniendo en cuenta la posición de la latitud crítica ( $y_c$ ), al sur de la cual no existe chorro costero y donde por lo tanto se han mantenido las condiciones de contorno estándar.



**Figura 3.4** Representación esquemática de las condiciones de contorno consideradas en el borde oriental de la cuenca.

Siguiendo la nomenclatura introducida en la Figura 3.3 para la malla de trabajo, el contorno oriental en dicha malla vendría dado por los subíndices  $i = M$  y  $j \in [1, N]$ . Así, los tres puntos de latitud indicados en la Figura 3.4 corresponderían a las posiciones siguientes:

- $y^* = 0$  corresponde a los subíndices  $i = M, j = 1$
- $y^* = y_c^*$  corresponde a los subíndices  $i = M, j = c$
- $y^* = y_N^*$  corresponde a los subíndices  $i = M, j = N$

donde  $c$  indica la posición de la latitud crítica.

Siguiendo esta nomenclatura, la expresión [46] pasaría a ser:

$$\zeta_e \equiv \zeta_{M,j}^* = A^* - (f_0 + \beta_0 y^*)_{M,j} \quad [57]$$

A continuación se va a resolver la ecuación [57] dependiendo de la condición de contorno impuesta en la latitud crítica. Por un lado, se puede asumir que la condición de contorno en la latitud crítica está condicionada por la condición de contorno impuesta al sur de la misma, lo cual daría lugar a los casos (a) y (b) expuestos a continuación. Por otro lado, sin embargo, se puede asumir que la condición de vorticidad en la latitud crítica depende únicamente de las propias características de la circulación en dicho punto, lo cual resultaría en el caso (c).

**a.** Si se asume que al sur de la latitud crítica el fluido no desliza libremente, la vorticidad relativa en la latitud crítica vendría dada por la condición de no-deslizamiento [52]. Es decir:

$$\zeta_{M,c}^* = \frac{2 \cdot (\psi_{M-1,c}^* - \psi_{M,c}^*)}{(\Delta x^*)^2} \quad [58]$$

Llevando la expresión [58] a [57] se obtiene:



$$\zeta^*(y^* = y_c^*) \equiv \zeta_{M,c}^* = A^* - (f_0 + \beta_0 y_c^*) = \frac{2 \cdot (\psi_{M-1,c}^* - \psi_{M,c}^*)}{(\Delta x^*)^2} \quad [59]$$

Y despejando la constante  $A^*$ :

$$A^* = (f_0 + \beta_0 y_c^*) + \frac{2 \cdot (\psi_{M-1,c}^* - \psi_{M,c}^*)}{(\Delta x^*)^2} \quad [60]$$

Sustituyendo el valor de la constante  $A^*$  en la ecuación [57] se obtiene la condición de contorno de vorticidad potencial constante:

$$\boxed{\zeta_{M,j}^* = \beta_0 \cdot (y_c^* - y_{M,j}^*) + \frac{2 \cdot (\psi_{M-1,c}^* - \psi_{M,c}^*)}{(\Delta x^*)^2}} \quad \text{vorticidad potencial} \quad [61]$$

constante

que una vez adimensionalizada se expresa como:

$$\boxed{\zeta_{M,j} = \frac{1}{\varepsilon} (y_c - y_{M,j}) + \frac{2 \cdot (\psi_{M-1,c} - \psi_{M,c})}{\Delta x^2}} \quad \text{vorticidad potencial constante} \quad [62]$$

donde  $y_{M,j} \in [y_c, y_{M,N}]$ , o, lo que es lo mismo,  $j \in [c, N]$  y  $\varepsilon$  es el parámetro Beta de Coriolis. El primer término de la expresión [62] es consecuencia del efecto Beta y es siempre negativo, ya que los puntos de latitud dados por  $y$  están situados más al norte de la latitud crítica,  $y_c$ . El segundo término es consecuencia de la condición de no-deslizamiento en la latitud crítica; su valor es siempre positivo y representa la disipación de la vorticidad relativa debido a la fricción con el contorno (en este caso, con el chorro costero).

**b.** Si por el contrario se aplica la condición de deslizamiento al sur de la latitud crítica, según la ecuación [53] la vorticidad relativa en este punto debe ser cero, es decir:

$$\zeta_{M,c}^* = 0 \quad [63]$$

Sustituyendo la condición [63] en la ecuación [57] y despejando la constante  $A$ , se obtiene:

$$A^* = f_0 + \beta_0 y_c^* \quad [64]$$

De esta forma, la vorticidad relativa en la franja superior del dominio queda expresada (dimensionalmente) como:

$$\boxed{\zeta_{M,j}^* = \beta_0 \cdot (y_c^* - y^*)} \text{ vorticidad potencial constante} \quad [65]$$

y en su forma adimensional:

$$\boxed{\zeta_{M,j} = \frac{1}{\varepsilon} (y_c - y)} \text{ vorticidad potencial constante} \quad [66]$$

donde  $y \in [y_c, y_N]$ . Se puede observar que el signo de la vorticidad relativa será siempre negativo, lo cual implica la generación de vorticidad relativa anticiclónica en la franja del borde oriental donde se ha impuesto esta condición de contorno.

**c.** Otra opción es asumir que la vorticidad relativa en la latitud crítica viene dada por las propias características de la circulación en dicho punto. Así, se puede asumir que el flujo que se incorpora al océano interior en este punto es prácticamente perpendicular al contorno, por lo que la componente meridional de la velocidad,  $v$ , sería nula. Si además se asume que en este punto no hay gradientes meridionales de la componente zonal de la velocidad, es decir, que  $\partial u / \partial y = 0$ , la vorticidad relativa en este punto se haría cero. Esto resultaría en la misma condición de contorno dada por la ecuación [66], independientemente de si al sur de la latitud crítica se ha impuesto la condición de deslizamiento o de no-deslizamiento.

Como se observa en las ecuaciones [62] y [66], la condición de contorno de vorticidad potencial constante implica la generación de vorticidad relativa negativa a lo largo del tramo del contorno donde se ha impuesto. Esta

generación de vorticidad relativa negativa podría interpretarse como el efecto de la cizalla horizontal causada por el chorro costero en la frontera con el océano interior, como se demostró en el capítulo anterior (ver Figura 2.23)

**d.** Finalmente, también cabe la posibilidad de resolver la ecuación [57] sabiendo que la vorticidad relativa en la frontera norte es nula debido a la condición de deslizamiento, es decir, que  $\zeta(y = y_N) \equiv \zeta_{M,N} = 0$ . En este caso, la expresión [57] resulta, una vez adimensionalizada:

$$\zeta_{M,j} = \frac{1}{\varepsilon}(y_N - y) \quad \text{vorticidad potencial constante} \quad [67]$$

donde  $y \in [y_c, y_N]$ .

Sin embargo, la condición de contorno [67], además de presentar una discontinuidad en el valor de la vorticidad potencial en la latitud crítica, da lugar a la generación de vorticidad relativa positiva, lo que contradice el razonamiento seguido a la hora de explicar la interacción entre el chorro costero y el océano interior. Además, como se verá en el capítulo de resultados, cuando se implementa la condición [67] en el modelo, no se obtienen resultados satisfactorios en la circulación de la parte oriental de la cuenca. Por otro lado, esta condición da lugar a inestabilidades en el modelo.

Las dos nuevas condiciones de contorno obtenidas (expresión [54] para la función de corriente y expresiones [62] y [66] para la vorticidad) son razonables, por lo que se explorará cómo se ven modificados los resultados numéricos del modelo al aplicar alguna de ellas o distintas combinaciones de ambas.

### 3.2.9 Resumen

El modelo de circulación desarrollado en este trabajo se ha expresado en términos de la dinámica cuasi-geostrófica ya que ofrece la ventaja de trabajar con un campo escalar (el de vorticidad) en lugar de un campo vectorial como ocurre cuando se utilizan las ecuaciones primitivas del movimiento. Sin embargo, esta

teoría conlleva la desventaja de estar restringida únicamente a aquellos procesos fuertemente influenciados por la rotación del sistema, por lo que su aplicabilidad no es tan general como en el caso de las ecuaciones primitivas. Así, el modelo de circulación a gran escala utilizado no puede resolver estructuras con una escala longitudinal característica inferior a unos 200 km (Pedlosky, 1987). Sin embargo, este tipo de modelos aporta información útil sobre los patrones generales de la circulación lejos de las zonas costeras y de su interacción con las corrientes costeras. Así por ejemplo, aunque el modelo en sí no puede resolver la circulación del chorro costero asociado al afloramiento, sí permite, mediante un análisis de la vorticidad en los contornos, integrar los efectos de dicho chorro costero en la circulación del océano interior.

El proceso de adimensionalización también ofrece una gran ventaja y es que permite expresar las ecuaciones en términos de parámetros de escala conocidos que ponderan la magnitud de cada término. En este sentido se ha demostrado cómo la dinámica del fluido interior queda limitada por un lado a una circulación principal geostrófica donde el fluido circula paralelo a las isóbaras y, por otro, a una circulación secundaria ageostrófica tridimensional, cuya función es la de alterar el balance de vorticidad geostrófica.

Por mor de simplicidad, se resumirá en una tabla el sistema de ecuaciones que define el modelo de circulación desarrollado en los apartados anteriores, así como las distintas condiciones de contorno con las que se ha trabajado.

#### Sistema de ecuaciones:

Las ecuaciones que se van a resolver corresponden a la ecuación del balance de vorticidad y la ecuación de Poisson para la función de corriente y se formulan como se indica a continuación.

$$\boxed{\begin{aligned} \frac{\partial \zeta_0}{\partial t} + \mathcal{E}J(\psi_0, \zeta_0) + v_0 &= \alpha^* \vec{k} \cdot \text{rot} \vec{\tau} - \mu \zeta_0 + E \nabla^2 \zeta_0 \\ \zeta_0 &= \nabla^2 \psi_0 \end{aligned}} \quad [68]$$

### 3.2.10 Condiciones de contorno estándar

En la siguiente tabla se resume la formulación general de las condiciones de contorno estándar que se han utilizado. Recuérdese que el subíndice  $b$  hace alusión a cualquiera de los contornos de la cuenca.

Tipo de condición de contorno	Condición de contorno	Formulación general
Cinemática	<i>Flujo nulo normal al contorno</i>	$\psi_b = 0$
Dinámica	<i>No-deslizamiento</i>	$\zeta_b = \frac{2 \cdot (\psi_{b+1} - \psi_b)}{(\Delta n^2)}$
	<i>Deslizamiento</i>	$\zeta_b = 0$

**Tabla 3.1** Formulación de las condiciones de contorno estándar (adimensionales).

### 3.2.11 Nuevas condiciones de contorno

En la Tabla 3.2 se resumen las nuevas condiciones de contorno que se han desarrollado para el contorno oriental con el objeto de intentar simular la interacción entre el océano interior y el afloramiento. El subíndice  $e$  indica el borde oriental.

Tipo de condición de contorno	Condición de contorno	Formulación general
Cinemática	Flujo no-nulo normal al contorno	$\psi_e = \psi_{e-1}$
Dinámica	Vorticidad potencial constante (no-deslizamiento al sur de $y_c$ )	$\zeta_{M,j} = \frac{1}{\varepsilon}(y_c - y) + \frac{2(\psi_{M-1,c} - \psi_{M,c})}{\Delta x^2}$
	Vorticidad potencial constante (deslizamiento al sur de $y_c$ )	$\zeta_{M,j} = \frac{1}{\varepsilon}(y_c - y)$

**Tabla 3.2** Formulación de las nuevas condiciones de contorno del borde oriental (adimensionales).

### 3.3 Ecuación dimensional del balance de vorticidad

#### 3.3.1 Sistema de ecuaciones

Como se introdujo al principio de este capítulo, para forzar las ecuaciones se han utilizado tanto campos de vientos adimensionales idealizados como campos de vientos reales. El uso de vientos reales requiere expresar el sistema de ecuaciones [68] y las distintas condiciones de contorno en su forma dimensional (el asterisco indica que son variables dimensionales). Así, las ecuaciones dimensionales del balance de vorticidad y de Poisson para la función de corriente se expresan (Pedlosky, 1996):

$$\frac{\partial \zeta_0^*}{\partial t^*} + J(\psi_0^*, \zeta_0^*) + \beta_0 v_0^* = \frac{1}{\rho_0 D} \bar{k} \cdot \text{rot}^* \bar{\tau}^* - r \zeta_0^* + A_H \nabla^2 \zeta_0^* \quad [69]$$

$$\zeta_0^* = \nabla^2 \psi_0^*$$

donde  $r$  es el coeficiente de fricción por fondo definido en [30] y  $A_H$  es el coeficiente de difusión horizontal.

### 3.3.2 Condiciones de contorno dimensionales

El desarrollo de las condiciones de contorno dimensionales sigue el mismo proceso que en el caso adimensional, por lo que no es necesario repetirlo. Además, en el caso de las nuevas condiciones de contorno, su desarrollo se llevó a cabo utilizando las expresiones dimensionales para adimensionalizarlas posteriormente. En las Tablas 3.3 y 3.4 se exponen, respectivamente, las condiciones de contorno estándar y las nuevas condiciones de contorno en su forma dimensional.

Tipo de condición de contorno	Condición de contorno	Formulación general
Cinemática	<i>Flujo nulo normal al contorno</i>	$\psi_b^* = 0$
Dinámica	<i>No-deslizamiento</i>	$\zeta_b^* = \frac{2 \cdot (\psi_{b+1}^* - \psi_b^*)}{(\Delta n^2)}$
	<i>Deslizamiento</i>	$\zeta_b^* = 0$

**Tabla 3.3** Formulación de las condiciones de contorno estándar (dimensionales).

Tipo de condición de contorno	Condición de contorno	Formulación general
Cinemática	<i>Flujo no-nulo normal al contorno</i>	$\psi_e^* = \psi_{e-1}^*$
Dinámica	<i>Vorticidad potencial constante (no-deslizamiento al sur de <math>y_c</math>)</i>	$\zeta_{M,j}^* = \beta_0 \cdot (y_c^* - y^*) + \frac{2(\psi_{M-1,c}^* - \psi_{M,c}^*)}{\Delta x^{*2}}$
	<i>Vorticidad potencial constante (deslizamiento al sur de <math>y_c</math>)</i>	$\zeta_{M,j}^* = \beta_0 \cdot (y_c^* - y^*)$

**Tabla 3.4** Formulación de las nuevas condiciones de contorno del borde oriental (dimensionales).

En el Anexo I se expone la formulación en diferencias finitas de las ecuaciones y de cada condición de contorno, así como el algoritmo de resolución.

### 3.4 Forzamiento del modelo: campos de vientos

La fuerza friccional por unidad de área que actúa en la superficie del mar como resultado de un viento soplando sobre ella se conoce como **esfuerzo cortante del viento** (tensión de arrastre del viento o tensión del viento),  $\tau$  y experimentalmente se ha demostrado que es proporcional al cuadrado de la velocidad del viento (Ej. Gill, 1982; Pedlosky, 1987; etc.):

$$\tau = \rho_a C_d W^2 \quad [70]$$

donde  $\rho_a$  es la densidad del aire,  $C_d$  el coeficiente de arrastre y  $W$  la velocidad del viento. El coeficiente de arrastre es un parámetro empírico adimensional y depende de las condiciones atmosféricas, incrementándose con la velocidad del viento, que a su vez aumenta con la altura debido a la fricción sobre la superficie del mar. Por lo tanto,  $C_d$  también dependerá de la altura a la que se mida el viento



(normalmente se hace a 10 m). Para valores pequeños de la velocidad del viento ( $W \leq 6$  m/s) el coeficiente de arrastre suele tomar el valor  $1.1 \times 10^{-3}$  (Gill, 1982). En el caso de vientos más intensos es frecuente utilizar la parametrización del coeficiente de arrastre neutro de Smith (1980),  $C_{d10n}$ , que muestra una relación lineal con el valor de la velocidad del viento medida a 10 m en condiciones de estabilidad neutras,  $W_{10n}$ .

$$10^3 C_{d10n} = 0.61 + 0.063W_{10n} \quad , \text{ para } \quad 6 \text{ m/s} < W_{10n} < 22 \text{ m/s} \quad [71]$$

Como ya se comentó en el Capítulo 2, el principal responsable de generar la circulación oceánica superficial es el esfuerzo cortante del viento sobre la superficie del océano. La ecuación [34] del balance de vorticidad muestra que el proceso que introduce vorticidad relativa en el océano es el rotacional de la tensión del viento. Para el caso del Giro Subtropical del Atlántico Norte, dicho rotacional es negativo en su mayor parte, correspondiendo a un campo de vientos anticiclónico.

Durante el desarrollo del presente trabajo de investigación, el modelo desarrollado se ha forzado inicialmente con un campo de vientos idealizado y posteriormente con campos de vientos reales.

### 3.4.1 Campo de vientos idealizado

En las cuencas oceánicas situadas en latitudes medias en el Hemisferio Norte, el principal patrón de vientos está formado por los Alisios al sur y los Vientos del Oeste (Contraalisios) al norte (ver esquema en Figura 3.1). Ambos pueden aproximarse como vientos zonales, por lo que el esfuerzo cortante del viento quedaría reducido a su componente zonal, es decir  $\tau^y \approx 0$ . Así, el rotacional en esta zona podría representarse de la siguiente forma:

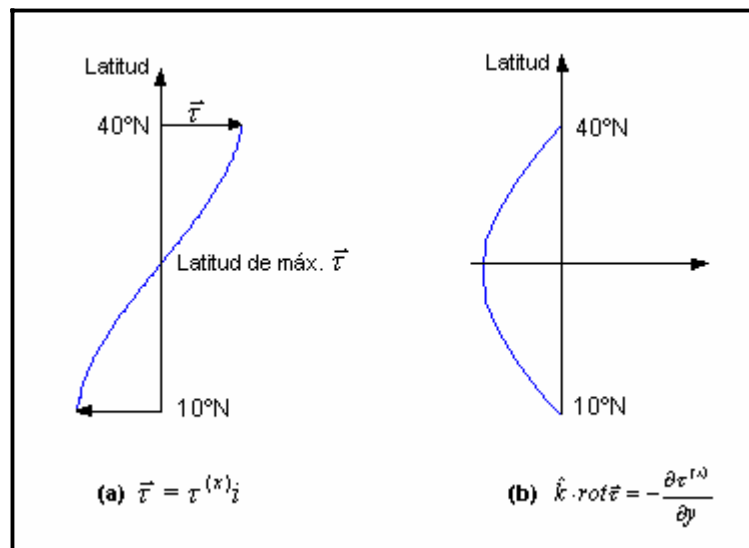
$$\hat{k} \cdot \text{rot} \vec{\tau} = -\frac{\partial \tau^x}{\partial y} \quad [72]$$

Los límites meridionales de los modelos de circulación en latitudes medias suelen establecerse en las latitudes donde los alisios y los vientos del oeste

alcanzan su valor máximo, es decir, las latitudes donde  $\partial \tau^x / \partial y$  se hace cero (Ej. Cushman-Roisin, 1994). Dichos límites delimitan la zona del giro donde el viento produce un bombeo de Ekman negativo y en este caso se ha asumido que corresponden aproximadamente a 10°N al sur de la cuenca y 40°N al norte. Como se verá más adelante en las Figuras 3.9 y 3.10, en realidad dichos límites no son meramente zonales, sino que en la parte oriental de la cuenca están situados más al norte que en la parte occidental.

### 3.4.1.1 Condiciones medias anuales

El campo de vientos utilizado para resolver el sistema de ecuaciones adimensionales [68] se ha idealizado asumiendo que es zonal y que su rotacional varía sinusoidalmente con la latitud (Ej. Gill, 1982; Huang, 1989a; Pedlosky, 1996), tal como se muestra en la Figura 3.5. El panel (a) representa, esquemáticamente, la distribución de la tensión de arrastre del viento con la latitud utilizada en el presente trabajo, mientras que el panel (b) corresponde al rotacional de dicha distribución.



**Figura 3.5** Representación esquemática del campo de vientos idealizado.

La tensión de arrastre del viento considerada se expresa dimensionalmente:

$$\tau^{*x} = -\tau_0 \cos\left(\frac{\pi y^*}{L_2}\right), \quad \tau^{*y} = 0 \quad [73]$$

y su rotacional:

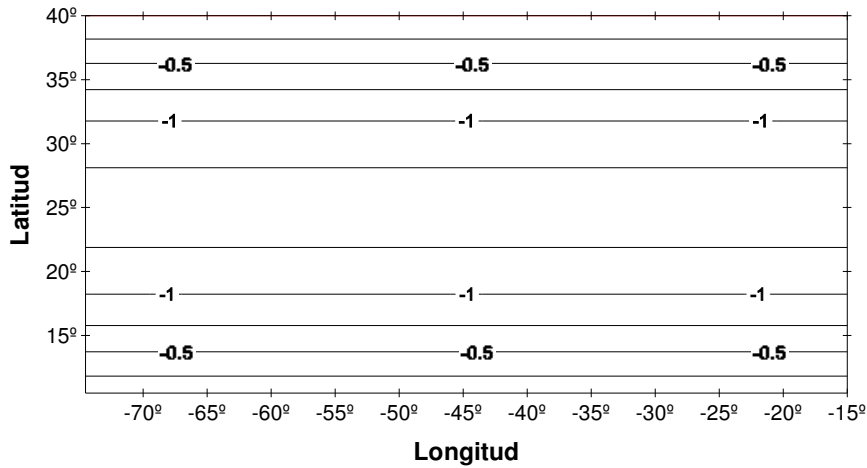
$$\hat{k} \cdot \text{rot}^* \vec{\tau}^* = -\frac{\tau_0 \pi}{L_2} \text{sen}\left(\frac{\pi y^*}{L_2}\right) \quad [74]$$

donde  $L_2$  representa la extensión latitudinal de la cuenca y  $\tau_0$  es un valor promedio de la tensión del viento característico de toda la cuenca oceánica (ver valores de los parámetros en el Capítulo 4). El signo negativo indica que el bombeo de Ekman producido en la capa superficial es hacia abajo.

Una vez adimensionalizada la expresión [74], se introduce en la ecuación del balance de vorticidad [34], donde el término del forzamiento del viento queda finalmente expresado de la siguiente forma:

$$\alpha^* \vec{k} \cdot \text{rot} \vec{\tau} = -\frac{\tau_0 \pi}{\rho_0 D \beta_0 U L_2} \text{sen}(\pi y) \equiv \alpha \cdot \text{sen}(\pi y) \quad [75]$$

donde  $\alpha$  es el coeficiente adimensional de forzamiento del viento. Nótese que para obtener [75] es necesario repetir la adimensionalización de la ecuación [31] del bombeo de Ekman, donde el rotacional del viento se sustituye por la parametrización dada en [74]. La Figura 3.6 muestra el campo del rotacional del viento que resulta de la ecuación [74]. El valor de  $\tau_0$  se ha obtenido de la Tabla 4.1 (Capítulo 4).



**Figura 3.6** Rotacional de la tensión de arrastre del viento ( $\times 10^{-7} \text{ N/m}^3$ ). Media anual.

### 3.4.1.2 Variabilidad estacional

El patrón de vientos definido en [73] se ha desplazado latitudinalmente con el objeto de representar condiciones características del verano y del invierno (Wooster *et al.*, 1976; Nykjær y Van Camp, 1994; etc). En concreto, se ha desplazado  $7.5^\circ$  hacia el sur en invierno y hacia el norte en verano. Así, la tensión de arrastre del viento estacional quedaría definida como:

$$\tau^{*x} = -\tau_0 \cos\left(\frac{\pi(y^* + L_2/4)}{L_2}\right), \quad \tau^{*y} = 0 \quad \text{Invierno} \quad [76]$$

y

$$\tau^{*x} = -\tau_0 \cos\left(\frac{\pi(y^* - L_2/4)}{L_2}\right), \quad \tau^{*y} = 0 \quad \text{Verano} \quad [77]$$

De manera análoga, el rotacional del estés del viento sería:

$$\hat{k} \cdot \text{rot}^* \vec{\tau}^* = -\frac{\tau_0 \pi}{L_2} \text{sen}\left(\frac{\pi(y^* + L_2/4)}{L_2}\right) \quad \text{Invierno} \quad [78]$$

y

$$\hat{k} \cdot \text{rot}^* \vec{\tau}^* = -\frac{\tau_0 \pi}{L_2} \text{sen} \left( \frac{\pi(y^* - L_2/4)}{L_2} \right) \quad \text{Verano} \quad [79]$$

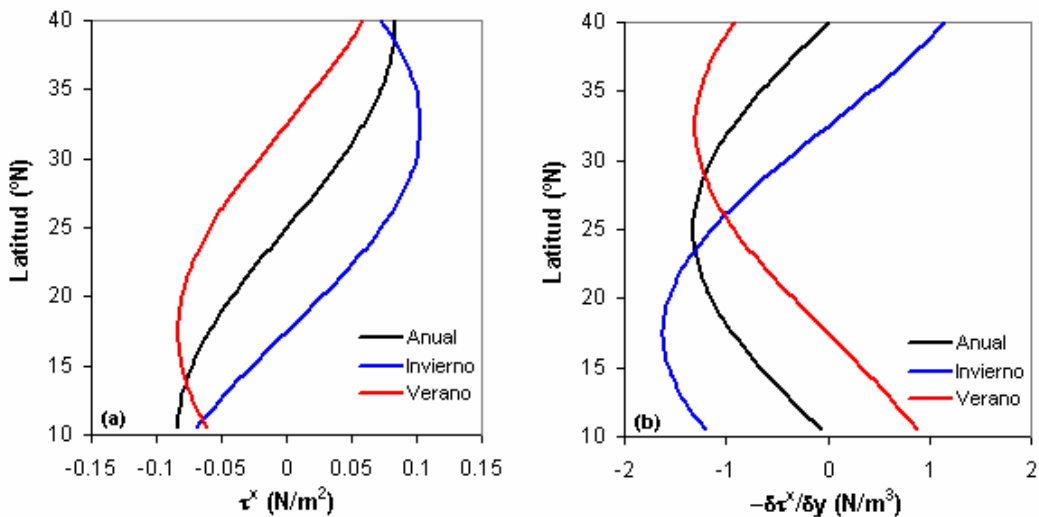
Y en su forma adimensional:

$$\alpha^* \vec{k} \cdot \text{rot} \vec{\tau} = \alpha \cdot \text{sen} \left( \pi \left( y + \frac{1}{4} \right) \right) \quad \text{Invierno} \quad [80]$$

y

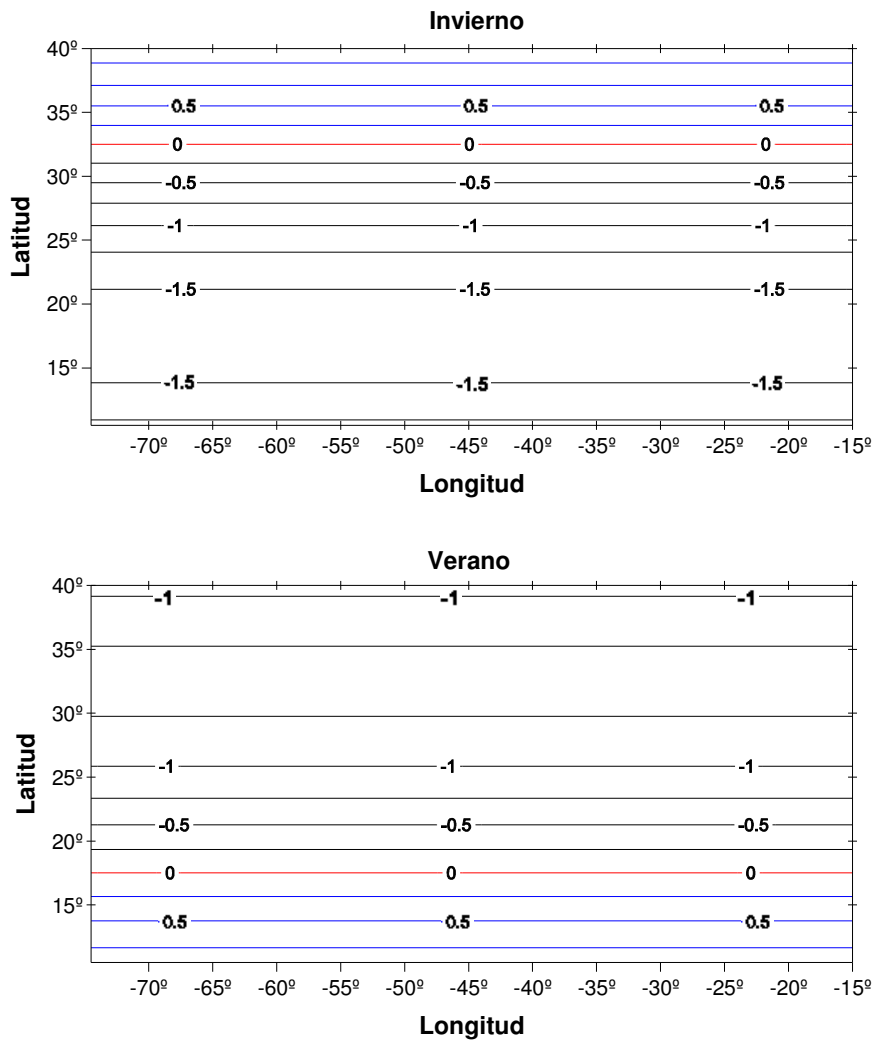
$$\alpha^* \vec{k} \cdot \text{rot} \vec{\tau} = \alpha \cdot \text{sen} \left( \pi \left( y - \frac{1}{4} \right) \right) \quad \text{Verano} \quad [81]$$

La Figura 3.7 muestra el perfil latitudinal de la tensión de arrastre del viento y su rotacional, obtenidos respectivamente a partir de las ecuaciones [73] y [74] para el viento anual medio, y de las ecuaciones [76] y [78] para el invierno y [77] y [79] para el verano. Los valores de  $\tau_0$  se pueden consultar en la Tabla 4.1.



**Figura 3.7** Perfil latitudinal de la tensión de arrastre del viento (a) y su rotacional (b).

En la Figura 3.8 se exponen los campos del rotacional del viento correspondientes al invierno (ecuación [78]) y al verano (ecuación [79]), utilizando los valores correspondientes de  $\tau_0$  de la Tabla 4.1.



**Figura 3.8** Rotacional de la tensión de arrastre del viento ( $\times 10^{-7} \text{ N/m}^3$ ). Variaciones estacionales. Las líneas azules corresponden a valores positivos.

### 3.4.2 Campos de vientos reales

Como se introdujo en el Capítulo 2, existen diferentes climatologías obtenidas a partir de mediciones de viento que difieren principalmente en cuanto a la resolución espacial de los datos y la parametrización del coeficiente de arrastre. A lo largo del presente trabajo de investigación se han empleado dos campos de vientos a gran escala. Inicialmente se escogió la climatología de Hellerman y Rosenstein (1983) por ser de fácil acceso y por ser la más popularmente utilizada. Posteriormente se implementó la climatología del SOC, por su mayor precisión. Únicamente se va a describir este último campo de vientos, ya que sólo se van a presentar los resultados obtenidos con él.

### 3.4.2.1 Climatología del SOC

A finales de los 90 el Centro Oceanográfico de Southampton (SOC) produjo un atlas global de datos de la tensión de arrastre del viento sobre los océanos, a partir de una base de datos meteorológicos tomados *in situ* entre 1980 y 1993 (Josey et al. 1998). La base de datos es una versión modificada del COADS (“Comprehensive Ocean-Atmosphere Dataset 1a”, Slutz et al., 1985) a la cual Josey et al. (1998) añadieron datos adicionales del “International List of Selected Supplementary and Auxiliary Ships” (Informe 47 de la Organización Meteorológica Mundial, WMO). Esta base de datos fue, por primera vez, corregida para cada barco individual de los posibles sesgos ocasionados por el método de observación. Las correcciones incluyen el ajuste de los datos de viento a su valor a 10m de altura.

Josey *et al.* (1998) estimaron la tensión del viento a partir de una formulación similar a la ecuación [70]. Utilizaron la parametrización del coeficiente de arrastre de Smith (1980) (ecuación [71]), la cual concuerda con los resultados obtenidos en un análisis de tensión del viento hecho en barcos de investigación, en el que se consideraron los efectos de la distorsión del flujo de aire debida a la estructura del barco (Yelland *et al.*, 1998). Además, Josey *et al.* (1998) eliminaron los valores demasiado grandes o pequeños de la tensión del viento producidos por errores de observación.

Posteriormente, Josey et al. (2002) compararon las características a gran escala de los campos de vientos del SOC con otras climatologías recientes, basadas en análisis de datos *in situ* (Hellerman y Rosenstein, 1983 y da Silva et al., 1994) y con campos de vientos resultantes del análisis de modelos atmosféricos (Centro Nacional de Predicción Medioambiental / Centro Nacional de Investigación Atmosférica (NCEP/NCAR) y Centro Europeo para la predicción del tiempo (ECMWF)). La climatología de Hellerman y Rosenstein fue la que mostró mayores diferencias. En concreto, esta climatología sobreestima los valores de la tensión del viento entre los trópicos y las latitudes medias con respecto a las demás climatologías. Según Josey *et al.* (2002), ello es debido a que Hellerman y Rosenstein utilizaron un valor demasiado elevado para el

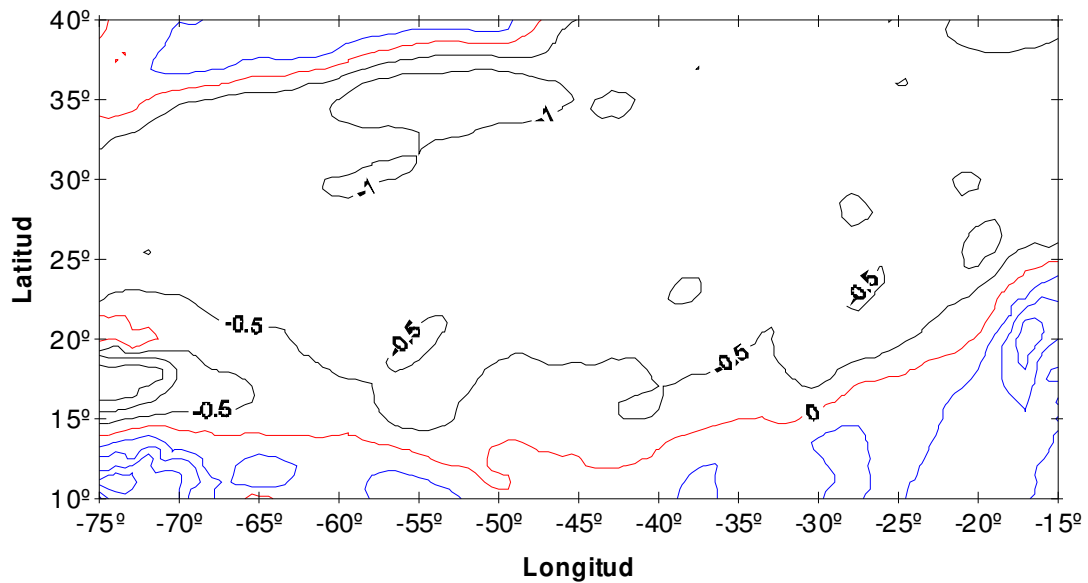
coeficiente de arrastre. Por otro lado, también se esperan diferencias debidas a que ambas bases de datos fueron tomadas en diferentes periodos de tiempo. En este sentido Josey *et al.* (2002) destacan que los análisis de Hellerman y Rosenstein están basados en datos tomados a lo largo de un gran periodo de tiempo (1870-1976), durante el cual hubo muchas fluctuaciones en la calidad y distribución espacial de los reportes meteorológicos y por lo tanto de la tensión del viento. Por su parte, en el análisis del SOC, se utilizaron datos de un periodo más reciente. Concretamente, la toma de datos coincidió con el WOCE, durante el cual se hicieron un gran número de secciones hidrográficas.

Finalmente, Josey *et al.* (2002) compararon los datos de viento calculados por el SOC con medidas de boyas del WHOI en diferentes lugares del globo, encontrando una concordancia razonable. Los autores concluyen que los campos de tensión del viento del SOC son probablemente los más precisos de entre todos los datos procedentes de observaciones de barcos de los que se dispone actualmente.

Los datos de tensión de arrastre del viento del SOC están calculados en una malla regular de un grado de resolución en latitud y longitud y se pueden descargar gratuitamente de la página web del SOC (<http://www.soc.soton.ac.uk/JRD/MET/fluxclimatology.html>).

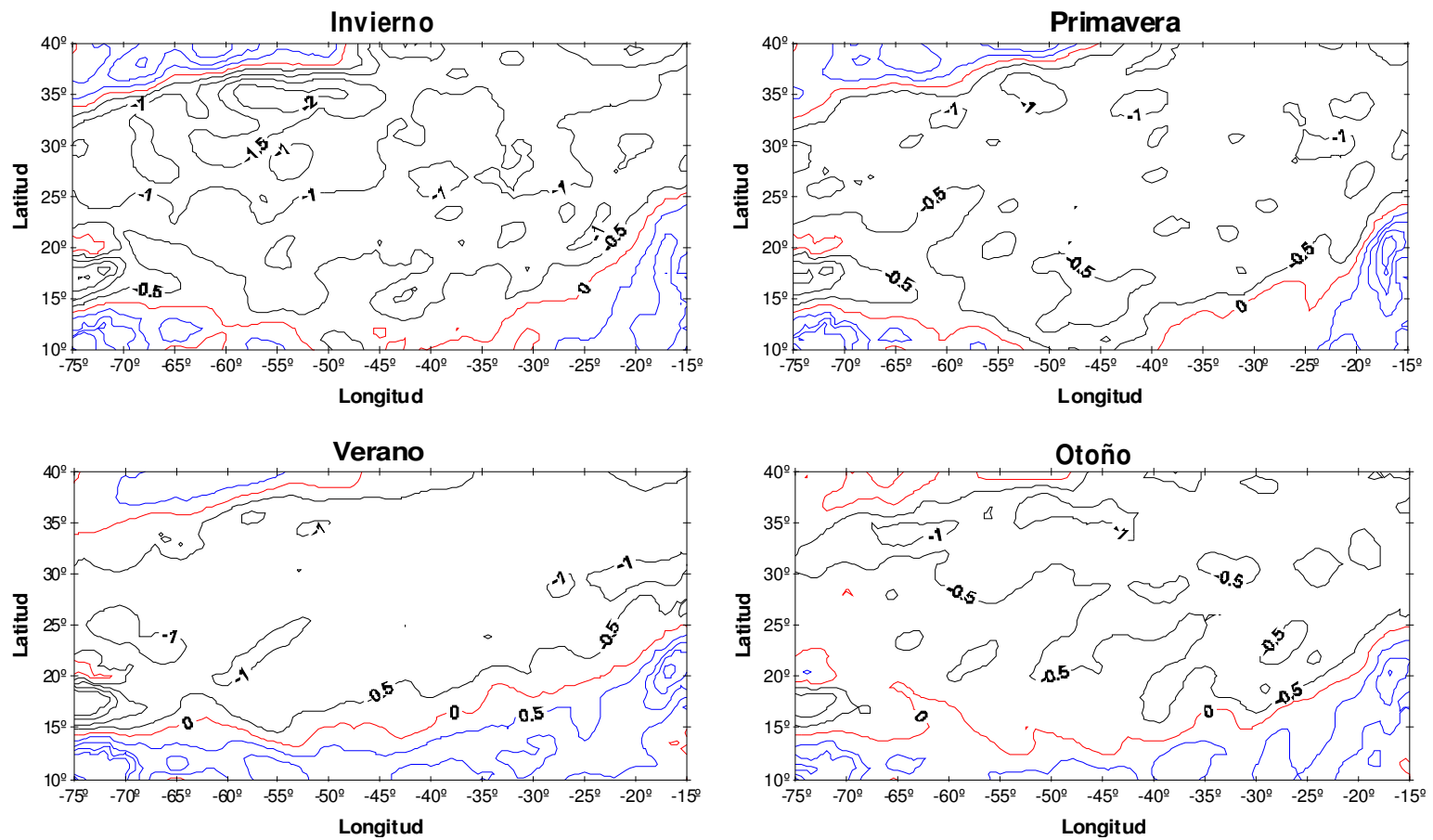
Dado que la malla empleada en el presente trabajo tiene una resolución espacial de  $0.5^\circ$  (ver Apéndice), los datos se han interpolado mediante el método del Krigeado (Ej. Samper y Carrera, 1990; Cressie, 1991). Seguidamente se ha calculado el rotacional de los valores de la tensión de arrastre del viento promediados anualmente para todo el periodo de cobertura. De esta forma se ha obtenido un patrón de vientos característico de la región de estudio, que proporciona el patrón de circulación general. En la Figura 3.9 se muestra el rotacional de la tensión del viento anual medio, donde las líneas negras corresponden a valores negativos, las líneas azules a valores positivos y las líneas rojas a valores nulos. El rotacional se ha obtenido mediante la ecuación [33], cuyo esquema en diferencias finitas se puede consultar en el Apéndice.





**Figura 3.9** Climatología del SOC: Rotacional de la tensión de arrastre del viento ( $10^{-7} \text{ N/m}^3$ ). Media anual.

Al promediar los valores mensuales del rotacional del viento cada tres meses se obtienen los valores estacionales (Figura 3.10) que permiten obtener el patrón de circulación característico de cada estación. No se han considerado las posibles variaciones interanuales. A la hora de definir las estaciones se ha utilizado una convención general (Ej. Levitus, 1982; McClain y Firestone, 1993), asumiendo que los meses de invierno son diciembre, enero y febrero; primavera de marzo a mayo; verano de junio a agosto y otoño de septiembre a noviembre. Como se observa en la Figura 3.10, el rotacional de la tensión de arrastre del viento muestra un comportamiento estacional característico de esta zona del Atlántico Norte subtropical, observándose que la zona de rotacional anticiclónico ocupa una mayor extensión latitudinal en invierno que en verano, estando comprimido hacia el norte en verano unos  $6^{\circ}$ - $7^{\circ}$  aproximadamente (la referencia se ha tomado en la latitud central).



**Figura 3.10** Climatología del SOC: Rotacional de la tensión de arrastre del viento ( $10^7 \text{ N/m}^3$ ). Media estacional.

## 4 EXPERIMENTOS

A lo largo de los siguientes apartados se van a presentar los resultados obtenidos al integrar la ecuación del balance de vorticidad para las distintas condiciones de contorno. En las fronteras norte, sur y oeste se han utilizado condiciones de contorno estándar y se han mantenido constantes para todos los casos de estudio. En concreto, se ha asumido la condición de deslizamiento (ecuación [53]) en los bordes meridionales y no-deslizamiento (ecuación [52]) en el borde occidental. La condición de flujo normal nulo (ecuación [39]) se ha impuesto en los tres contornos. En cuanto al borde oriental, se han utilizado diversas condiciones de contorno correspondientes a los casos estándar, a las nuevas condiciones desarrolladas durante el presente trabajo o a diversas combinaciones entre ambas. Todos los casos seleccionados son razonables desde un punto de vista físico y con ellos se pretende por un lado examinar cómo se ven afectados los resultados numéricos del modelo y, por otro, descubrir en qué caso se obtienen resultados más similares a las observaciones.

### 4.1 Valores de los parámetros

Todos los resultados que se van a presentar en este capítulo utilizan los siguientes parámetros:

- Los términos  $f_0$  y  $\beta_0$  se han calculado a partir de la ecuación [11] asumiendo que la latitud central de la cuenca oceánica considerada está situada en 25°N. De esta forma se obtiene  $f_0 = 6.16 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  y  $\beta_0 = 2.08 \times 10^{-11} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ , donde el radio de la Tierra  $R = 6371 \text{ Km}$  y la tasa de rotación de la Tierra  $\Omega = 7.292 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ .
- El coeficiente de difusión horizontal turbulenta,  $A_H = 10^2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  (O'Brien, 1986)
- La escala característica del movimiento,  $L = 2 \times 10^6 \text{ m}$  (O'Brien, 1986)
- El coeficiente de fricción por fondo,  $r = 1.95 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$  (O'Brien, 1986)

- La densidad media del agua,  $\rho_0 = 1000 \text{ Kg m}^{-3}$
- La profundidad característica de la columna de agua,  $D = 800 \text{ m}$ , se ha elegido para facilitar la comparación de los resultados con las observaciones de Stramma (1984).
- La extensión latitudinal de la cuenca,  $L_2 = 30^\circ \approx 3 \times 10^6 \text{ m}$

El grosor de la capa de Ekman del fondo,  $\delta_E$ , que se obtiene con los anteriores parámetros (ver ecuación [30]) es de unos 50.7 m, lo cual representa una fracción muy pequeña de la columna de agua. Por otro lado, el número Beta de Rossby (ecuación [14]) que resulta,  $\varepsilon \sim 10^{-5} \ll 1$ , corrobora la hipótesis de movimiento a gran escala. Finalmente, la escala temporal característica (ecuación [12]) es mucho mayor que el periodo de rotación de la Tierra.

El valor característico de la tensión de arrastre del viento,  $\tau_0$ , se ha obtenido a partir de la parametrización dada por la ecuación [73]. Al integrar latitudinalmente dicha ecuación entre  $y^* = 0$  e  $y^* = L_2/2$  se obtiene el valor promedio de los valores negativos de la componente zonal de la tensión de arrastre del viento,  $\tau_m^{*x}$ :

$$\tau_m^{*x} = \frac{1}{(L_2/2)} \int_0^{L_2/2} \tau^{*x} dy^* = \frac{2}{L_2} \int_0^{L_2/2} -\tau_0 \cos\left(\frac{\pi y^*}{L_2}\right) dy^* =$$

$$-\frac{2 \cdot \tau_0}{\pi} \text{sen}\left(\frac{\pi y^*}{L_2}\right) \Bigg|_0^{L_2/2} = -\frac{2 \cdot \tau_0}{\pi} \text{sen}\left(-\frac{\pi}{2}\right) = \frac{2 \cdot \tau_0}{\pi}$$

donde  $L_2$  es la extensión latitudinal de la cuenca (en este caso,  $L_2 = 30^\circ$ ).

Despejando se obtiene:

$$\tau_0 = \frac{\pi \cdot \tau_m^{*x}}{2}$$

Así, el valor de  $\tau_0$  se puede obtener una vez conocidos los valores medios  $\tau_m^{*x}$  de la climatología considerada. En la Tabla 4.1 se muestran los valores promedios

(anual y estacional) de la componente zonal de la tensión de arrastre del viento para la climatología del SOC (los cálculos se han realizado únicamente en la zona donde  $\tau^{*x} < 0$ ), así como los valores de  $\tau_0$  correspondientes.

Parámetro	Media anual (N m <sup>-2</sup> )	Invierno (N m <sup>-2</sup> )	Primavera (N m <sup>-2</sup> )	Verano (N m <sup>-2</sup> )	Otoño (N m <sup>-2</sup> )
$\tau^{*x}$	-0.0536	-0.0654	-0.0525	-0.0527	-0.0438
$\tau_0$	-0.084	-0.103	-0.082	-0.083	-0.069

**Tabla 4.1** Tensión de arrastre del viento.

## 4.2 Ecuaciones adimensionales – Campo de vientos medio

Las condiciones anuales medias del campo de vientos se han simulado implementando en la ecuación [75] el valor anual medio de la tensión de arrastre del viento,  $\tau_0 = -0.084$  N m<sup>-2</sup>, dado en la Tabla 4.1. Estas condiciones medias se han utilizado para llevar a cabo un estudio de sensibilidad del modelo a las condiciones de contorno.

La intensidad de la tensión de arrastre del viento controla la cantidad de agua que recircula tanto a lo largo del giro subtropical, como en su parte oriental. Los resultados cualitativos, sin embargo, sólo se ven influenciados en algunos casos cerca del borde oriental, mientras que el patrón general de circulación del giro subtropical no se ve afectado. Tras realizar numerosas pruebas con distintos valores teóricos de  $\tau_0$  (0.2 N m<sup>-2</sup> (Bryan, 1963; Blandford, 1971), 0.1 N m<sup>-2</sup> (Pedlosky, 1987), etc.), se optó por utilizar valores más realistas para el Atlántico Norte Subtropical. En concreto, se utilizó la climatología del SOC para obtener valores representativos de  $\tau_0$ , tanto anuales como estacionales (ver Tabla 4.1).

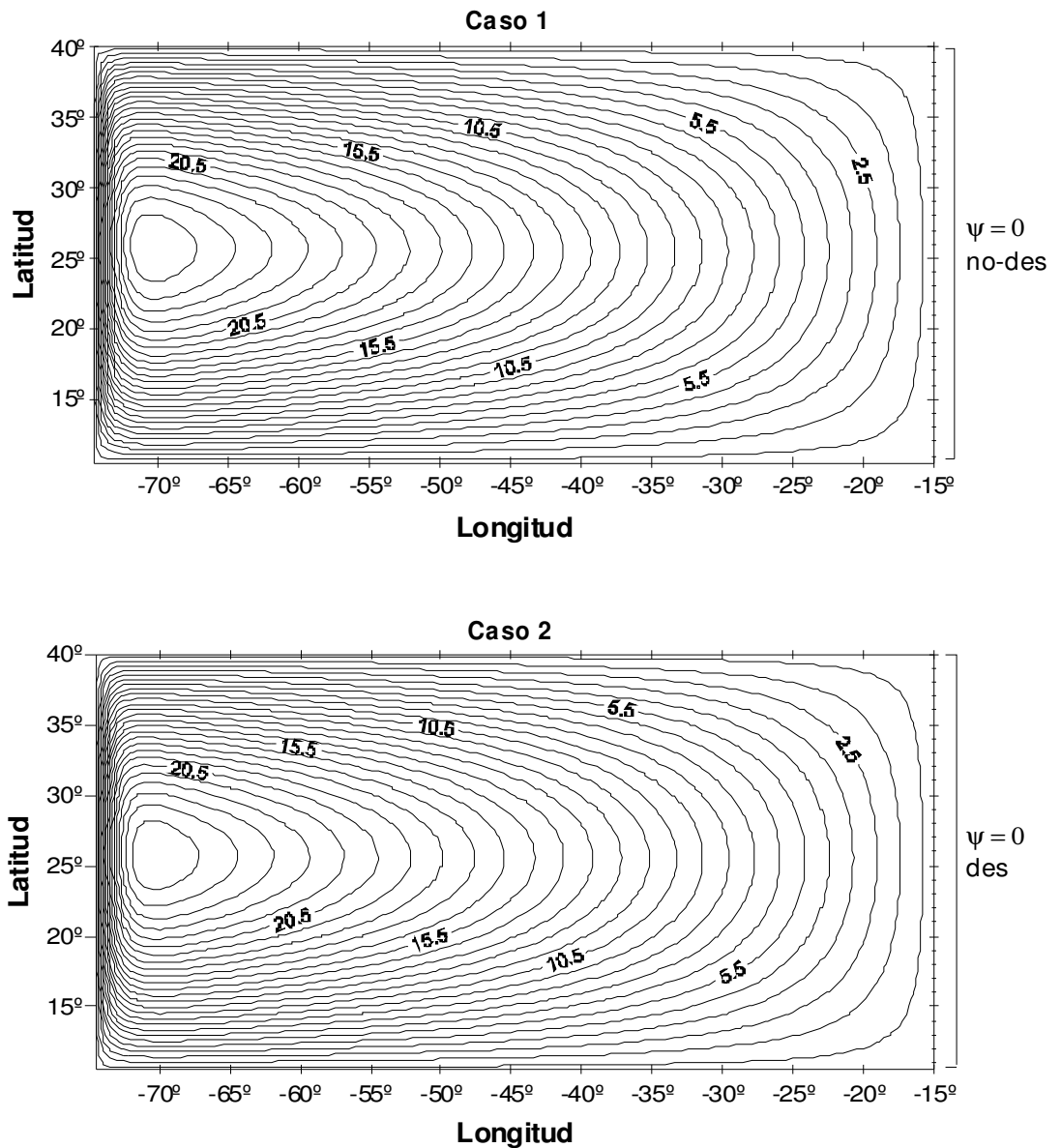
### 4.2.1 Condiciones de contorno estándar

Los casos 1 y 2 corresponden a las simulaciones realizadas con las condiciones de contorno estándar, utilizando la condición de no-deslizamiento y deslizamiento, respectivamente, y la condición de flujo normal nulo (ver Tabla 4.2). Como se mencionó en el Capítulo 3, las condiciones de contorno tradicionales ignoran las interacciones entre la región del afloramiento costero y el océano interior.

Caso	Función de corriente	Vorticidad
1	flujo normal nulo	no-deslizamiento
2	flujo normal nulo	deslizamiento

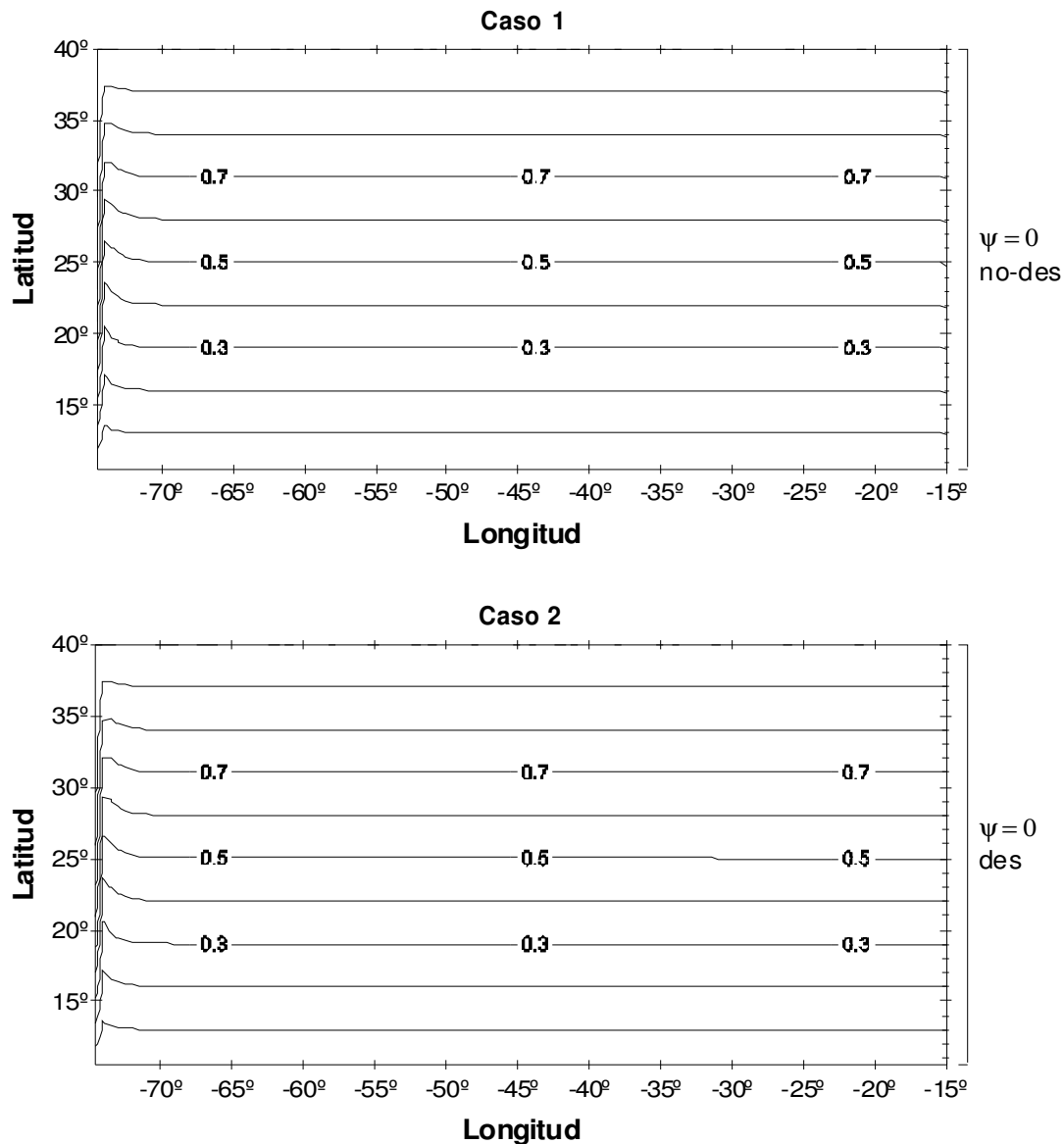
**Tabla 4.2** Condiciones de contorno del borde oriental – Caso estándar.

En la Figura 4.1 se muestra el transporte de volumen integrado sobre toda la columna de agua (0-800 m) obtenido para el Caso 1 (panel superior) y el Caso 2 (panel inferior) descritos en la Tabla 4.2. El intervalo entre líneas de corriente representa 1 Sv (i.e.  $10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ ). Como ya se adelantó en el Capítulo 3, al utilizar las condiciones de contorno tradicionales se obtiene la estructura asimétrica clásica del giro subtropical, en la que el eje del giro está desplazado hacia el oeste. Cabe destacar la intensa corriente del borde occidental que cierra el giro, haciendo recircular el fluido hacia el norte. Estas condiciones de contorno no permiten reproducir la recirculación del ramal oriental de la Corriente de Canarias. Ambas gráficas muestran resultados prácticamente idénticos. La única diferencia es que en el Caso 2 el transporte de volumen es superior en unos  $10^{-3}$  Sv.



**Figura 4.1** Casos 1-2: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m), obtenido a partir del modelo adimensional. El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea representa 0.5 Sv).

En la Figura 4.2 se ilustra la distribución de la vorticidad potencial adimensional obtenida para los Casos 1 y 2 respectivamente. En ambos casos se puede observar que la vorticidad potencial describe líneas paralelas a los ejes de latitud, lo cual indica que viene dada principalmente por la vorticidad planetaria ya que la vorticidad relativa es despreciable. En la parte occidental de la cuenca, sin embargo, la vorticidad potencial se ve distorsionada debido a que en esta zona la vorticidad relativa es bastante intensa (ver Figura 4.3).

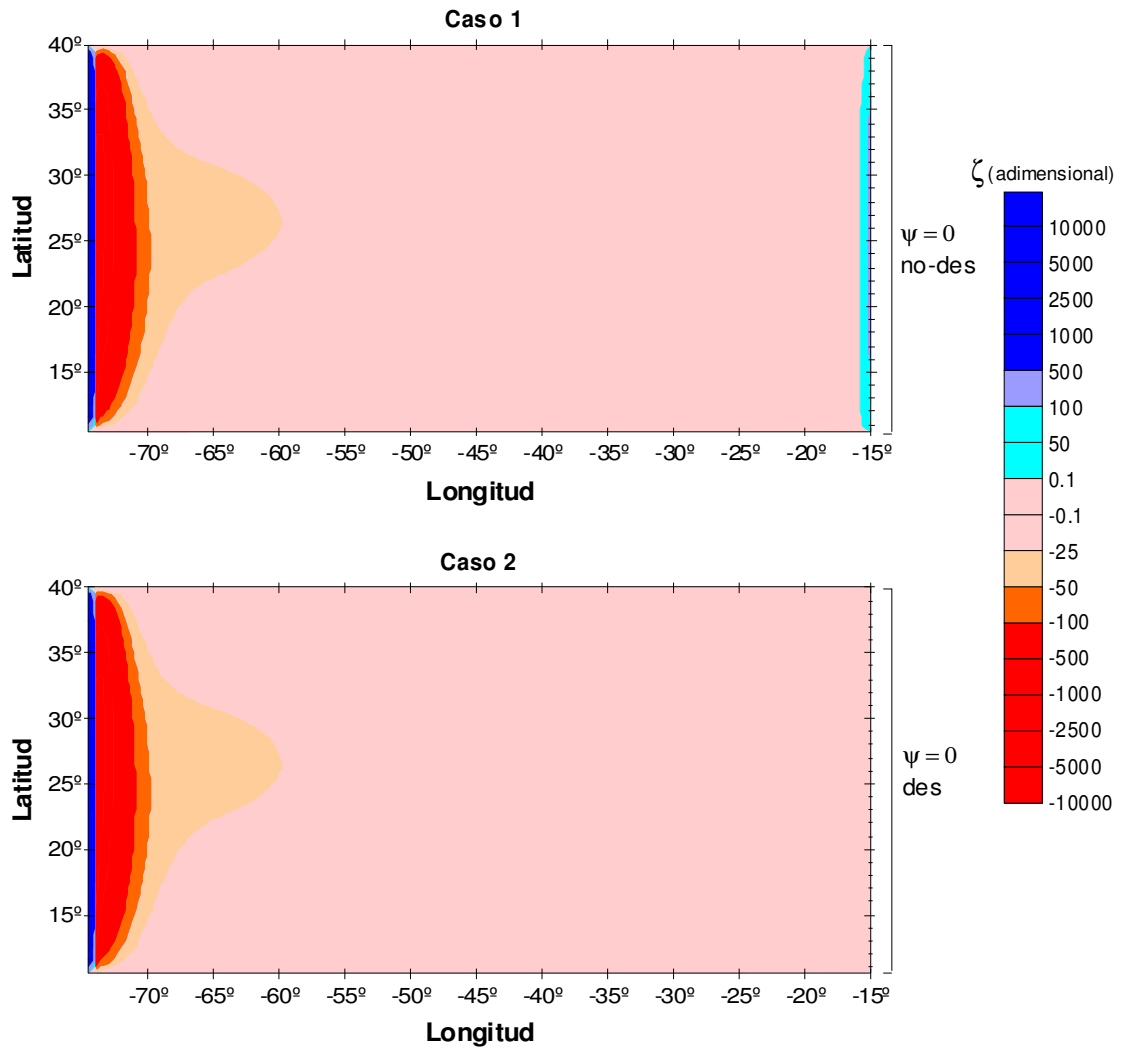


**Figura 4.2** Caso 1: Vorticidad potencial adimensional (0 a 800 m).

La Figura 4.3 muestra la vorticidad relativa adimensional correspondiente a los Casos 1 y 2 respectivamente. En ambos casos se puede observar que en la mayor parte del giro la vorticidad relativa es negativa, debido a que el modelo se ha forzado con un viento anticiclónico. Por otro lado, la vorticidad relativa es muy pequeña en la zona correspondiente al océano interior, estando prácticamente concentrada en la parte occidental de la cuenca. Aquí, además, se observa una franja estrecha de vorticidad relativa positiva, que corresponde a la capa límite occidental, donde se produce la disipación de la vorticidad relativa añadida por el viento. En el Caso 1, además, la condición de no-deslizamiento impuesta en la



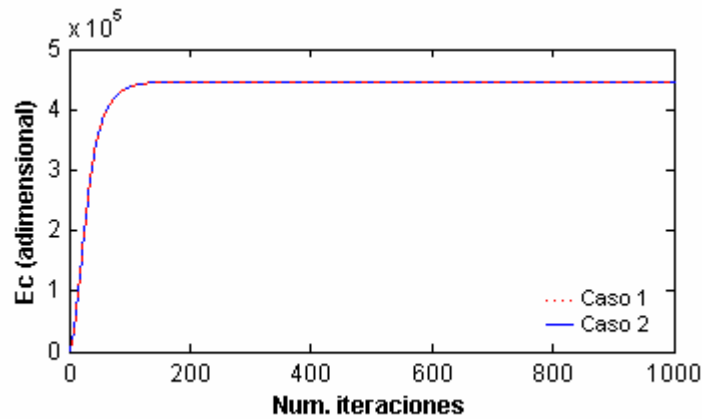
frontera oriental del dominio contribuye a la disipación de la vorticidad relativa mediante la creación de una capa límite donde la vorticidad relativa es positiva.



**Figura 4.3** Caso 1: Vorticidad relativa adimensional (0 a 800 m).

En cada iteración de las ecuaciones se han computado la energía cinética y la vorticidad relativa total del sistema, observándose que ambas magnitudes se conservan, tal y como se indica en el Apéndice.

En la Figura 4.4 se puede observar la energía cinética adimensional del sistema para los Casos 1 y 2. En ambos casos se ha partido de un estado inicial de reposo. Al introducir el forzamiento del viento, la energía cinética del sistema aumenta en un principio para finalmente alcanzar un estado estacionario.



*Figura 4.4 Casos 1 y 2: Energía cinética adimensional.*

#### 4.2.2 Sensibilidad del modelo a las condiciones de contorno

Se han llevado a cabo diversas pruebas con el objeto de estudiar la sensibilidad del modelo al cambiar las condiciones de contorno del borde oriental. Los principales casos considerados para el estudio de sensibilidad se describen en la Tabla 4.3. De entre todas las pruebas realizadas, se ha optado por incluir sólo las más representativas. La frontera oriental se ha dividido en dos o cuatro subregiones, como se explica a continuación:

- *Dos subregiones:* El borde oriental se ha dividido en dos franjas; una comprendida entre 10°N y 20°N y otra entre 20°N y 40°N. El sentido físico que justifica esta división está relacionado con el patrón de circulación de la parte oriental del NASG descrito por Stramma (1984) (Figura 2.9). Como ya se ha comentado, esta región se caracteriza por el movimiento hacia el este de la Corriente de Azores y la Corriente de Canarias al norte del Archipiélago Canario y la separación de costa de esta última a unos 20°N (cerca de Cabo Blanco), en forma de un filamento gigante casi permanente (Ej. Gabric et al., 1993) que deja al sur la llamada zona de sombra (Luyten et al., 1983; Kawase y Sarmiento, 1985; Stramma, 1984; Schmitz y McCartney, 1993; etc.). Como se vio en el Capítulo 2, Mittelstaedt (1991), por su parte, divide en dos (a 20°N) la franja de afloramiento a lo largo de la costa africana con respecto a la circulación superficial a gran escala.

- *Cuatro subregiones:* En este caso se han considerado cuatro franjas en la frontera oriental, comprendidas entre 10°N-20°N, 20°N-27°N, 27°N-32°N y 32°N-40°N. En este caso la justificación física surge del mejor conocimiento de la región aportado por los resultados del proyecto CANIGO (Figura 2.10). La franja comprendida entre 20°N-27°N corresponde aproximadamente a la región de afloramiento permanente, entre Cabo Blanco y Cabo Bojador. En esta zona cabe esperar que el flujo de agua abandone el océano interior y alimente el chorro costero que fluye hacia el sur, por lo que es justificable que la vorticidad potencial sea constante, como se explicó en el Capítulo 2. La banda entre 27°N-32°N representa aproximadamente la parte comprendida entre Cabo Bojador y Cabo Ghir, caracterizada por la presencia de las Islas Canarias, que se encuentran muy cerca de la región de afloramiento y que son atravesadas por la Corriente de Canarias que fluye hacia el sur. Es de esperar que la presencia de las Islas perturbe la circulación de la Corriente de Canarias. En esta zona el afloramiento es relativamente débil. Finalmente, la región entre 32°N-40°N corresponde más o menos a la franja situada entre el norte de Cabo Ghir y el Estrecho de Gibraltar, donde se ha detectado un fuerte flujo geostrófico hacia el océano costero (Stramma, 1984; Stramma & Siedler, 1988).

Caso	Función de corriente	Vorticidad
3	20-40°N: $\psi \neq 0$	no-des
	10-20°N: $\psi = 0$	
4	20-40°N: $\psi \neq 0$	des
	10-20°N: $\psi = 0$	
5	20-40°N: $\psi \neq 0$	20-40°N: $q = \text{cte.}$
	10-20°N: $\psi = 0$	10-20°N: no-des
6	20-40°N: $\psi \neq 0$	20-40°N: $q = \text{cte.}$
	10-20°N: $\psi = 0$	10-20°N: des
7	32-40°N: $\psi \neq 0$	20-40°N: $q = \text{cte.}$ 10-20°N: no-des
	27-32°N: $\psi = 0$	
	20-27°N: $\psi \neq 0$	
	10-20°N: $\psi = 0$	
8	32-40°N: $\psi \neq 0$	20-40°N: $q = \text{cte.}$ 10-20°N: des
	27-32°N: $\psi = 0$	
	20-27°N: $\psi \neq 0$	
	10-20°N: $\psi = 0$	
9	32-40°N: $\psi \neq 0$	32-40°N: $q = \text{cte.}$
	27-32°N: $\psi = 0$	27-32°N: no-des
	20-27°N: $\psi \neq 0$	20-27°N: $q = \text{cte.}$
	10-20°N: $\psi = 0$	10-20°N: no-des
10	32-40°N: $\psi \neq 0$	32-40°N: $q = \text{cte.}$
	27-32°N: $\psi = 0$	27-32°N: des
	20-27°N: $\psi \neq 0$	20-27°N: $q = \text{cte.}$
	10-20°N: $\psi = 0$	10-20°N: des
11	20-40°N: $\psi \neq 0$	32-40°N: $q = \text{cte.}$
	10-20°N: $\psi = 0$	27-32°N: no-des 20-27°N: $q = \text{cte.}$ 10-20°N: no-des
12	20-40°N: $\psi \neq 0$	32-40°N: $q = \text{cte.}$
	10-20°N: $\psi = 0$	27-32°N: des 20-27°N: $q = \text{cte.}$ 10-20°N: des

**Tabla 4.3** Condiciones de contorno del borde oriental – Estudio de sensibilidad.

**Acrónimos:**  $\psi = 0$ : flujo normal nulo  
 $\psi \neq 0$ : flujo normal no nulo  
no-des: no-deslizamiento  
des: deslizamiento  
 $q = \text{cte.}$ : vorticidad potencial constante

En las Figuras 4.5, 4.6 y 4.7 se muestran respectivamente los resultados obtenidos para la función de corriente, la vorticidad potencial y la energía cinética del sistema correspondientes a los Casos 3 a 8 descritos en la Tabla 4.3.

Dado que el objetivo es estudiar el patrón de circulación del borde oriental, en las gráficas no se muestra la circulación de todo el giro subtropical. En general, se puede observar que al modificar las condiciones de contorno en el borde oriental e incluir por tanto la influencia del afloramiento costero, las gráficas obtenidas para la función de corriente muestran una modificación significativa en la dinámica de la zona.

En los Casos 3 y 4 el contorno oriental se ha dividido en dos subregiones en cuanto a la condición de contorno para la función de corriente (aplicando flujo normal nulo y no nulo, respectivamente), mientras que se ha mantenido una sola franja para la vorticidad (deslizamiento para el Caso 3 y no-deslizamiento para el Caso 4). Las respectivas funciones de corriente muestran cómo se modifica la circulación en la zona con relación al caso estándar (Casos 1 y 2 respectivamente). Ambos casos muestran resultados similares e irreales, observándose una entrada masiva de agua hacia el océano costero.

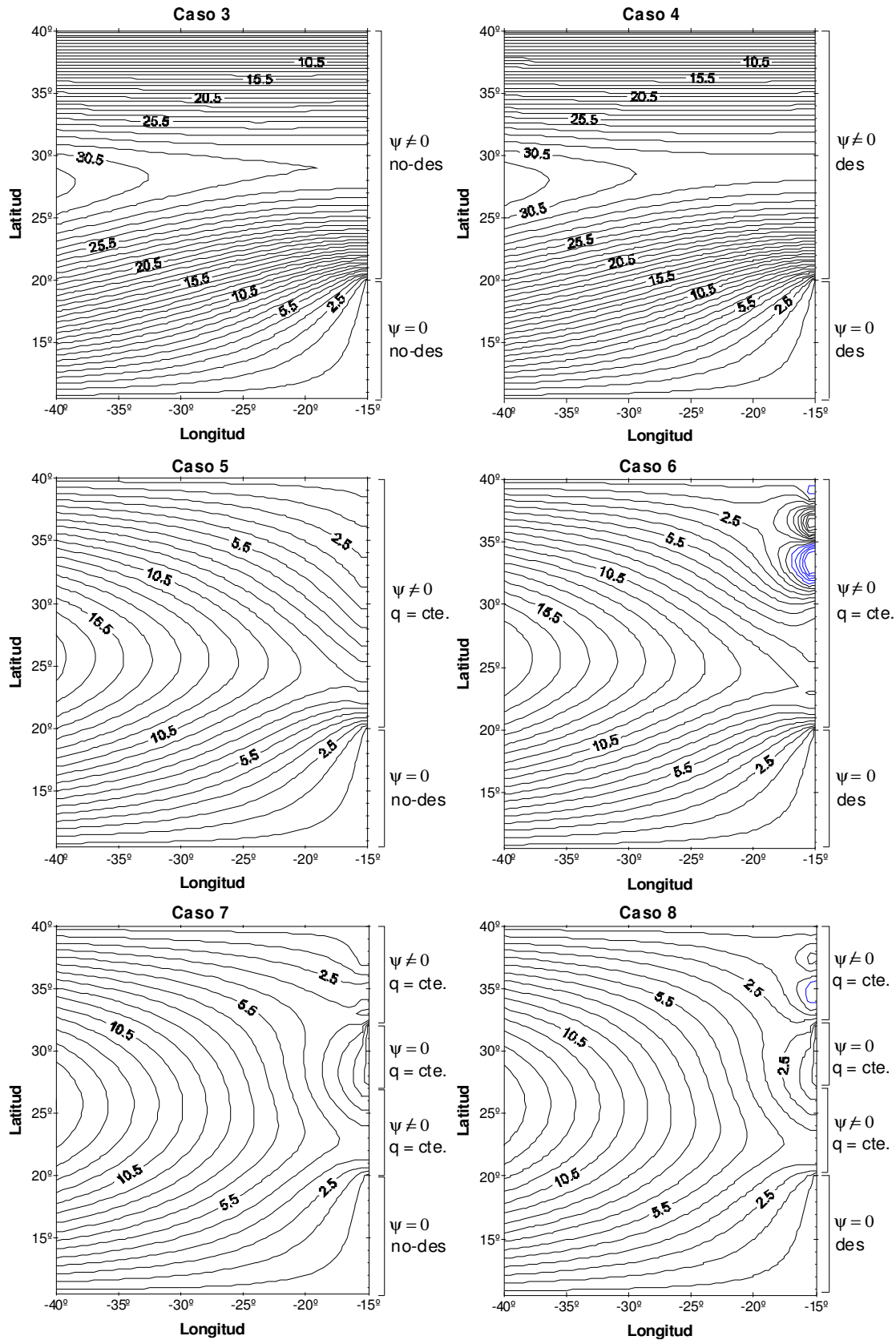
En los Casos 5 y 6 la frontera oriental se ha dividido en dos subregiones tanto para la función de corriente como para la vorticidad. La única diferencia entre ambos casos consiste en que en la franja entre  $10^{\circ}\text{N}$  y  $20^{\circ}\text{N}$  se ha aplicado la condición de no-deslizamiento para el Caso 5 y la de deslizamiento para el Caso 6. Se puede observar que la condición de deslizamiento / no-deslizamiento ejerce una gran influencia en el patrón de circulación. El Caso 5 muestra la entrada de unos 8.5 Sv hacia la región costera a unos  $24^{\circ}\text{N}$  y su reincorporación al océano interior a unos  $23^{\circ}\text{N}$ . En el Caso 6 la entrada de 8.5 Sv hacia la zona costera se observa también a unos  $24^{\circ}\text{N}$ , estando su retorno al océano interior situado más al sur, a unos  $22^{\circ}\text{N}$ . Entre unos  $32^{\circ}\text{N}$  y  $35^{\circ}\text{N}$  se observa un bucle ciclónico a pequeña escala encerrado dentro de un bucle anticiclónico. Un poco más al norte se observa otro bucle anticiclónico. Estos bucles podrían deberse a inestabilidades numéricas del modelo, ya que la energía cinética del sistema, aunque llega a estabilizarse, presenta pequeñas oscilaciones (ver Figura 4.7). Al

comparar las expresiones correspondientes a la condición de contorno de vorticidad potencial constante (ecuación [62] para el Caso 5 y ecuación [65] para el Caso 6) se observa que la ecuación [62] presenta un término adicional derivado de la condición de no-deslizamiento en la latitud crítica cuya influencia sobre el borde oriental se extiende desde la latitud crítica ( $20^{\circ}\text{N}$  en este caso) hasta el punto más septentrional del contorno ( $40^{\circ}\text{N}$ ). Dicho término actúa disipando la energía cinética y la vorticidad relativa en el tramo de la frontera oriental donde se ha aplicado la condición [62]. Por el contrario, la condición de vorticidad potencial constante correspondiente al Caso 6 carece de dicho término disipativo, lo cual tiene como consecuencia las inestabilidades del flujo observadas en la Figura 4.5, así como la mayor energía cinética del sistema (Figura 4.7).

En los Casos 7 y 8 se han aplicado las mismas condiciones para la vorticidad que en los Casos 5 y 6, respectivamente (una franja con no-deslizamiento / deslizamiento y otra con vorticidad potencial constante). En cuanto a la función de corriente, se han considerado dos franjas con flujo normal nulo y dos con flujo normal no nulo. El Caso 7 muestra la entrada de unos  $3.4\text{ Sv}$  hacia la zona costera a unos  $34^{\circ}\text{N}$ . Este flujo reaparece a unos  $32^{\circ}\text{N}$  para volver a entrar de nuevo hacia la región costera a unos  $24^{\circ}\text{N}$  y reincorporarse finalmente al océano interior cerca de Cabo Blanco. A unos  $33^{\circ}\text{N}$  se observa un pequeño bucle anticiclónico que podría deberse a pequeñas inestabilidades numéricas, ya que la energía cinética del sistema presenta pequeñas oscilaciones. En el Caso 8, sin embargo, la isolínea de  $3.5\text{ Sv}$  sólo entra una vez en el océano costero a unos  $24^{\circ}\text{N}$ , regresando al océano interior a unos  $21^{\circ}\text{N}$ . Este caso presenta, de forma análoga al Caso 6, una serie de bucles a pequeña escala cercanos a la región costera, que muestran entradas y salidas de agua hacia y desde ella en la franja comprendida entre  $32^{\circ}\text{N}$  y  $40^{\circ}\text{N}$ , siendo uno de ellos ciclónico. Cabe destacar que en este caso la energía cinética se estabiliza inicialmente tras una serie de iteraciones, aunque presentando pequeñas oscilaciones, para más tarde volver a aumentar hasta finalmente estabilizarse en torno a oscilaciones de mayor tamaño. La representación del Caso 8 mostrada en las Figuras 4.5 y 4.6 corresponden al primer tramo estable, donde la amplitud de las oscilaciones es mucho menor.

---

En la Figura 4.6 se representa la vorticidad potencial correspondiente a los mismos casos presentados en la Figura 4.5. Los resultados correspondientes a los Casos 3 y 4 son análogos a los Casos 1 y 2, mientras que en los demás aparece una banda estrecha cercana al borde oriental donde la vorticidad potencial se hace constante, tal y como indican las condiciones de contorno utilizadas. En los Casos 6 y 8 cabe destacar la deformación de las isolíneas de vorticidad a unos  $33^{\circ}\text{N}$  producida por los pequeños bucles ciclónicos descritos con anterioridad.



**Figura 4.5** Casos 3-8: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m), obtenido a partir del modelo adimensional. El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa 0.5 Sv). Las líneas azules indican sentido ciclónico.



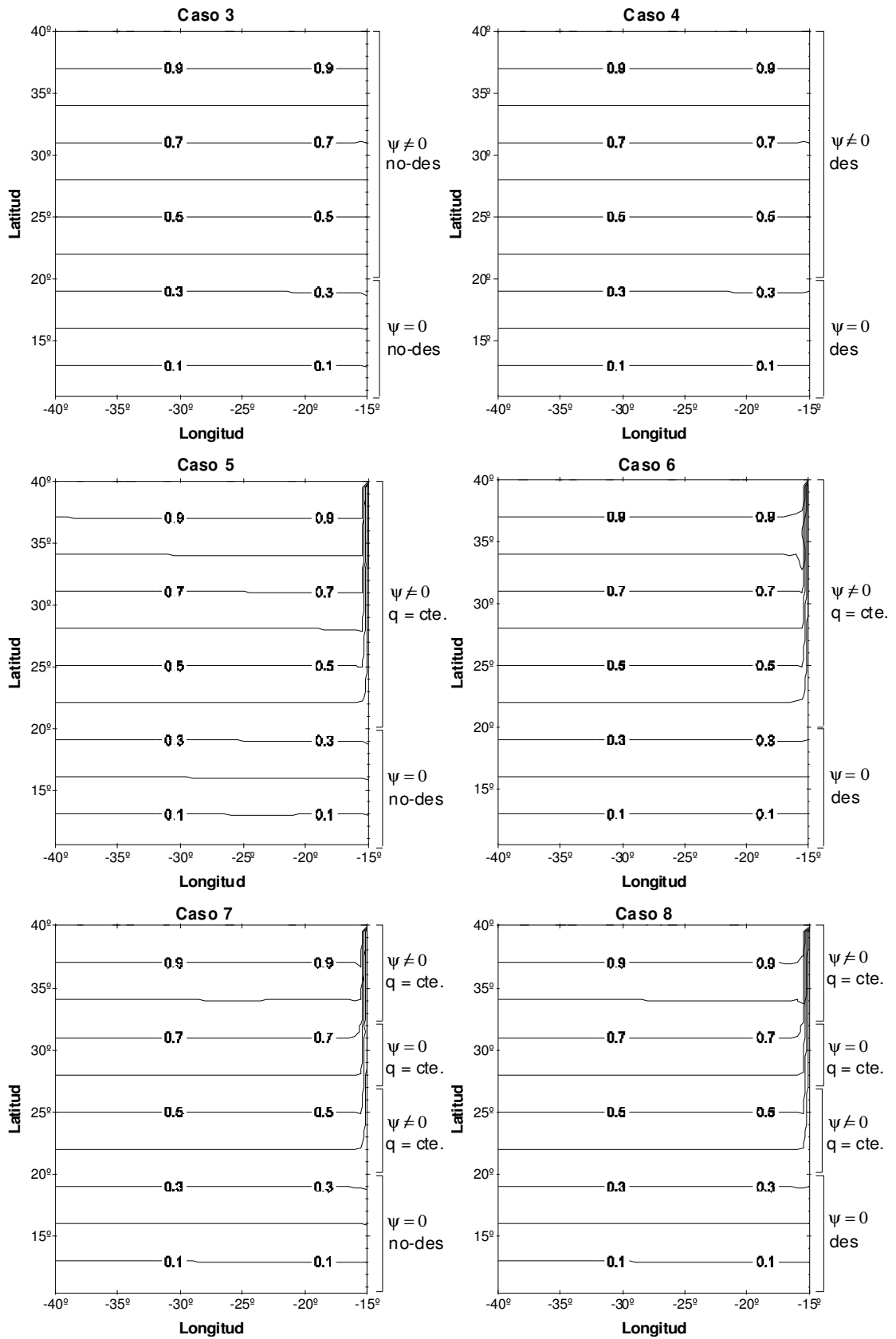
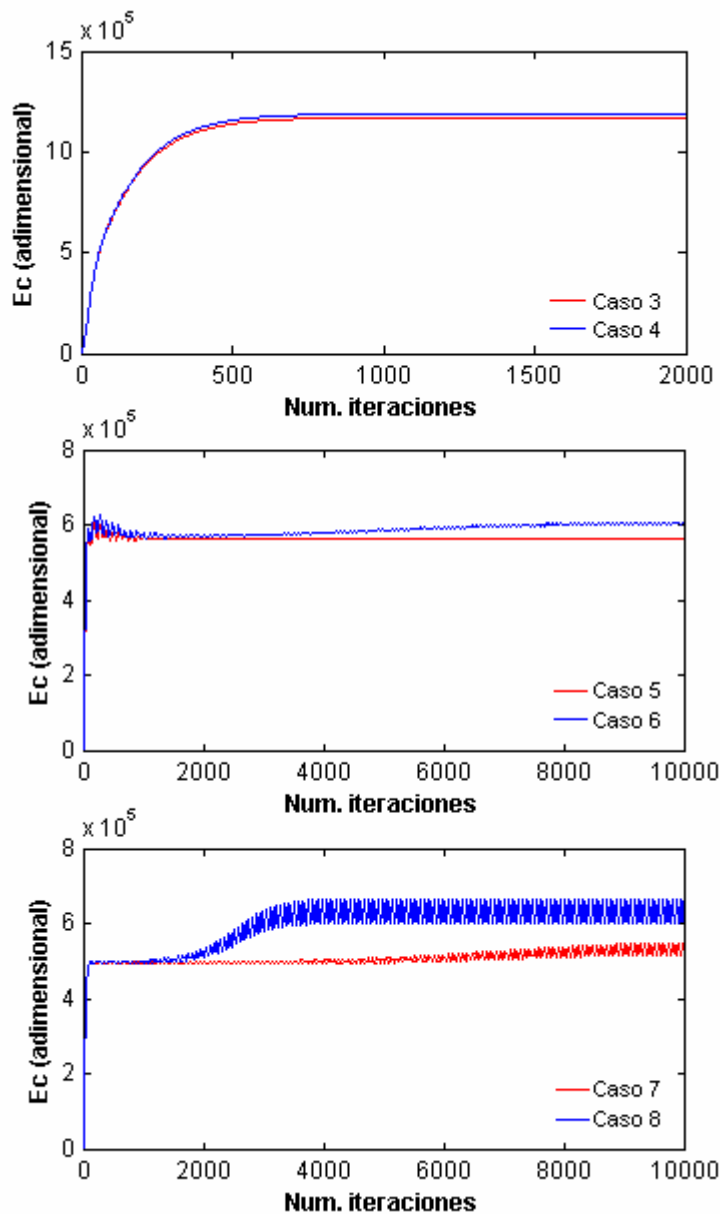


Figura 4.6 Casos 3-8: Vorticidad potencial adimensional (0 a 800 m).



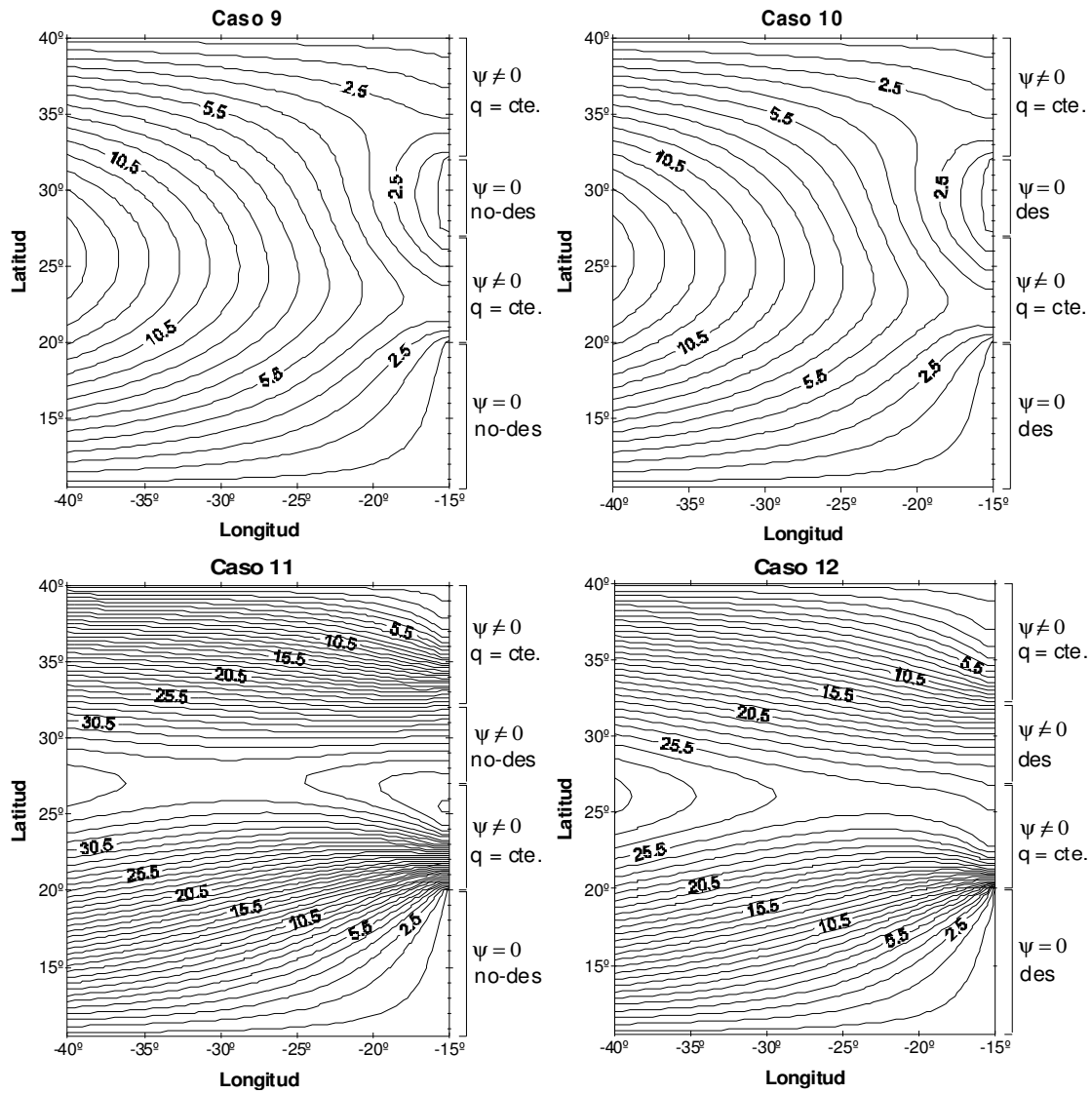
**Figura 4.7** Casos 3 a 8: Energía cinética adimensional.

En la Figura 4.8 se expone la función de corriente obtenida para los Casos 9 a 12 descritos en la Tabla 4.3. En los Casos 9 y 10 el borde oriental se ha dividido en cuatro subregiones tanto para la función de corriente como para la vorticidad. La única diferencia entre ambos casos es la aplicación de la condición de no-deslizamiento (Caso 9) o deslizamiento (Caso 10) entre  $10^{\circ}\text{N}$ - $20^{\circ}\text{N}$  y entre  $27^{\circ}\text{N}$ - $32^{\circ}\text{N}$ . Los resultados obtenidos son muy similares, observándose la entrada de aproximadamente 2.5 Sv hacia la zona de costa a unos  $35^{\circ}\text{N}$ , su posterior recirculación en un bucle relativamente grande, que podría interpretarse como la

separación del flujo cerca de Cabo Ghir (a unos 33°N), su reincorporación al océano costero al sur de las Islas Canarias y su separación definitiva cerca de Cabo Blanco (a unos 20°N). Se han analizado casos equivalentes combinando las condiciones de deslizamiento y no-deslizamiento en las dos franjas mencionadas, obteniéndose resultados muy parecidos. En ambos casos la energía cinética del sistema alcanza un equilibrio estable.

Finalmente, en los Casos 11 y 12 se han utilizado las mismas condiciones para la vorticidad que en los Casos 9 y 10, respectivamente, y las mismas condiciones para la función de corriente que en los Casos 5 y 6. Los resultados obtenidos son similares e irrealistas, donde prácticamente todo el transporte de volumen que circula a lo largo del giro subtropical se ve forzado a entrar hacia el océano costero. Al realizar diferentes combinaciones de las condiciones de deslizamiento y no-deslizamiento se obtienen resultados similares. Como se puede apreciar en la Figura 4.10, ambos casos son estables.

La vorticidad potencial representada en la Figura 4.9 corresponde a los Casos 9 a 12 y muestra claramente las distintas franjas impuestas de vorticidad potencial constante.



**Figura 4.8** Casos 9-12: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m), obtenido a partir del modelo adimensional. El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa 0.5 Sv).

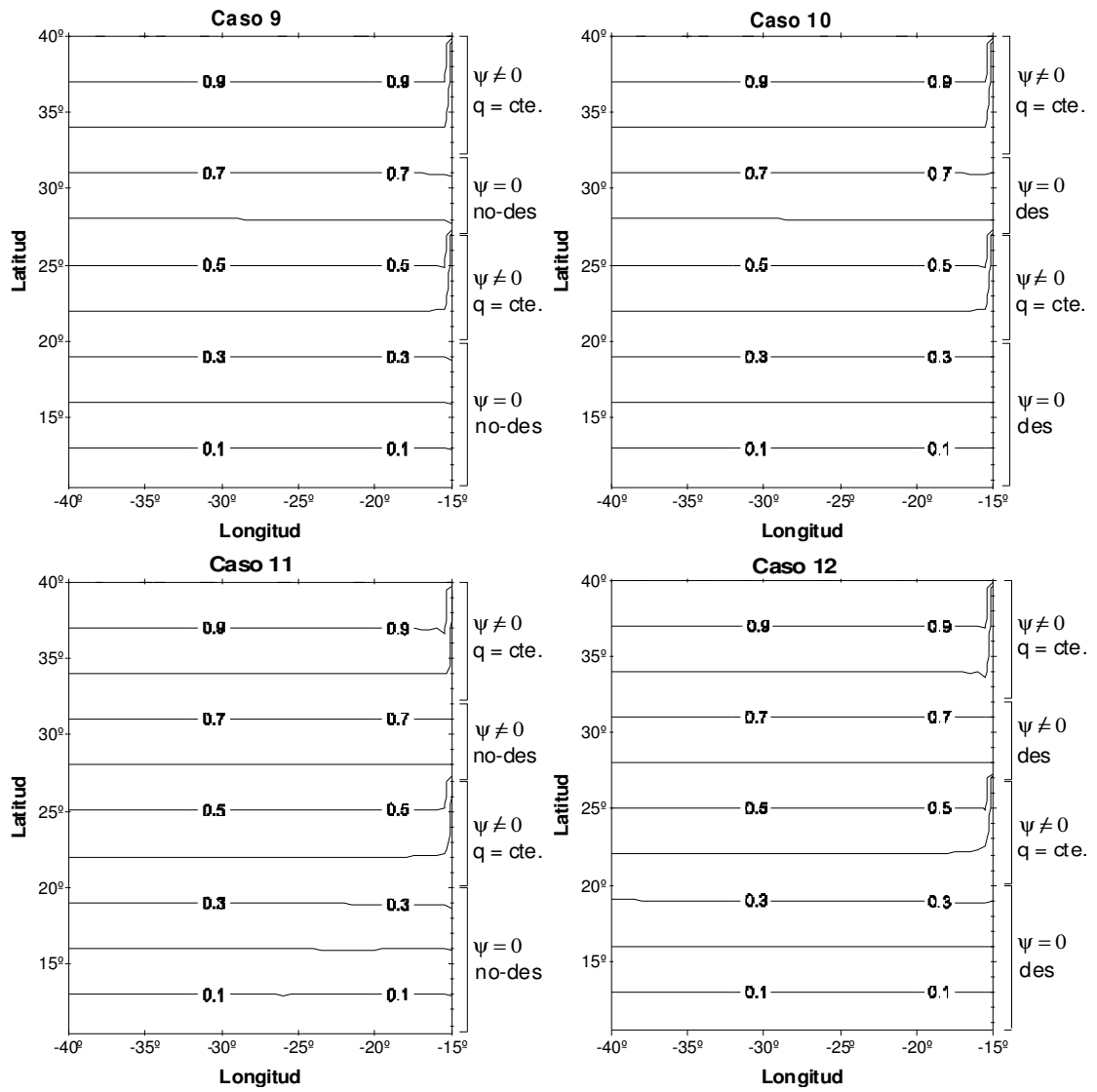
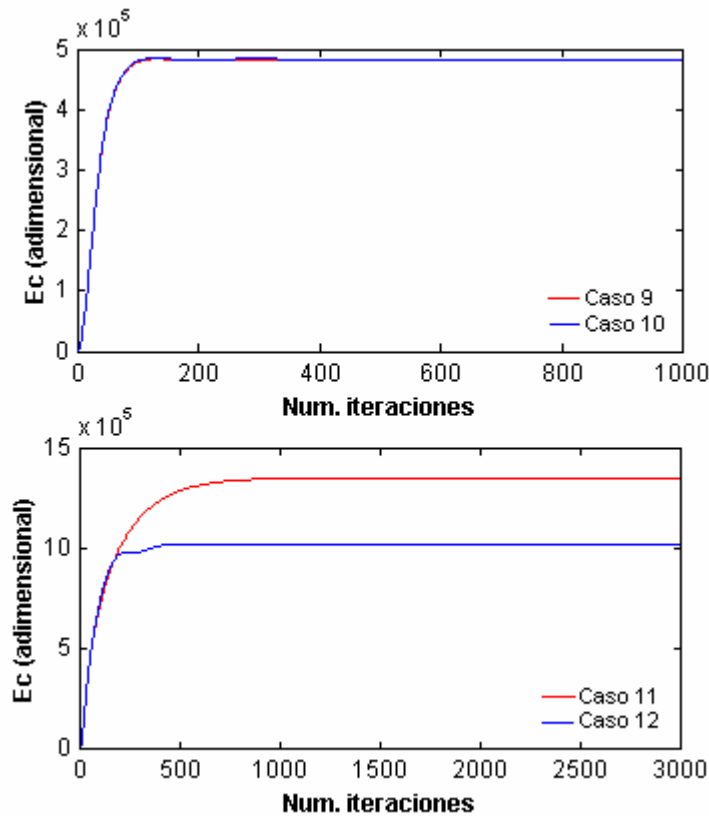


Figura 4.9 Casos 9-12: Vorticidad potencial adimensional (0 a 800 m).



**Figura 4.10** Casos 9 a 12: Energía cinética adimensional.

#### 4.2.2.1 Nuevos casos

Los Casos 3 y 5 se han seleccionado para realizar distintas pruebas modificando los límites meridionales de las subregiones consideradas en el borde oriental. En la Figura 4.11 se ilustran los casos más representativos, que corresponden a las condiciones de contorno de la Tabla 4.4. Las dos gráficas superiores muestran variaciones del Caso 3, donde la franja del contorno oriental en la que se ha aplicado la condición de flujo no nulo es más estrecha, estando comprendida entre  $30^{\circ}\text{N}$ - $40^{\circ}\text{N}$  y entre  $25^{\circ}\text{N}$ - $40^{\circ}\text{N}$  para el Caso 3.1 y el Caso 3.2, respectivamente. Al comparar los resultados con el Caso 3 de la Figura 4.6, se puede apreciar que al aumentar la extensión de esta subregión se permite la recirculación de un volumen de agua mayor en la región costera. En el Caso 3.1, que podría considerarse algo más realista, se observa la recirculación de unos 5.5 Sv hacia y desde la zona costera. Los Casos 3 y 3.2, por su parte, presentan una recirculación de agua irreal y desproporcionada.

Las tres gráficas inferiores son variantes del Caso 5. En los Casos 5.1 y 5.2 se han mantenido las mismas condiciones para la vorticidad que en el Caso 5, pero se ha impuesto la condición de flujo normal no-nulo entre  $30^{\circ}\text{N}$ - $40^{\circ}\text{N}$  y  $25^{\circ}\text{N}$ - $40^{\circ}\text{N}$ , respectivamente. Se puede ver que al reducir la extensión meridional de la subregión superior la cantidad de agua que recircula en la zona es menor. En este caso los resultados son algo más realistas y también muestran un incremento en la entrada de agua hacia la región costera al aumentar la extensión de la subregión superior. Como se observa en la Figura 4.13, ambos casos son estables.

La única diferencia entre el Caso 5.3 y el Caso 5 es que en el Caso 5.3 se ha asumido que la vorticidad relativa se hace cero en la latitud crítica, lo cual corresponde a la tercera opción para las nuevas condiciones de contorno dinámicas descritas en el Capítulo 3. Como ya se comentó en el mencionado capítulo, en este caso la condición de vorticidad potencial constante viene dada por la ecuación [66], como si al sur de la latitud crítica se hubiese impuesto la condición de deslizamiento. No es de extrañar, por tanto, que los resultados del Caso 5.3 sean análogos a los del Caso 6. En este caso, al igual que en el Caso 6, la energía cinética no se hace constante, sino que después de un gran número de iteraciones presenta oscilaciones de pequeña amplitud en torno a un valor medio.

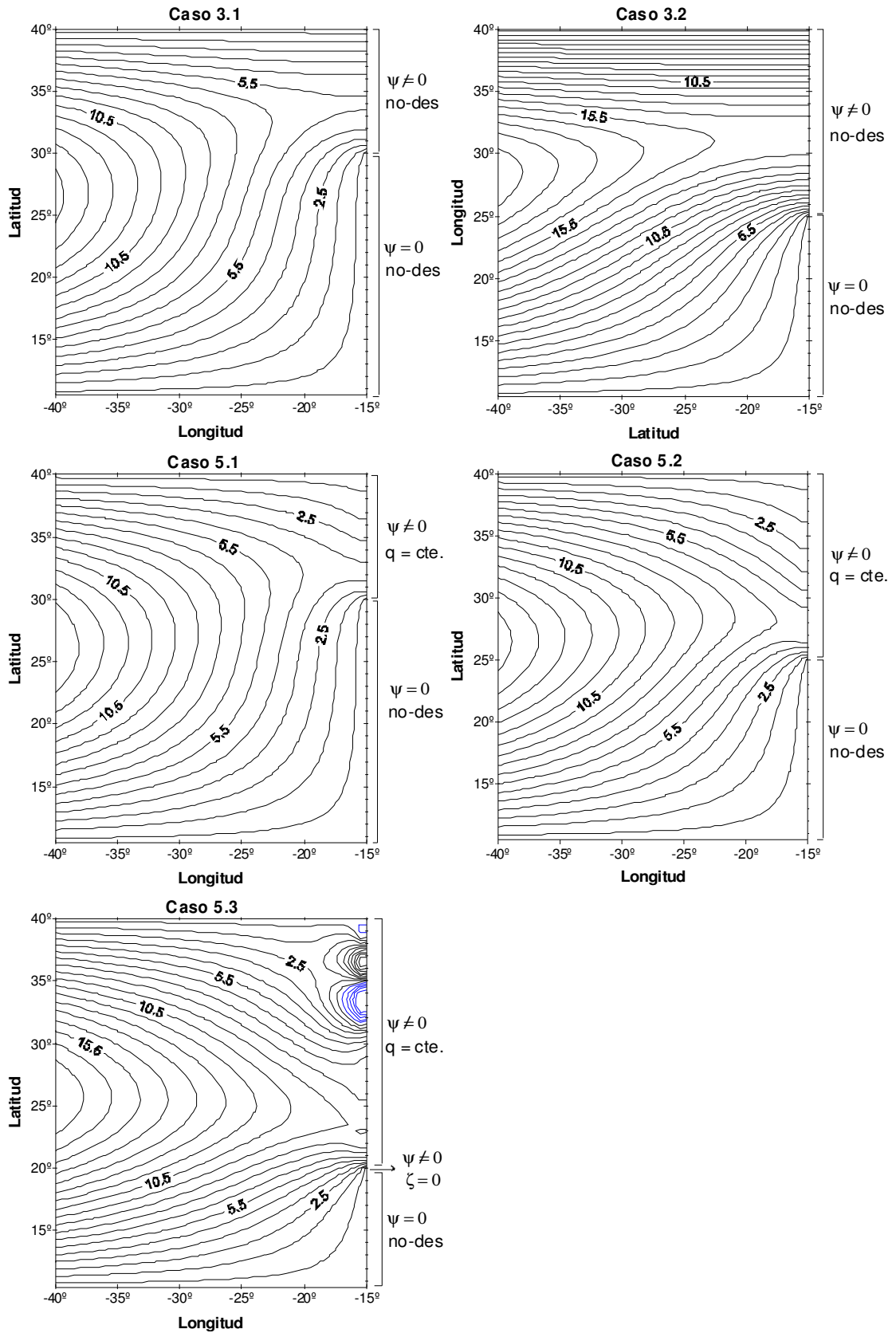
Caso	Función de corriente	Vorticidad
3.1	30-40°N: $\psi \neq 0$ 10-30°N: $\psi = 0$	no-des
3.2	25-40°N: $\psi \neq 0$ 10-25°N: $\psi = 0$	no-des
5.1	30-40°N: $\psi \neq 0$ 10-30°N: $\psi = 0$	30-40°N: $q = \text{cte.}$ 10-30°N: no-des
5.2	25-40°N: $\psi \neq 0$ 10-25°N: $\psi = 0$	25-40°N: $q = \text{cte.}$ 10-25°N: no-des
5.3	20-40°N: $\psi \neq 0$ 10-20°N: $\psi = 0$	21-40°N: $q = \text{cte.}$ 20°N: $\zeta = 0$ 10-19°N: no-des

**Tabla 4.4** Condiciones de contorno del borde oriental – Estudio de sensibilidad. Nuevos casos.

**Acrónimos:**

- $\psi = 0$ : flujo normal nulo
- $\psi \neq 0$ : flujo normal no nulo
- no-des: no-deslizamiento
- des: deslizamiento
- $q = \text{cte.}$ : vorticidad potencial constante
- $\zeta = 0$ : vorticidad relativa nula





**Figura 4.11** Variantes de los Casos 3 y 5: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m), obtenido a partir del modelo adimensional. El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa 0.5 Sv). Las líneas azules indican sentido ciclónico.

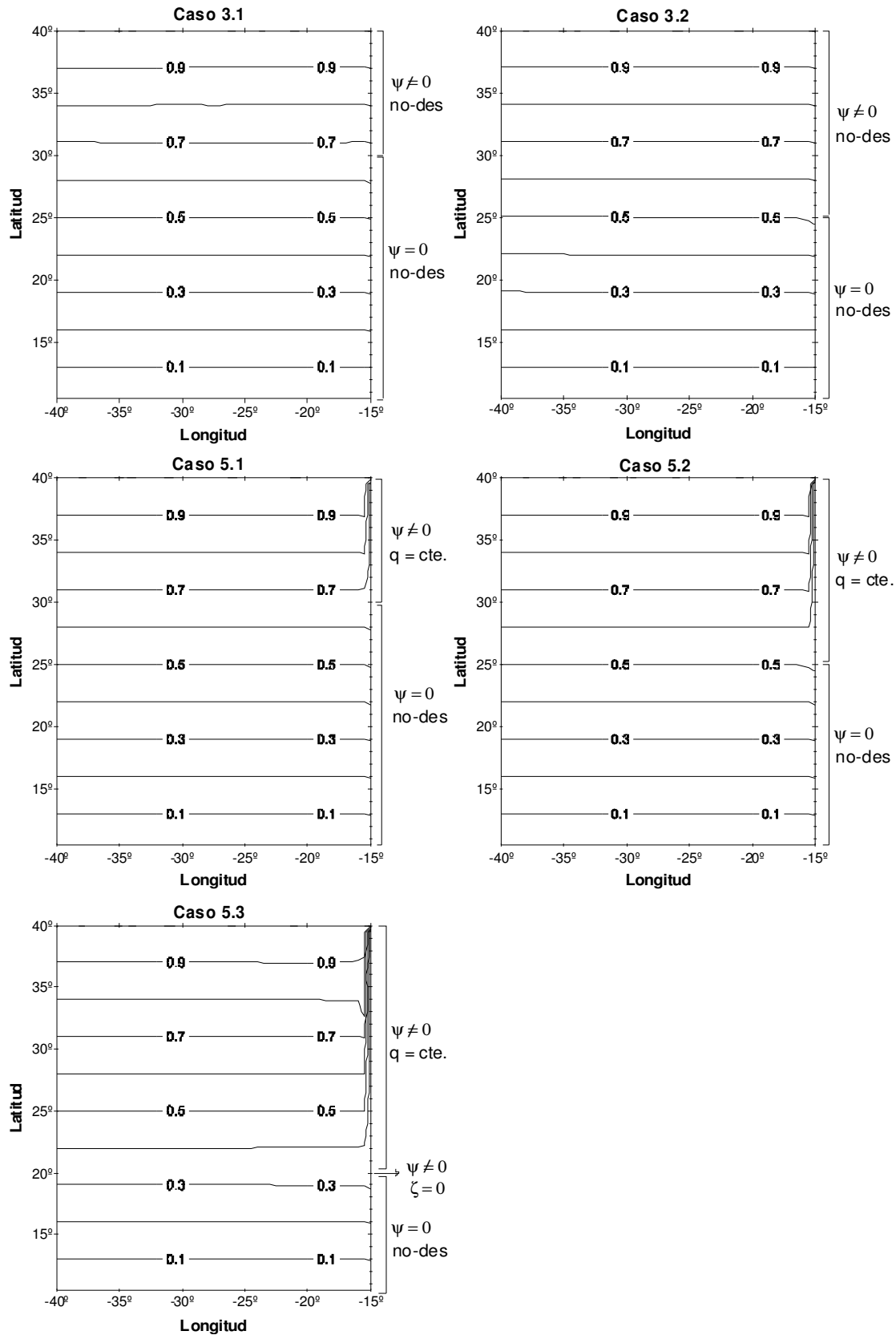
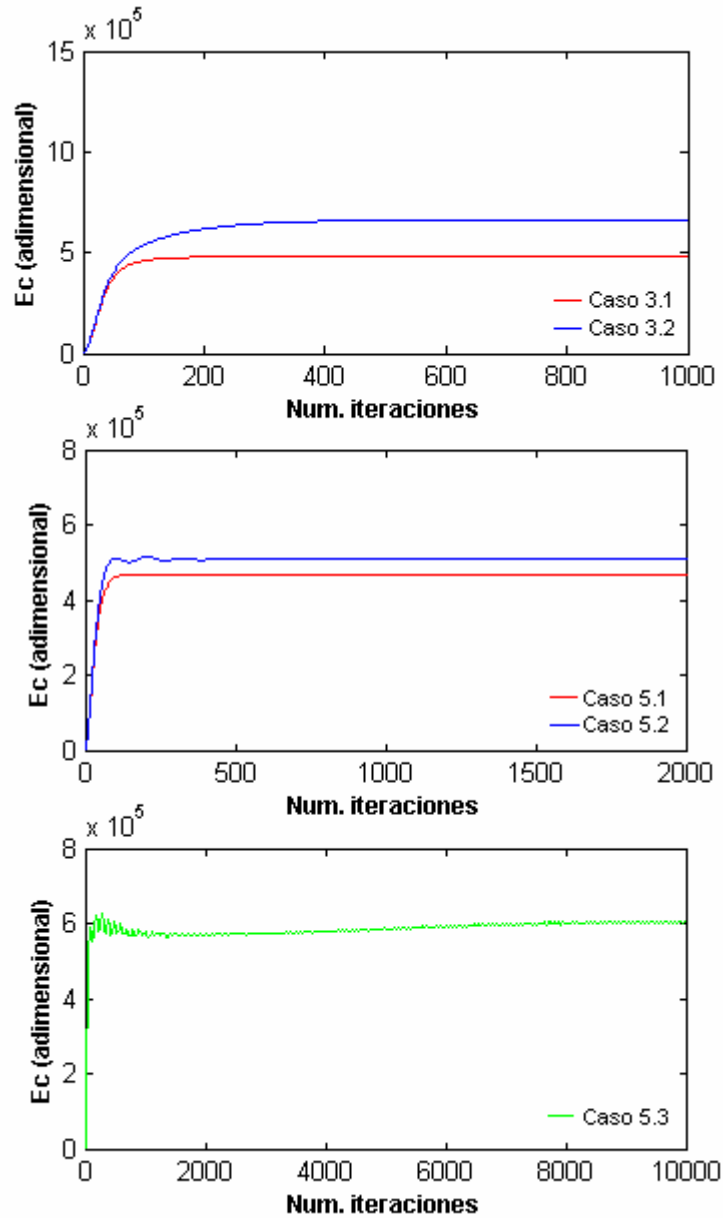


Figura 4.12 Variantes de los Casos 3 y 5: Vorticidad potencial adimensional (0 a 800 m).



**Figura 4.13** Variantes de los Casos 3 y 5: Energía cinética adimensional.

#### 4.2.2.2 Resumen

Del análisis de sensibilidad llevado a cabo, se destaca la importancia de las condiciones de contorno tanto en la dinámica de la parte oriental del giro como en la estabilidad del sistema. Por un lado, se ha observado que al modificar las condiciones de contorno del borde oriental e incluir por tanto la influencia del sistema de afloramiento costero, el patrón de circulación en esa zona del giro se ve fuertemente modificado, mostrando entradas y salidas de agua hacia y desde la zona costera. Este comportamiento sugiere que el afloramiento puede

comprimir el giro hacia el este, presentando corrientes más intensas de lo que indica el modelo clásico de circulación. Varios de los casos expuestos son claramente irrealistas, lo cual sugiere que uno debe ser cauteloso a la hora de establecer las condiciones de contorno.

Cabe destacar también que el efecto de las nuevas condiciones de contorno sobre la vorticidad potencial se ve restringido a una región zonalmente muy estrecha en comparación con los cambios observados en el patrón de circulación. En algunos casos podría parecer que la extensión de esta zona viene dada por la resolución espacial utilizada en la integración numérica de las ecuaciones ( $\Delta x = \Delta y = 0.5^\circ$ ). Se han realizado algunas pruebas disminuyendo el paso de malla, obteniéndose resultados análogos.

Finalmente, se ha observado que en general la energía cinética del sistema es menor y se estabiliza antes en aquellos casos donde se han utilizado condiciones de contorno de no-deslizamiento frente a las condiciones de deslizamiento. Este comportamiento sugiere que la fricción con el contorno actúa como un mecanismo de disipación de la energía cinética del sistema.

Se han seleccionado los Casos 5 y 9 por considerarse que constituyen situaciones más realistas en cuanto al patrón de circulación obtenido en la parte oriental del giro. En las Figuras 4.14, 4.15 y 4.16 se representan los resultados obtenidos con los Casos 1, 5 y 9 para todo el giro subtropical. Dichas figuras ilustran claramente la influencia de las condiciones de contorno orientales tanto en la circulación como en la distribución de la vorticidad en la parte oriental del giro. El resto de la cuenca no presenta cambios significativos con respecto al uso de las condiciones de contorno estándar.

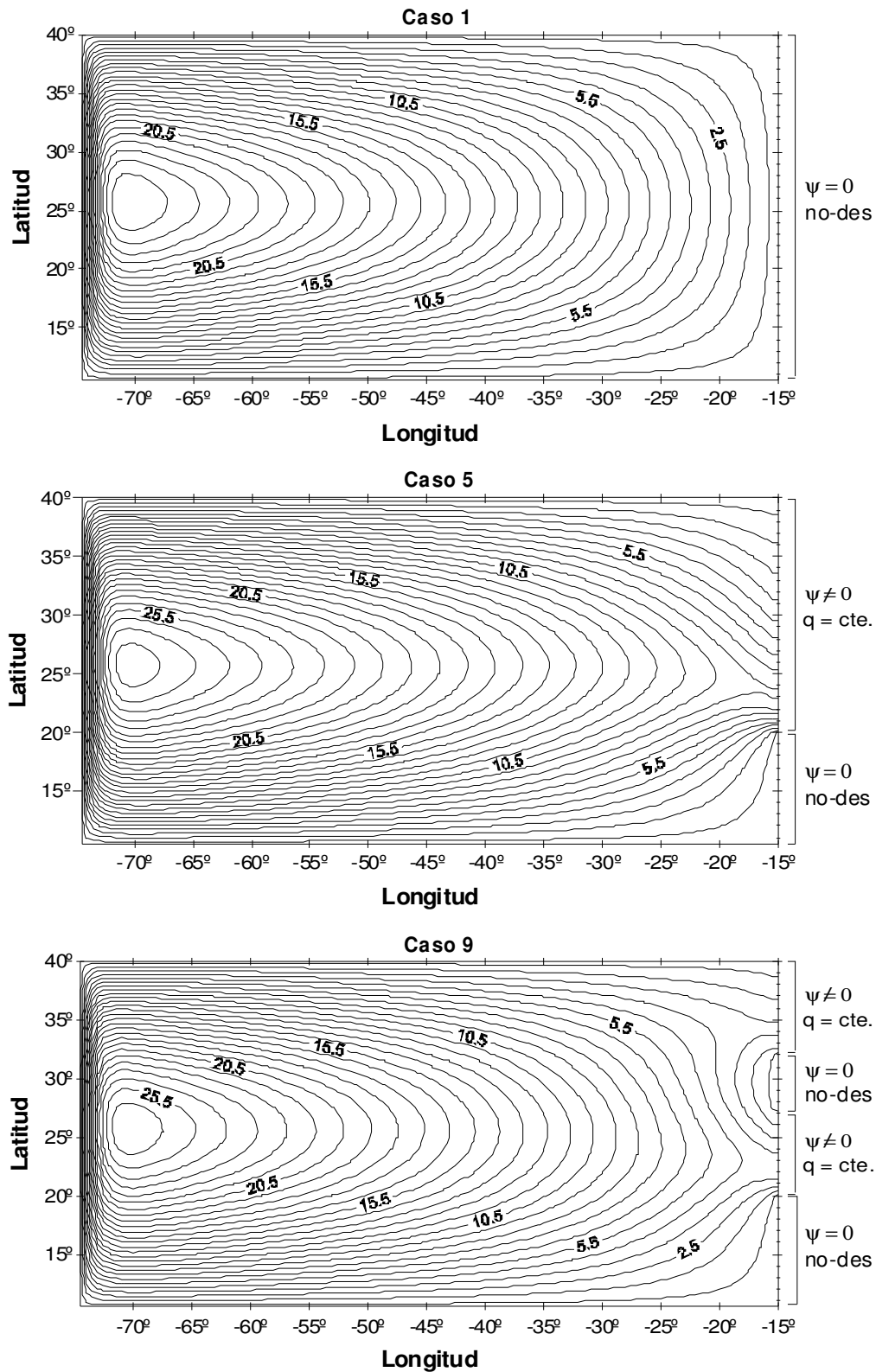
En la Figura 4.14 se observa cómo el flujo que sale hacia la región costera en el Caso 5 lo hace en la dirección sureste. En el Caso 9, sin embargo, el flujo dirigido hacia costa por la parte superior de la cuenca lo hace prácticamente perpendicular al contorno, girando hacia el sureste en latitudes más al sur.

Las líneas de vorticidad potencial, por su parte (Figura 4.15) están, en todos los casos, dominadas por la vorticidad planetaria y sólo se ven distorsionadas

---

cerca del borde oriental, en aquellas franjas donde se ha impuesto la condición de vorticidad potencial constante. Así, en el Caso 5 se aprecia una banda meridional de vorticidad potencial constante en el contorno este, mientras que en el Caso 9 aparecen dos franjas.

En la Figura 4.16 se representa la vorticidad relativa para los tres casos seleccionados. Las únicas diferencias con respecto al caso estándar (Caso 1) se observan en la parte este del giro, donde la capa límite de vorticidad positiva se ha visto segmentada por la aparición de franjas de vorticidad negativa, como consecuencia de la influencia del chorro costero sobre la circulación del océano interior.



**Figura 4.14** Casos 1, 5 y 9: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m), obtenido a partir del modelo adimensional. El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa 0.5 Sv).

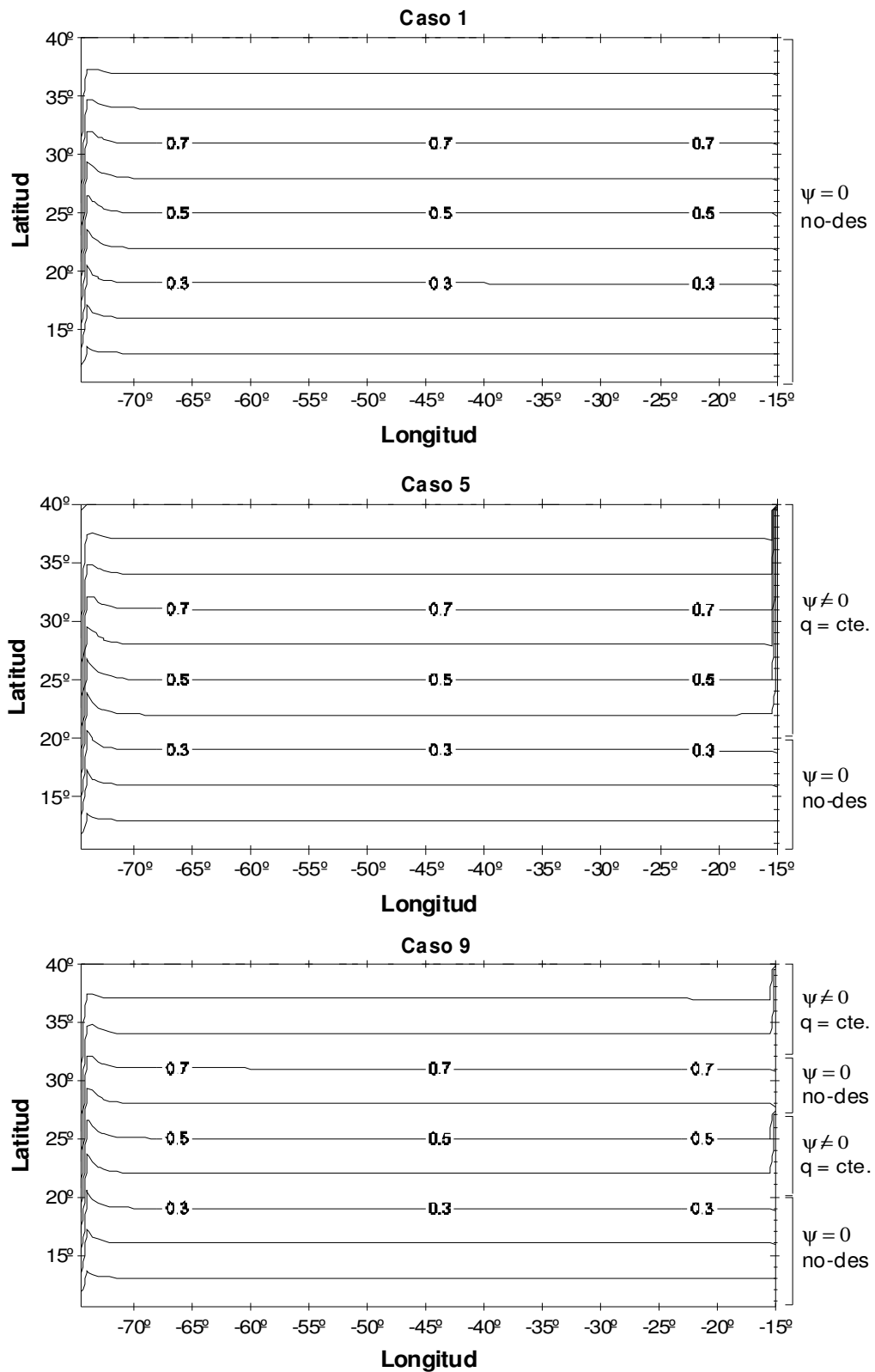


Figura 4.15 Casos 1, 5 y 9: Vorticidad potencial adimensional (0 a 800 m).

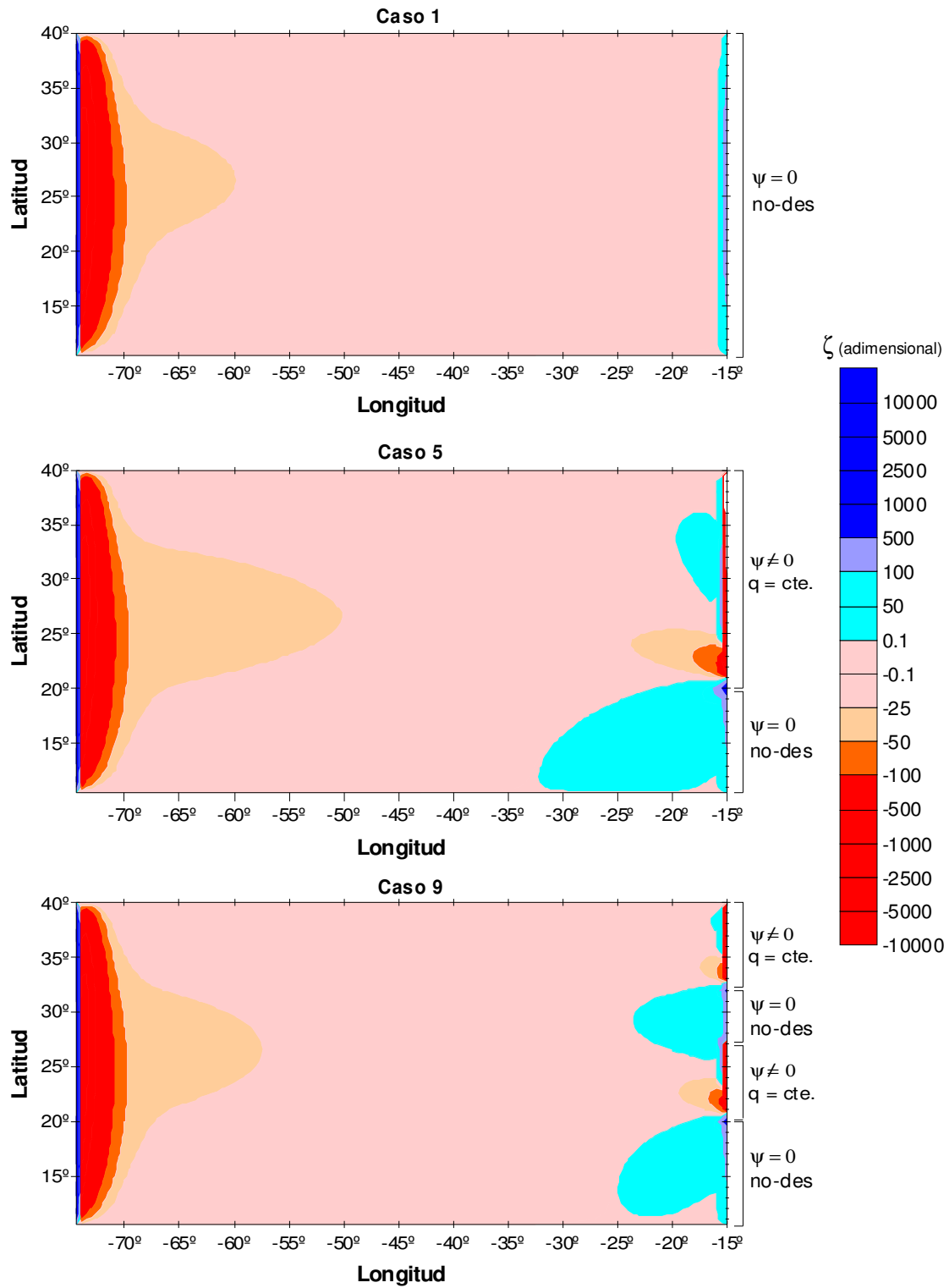


Figura 4.16 Casos 1, 5 y 9: Vorticidad relativa adimensional (0 a 800 m).



### 4.3 Ecuaciones adimensionales – campo de vientos estacional

Los tres casos seleccionados (1, 5 y 9) se han utilizado para estudiar el efecto de la variabilidad estacional del campo de vientos sobre la circulación en la parte oriental de la cuenca. Para ello se han implementado los valores correspondientes de  $\tau_0$  (Tabla 4.1) en las ecuaciones [78] y [79], representativas de las condiciones de verano e invierno respectivamente.

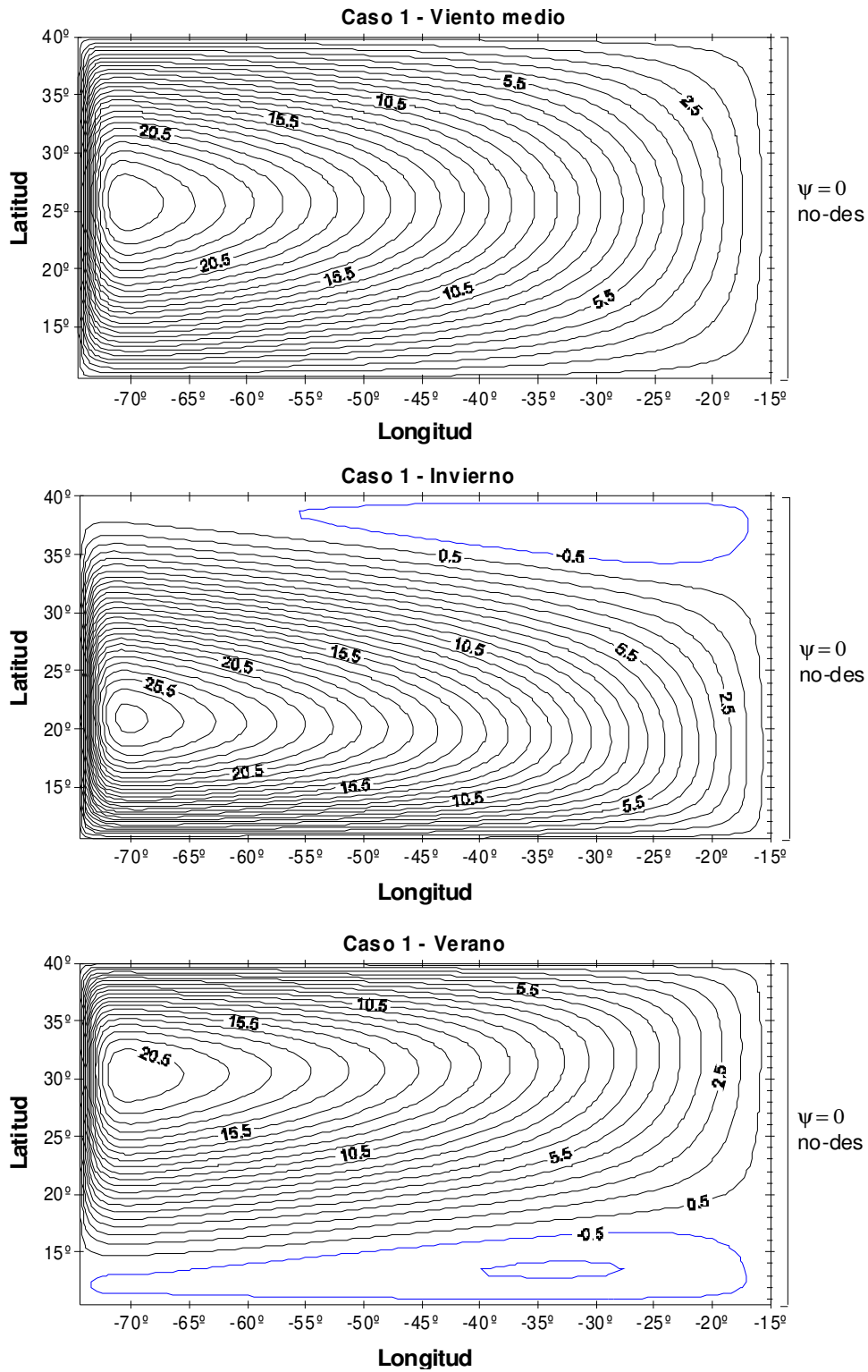
Las gráficas de vorticidad potencial no se mostrarán, ya que no presentan ninguna variación con respecto a las condiciones medias del campo de vientos.

#### Caso 1

Las Figuras 4.17 y 4.18 muestran, respectivamente, la función de corriente y la vorticidad relativa adimensional correspondientes al Caso 1 para el campo de vientos medio (panel superior), invernal (panel intermedio) y estival (panel inferior). En la Figura 4.17 se observa un incremento en el transporte de volumen en todo el giro subtropical durante el invierno debido a la mayor intensidad de la tensión de arrastre del viento. En verano, por su parte, el transporte es menor. La simetría latitudinal característica de las condiciones medias de viento se rompe en ambas estaciones debido a la aparición de un bucle ciclónico al norte de la cuenca en invierno y al sur en verano que comprime latitudinalmente el giro subtropical. Así, en invierno el giro se ve desplazado hacia el sur unos  $7^\circ$  en su parte oriental y algo menos de la mitad en su parte occidental. En verano se observa el efecto contrario, estando el giro comprimido hacia el norte, principalmente en la parte oriental. Este comportamiento responde al patrón estacional del rotacional de la tensión de arrastre del viento representado en la Figura 3.7, que se había desplazado unos  $7.5^\circ$ .

La vorticidad relativa, por su parte, corrobora el patrón de circulación, mostrando valores positivos en la zona de circulación ciclónica (ver Figura 4.18). En verano se observa, además, un pico de vorticidad negativa al noroeste de la cuenca, debido a la intensificación de la circulación (anticiclónica) en esta zona,

como se observa por lo juntas que están las líneas de corriente. En invierno dicho pico está situado al suroeste del dominio.



**Figura 4.17** Caso 1: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m). El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa  $\pm 0.5$  Sv). Las líneas azules indican sentido ciclónico.

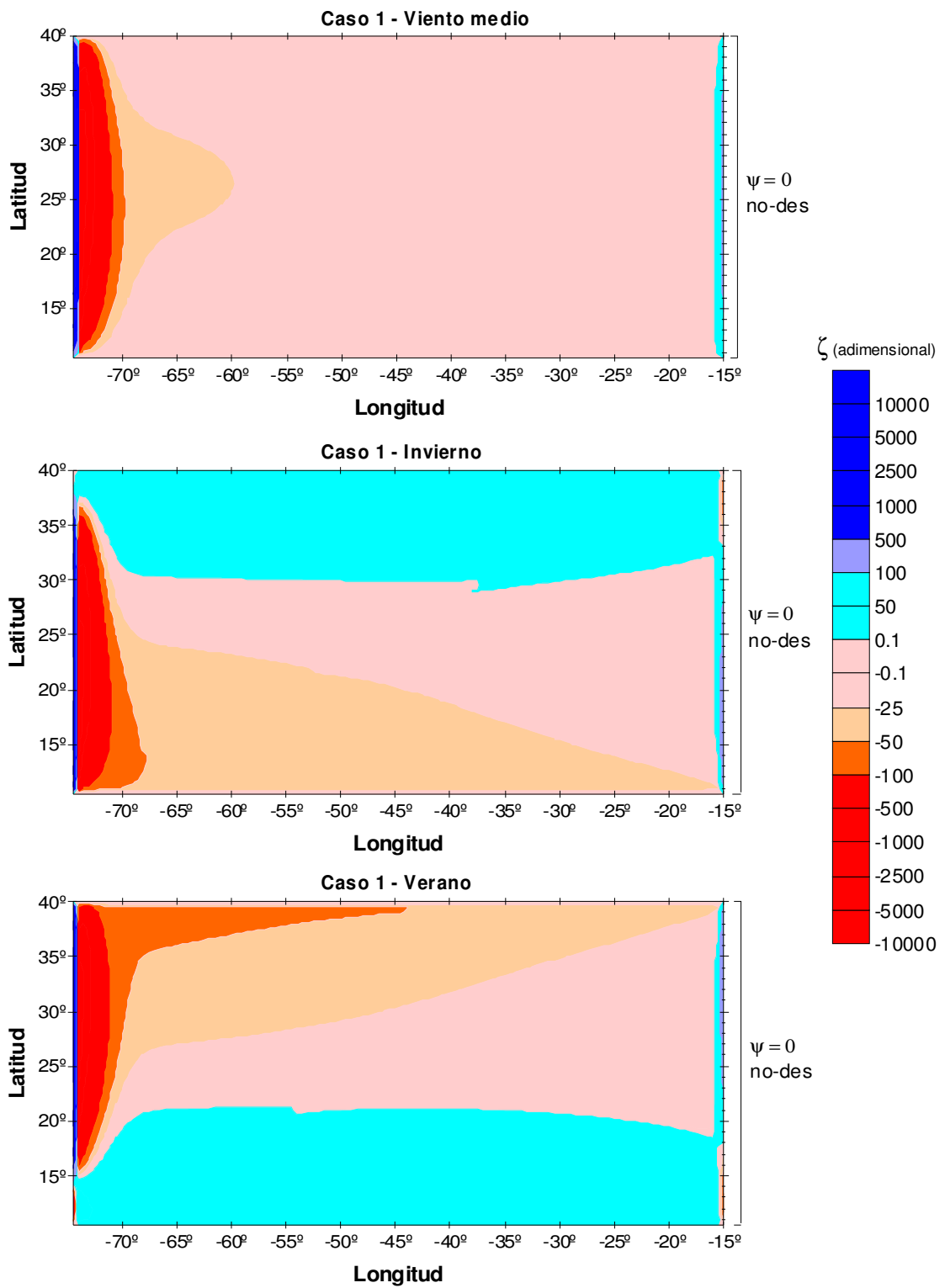


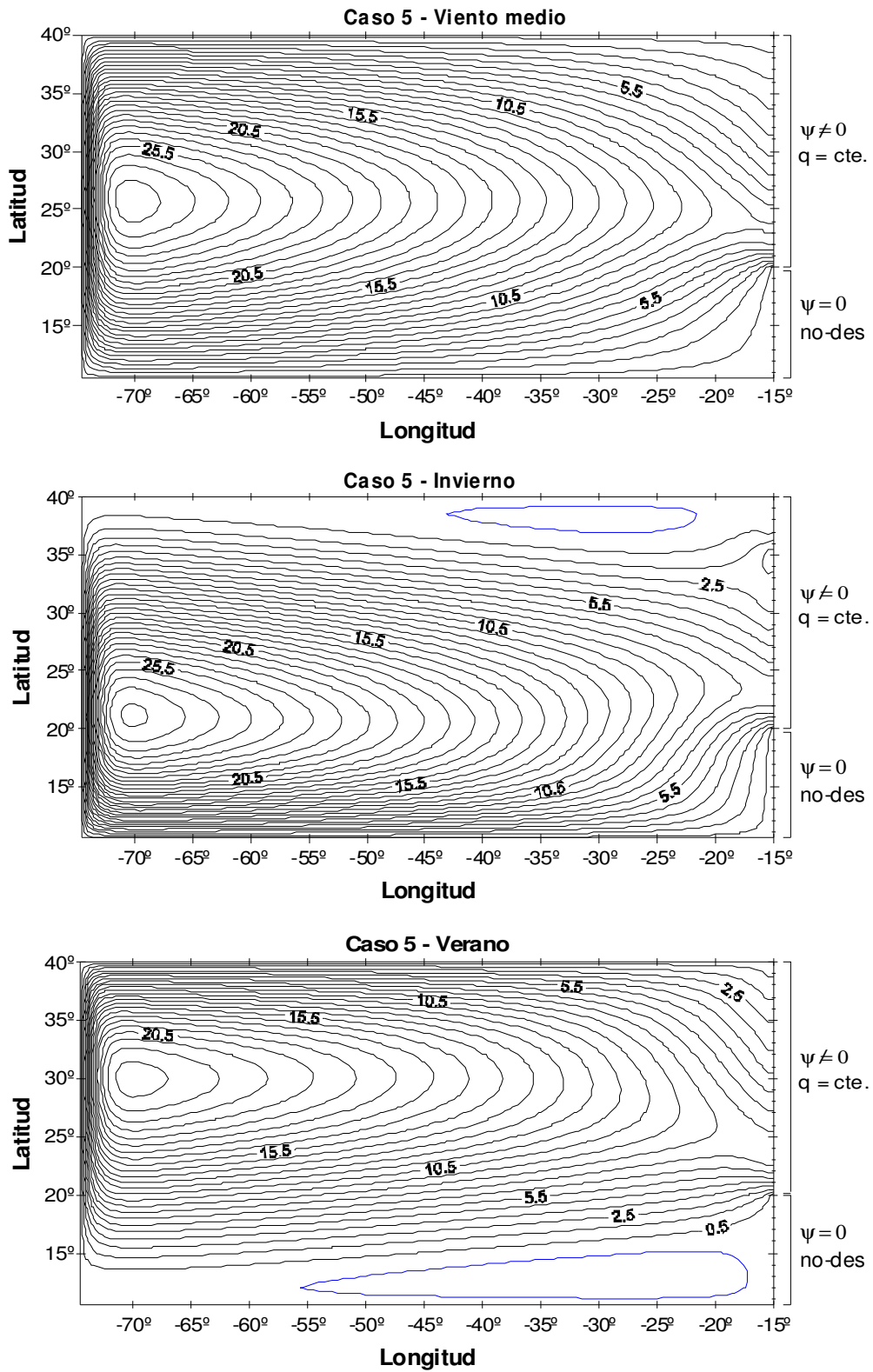
Figura 4.18 Caso 1: Vorticidad relativa adimensional (0 a 800 m).

### **Caso 5**

El Caso 5 presenta las mismas variaciones estacionales descritas para el Caso 1, aunque en este caso el giro ciclónico es menor, por lo que la extensión latitudinal del giro subtropical es mayor (Figura 4.19). Los cambios cualitativos en el patrón de circulación son más drásticos que para el Caso 1. En invierno se observa un pequeño bucle anticiclónico situado a unos  $35^\circ$  de latitud, que transporta aproximadamente 2.5 Sv. Al norte de dicho bucle las líneas de corriente se curvan hacia el noreste, mostrando la salida de unos 1.5 Sv hacia el océano interior. El flujo que se dirige hacia costa al sur de  $35^\circ\text{N}$ , aunque dirigido hacia el sureste, tiene una componente zonal más importante que la observada para el campo de vientos medio. En invierno, además, el desplazamiento hacia el sur del giro es mucho menor que el observado para el Caso 1. En verano las líneas de corriente son muy similares al caso medio, aunque se han visto comprimidas hacia el norte por el bucle ciclónico que aparece al sur de la cuenca, presentando una menor extensión meridional del giro que en invierno.

Pese a que la cantidad total de agua que recircula a lo largo del giro subtropical es mayor que para el campo de vientos medio, en invierno la entrada de agua hacia la región costera es inferior, observándose la recirculación de unos 6.5 Sv entre  $22^\circ\text{N}$  y  $25^\circ\text{N}$  aproximadamente, frente a los 8.5 Sv que se obtienen para las condiciones medias o los 7.5 Sv que resultan en verano. La cantidad total de agua que recircula a lo largo de todo el giro durante la estación estival es menor que para el viento medio.

La vorticidad relativa en este caso (Figura 4.20) también es sensible a la aparición del giro ciclónico estacional y a la consiguiente compresión del giro subtropical, al igual que se vio en el Caso 1. En el borde oriental, sin embargo, su valor viene dado por las condiciones de contorno impuestas, independientemente del campo de vientos.



**Figura 4.19** Caso 5: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m). El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa  $\pm 0.5$  Sv). Las líneas azules indican sentido ciclónico.

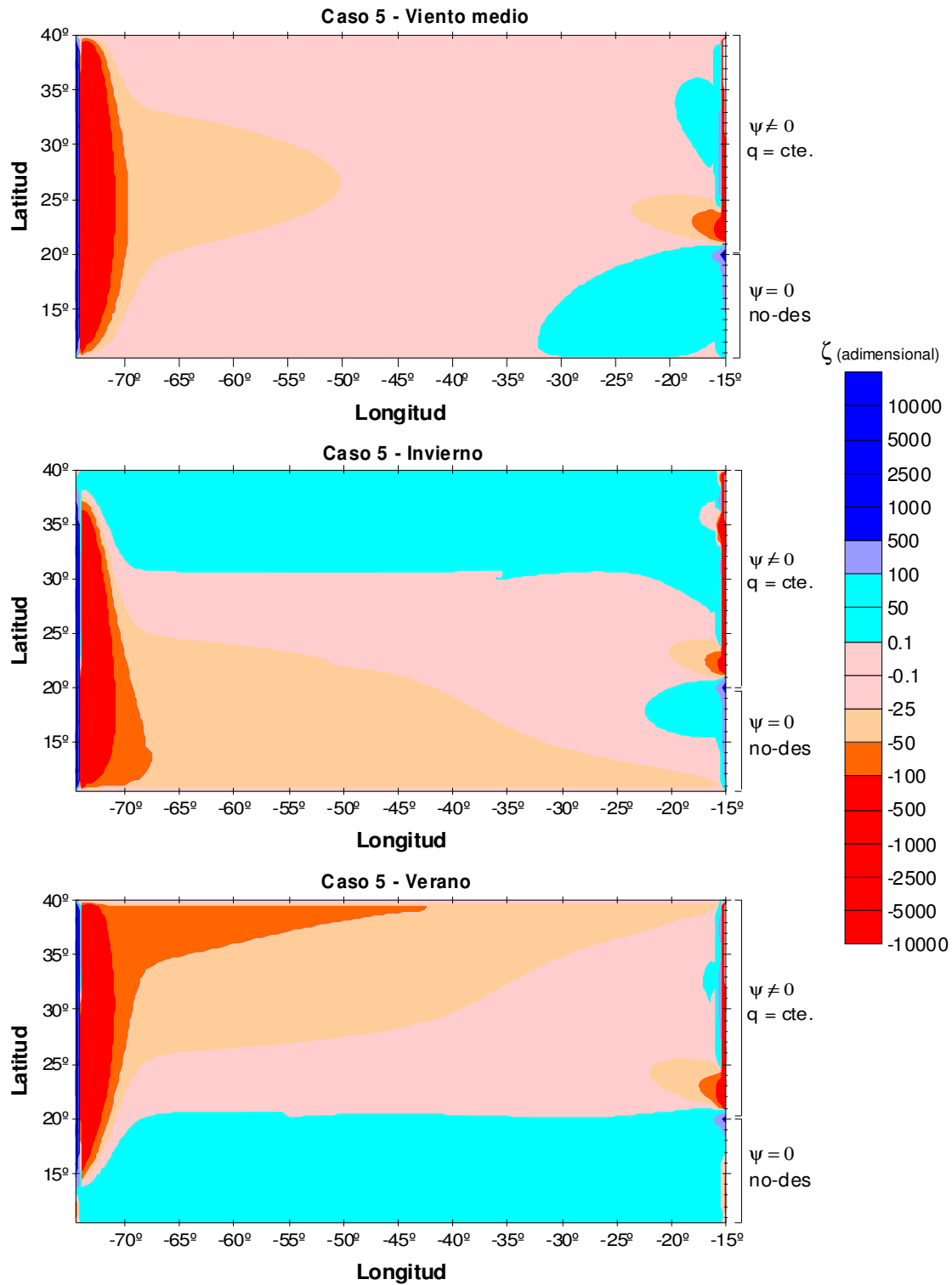


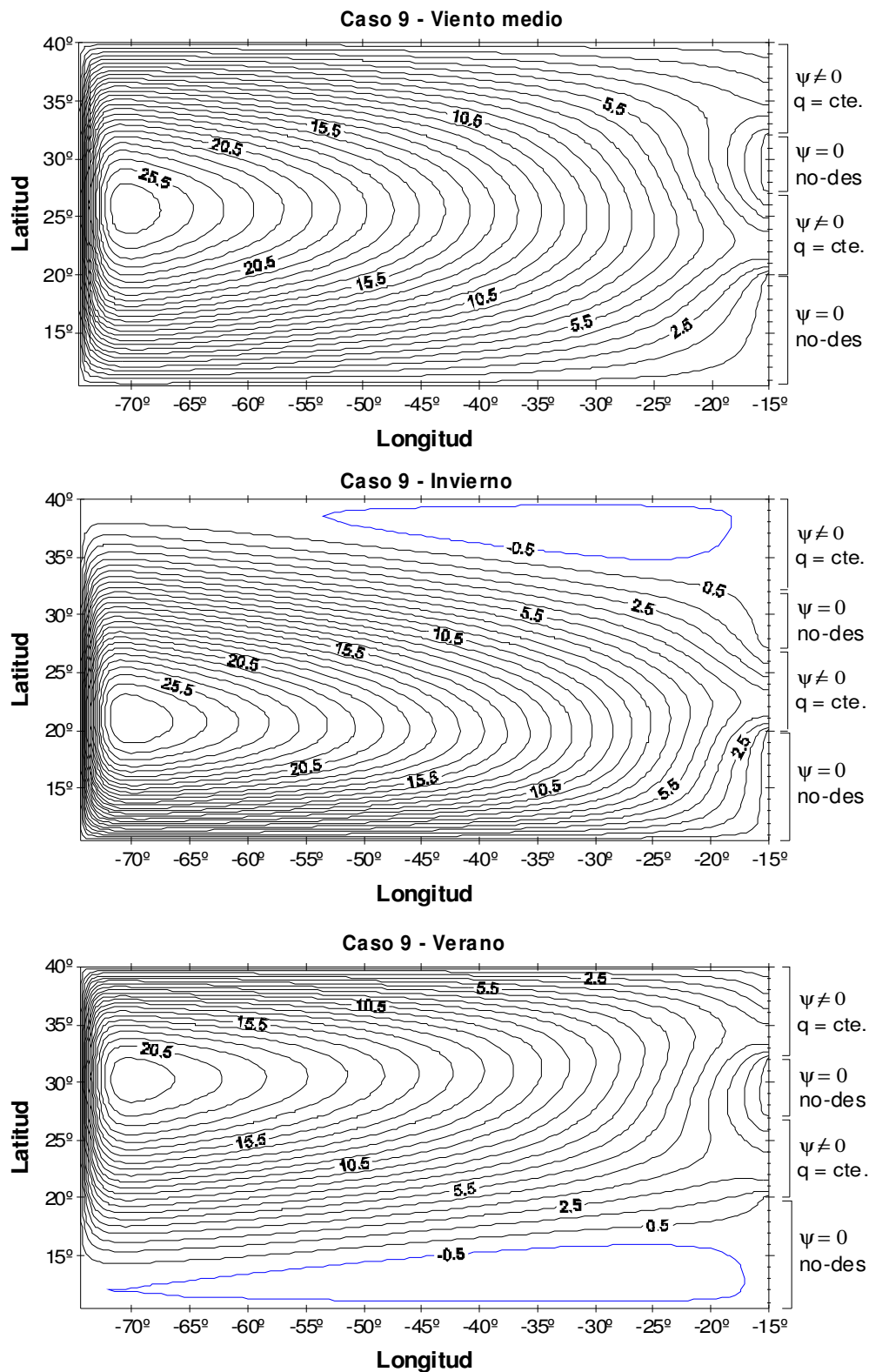
Figura 4.20 Caso 5: Vorticidad relativa adimensional (0 a 800 m).

### **Caso 9**

En las Figuras 4.21 y 4.22 se ilustran los resultados obtenidos para el Caso 9. El patrón de circulación (Figura 4.21) muestra una compresión latitudinal similar a la descrita en el Caso 1. Pese a que la cantidad de agua que circula a lo largo del giro aumenta en invierno y disminuye en verano, la cantidad de agua que recircula hacia y desde la franja costera no presenta variaciones estacionales, siendo en los tres casos de unos 3.5 Sv. Sí se observan, sin embargo, diferencias cualitativas en cuanto a la forma de las líneas de corriente, principalmente en invierno. Durante esta estación, la entrada de agua hacia el océano costero se ve desplazada hacia el sur, desapareciendo el bucle de recirculación que se observa entre 25°N y 33°N para el campo de vientos medio. Las líneas de corriente dirigidas hacia costa se han inclinado hacia el sureste.

En verano, sin embargo, el patrón de circulación es más parecido al que se obtiene para el viento medio. Así, también se observa la entrada de unos 2.5 Sv hacia costa cerca de 35°N, su posterior recirculación en un bucle relativamente grande, que podría corresponder a la separación del flujo cerca de Cabo Ghir, su reingreso al océano costero al sur de las Islas Canarias (en este caso salen unos 25 Sv frente a los 3.5 Sv del caso medio) y su separación definitiva cerca de Cabo Blanco. La principal diferencia con respecto al caso medio es que el flujo que se separa cerca de Cabo Blanco lo hace prácticamente perpendicular al contorno, en lugar de estar orientado hacia el suroeste.

La vorticidad relativa (Figura 4.22) no presenta variaciones significativas en la parte oriental del dominio, quedando definida por las condiciones de contorno utilizadas. La única variación estacional significativa se debe a la aparición de vorticidad relativa positiva coincidiendo con la posición del giro ciclónico, así como el aumento de vorticidad negativa al sur/norte de la cuenca debido a la compresión latitudinal del giro en invierno/verano.



**Figura 4.21** Caso 1: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m). El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa  $\pm 0.5$  Sv). Las líneas azules indican sentido ciclónico.



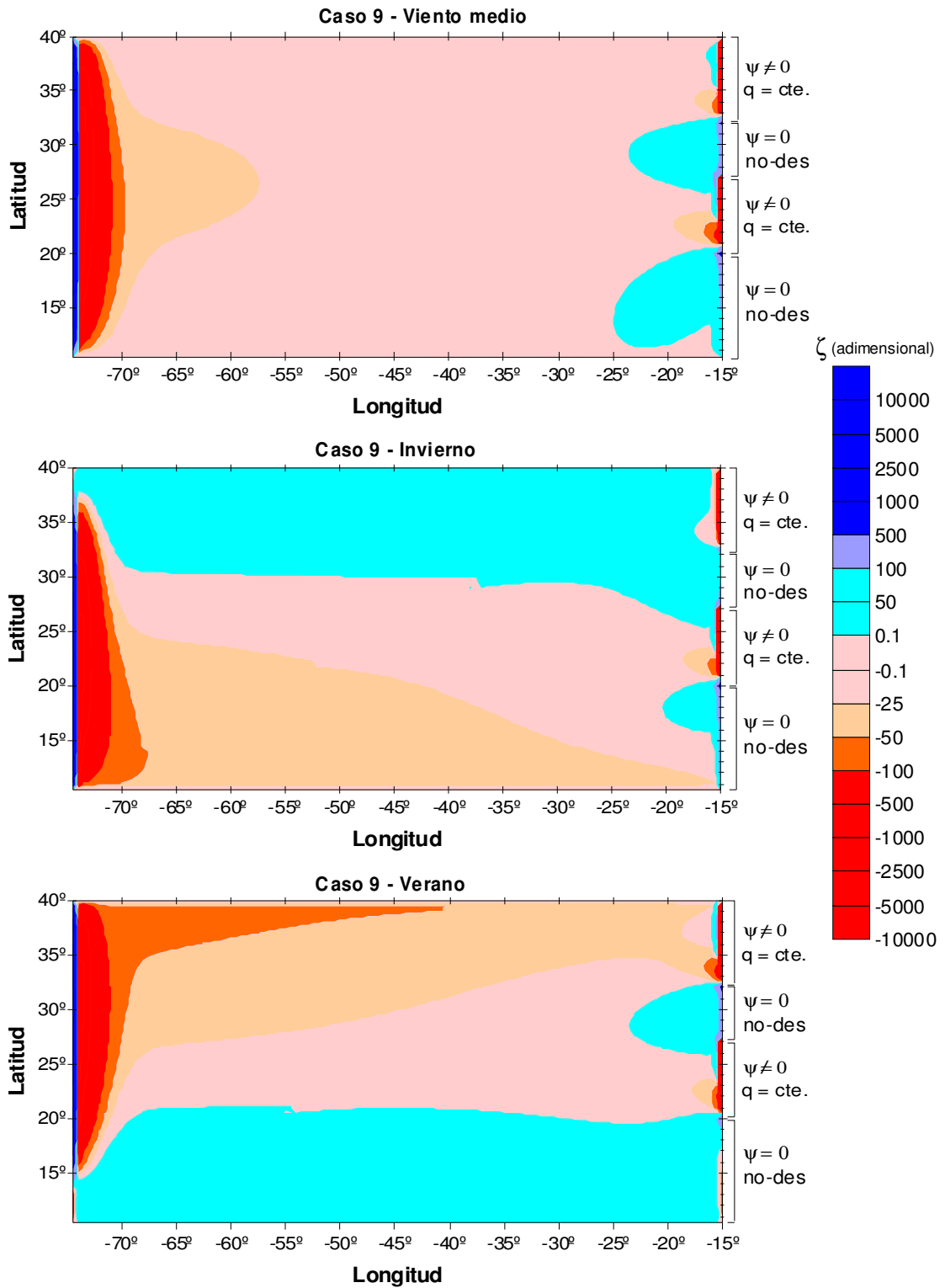


Figura 4.22 Caso 9: Vorticidad relativa adimensional (0 a 800 m).

## **4.4 Ecuaciones adimensionales – salida de agua hacia el Mediterráneo**

Parte del flujo de agua superficial que se dirige hacia la región costera al norte de la Cuenca Canaria se dirige hacia el Mediterráneo. Esta salida de agua se ha querido incorporar en el modelo con el objeto de estudiar su efecto sobre la circulación en la parte oriental de la cuenca. Hay que tener en cuenta, sin embargo, que el modelo utilizado en este trabajo es un modelo barotrópico a gran escala que no es capaz de resolver los complicados mecanismos de intercambio de agua que tienen lugar en el Estrecho de Gibraltar (ver más detalles en el Capítulo 2). Así, la salida de agua hacia el Mediterráneo se ha simulado mediante la modificación de las condiciones de contorno en la esquina superior del borde oriental del dominio, siguiendo los mismos fundamentos teóricos que en los casos anteriores. En este caso, la condición de flujo normal nulo se ha reemplazado por una condición que bien permite (Caso 1.1m) o bien impone la existencia de flujo hacia la región costera. En esta zona, además, se ha impuesto que la vorticidad potencial sea constante, para permitir la existencia de flujo meridional.

### **4.4.1 Estudio de sensibilidad – campo de vientos general**

Como se mencionó en el Capítulo 2, la magnitud del intercambio de agua es difícil de cuantificar, lo cual explica las diferencias encontradas en la literatura. Es por ello que se ha optado por hacer un análisis de sensibilidad utilizando para ello diversos valores. Por un lado, se han utilizado los resultados de Tsimplis y Bryden (2000), que estimaron una salida de agua hacia el Mediterráneo de unos 0.78 Sv, para imponer que el flujo que sale hacia la región costera equivale a dicha cantidad, al doble y a la mitad. Finalmente, se ha impuesto un flujo de 1 Sv, de acuerdo a las estimaciones de Candela (2001).

Para llevar a cabo el estudio de sensibilidad, se han escogido los Casos 1, 5 y 9 descritos en los apartados anteriores.

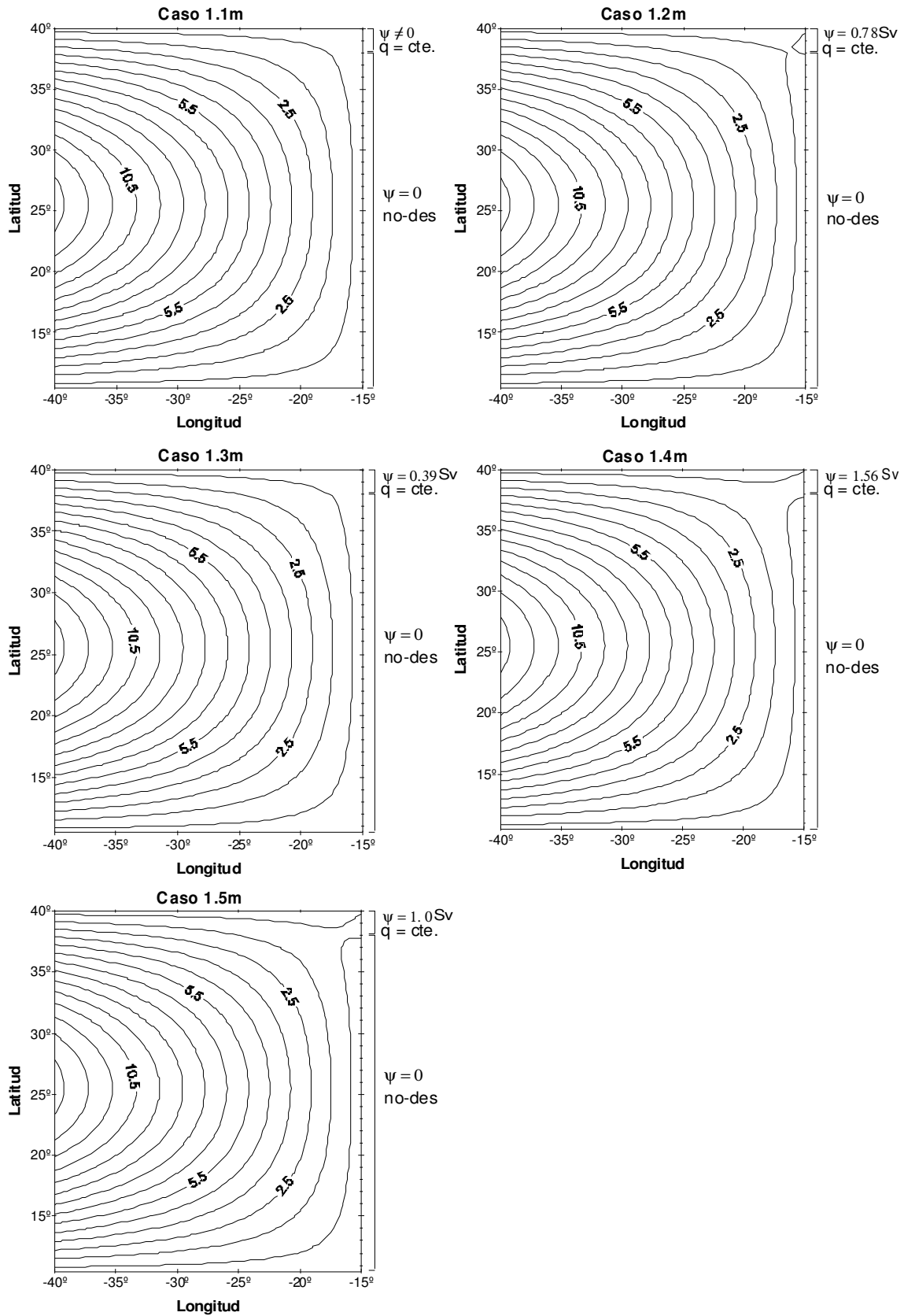
### Variaciones del Caso 1 (CC estándar)

Es este caso de ha empleado el Caso 1 descrito anteriormente, que corresponde a las condiciones de contorno estándar con no-deslizamiento en el borde oriental. Dichas condiciones se han modificado entre 38°N y 40°N para bien permitir (Caso 1.1m) o bien imponer (Casos 1.2m a 1.5m) la salida de flujo hacia la zona costera. Si además se considera que esta franja marca el inicio del chorro de afloramiento costero (ver Capítulo 2) se puede asumir que la vorticidad potencial sea constante. En la Tabla 4.5 se exponen las condiciones de contorno que corresponden a cada caso.

Caso	Función de corriente	Vorticidad
1.1m	38-40°N: $\psi \neq 0$	38-40°N: $q = \text{cte.}$
	10-38°N: $\psi = 0$	10-38°N: no-des
1.2m	38-40°N: $\psi = 0.78 \text{ Sv}$	38-40°N: $q = \text{cte.}$
	10-38°N: $\psi = 0$	10-38°N: no-des
1.3m	38-40°N: $\psi = 0.39 \text{ Sv}$	38-40°N: $q = \text{cte.}$
	10-38°N: $\psi = 0$	10-38°N: no-des
1.4m	38-40°N: $\psi = 1.56 \text{ Sv}$	38-40°N: $q = \text{cte.}$
	10-38°N: $\psi = 0$	10-38°N: no-des
1.5m	38-40°N: $\psi = 1.0 \text{ Sv}$	38-40°N: $q = \text{cte.}$
	10-38°N: $\psi = 0$	10-38°N: no-des

**Tabla 4.5** Condiciones de contorno del borde oriental: Salida de agua hacia el Mediterráneo – Estudio de sensibilidad (Caso 1).

En la Figura 4.23 se muestra la función de corriente obtenida para los casos descritos en la Tabla 4.5. La primera línea de corriente representa 0.5 Sv, siendo el intervalo entre ellas de 1 Sv. Al imponer la condición de flujo normal no nulo (Caso 1.1m) se obtiene la salida de unos 0.25 Sv (no está representado en la gráfica), lo cual es muy inferior a los valores empíricos encontrados en la literatura. A medida que se incrementa el valor dado para el flujo de salida las líneas de corriente que se han representado quedan mejor definidas, observándose la salida de flujo hacia el nordeste. En general se observa que la imposición de un flujo de salida no afecta al patrón de circulación general en la zona, siendo la única diferencia con el caso estándar la propia salida del flujo por la esquina superior derecha del dominio.



**Figura 4.23** Salida de agua hacia el Mediterráneo - Caso 1: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m). El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa 0.5 Sv).

Variaciones del Caso 5

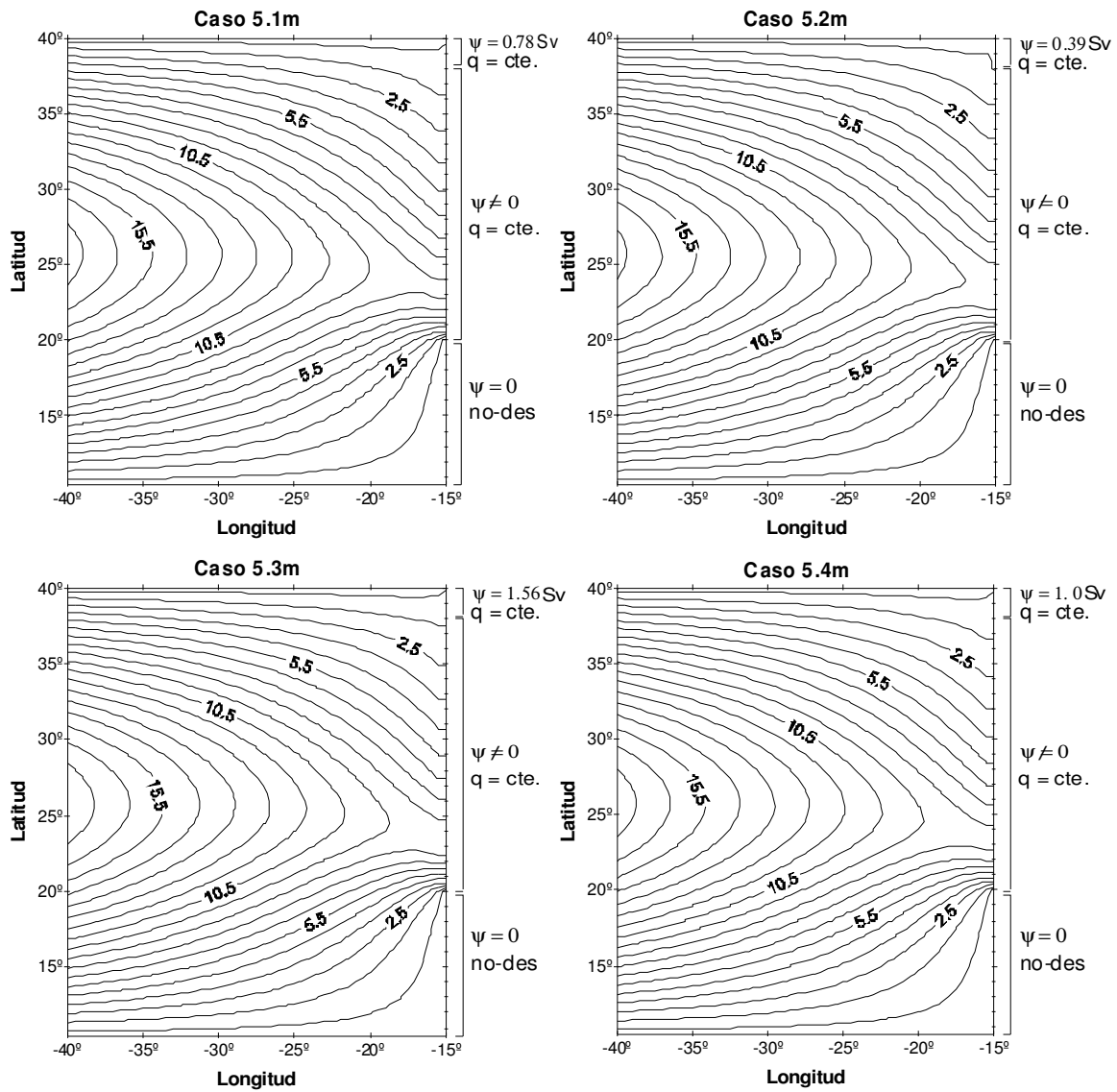
La única modificación realizada con respecto al Caso 5 es la imposición del flujo de salida entre 38° y 40° de latitud (ver Tabla 4.6).

Caso	Función de corriente	Vorticidad
5.1m	38-40°N: $\psi = 0.78$ Sv	
	20-38°N: $\psi \neq 0$	20-40°N: $q = \text{cte.}$
	10-20°N: $\psi = 0$	10-20°N: no-des
5.2m	38-40°N: $\psi = 0.39$ Sv	
	20-38°N: $\psi \neq 0$	20-40°N: $q = \text{cte.}$
	10-20°N: $\psi = 0$	10-20°N: no-des
5.3m	38-40°N: $\psi = 1.56$ Sv	
	20-38°N: $\psi \neq 0$	20-40°N: $q = \text{cte.}$
	10-20°N: $\psi = 0$	10-20°N: no-des
5.4m	38-40°N: $\psi = 1.0$ Sv	
	20-38°N: $\psi \neq 0$	20-40°N: $q = \text{cte.}$
	10-20°N: $\psi = 0$	10-20°N: no-des

**Tabla 4.6** Condiciones de contorno del borde oriental: Entrada de agua hacia el Mediterráneo – Estudio de sensibilidad (Caso 5).

Como se puede apreciar en la Figura 4.24, esta nueva condición de contorno afecta ligeramente a la circulación en la cuenca oriental. El Caso 5.2m corresponde a la salida de 0.39 Sv y es el que mayores modificaciones presenta con respecto al Caso 5. Por un lado, se obtiene una reducción en la cantidad de flujo que recircula hacia y desde la zona costera (unos 7.5 Sv frente a los 8.5 del Caso 5). Por otro lado, el flujo que se dirige hacia la zona del Estrecho de Gibraltar ha adoptado una fuerte curvatura hacia el sur cerca del contorno, mientras que antes era prácticamente zonal, con una ligera componente sureste.

En los demás casos se observa que el flujo que sale entre 38° y 40°N es zonal, curvándose ligeramente hacia el noreste al aproximarse al contorno. Por otro lado, al incrementar el flujo de salida impuesto, se observa que la entrada de agua hacia la banda costera (al norte de 25°N) está ligeramente desplazada hacia el norte, observándose una mayor separación en la línea de corriente de 8.5 Sv en su entrada y salida hacia y desde el océano costero.



**Figura 4.24** Salida de agua hacia el Mediterráneo - Caso 5: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m). El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa 0.5 Sv).

Variaciones del Caso 9

La subregión superior del contorno oriental se ha dividido en dos, imponiéndose la salida de flujo hacia la zona del Mediterráneo entre 38°N y 40°N, y manteniéndose la misma condición de vorticidad potencial constante utilizada en el Caso 9 (ver detalles en la Tabla 4.7).

Caso	Función de corriente	Vorticidad
9.1m	38-40°N: $\psi = 0.78$ Sv	
	32-38°N: $\psi \neq 0$	32-40°N: $q = \text{cte.}$
	27-32°N: $\psi = 0$	27-32°N: no-des
	20-27°N: $\psi \neq 0$	20-27°N: $q = \text{cte.}$
	10-20°N: $\psi = 0$	10-20°N: no-des
9.2m	38-40°N: $\psi = 0.39$ Sv	
	32-38°N: $\psi \neq 0$	32-40°N: $q = \text{cte.}$
	27-32°N: $\psi = 0$	27-32°N: no-des
	20-27°N: $\psi \neq 0$	20-27°N: $q = \text{cte.}$
	10-20°N: $\psi = 0$	10-20°N: no-des
9.3m	38-40°N: $\psi = 1.56$ Sv	
	32-38°N: $\psi \neq 0$	32-40°N: $q = \text{cte.}$
	27-32°N: $\psi = 0$	27-32°N: no-des
	20-27°N: $\psi \neq 0$	20-27°N: $q = \text{cte.}$
	10-20°N: $\psi = 0$	10-20°N: no-des
9.4m	38-40°N: $\psi = 1.0$ Sv	
	32-38°N: $\psi \neq 0$	32-40°N: $q = \text{cte.}$
	27-32°N: $\psi = 0$	27-32°N: no-des
	20-27°N: $\psi \neq 0$	20-27°N: $q = \text{cte.}$
	10-20°N: $\psi = 0$	10-20°N: no-des

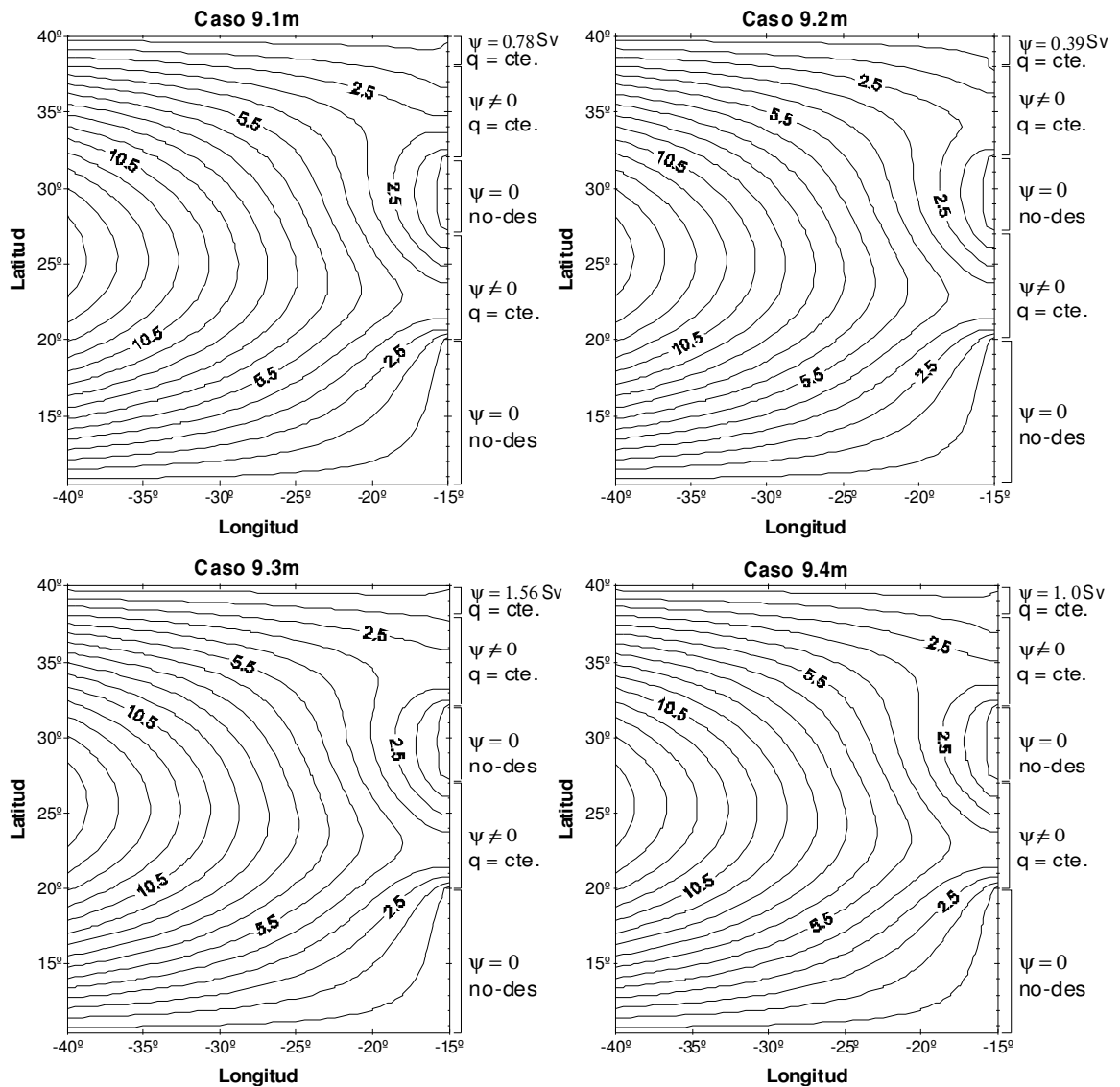
**Tabla 4.7** Condiciones de contorno del borde oriental: Salida de agua hacia el Mediterráneo – Estudio de sensibilidad (Caso 9).

En el Caso 9.2m se ha impuesto la menor cantidad de flujo de salida (0.39 Sv). La principal diferencia con respecto al Caso 9 es que el flujo que recircula hacia y desde el océano costero al norte de 32°N es menor. Además, el flujo, antes zonal, que sale hacia el Mediterráneo se ha curvado hacia el sur cerca del contorno.

Los Casos 9.1m (0.78Sv) y 9.4m (1Sv) prácticamente no presentan variaciones con respecto al Caso 9, a excepción de una ligera curvatura hacia el noreste del flujo que sale del dominio al norte de 38°N (ver Figura 4.25).

En el Caso 9.3m se ha impuesto el mayor flujo de salida. Además de la leve curvatura hacia el noreste del flujo que sale del dominio al norte de 38°N, se observa que las líneas de corriente situadas al norte de unos 32°N se han desplazado latitudinalmente hacia el norte, observándose una mayor separación entre las líneas de corriente que definen la entrada y salida de flujo hacia y desde costa (compárese, por ejemplo, la separación entre las líneas de 2.5 Sv) . Por debajo de esta latitud no se observan cambios con respecto al Caso 9.





**Figura 4.25** Salida de agua al Mediterráneo - Caso 9: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m). El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa 0.5 Sv).

#### 4.4.2 Campo de vientos estacional

De entre todos los casos utilizados para el estudio de sensibilidad se han seleccionado aquellos en los que se ha impuesto la salida de flujo estimada por Candela (2001), es decir, 1 Sv, y se han sometido al mismo patrón de vientos estacional utilizado en secciones anteriores.

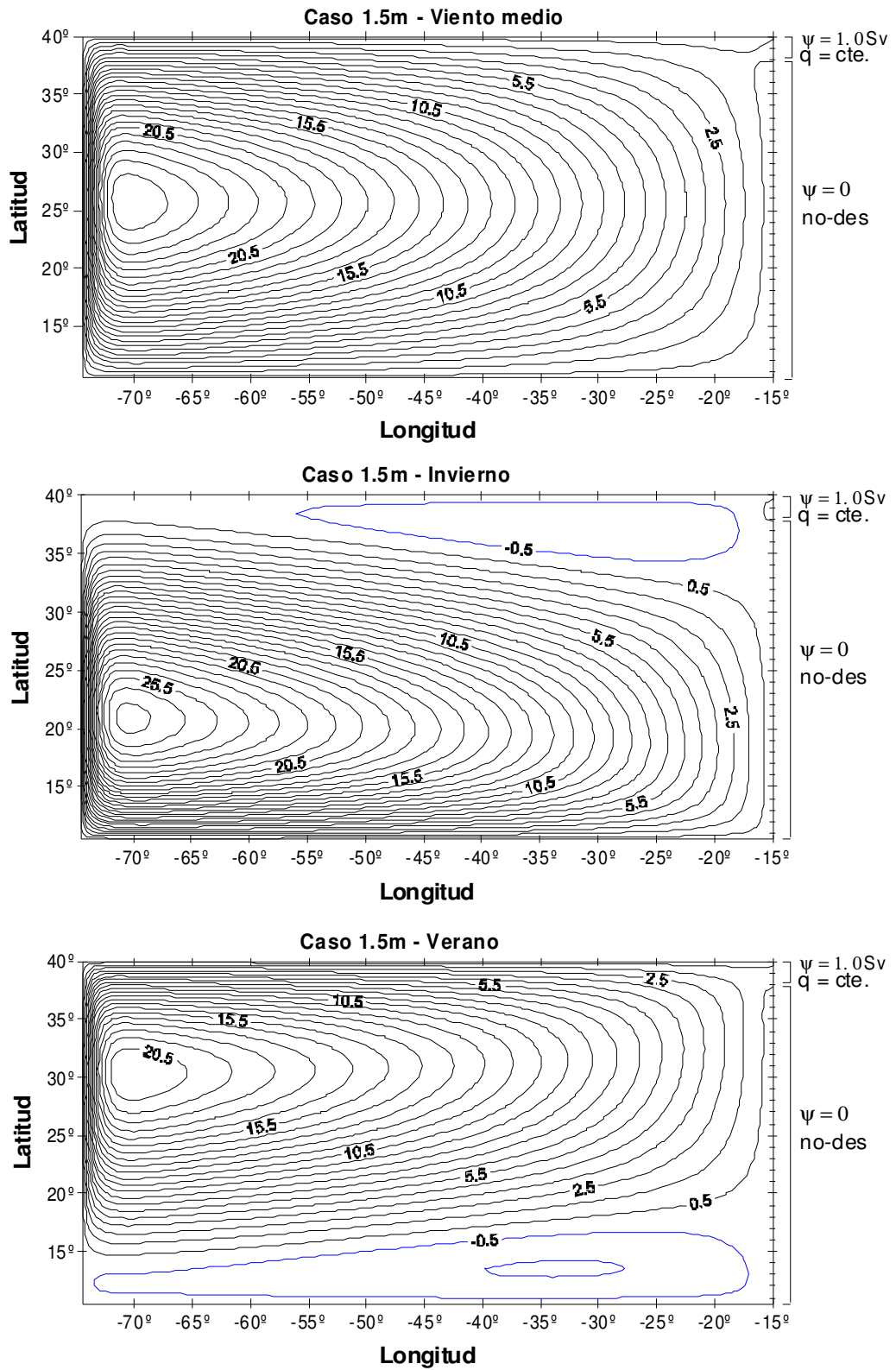
### Caso 1.5m

Las Figuras 4.26 y 4.27 muestran, respectivamente, la función de corriente y la vorticidad potencial obtenidas para el Caso 1.5m bajo las condiciones de viento medias (panel superior), invernales (panel intermedio) y estivales (panel inferior).

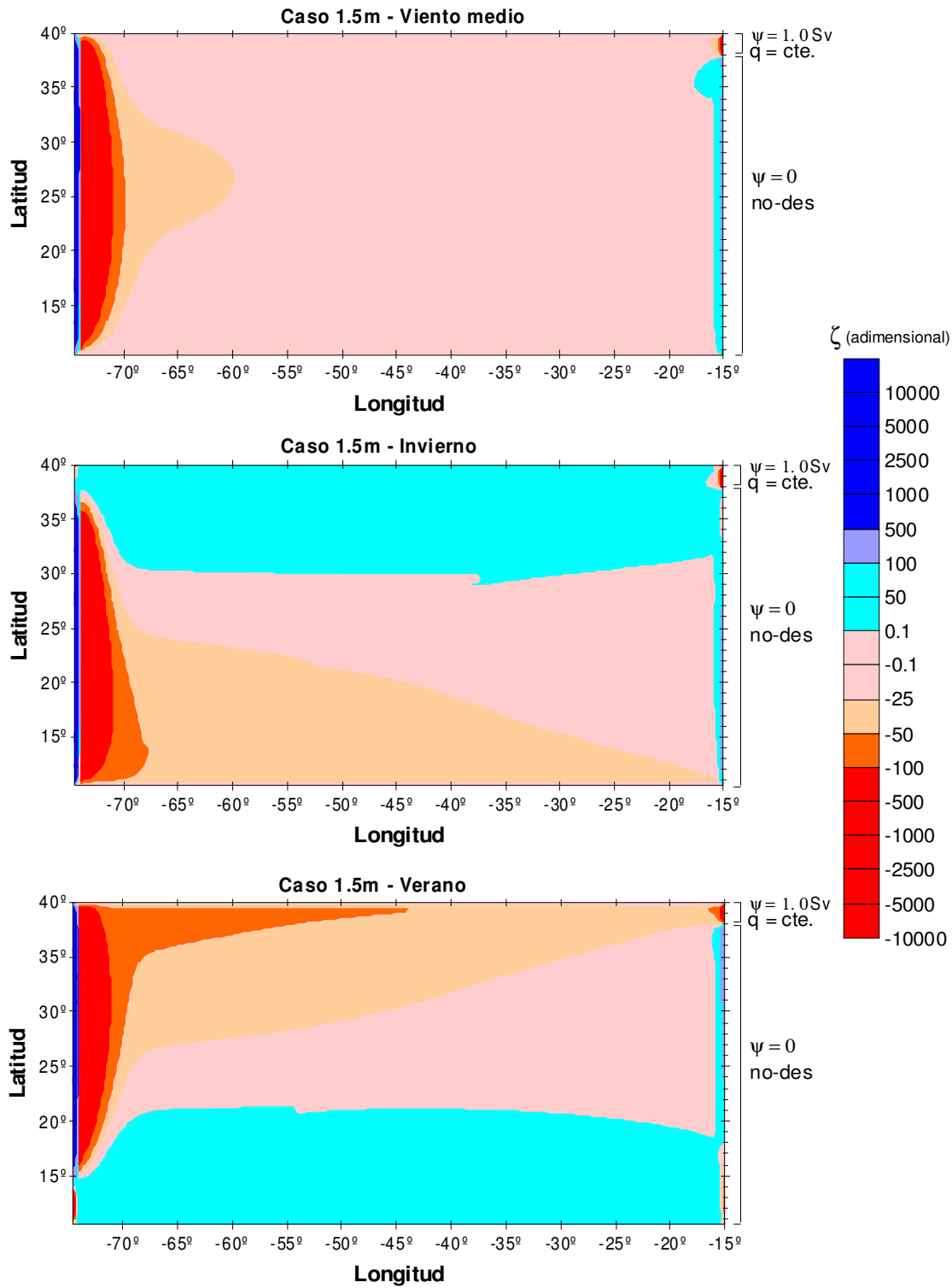
Se puede observar que en invierno la salida de flujo hacia el Mediterráneo se ha visto truncada debido a la aparición de un bucle ciclónico a norte de la cuenca, que comprime el giro latitudinalmente hacia el sur. El único indicio de intercambio de agua con la zona costera es un pequeño bucle anticiclónico en la esquina noreste del dominio. En verano, sin embargo, el patrón de intercambio de agua no se ha visto alterado. La única diferencia con el caso medio es la compresión latitudinal de todo el giro debido a la presencia de un bucle ciclónico al sur de la cuenca.

Los desplazamientos meridionales del giro son análogos a los observados en el caso estándar (Caso 1), por lo que no se entrará en más detalle.

El campo estacional de vorticidad relativa es análogo al obtenido para el caso estándar, a excepción de la pequeña franja de vorticidad relativa negativa que se observa en el borde oriental entre 38° y 40°N, como consecuencia de la condición de vorticidad potencial constante. En invierno la vorticidad relativa en esta esquina es inferior, debido a que las zonas circundantes tienen vorticidad positiva generada por el bucle ciclónico al norte de la cuenca.



**Figura 4.26** Salida de agua al Mediterráneo - Caso 1.5m: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m). El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa 0.5 Sv). Variaciones estacionales. Las líneas azules indican sentido ciclónico.



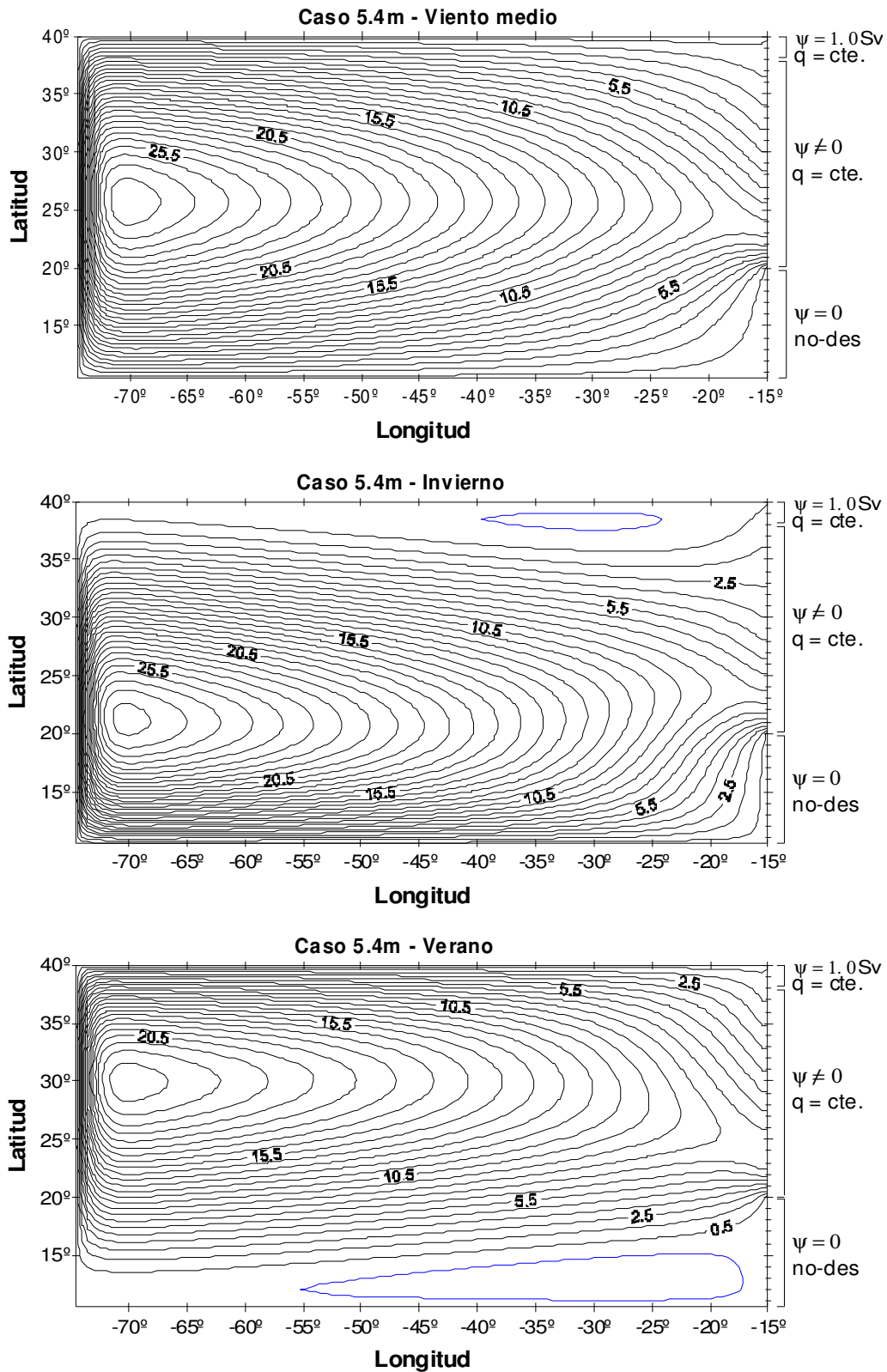
**Figura 4.27** Caso 1.5m: Vorticidad relativa adimensional (0 a 800 m). Variaciones estacionales.

### Caso 5.4m

Al igual que se observó en el Caso 5, la compresión latitudinal del giro en este caso es menor, especialmente en invierno (Figura 4.28). La diferencia más notable con el viento medio es que en invierno las líneas de corriente situadas al norte de unos  $30^{\circ}\text{N}$  se han curvado hacia el noreste, de forma especialmente notable al norte de unos  $35^{\circ}\text{N}$ . Esta curvatura es mucho más brusca que la observada en invierno para el Caso 5. Además, la cantidad de flujo que recircula hacia y desde la franja costera al sur de  $30^{\circ}\text{N}$  es menor que al usar el campo de viento medio.

En verano también se observa una menor recirculación de agua hacia y desde el océano costero. Por lo demás, los resultados obtenidos son prácticamente idénticos a los observados en verano en el Caso 5, donde no se había impuesto la salida de una cantidad de flujo determinada. La única diferencia entre el Caso 5 y el Caso 5.4m en verano es que en este último el flujo que sale por la esquina noreste de la cuenca se ha tornado zonal (anteriormente estaba dirigido hacia el noreste).

En cuanto a la vorticidad relativa (Figura 4.29), el comportamiento estacional es análogo al que se había observado en el Caso 5.



**Figura 4.28** Salida de agua al Mediterráneo - Caso 4.4m: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m). El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa 0.5 Sv). Variaciones estacionales. Las líneas azules indican sentido ciclónico.

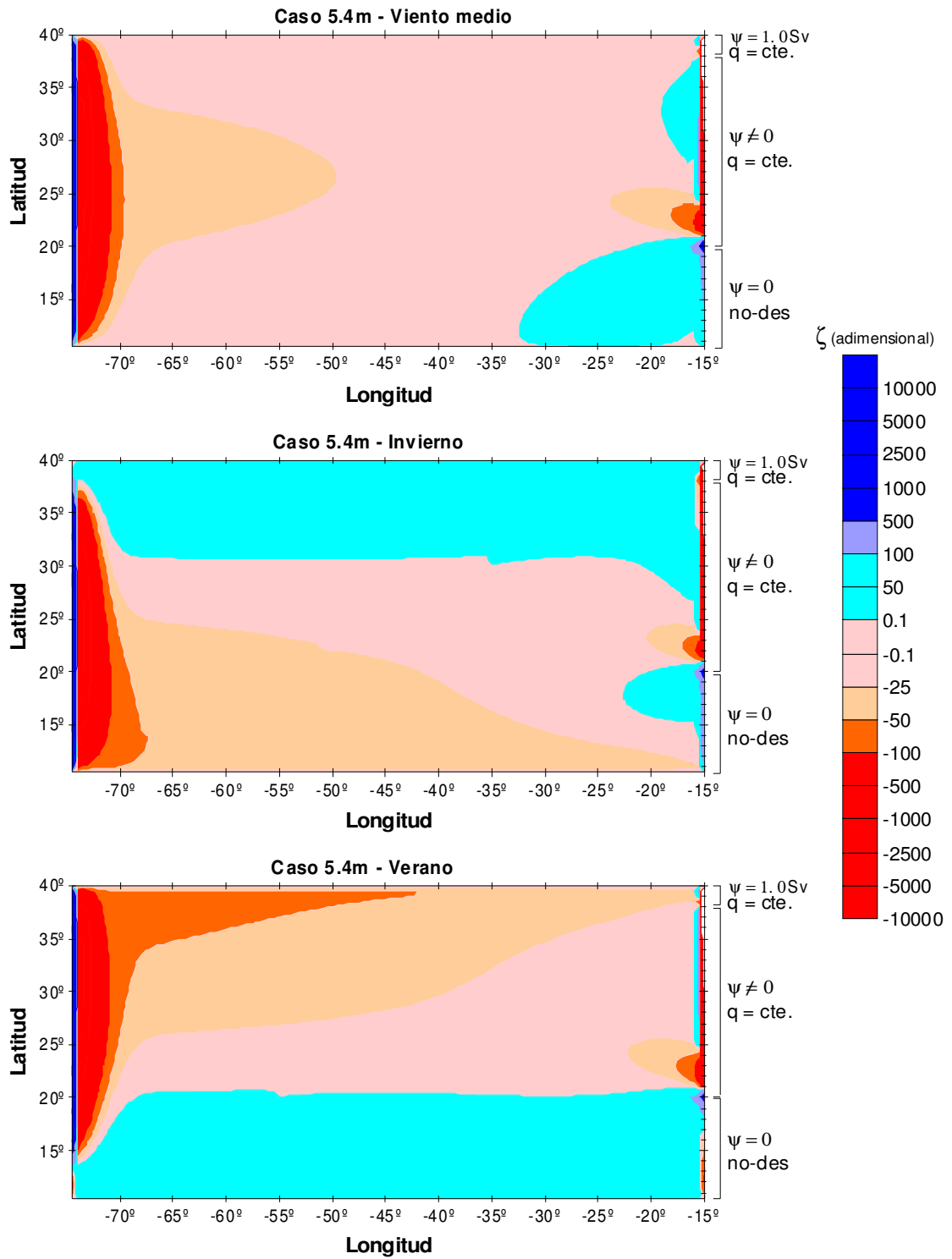
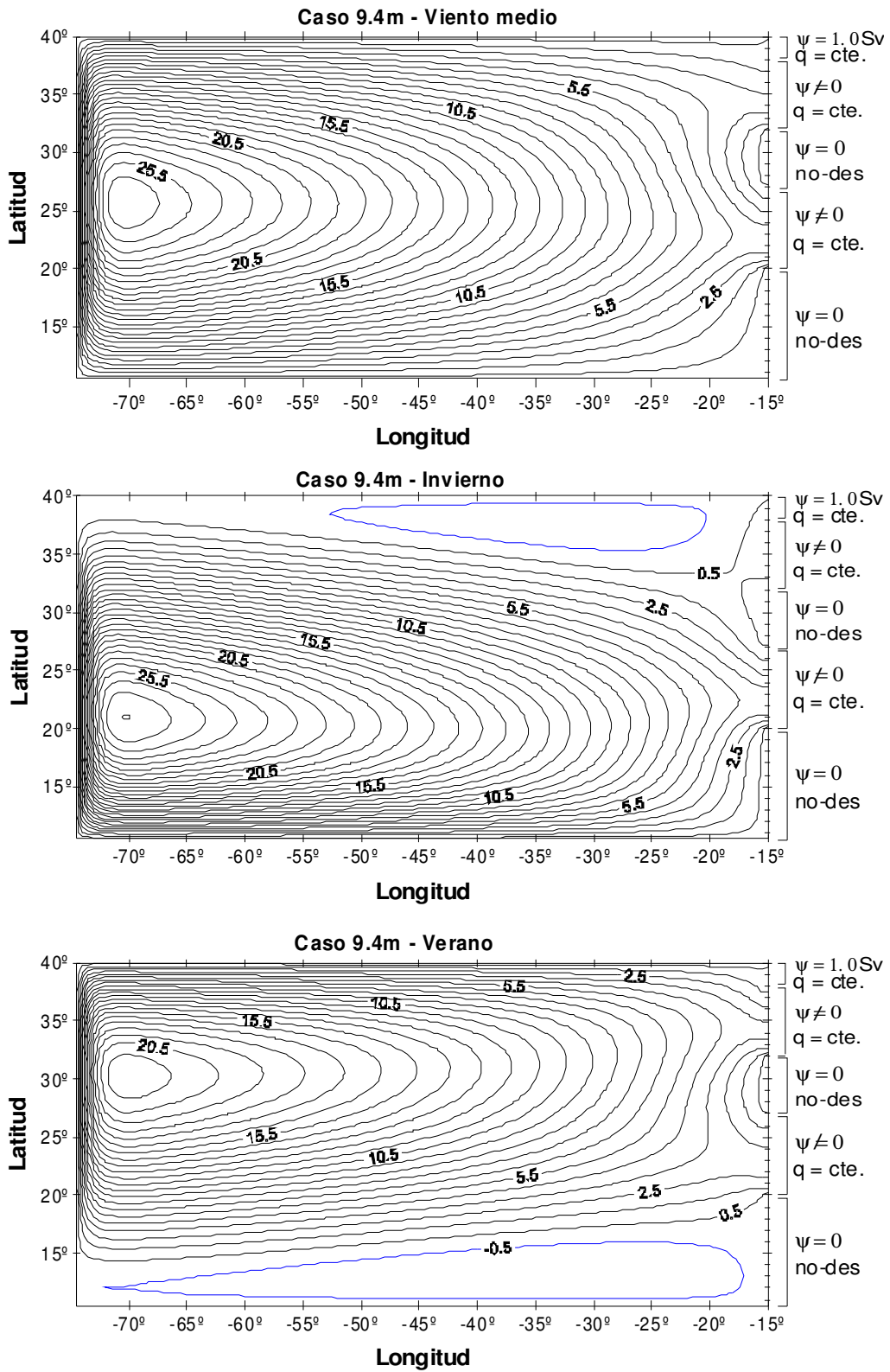


Figura 4.29 Caso 4.4m: Vorticidad relativa adimensional (0 a 800 m). Variaciones estacionales.

### Caso 9.4m

Las variaciones estacionales observadas en el Caso 9.4m (Figura 4.30) son muy similares a las del Caso 9, principalmente en verano, donde la única diferencia entre ambos casos es que la salida de flujo cerca de 40°N ha pasado de estar orientada hacia el sureste (Caso 9) a ser zonal (Caso 9.4m). En invierno, sin embargo, se observan diferencias significativas, aunque únicamente al norte de unos 26°N cerca del contorno oriental de la cuenca. Así, algunas de las líneas de corriente que inicialmente se orientaban hacia el sureste al dirigirse hacia costa cerca de 25°N se han visto bruscamente curvadas hacia el noreste, para salir hacia la zona costera cerca de 40°N, volver a entrar hacia el océano interior a unos 33°N en un bucle anticiclónico que retorna el flujo hacia costa a unos 27°N. Este bucle es similar aunque de menor intensidad al observado tanto en verano como en condiciones de viento medias y su aparición en invierno hace que la vorticidad relativa negativa de la subregión superior del borde oriental (Figura 4.31) ocupe una mayor extensión meridional que la observada en el Caso 9. En el resto de la cuenca, sin embargo, ambos casos presentan el mismo patrón. El campo de vorticidad relativa que se obtiene en verano para el Caso 9.4m es análogo al observado en el Caso 9.





**Figura 4.30** Salida de agua al Mediterráneo - Caso 9.4m: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m). El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa 0.5 Sv). Variaciones estacionales. Las líneas azules indican sentido ciclónico.

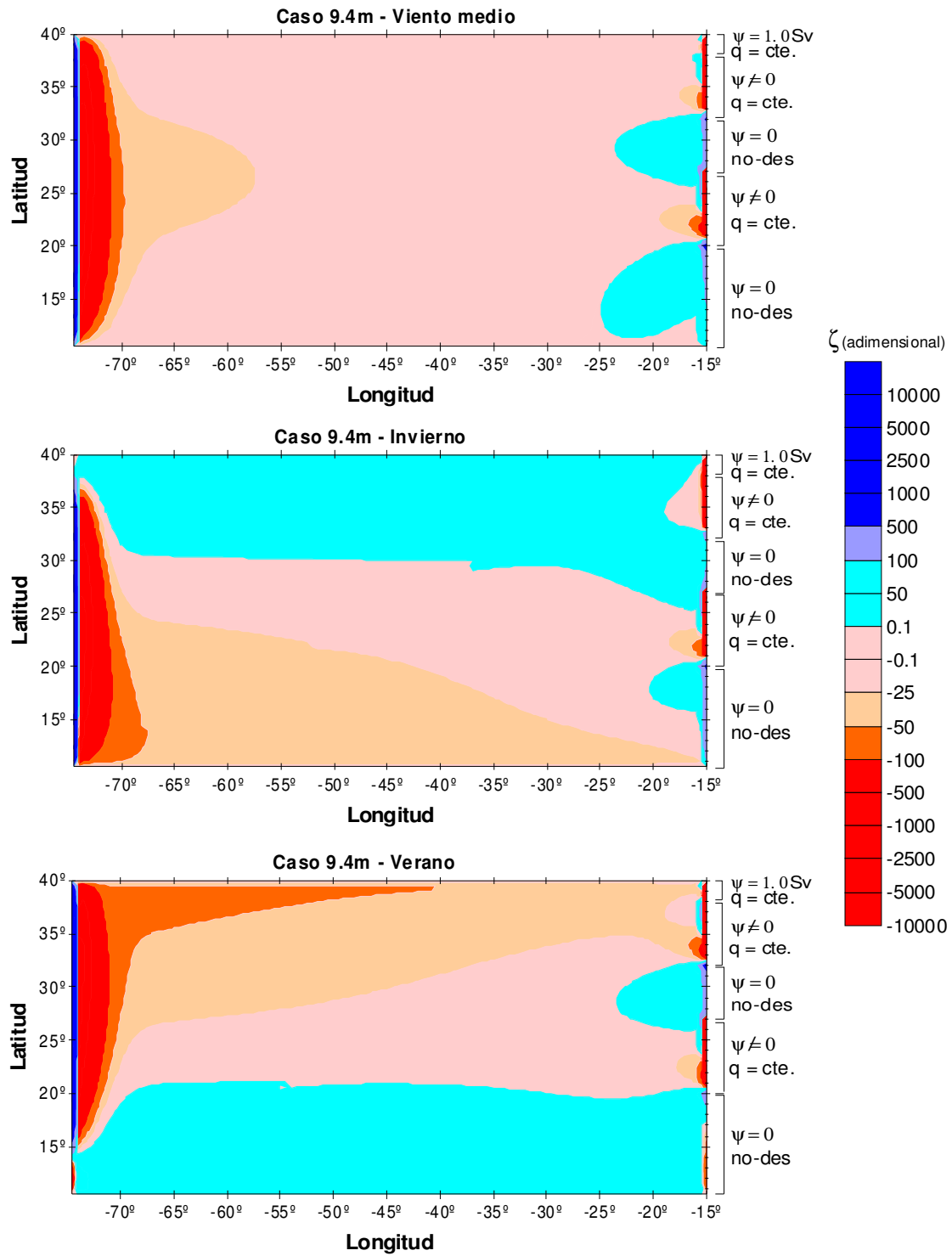


Figura 4.31 Caso 9.4m: Vorticidad relativa adimensional (0 a 800 m). Variaciones estacionales.

## 4.5 Ecuaciones dimensionales – Climatología del SOC

El sistema de ecuaciones [69] correspondiente a las ecuaciones dimensionales se ha resuelto utilizando como forzamiento el rotacional de la tensión de arrastre del viento obtenido a partir de la climatología del SOC. Inicialmente se realizaron pruebas forzando las ecuaciones con la ecuación dimensional [74] correspondiente al campo de vientos idealizado, comprobándose que los resultados obtenidos son los mismos que al integrar las ecuaciones adimensionales.

Se han utilizado los campos promedio anual y estacional definidos en el Capítulo 3 (ver Figuras 3.9 y 3.10), con el objetivo de obtener las condiciones generales medias del patrón de circulación, así como sus variaciones estacionales. Para este estudio se han escogido los Casos 1, 5 y 9 definidos en el primer análisis de sensibilidad (ver Tablas 4.2 y 4.3), así como los Casos 1.5m, 5.4m y 9.4m que incluyen la salida de flujo hacia el Mediterráneo (ver Tablas 4.5, 4.6 y 4.7).

### 4.5.1 Campo de vientos medio

En la Figura 4.32 se muestra el transporte de volumen integrado sobre toda la columna de agua (0-800 m) obtenido para los Casos 1 (panel superior) 5 (panel intermedio) y 9 (panel inferior). El intervalo entre líneas de corriente representa 1 Sv, equivaliendo la primera línea de flujo a  $\pm 0.5$  Sv. Si se comparan los resultados con los obtenidos para el viento idealizado, se puede observar que el transporte de volumen del Giro Subtropical obtenido al utilizar la climatología del SOC es mucho menor.

El Caso 1 muestra la estructura asimétrica característica del giro subtropical, análoga a la obtenida con el viento idealizado. La principal diferencia cualitativa está en los dos pequeños bucles ciclónicos situados al sudeste y suroeste de la cuenca debidos a que al sur de la cuenca el campo de vientos es ciclónico (ver Figura 3.10). Dichos bucles tienen como consecuencia la compresión latitudinal del giro subtropical, principalmente en su parte oriental, así

como el desplazamiento hacia el norte del centro del giro. El bucle ciclónico situado al sureste de la cuenca correspondería con la llamada Zona de Sombra. En este caso, el campo de vientos tampoco da lugar al patrón de circulación característico de la Cuenca Canaria.

El Caso 5 presenta, por un lado, los mismos cambios cualitativos debidos al patrón del viento. Por otro lado, la recirculación del flujo hacia y desde la zona costera es inferior al obtenido con el viento idealizado, observándose en este caso la entrada de unos 6.5 Sv hacia el océano costero a unos 26 grados de latitud y su posterior reincorporación al océano interior a unos 22°N. En este caso, la separación del flujo a 22°N tiene una componente zonal mucho más acentuada debido a la compresión latitudinal ocasionada por la circulación de la Zona de Sombra al sur de dicha latitud.

En el Caso 9 el Giro Subtropical también se encuentra comprimido hacia el norte debido a la aparición de bucles ciclónicos al sur de la cuenca. Al norte de 35°N se produce la entrada de unos 2.5 Sv hacia el océano costero, igual que se observó para el viento idealizado. En este caso, sin embargo, dicha entrada tiene lugar en una franja más estrecha. Su reintegro hacia el océano interior ocurre algo más al sur que para el viento idealizado y abarca, además, una mayor extensión hacia el oeste en su recirculación hacia el sur en la zona del archipiélago canario. Este flujo vuelve a entrar hacia la zona costera a unos 23-24°N, para regresar definitivamente al océano interior a unos 22°N, presentando una componente fuertemente zonal.

En la Figura 4.33 se ilustra la distribución de la vorticidad potencial dimensional obtenida para los mismos casos anteriores. Los valores de la vorticidad potencial se han multiplicado por  $10^{11}$  para facilitar la representación gráfica. Al igual que se vio para el campo de vientos ideal, la vorticidad potencial viene dada principalmente por la vorticidad planetaria, describiendo líneas paralelas a los ejes de latitud. También se observa la distorsión característica en la parte occidental de la cuenca, debido al aumento de intensidad de la vorticidad relativa (positiva) (ver Figura 4.34). Los Casos 5 y 9 muestran, respectivamente, una o dos franjas donde la vorticidad potencial se hace constante en el borde oriental. Los valores cuantitativos obtenidos para la vorticidad potencial

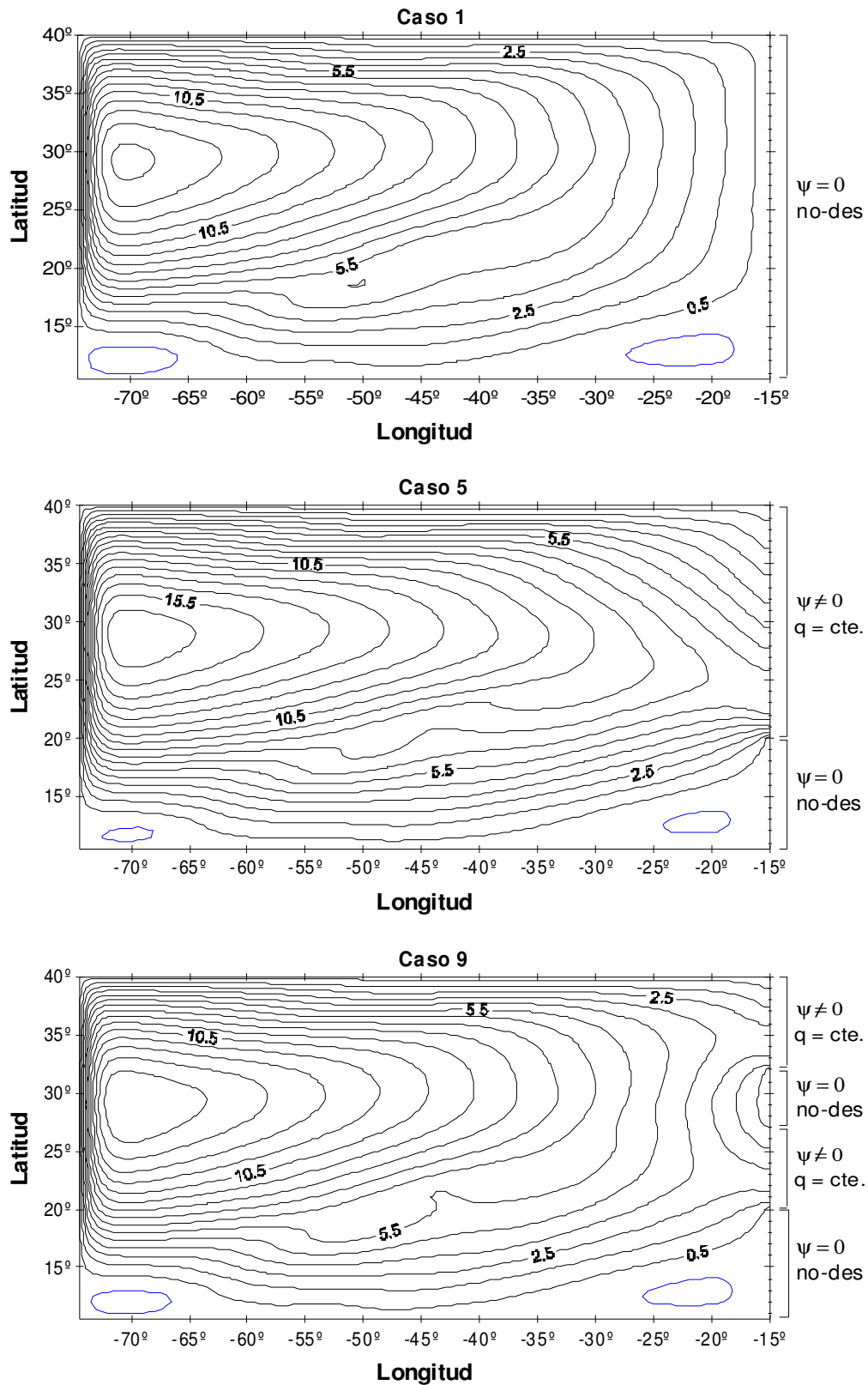
concuerdan con los valores que cabría esperar al resolver la ecuación [7] para las latitudes donde se sitúa el Giro Subtropical.

La distribución de la vorticidad relativa (Figura 4.34) viene principalmente determinada por el rotacional de la tensión de arrastre del viento. El orden de magnitud obtenido es el esperado. En general observa que en la mayor parte del giro la vorticidad relativa es negativa, debido a que el viento es anticiclónico, presentando valores muy pequeños en la zona correspondiente al océano interior, que se incrementan en la parte occidental de la cuenca. A lo largo de la frontera occidental se observa una franja estrecha de vorticidad relativa positiva, que corresponde a la capa límite occidental, donde se produce la disipación de la vorticidad relativa añadida por el viento (condición de contorno de no-deslizamiento). Al sur de la cuenca la vorticidad es positiva y presenta valores muy pequeños, debido a que en esa zona el rotacional del viento es ciclónico y muy débil. Lo mismo ocurre en una pequeña zona al norte de la cuenca.

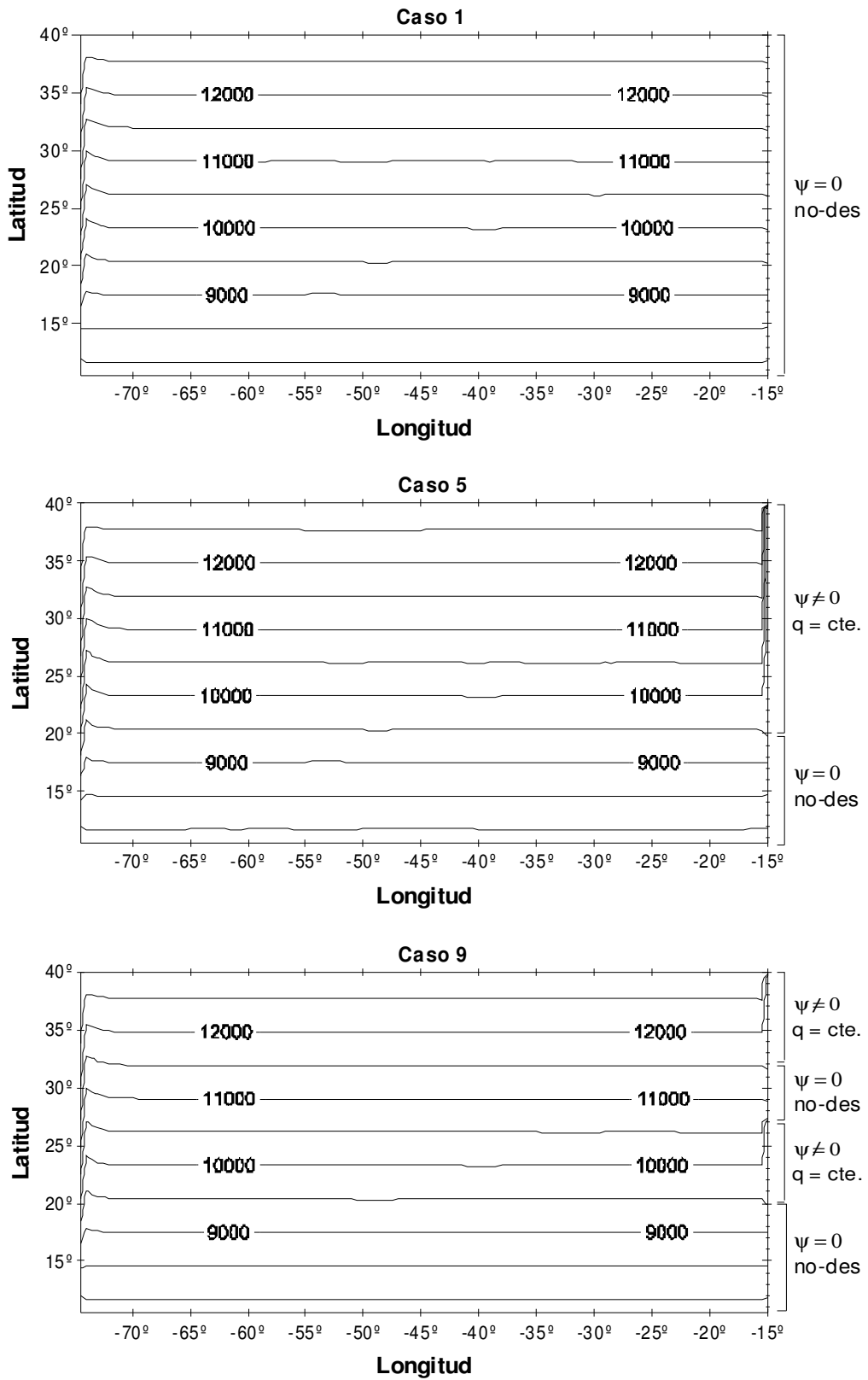
En el Caso 1 (panel superior), la condición de no-deslizamiento impuesta en la frontera oriental del dominio contribuye a la disipación de la vorticidad relativa mediante la creación de una capa límite donde la vorticidad relativa es positiva, aunque muy débil.

En los Casos 5 (panel intermedio) y 9 (panel inferior) se aprecia, respectivamente, una o dos franjas de vorticidad relativa negativa bastante intensa en el borde oriental debido a la condición de vorticidad potencial constante impuesta.

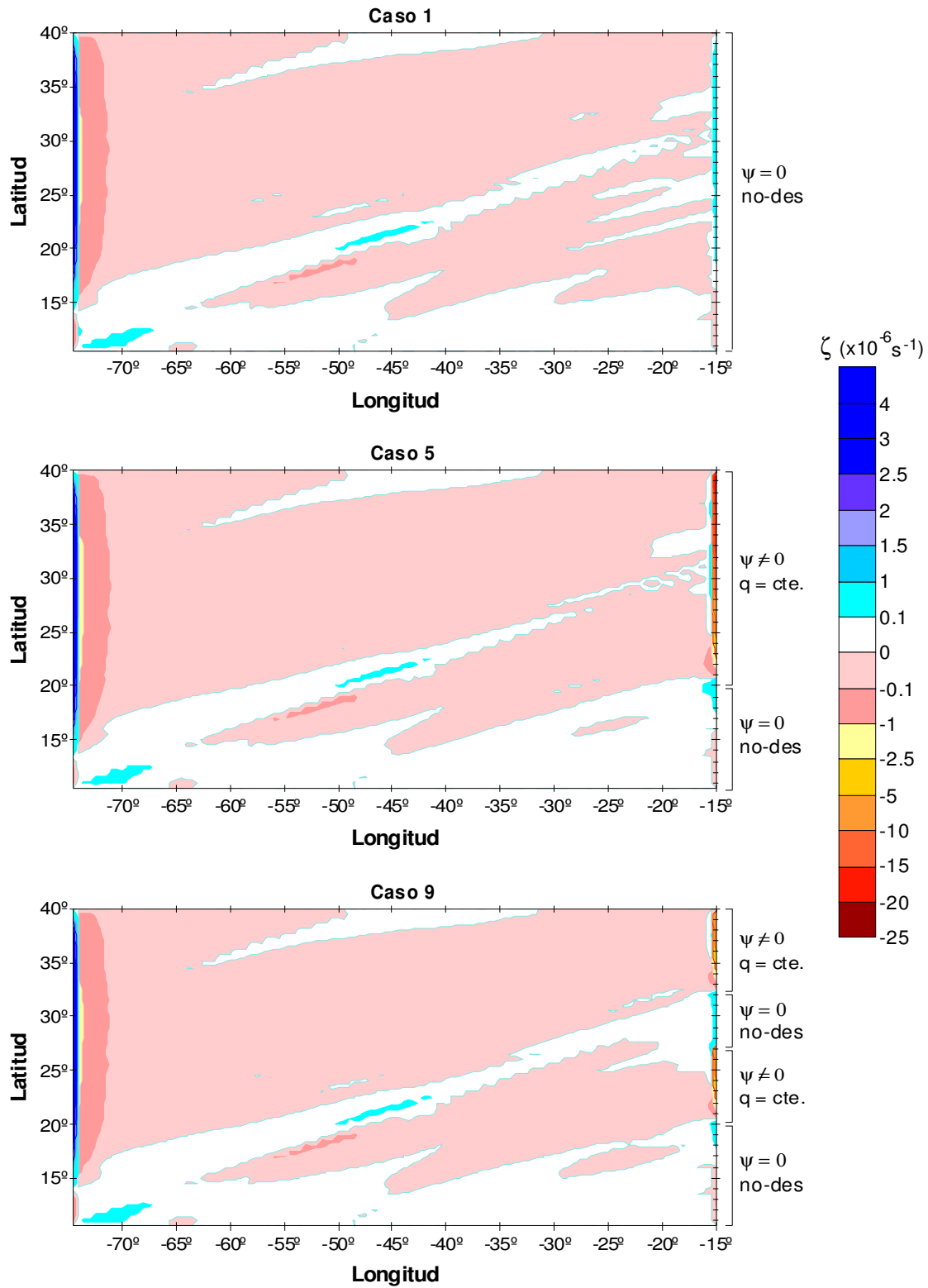
En los tres casos la energía cinética del sistema se hace estable tras cierto número de iteraciones.



**Figura 4.32** Casos 1, 5 y 9: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) obtenido a partir del campo de vientos del SOC. El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa  $\pm 0.5$  Sv). Las líneas azules indican sentido ciclónico.



**Figura 4.33** Casos 1, 5 y 9: Vorticidad potencial (0 a 800 m) obtenida a partir del campo de vientos del SOC. ( $q \times 10^{-11} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ).



**Figura 4.34** Casos 1, 5 y 9: Vorticidad relativa (0 a 800 m) obtenida a partir del campo de vientos del SOC ( $\zeta \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ ).



### 4.5.2 Campo de vientos estacional

Las variaciones estacionales del patrón de circulación de la Cuenca Canaria deben estar asociadas a la variabilidad estacional del campo de vientos a gran escala, por lo que también se ha examinado cómo afecta el campo del rotacional del viento a la circulación estacional del océano interior y cuál puede ser la respuesta estacional del ramal oriental de la Corriente de Canarias.

En las Figuras 4.35, 4.36 y 4.37 se muestra el patrón de circulación estacional obtenido para los Casos 1, 5 y 9, respectivamente utilizando el campo de vientos estacional del SOC. El intervalo entre líneas de corriente representa 1 Sv, equivaliendo la primera línea de flujo a  $\pm 0.5$  Sv. En general se puede observar cómo el patrón de circulación sigue el comportamiento estacional marcado por el campo de vientos. Concretamente, el giro subtropical es más ancho latitudinalmente en invierno y primavera, mientras que en verano y otoño está comprimido hacia el norte debido a que la zona de circulación ciclónica al sur de la cuenca está más desarrollada, tanto latitudinal como longitudinalmente. Así mismo, el volumen de transporte es máximo en invierno y disminuye a lo largo del año hasta alcanzar su mínimo el otoño.

El Caso 1 (Figura 4.35) presenta ligeras variaciones estacionales en la latitud de separación de costa de la Corriente de Canarias, estando desplazada hacia el norte en verano y hacia el sur en invierno.

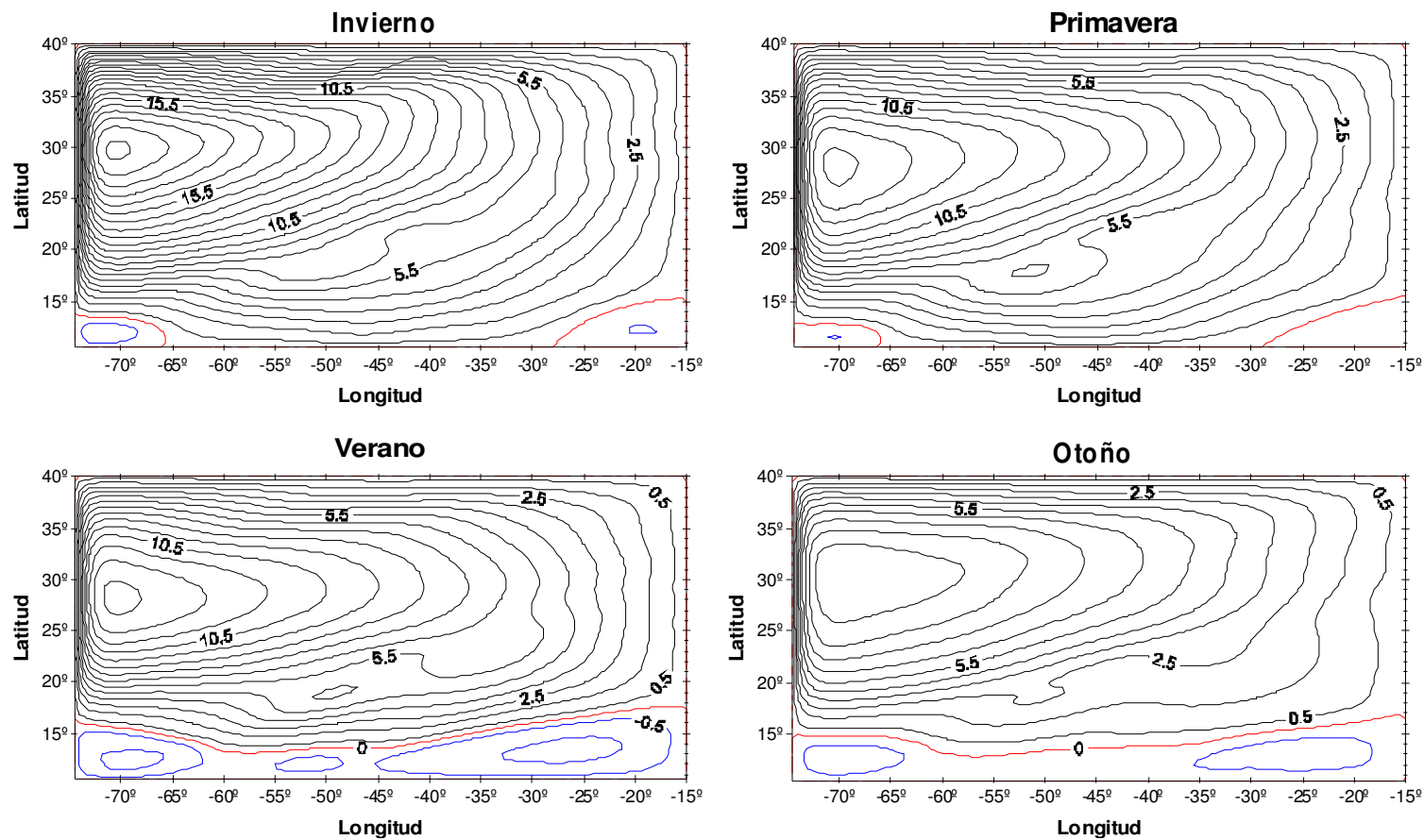
El Caso 5 (Figura 4.36) muestra una mayor recirculación de flujo hacia y desde la región costera en invierno y verano. El valor mínimo se obtiene en otoño. En primavera, pese a que el transporte de volumen a lo largo de todo el giro es mayor que en verano, la entrada de flujo hacia la zona costera al este de la cuenca es menor. En verano y en otoño, además, la reincorporación del flujo hacia el océano interior tiene una componente zonal acusada debido a la compresión hacia el norte del giro producida por la Zona de Sombra.

En el Caso 9 (Figura 4.37) la recirculación de flujo hacia y desde la zona costera es máxima en invierno, observándose la salida de unos 3.5 Sv al norte de  $35^{\circ}\text{N}$  y su reaparición a unos  $34^{\circ}\text{N}$ , para recircular hacia el sur en la zona donde

estaría situado el archipiélago canario. Parte de este flujo se incorpora definitivamente hacia el océano interior, mientras que otra parte ( $\sim 2.5$  Sv) se dirige hacia la zona costera a unos  $25^{\circ}\text{N}$ , para regresar definitivamente a unos  $21^{\circ}\text{N}$ . En otoño se observa un comportamiento cualitativamente similar, aunque en este caso los transportes son 1 Sv inferiores. En verano y primavera, por su parte, la cantidad de flujo que recircula hacia y desde la franja costera es de unos 2.5 Sv.

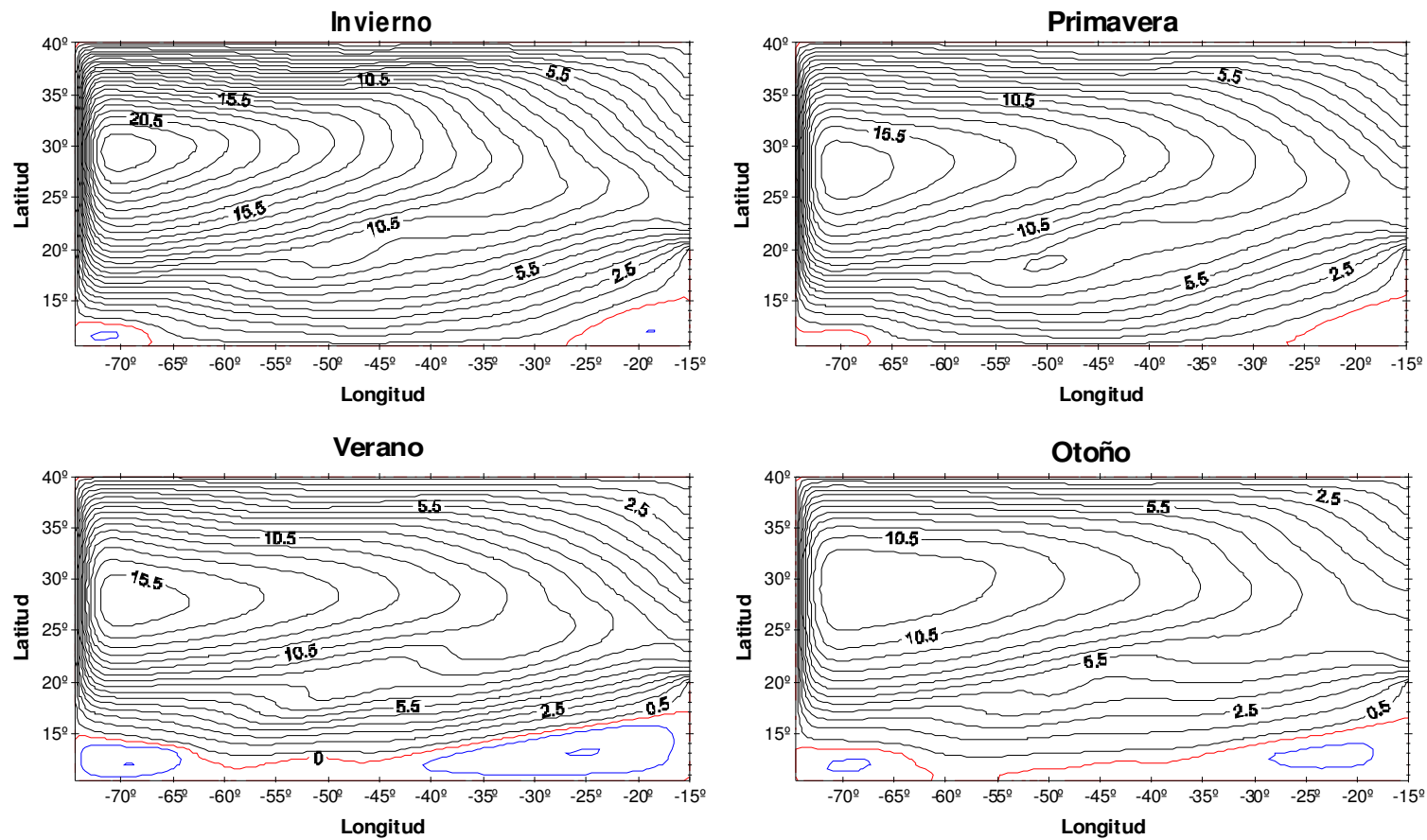
La vorticidad potencial y la vorticidad relativa no se han incluido ya que no presentan cambios significativos con respecto a los resultados obtenidos con el campo de vientos anual medio.

### Caso 1



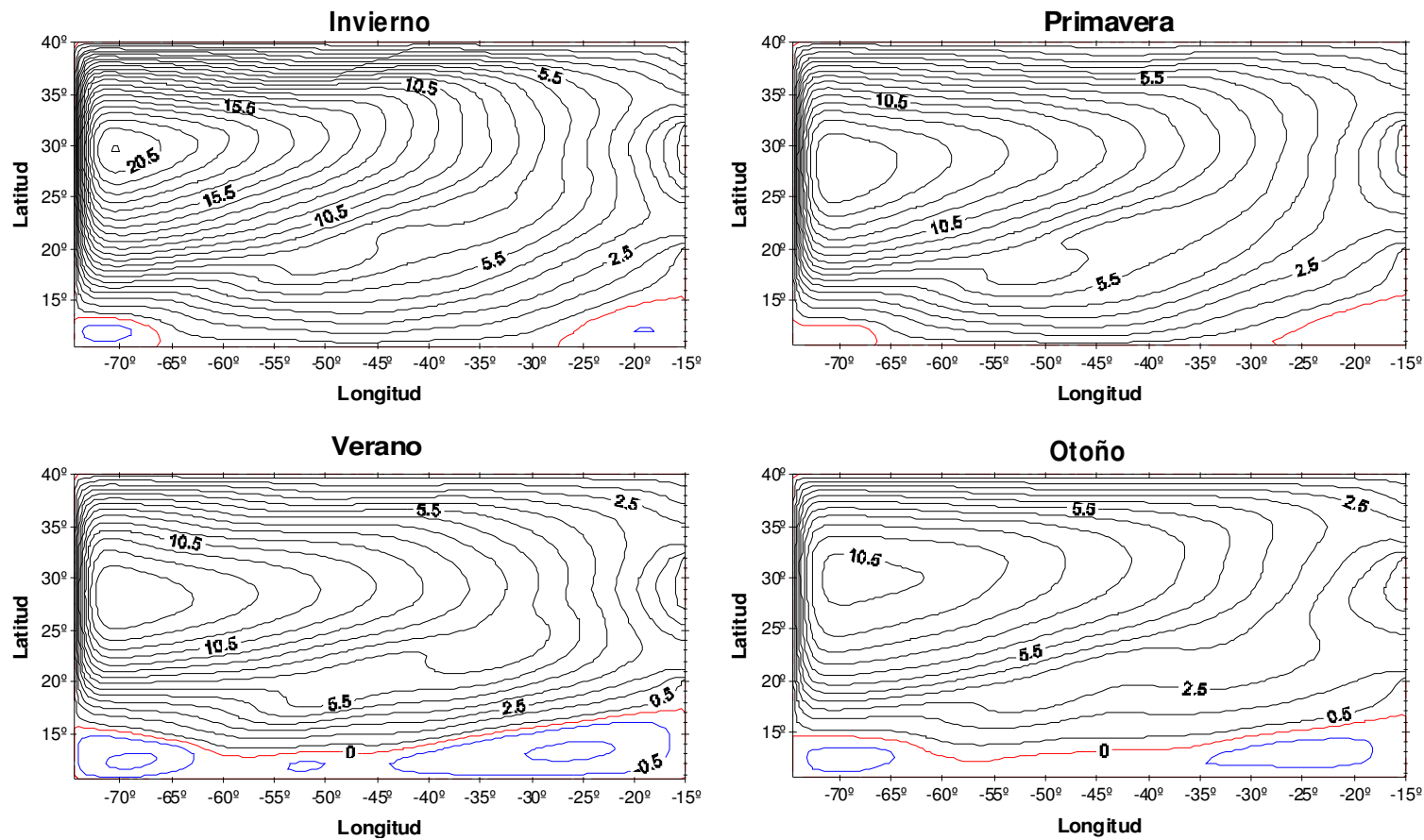
**Figura 4.35** Caso 1: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) obtenido a partir del campo de vientos del SOC. Variaciones estacionales. El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa  $\pm 0.5$  Sv). La línea roja indica 0 Sv y las azules sentido ciclónico.

### Caso 5



**Figura 4.36** Caso 5: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) obtenido a partir del campo de vientos del SOC. Variaciones estacionales. El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa  $\pm 0.5$  Sv). La línea roja indica 0 Sv y las azules sentido ciclónico.

### Caso 9



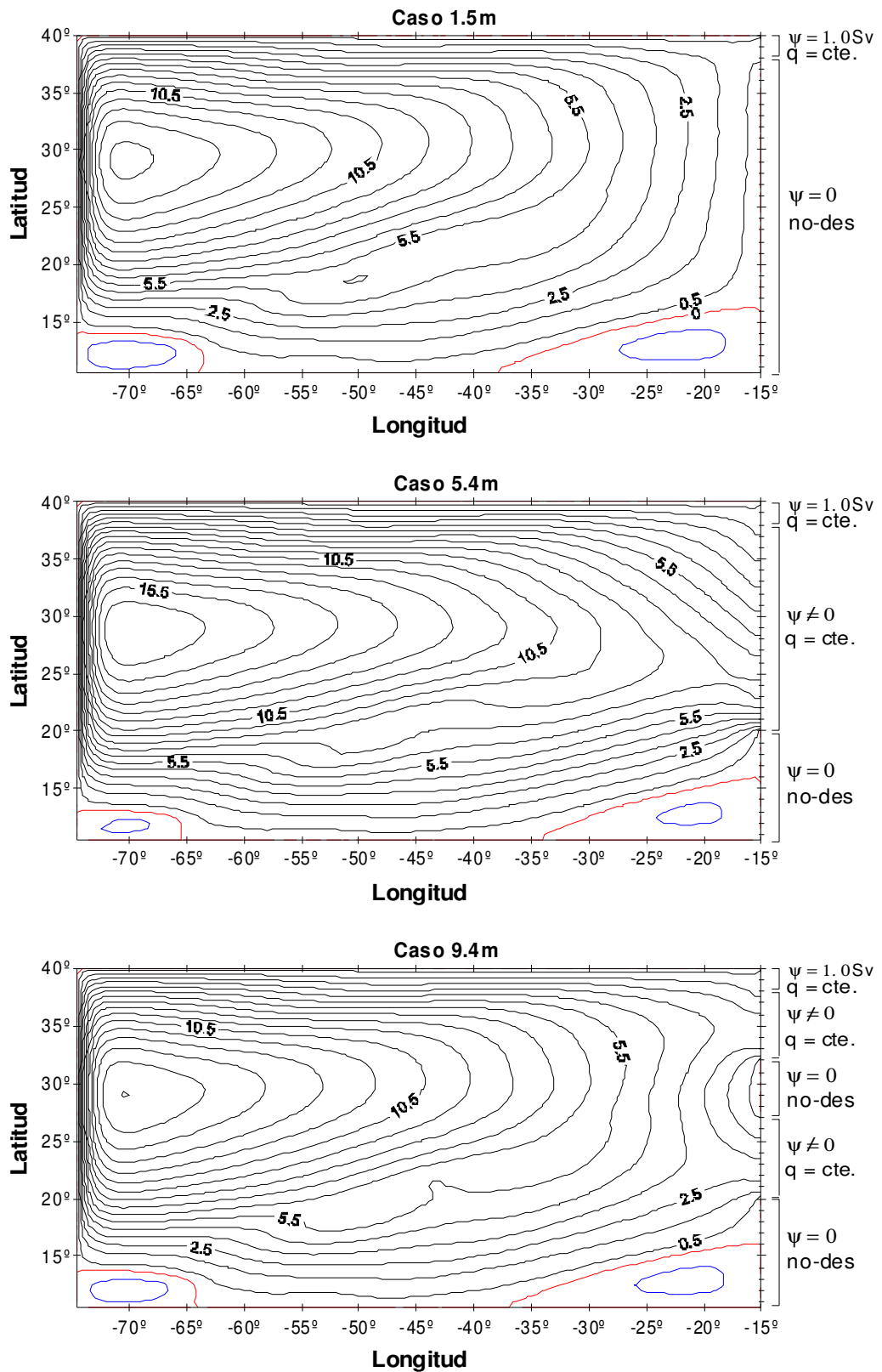
**Figura 4.37** Caso 9: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) obtenido a partir del campo de vientos del SOC. Variaciones estacionales. El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa  $\pm 0.5$  Sv). La línea roja indica 0 Sv y las azules sentido ciclónico.

### 4.5.3 Salida de agua hacia el Mediterráneo – Campo de vientos medio

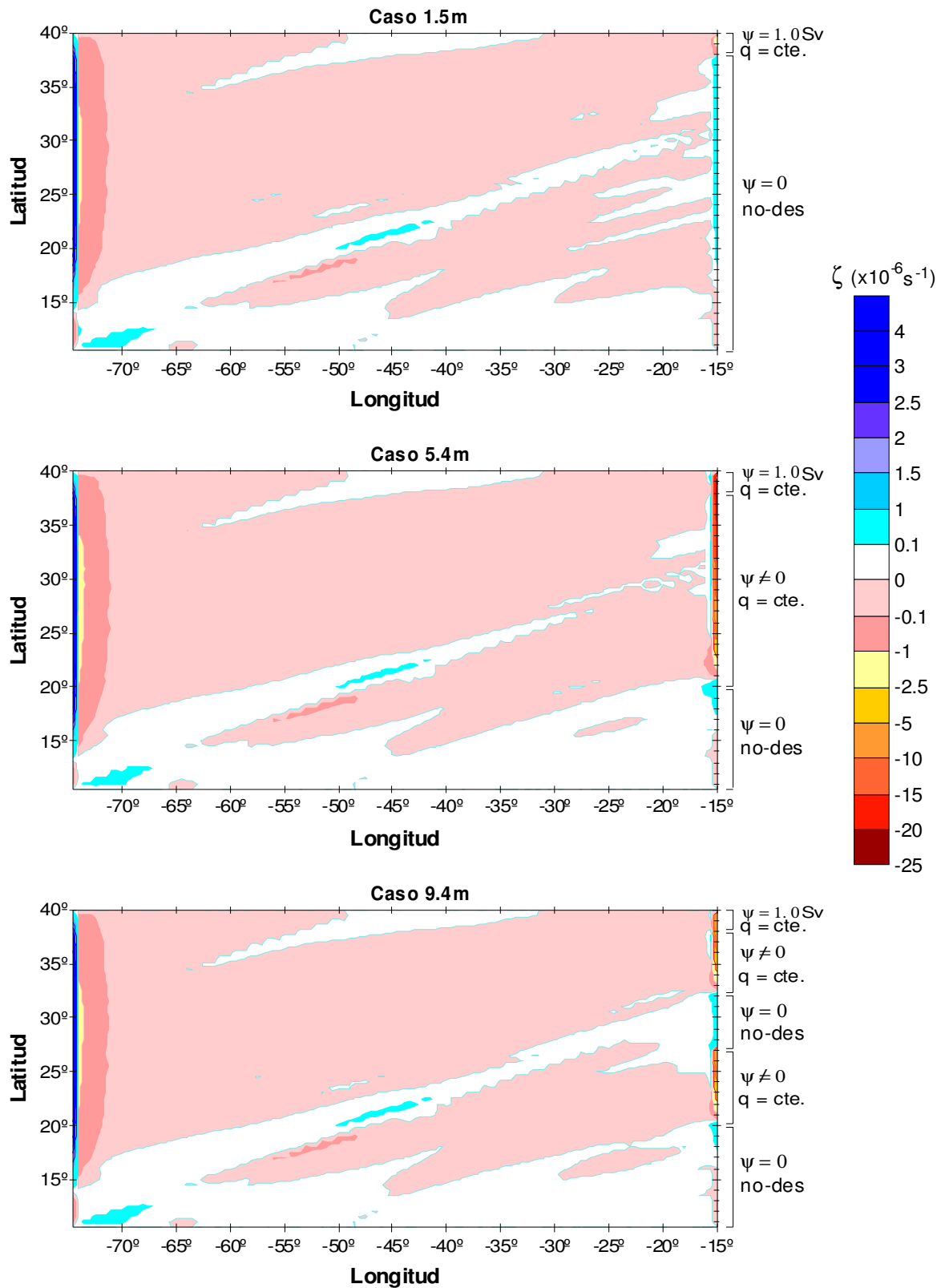
En la Figura 4.38 se representa el transporte de volumen integrado obtenido para los Casos 1.5m (panel superior), 5.4m (panel intermedio) y 9.4m (panel inferior) al utilizar el campo de vientos anual medio del SOC. Las gráficas son cualitativamente similares a las obtenidas para un campo de vientos idealizado (ver Figuras 4.26, 4.28 y 4.30), siendo la principal diferencia la aparición de la zona de circulación ciclónica al sur de la cuenca descrita anteriormente.

Al comparar esta figura con la Figura 4.32, no se observan diferencias notables. Los Casos 1 y 1.5m son idénticos, a excepción de la salida de cerca de 1 Sv que presenta este último en la esquina nororiental de la cuenca. En el Caso 5.4m las líneas de corriente se encuentran ligeramente deformadas hacia el este con relación al Caso 5. Además, la recirculación de flujo hacia y desde la zona costera se ha incrementado en aproximadamente 1 Sv. Los Casos 9 y 9.4m tampoco presentan diferencias. Únicamente se aprecia una ligera inclinación hacia el norte en la línea de corriente de 0.5 Sv al aproximarse a la frontera oriental cerca de 40°N.

El patrón de vorticidad relativa (Figura 4.39) es análogo al obtenido en los Casos 1, 5 y 9. La única diferencia está entre los Casos 1 y 1.5m, donde en este último se observa una pequeña franja de vorticidad relativa negativa en el borde nororiental de la cuenca, como consecuencia de la condición de contorno de vorticidad potencial constante.



**Figura 4.38** Salida de agua al Mediterráneo – Casos 1.5m, 5.4m y 9.4m: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) obtenido a partir del campo de vientos del SOC. El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa 0.5 Sv). Las líneas azules indican sentido ciclónico.



**Figura 4.39** Salida de agua al Mediterráneo – Casos 1.5m, 5.4m y 9.4m: Vorticidad relativa ( $0$  a  $800 \text{ m}$ ) obtenida a partir del campo de vientos del SOC ( $\zeta \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ ).



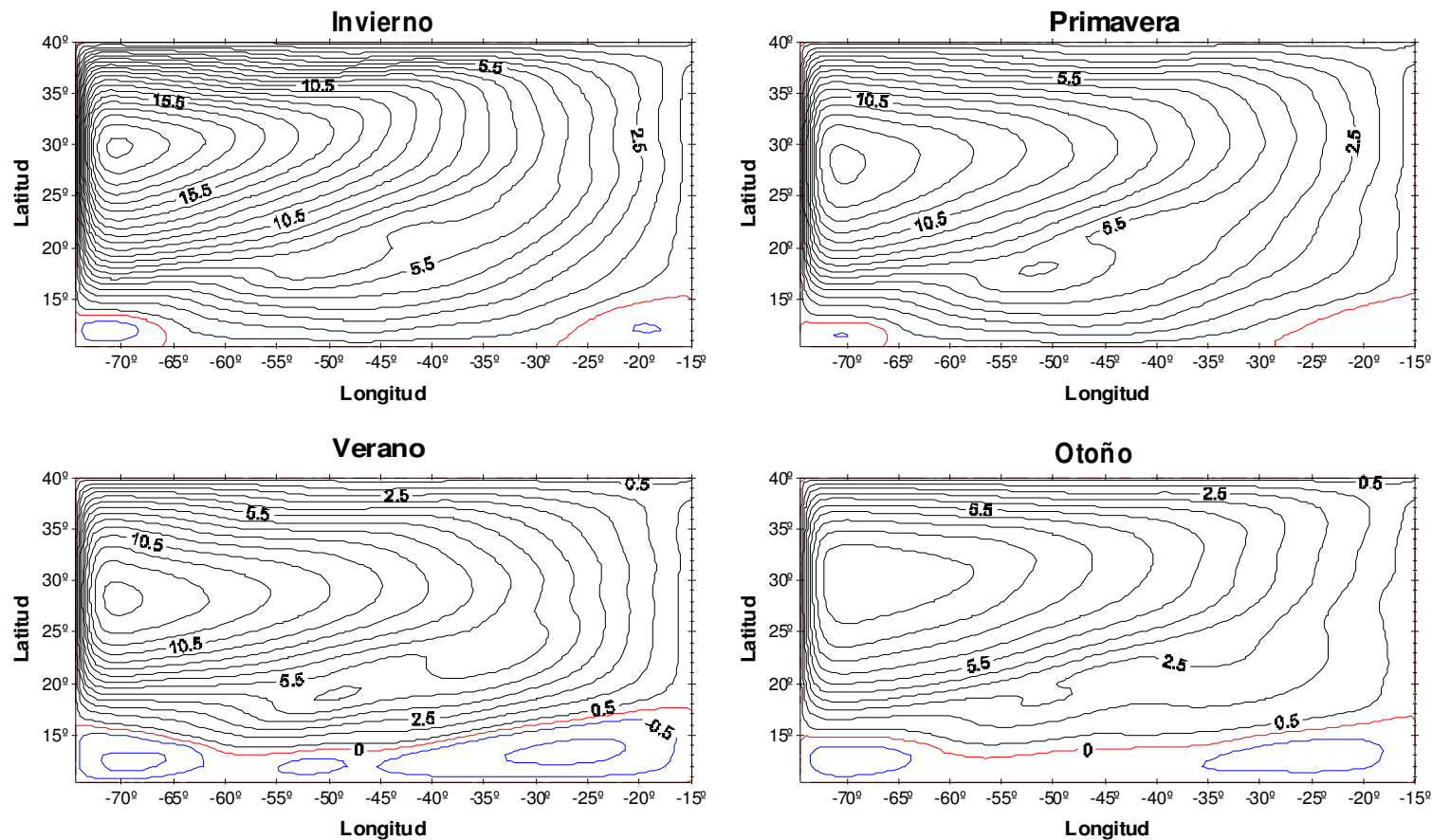
#### **4.5.4 Salida de agua hacia el Mediterráneo – Campo de vientos estacional**

El patrón de circulación estacional para los casos 1.5m, 5.4m y 9.4m está representado en las Figuras 4.40, 4.41 y 4.42, respectivamente.

En el Caso 1.5m, la magnitud del transporte de salida hacia el Mediterráneo presenta su valor máximo en invierno (1 Sv), siendo algo inferior en las demás estaciones.

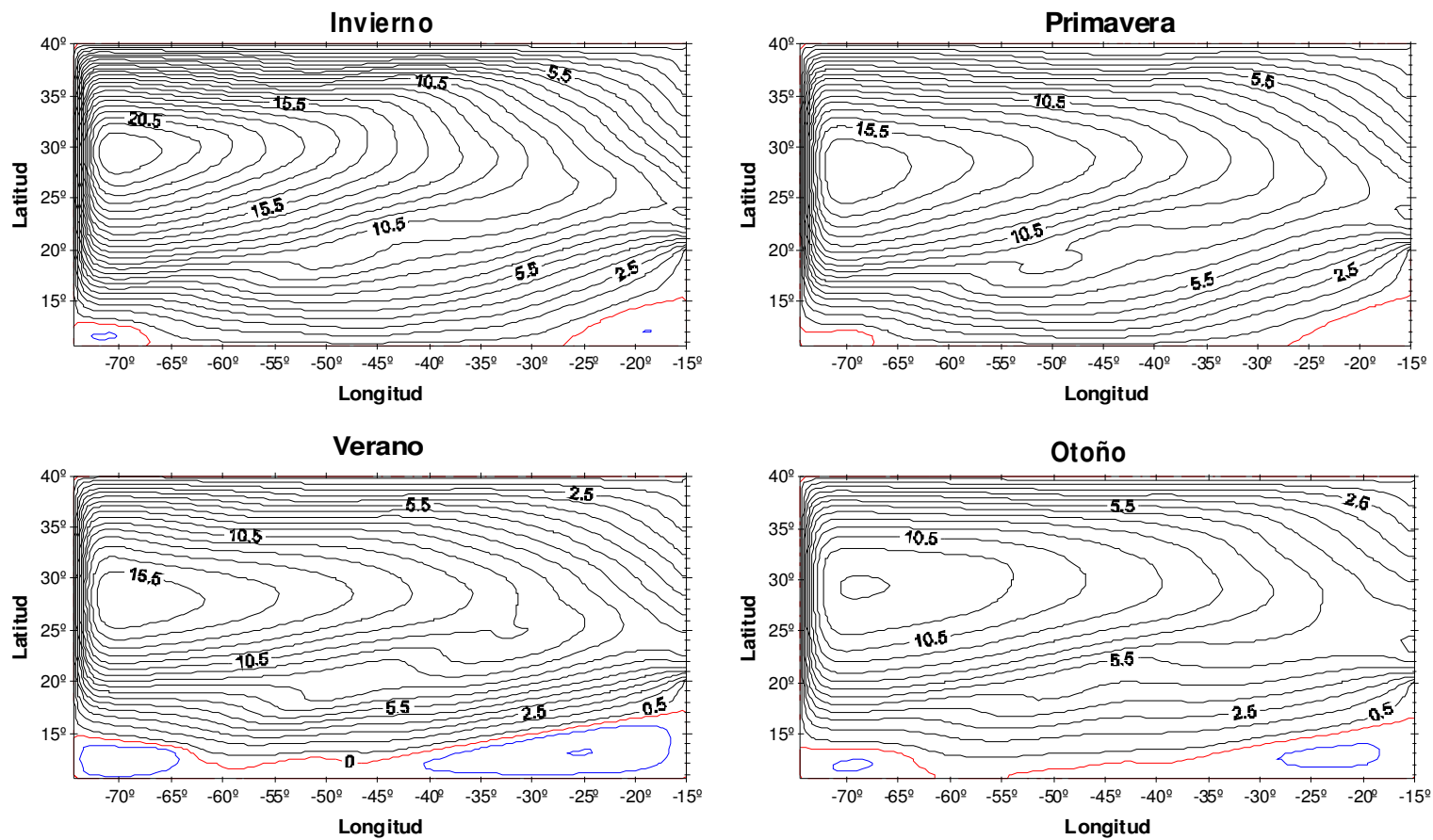
Los Casos 5.4m y 9.4m no presentan cambios significativos con respecto a los descritos para los Casos 5 (Figura 4.36) y 9 (Figura 4.37).

### Caso 1.5m



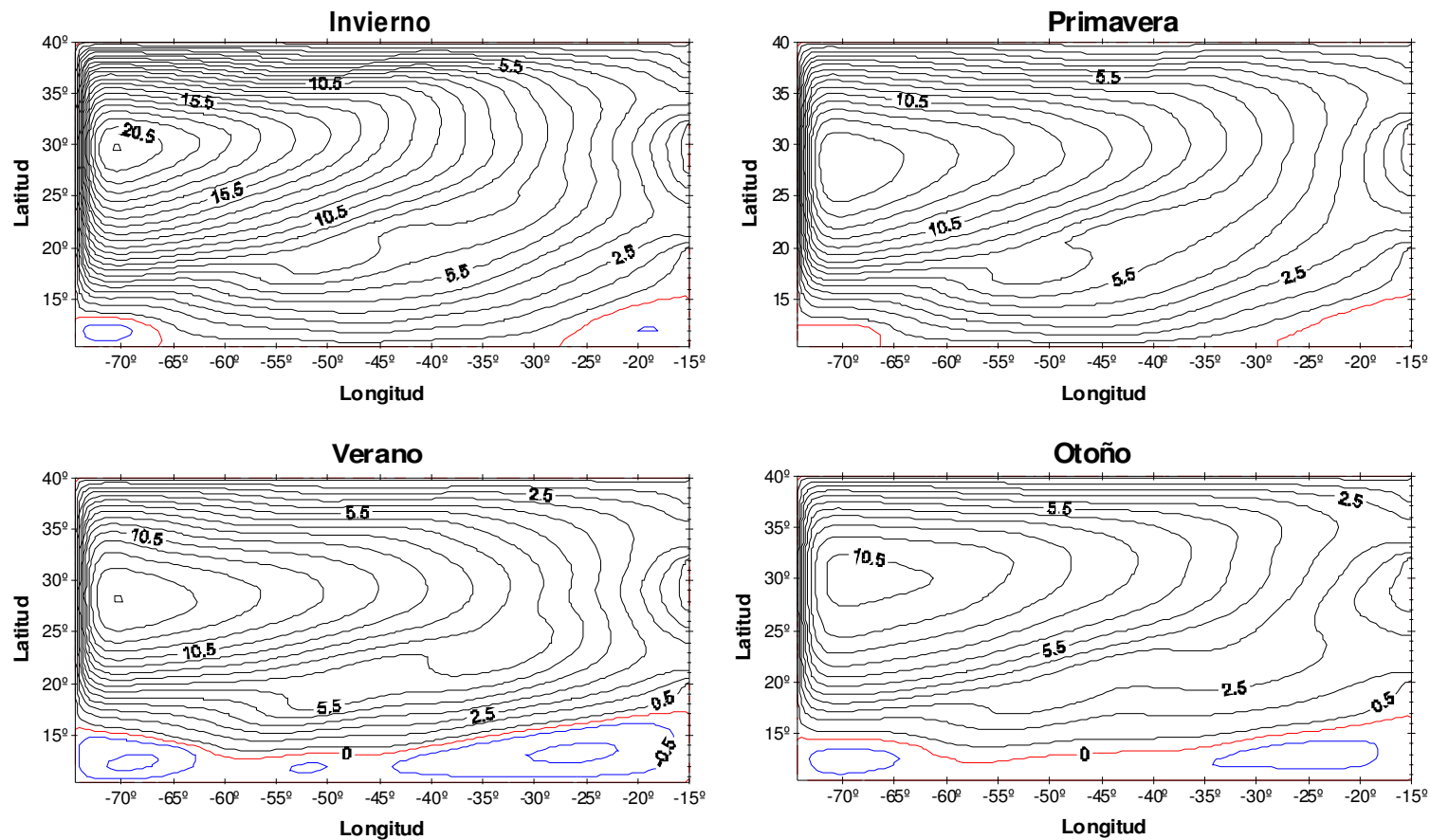
**Figura 4.40** Salida de agua al Mediterráneo – Caso 1.5m: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) obtenido a partir del campo de vientos del SOC. Variaciones estacionales. El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa 0.5 Sv). Las líneas azules indican sentido ciclónico.

### Caso 5.4m



**Figura 4.41** Salida de agua al Mediterráneo – Caso 5.4m: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) obtenido a partir del campo de vientos del SOC. Variaciones estacionales. El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa 0.5 Sv). Las líneas azules indican sentido ciclónico.

### Caso 9.4m



**Figura 4.42** Salida de agua al Mediterráneo – Caso 9.4m: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) obtenido a partir del campo de vientos del SOC. Variaciones estacionales. El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv (la primera línea de corriente representa 0.5 Sv). Las líneas azules indican sentido ciclónico.

## 4.6 Resumen

La ecuación del balance de vorticidad y la ecuación de Poisson para la función de corriente se han integrado numéricamente utilizando los métodos “Leapfrog” y SOR respectivamente (ver detalles en el Apéndice) para las diferentes condiciones de contorno expuestas en el Capítulo 3. En las fronteras norte, sur y oeste se han utilizado las condiciones de contorno estándar, que corresponden a la condición de flujo normal nulo (ecuación [39]) y la condición de deslizamiento (bordes norte/sur – ecuación [53]) o no-deslizamiento (borde occidental – ecuación [52]). Dado que el contorno oriental corresponde al límite entre el océano interior y el sistema de afloramiento costero, se han impuesto las nuevas condiciones de contorno desarrolladas que podrían simular el efecto del afloramiento y de la salida de agua hacia el Mediterráneo sobre la circulación del océano interior (ecuación [54] para la función de corriente y ecuaciones [62] y [63] para la vorticidad). Así, se ha llevado a cabo un análisis de sensibilidad del modelo a las condiciones de contorno, para lo cual se han realizado varias pruebas aplicando diversas condiciones de contorno en el borde oriental. Concretamente, se han utilizado las condiciones de contorno estándar, las nuevas condiciones o diversas combinaciones entre ambas. Todos los casos seleccionados son razonables desde un punto de vista físico (ver justificación en el apartado 4.2.2) y con ellos se ha pretendido examinar no sólo cómo se ven afectados los resultados numéricos del modelo, sino también sus posibles similitudes con observaciones reales.

En los apartados 4.2 a 4.4 se han presentado los resultados obtenidos al integrar las ecuaciones adimensionales, forzadas por un viento anticiclónico idealizado.

En el apartado 4.2 se han expuesto los casos estándar (Casos 1 y 2), así como los experimentos más significativos realizados durante el análisis de sensibilidad. De entre todos los experimentos llevados a cabo, se han seleccionado los Casos 5 y 9 ya que el patrón de circulación obtenido parece mostrar situaciones más realistas, donde se observa una recirculación del flujo hacia y desde la zona costera (ver Figura 4.19) similar al obtenido mediante datos reales (ver Capítulo 5). Pese a que las condiciones de contorno estándar no son

capaces de simular la circulación característica de la Cuenca Canaria, se ha mantenido el Caso 1 como patrón de referencia a lo largo del capítulo.

En el apartado 4.3 se han repetido los Casos 1, 5 y 9 forzando el modelo con un campo de vientos idealizado representativo de las condiciones de invierno y verano.

El apartado 4.4 corresponde a la simulación de la salida de flujo hacia el Mediterráneo. Para ello la subregión superior del borde oriental se ha dividido a su vez en dos, permitiendo o imponiendo la salida de agua entre 38° y 40°N. Así, se ha llevado a cabo un análisis de sensibilidad de los Casos 1, 5 y 9 imponiendo la salida de distintas cantidades de flujo. Los casos seleccionados (1.5m, 5.4m y 9.4m) corresponden a aquellos en los que se ha impuesto la salida de 1 Sv, como sugieren los cálculos realizados por Candela (2001). Dicho flujo de salida se ha mantenido constante a lo largo de las cuatro estaciones. Estos tres casos se han forzado a continuación con el mismo campo de vientos estacional utilizado en la sección anterior.

Finalmente, en el apartado 4.5 se han mostrado los resultados obtenidos al resolver las ecuaciones dimensionales, utilizando como forzamiento el rotacional del viento correspondiente a la climatología del SOC, para las condiciones anuales y estacionales medias. Dado que los principales objetivos de este último esfuerzo eran por un lado estudiar el efecto del viento sobre el patrón de circulación y por otro obtener representaciones más realistas de las condiciones estacionales que permitan comparar los resultados con datos reales, no ha sido necesario repetir los análisis de sensibilidad. Así, el campo de vientos real se ha aplicado únicamente a los casos escogidos a lo largo del capítulo (1, 5, 9, 1.5m, 5.4m y 9.4m).

En el capítulo siguiente se llevará a cabo la comparación entre los resultados más representativos del modelo y varios esquemas de circulación de la parte oriental del giro (NASG) desarrollados por diversos autores a partir de observaciones. Concretamente se verá, por un lado, cómo al dividir el borde oriental en dos subregiones (Caso 5, Figura 4.32) se obtiene un patrón de circulación en la parte oriental del giro similar al descrito por Stramma (1984) (ver

---

Figura 2.9). Por otro lado, al dividir el contorno oriental en cuatro subregiones (Caso 9, Figura 4.32) el patrón de circulación resultante es más complejo y se asemeja al que muestran los resultados derivados de los proyectos FRENTE y CANIGO (ver, por ejemplo, Figura 2.10). También se mostrará la concordancia entre la variación estacional del sistema de corrientes descrita por autores como Stramma y Siedler (1988) (ver Figura 2.12) o Pelegrí *et al.* (2005a) y los resultados obtenidos al forzar el modelo con un campo de vientos real promediado estacionalmente (Casos 1, 5 y 9; Figuras 4.35, 4.36 y 4.37 respectivamente). Finalmente, se llevará a cabo una comparación cualitativa entre los resultados obtenidos al forzar la salida de flujo hacia el Mediterráneo y los presentados por Machín *et al.* (2004).

## 5 VALIDACIÓN DEL MODELO

Como se adelantó en el capítulo anterior, en este capítulo se van a analizar los resultados del modelo desarrollado en comparación con resultados obtenidos por varios autores a partir del análisis de datos. En el Capítulo 2 se describen con detalle los trabajos a los que se hará referencia a lo largo del presente capítulo.

Quizás los estudios más representativos para este trabajo de investigación sean los efectuados por Stramma (1984), Stramma y Siedler (1988), Siedler y Onken (1996) o Laiz *et al.* (2001) en los que se pueden encontrar esquemas de circulación a gran escala que abarcan toda la parte oriental del NASG. Otros autores, como Mittelstaedt (1991), Machín *et al.* (2004), o Pelegrí *et al.* (2005a) presentan esquemas de circulación en zonas más restringidas dentro de la cuenca oriental del NASG, que también pueden compararse con los resultados obtenidos en los distintos experimentos realizados a lo largo de este trabajo.

Los experimentos seleccionados para llevar a cabo las comparaciones corresponden a los casos con los que se han obtenido resultados más realistas (Casos 5 y 9). Dentro de dichos experimentos, se han escogido aquellos en los que se ha utilizado como forzamiento el campo de vientos del SOC, ya que es de suponer que los transportes de volumen obtenidos se ajusten mejor a la realidad.

### 5.1 Campo de vientos medio – Caso 5

En el Caso 5 el borde oriental se ha dividido en dos franjas (ver Tabla 4.3). En la primera franja, comprendida entre 10°N y 20°N, se han impuesto las condiciones de contorno de flujo normal nulo y no-deslizamiento. Entre 20°N y 40°N se ha asumido que la vorticidad potencial es constante, lo cual concuerda con la existencia de un flujo hacia el sur que sería alimentado por la entrada de agua desde el océano interior hacia la región costera. Este proceso se ha permitido a través de la condición de flujo normal no nulo. El Caso 5.4m utiliza las mismas condiciones de contorno que el Caso 5, aunque entre 38°N y 40°N se ha

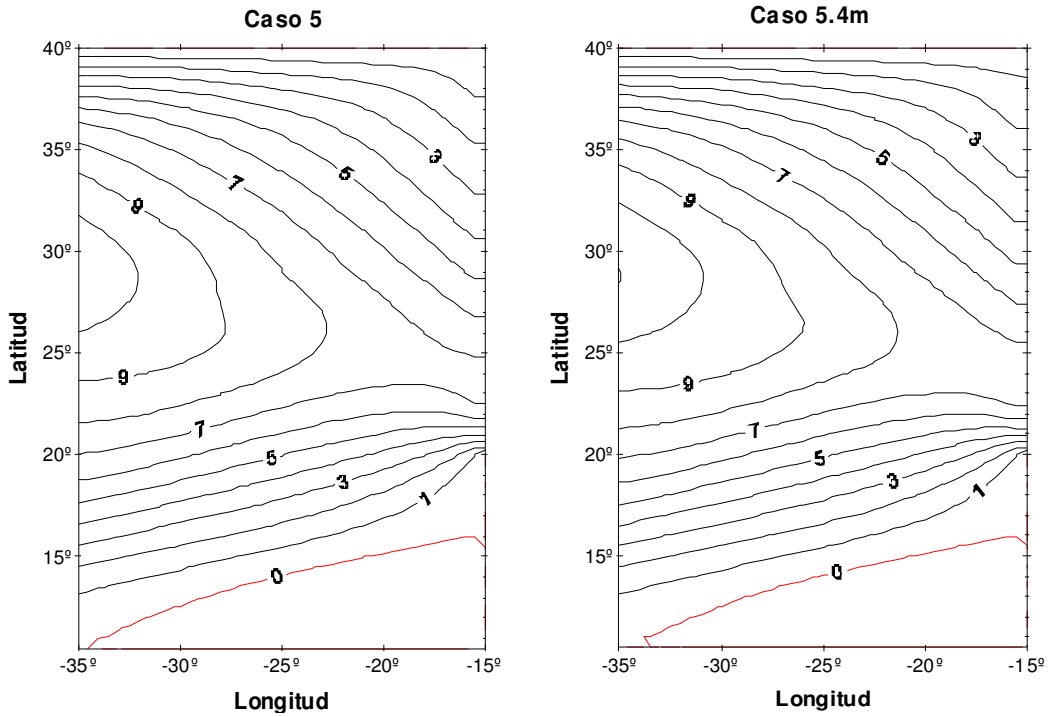


impuesto la salida de 1 Sv hacia lo que correspondería a la región del Mediterráneo (ver Tabla 4.6). Como se vio en el Capítulo 4, el patrón de circulación obtenido es muy similar en ambos casos, observándose la salida de unos 7 Sv hacia la región costera al norte de unos 25°N y su reincorporación al océano interior en torno a donde estaría Cabo Blanco (ver Figura 5.1). Al sur de dicha latitud se encuentra el giro ciclónico de la zona de sombra con un transporte de algo más de 0.5 Sv. Estos resultados son cualitativamente similares a los descritos por Stramma (1984), quien muestra la salida de unos 6 Sv hacia el océano costero al norte del archipiélago canario, dos de los cuales se dirigen hacia el Mediterráneo (ver Figura 2.9).

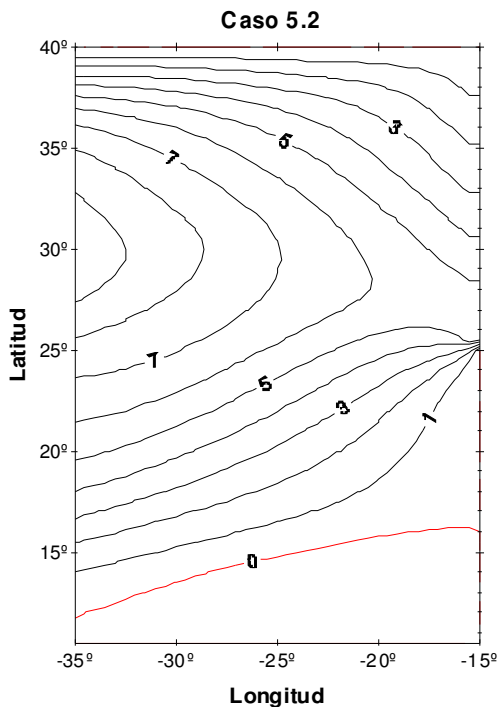
La cantidad de agua que circula al este de 35°W es de unos 10.5 Sv, similar a los 11-12 Sv obtenidos por autores como Stramma (1984), Arhan *et al.* (1994) y Siedler y Onken (1996).

Se ha efectuado una ejecución adicional del modelo utilizando las condiciones de contorno del Caso 5.2 para el campo de vientos anual medio del SOC. Recuérdese que el Caso 5.2 es una variante del Caso 5, en el que la condición de flujo normal no-nulo se ha impuesto entre 25°N-40°N (ver Tabla 4.4). En la Figura 5.2 se puede ver que al reducir la extensión meridional de la subregión superior la cantidad de agua que recircula en la zona es menor (unos 9.5 Sv), así como la cantidad de agua que sale hacia la región costera (unos 5.5 Sv).

Las comparaciones cuantitativas deben realizarse con cautela, ya que las bases de datos utilizadas en ambos casos (Stramma (1984) y esta tesis) proceden de fuentes diferentes y tienen resoluciones espaciales y temporales distintas.



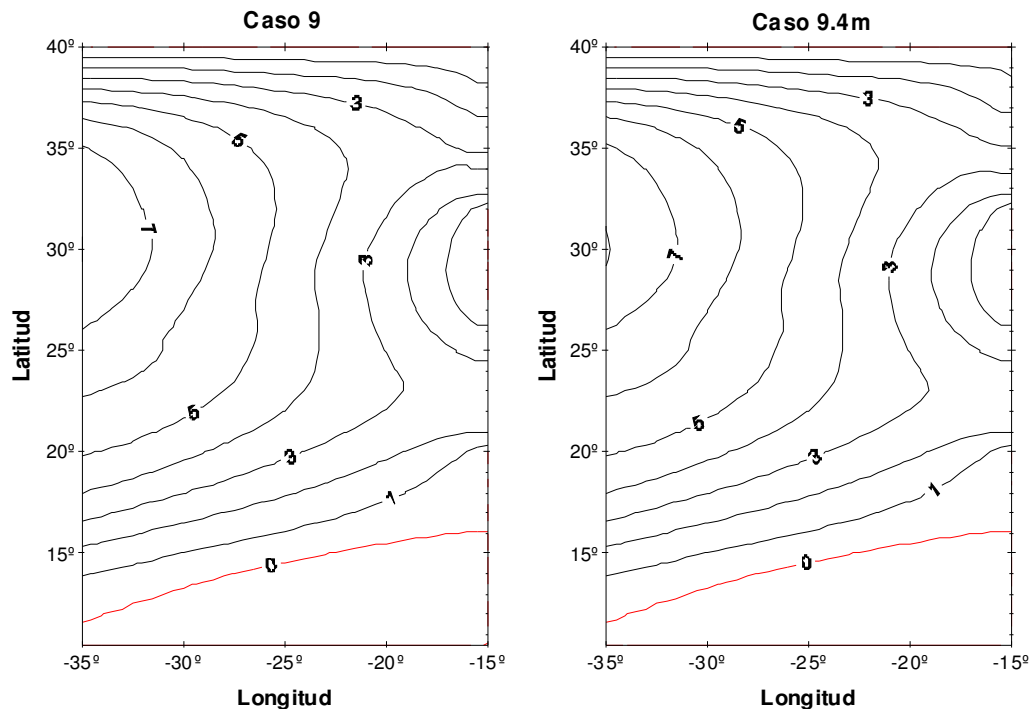
**Figura 5.1** Casos 5 y 5.4m: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) obtenido a partir del campo de vientos anual medio del SOC. El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv.



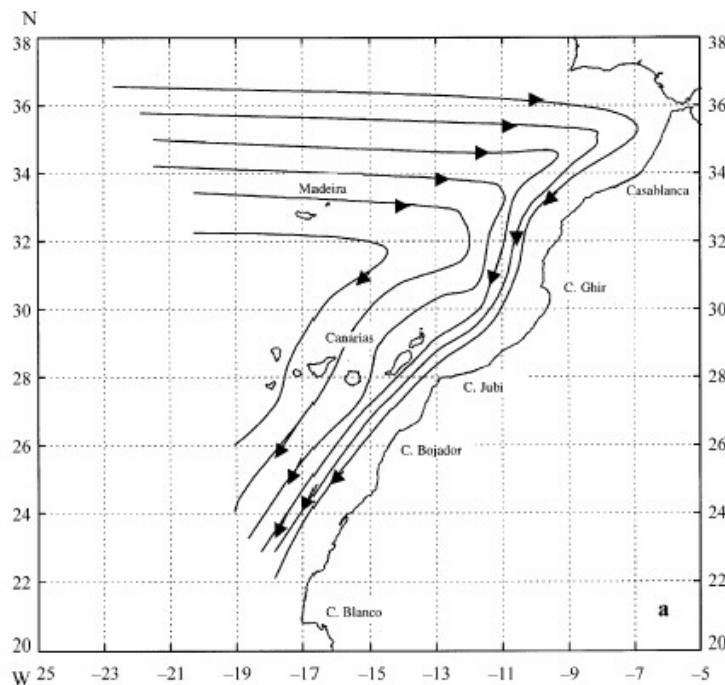
**Figura 5.2** Caso 5.2: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) obtenido a partir del campo de vientos anual medio del SOC. El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv.

## 5.2 Campo de vientos medio – Caso 9

En el Caso 9 el borde oriental se ha dividido en cuatro franjas (ver Tabla 4.3). Entre 10°N-20°N y entre 27°N-32°N se han aplicado las condiciones de flujo normal nulo y no-deslizamiento, mientras que entre 20°N-27°N y 32°N-40°N se han utilizado las condiciones de flujo normal no nulo y vorticidad potencial constante. El Caso 9.4m es idéntico, salvo por la imposición de una salida de 1 Sv hacia el Mediterráneo entre 38°-40°N (ver Tabla 4.7). En ambos casos, que como se vio en el capítulo anterior, dan lugar a resultados muy similares, el patrón de circulación resultante es más complejo que el obtenido con los casos 5 y 5.4m y pareciera asociado tanto a las características de la región costera como a la presencia de las Islas Canarias. Así, se puede observar la salida de unos 3 Sv hacia la región costera al norte de unos 35°N y su retorno algo más al sur. Parte de este flujo podría fluir hacia el sur al oeste del archipiélago canario antes de girar bruscamente hacia el oeste para cerrar la circulación del giro subtropical. Otra parte, sin embargo, fluye hacia el sur a través del archipiélago describiendo un amplio bucle antes de volver a salir hacia el océano costero al sur de las islas (a unos 25°N, cerca de Cabo Bojador) para reincorporarse definitivamente al océano interior cerca de Cabo Blanco (ver Figura 5.3). Este nuevo patrón de circulación es similar a los obtenidos más recientemente, como por ejemplo, el esquema cualitativo mostrado en la Figura 2.10 derivado de los proyectos FRENTE y CANIGO, o la representación esquemática del transporte geostrófico obtenida por Pelegrí *et al.* (2005a) a partir de datos de XBT y de anclajes (Figura 5.4).



**Figura 5.3** Casos 9 y 9.4m: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) obtenido a partir del campo de vientos anual medio del SOC. El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv.



**Figura 5.4** Ilustración esquemática del transporte geostrófico medio en la termoclina superior (hasta unos 700 m). Situación predominante durante casi todo el año. Cada línea de flujo representa aproximadamente 1 Sv. (Figura reproducida de Pelegrí et al. (2005a)).

### 5.3 Campo de vientos estacional

En la Figura 2.12 del Capítulo 2 se mostró la variación estacional del sistema de corrientes en el margen oriental de la cuenca obtenida por Stramma y Siedler (1988) (SS88 a partir de aquí), que en general concuerda con los resultados obtenidos más recientemente por diversos autores (ver sección 2.3.2). Las principales características a destacar son las siguientes:

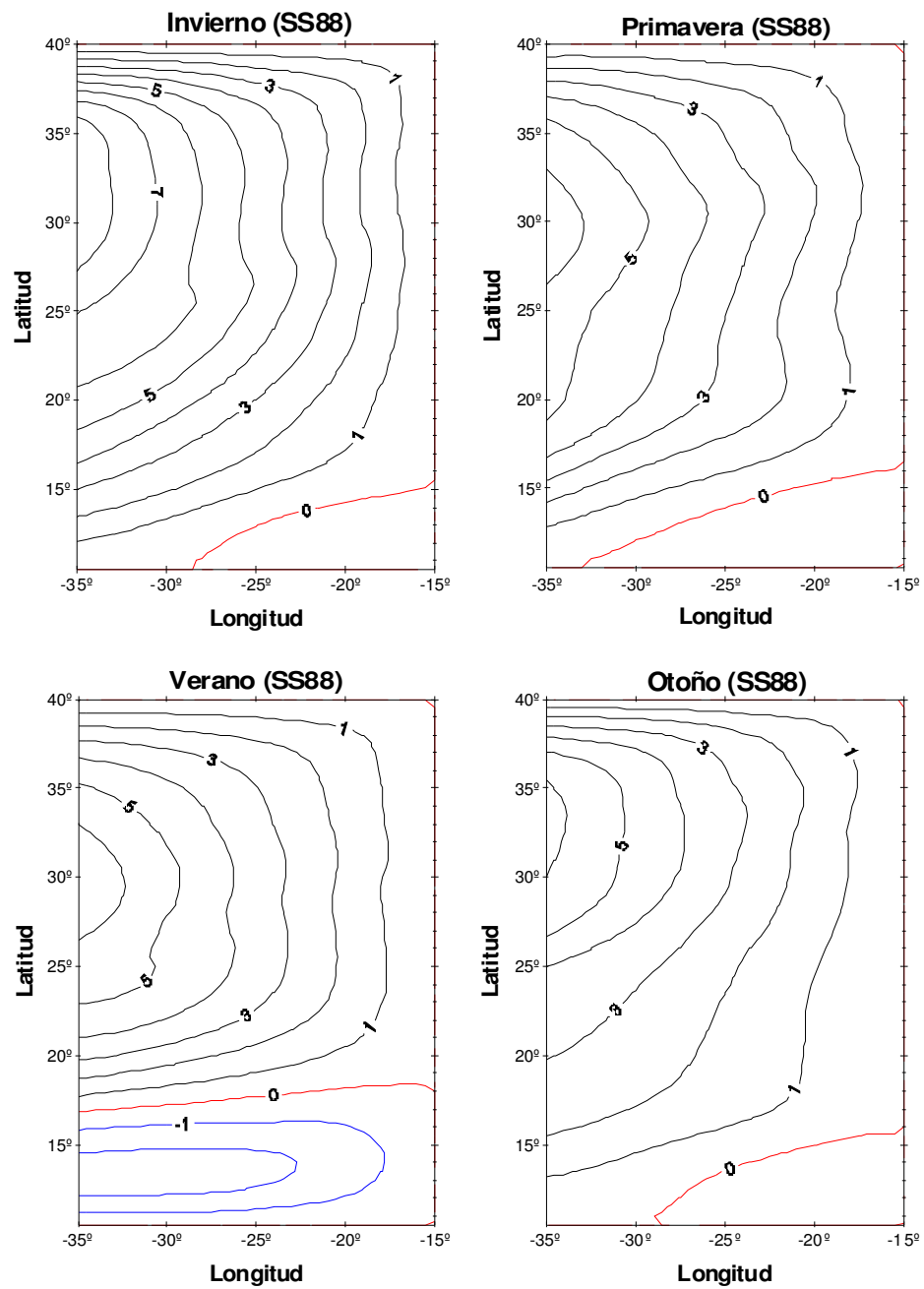
- El giro se comprime / expande latitudinalmente y se expande / comprime longitudinalmente en verano / invierno (sin incluir la región por encima de 40°N, donde en verano la circulación es anticiclónica).
- La latitud de separación de costa de la Corriente de Canarias se desplaza hacia el sur en invierno.
- El centro del bucle se encuentra situado a unos 2° de latitud más al sur en verano que en invierno (nótese que esta diferencia es bastante inferior al desplazamiento norte-sur idealizado del campo de vientos).
- Los transportes de volumen no presentan cambios cuantitativos importantes.
- La Corriente de Canarias parece estar desplazada hacia el oeste en verano y otoño.

Cabe destacar que el esquema de circulación presentado por SS88 corresponde a los primeros 200 m de la columna de agua, mientras que el modelo desarrollado en este trabajo utiliza una profundidad de 800 m. Por lo tanto, únicamente se realizarán comparaciones cualitativas entre ambos. Cabe mencionar, no obstante, que Stramma (1984) mostró que el campo medio de líneas de flujo integradas hasta 800 m de profundidad mantiene un patrón muy similar al de los primeros 200 m. Esto hace suponer que la variación estacional hasta 800 m muy probablemente siga el patrón marcado por los primeros 200 m, que es la porción de la columna de agua que puede ser influenciada por el viento superficial.

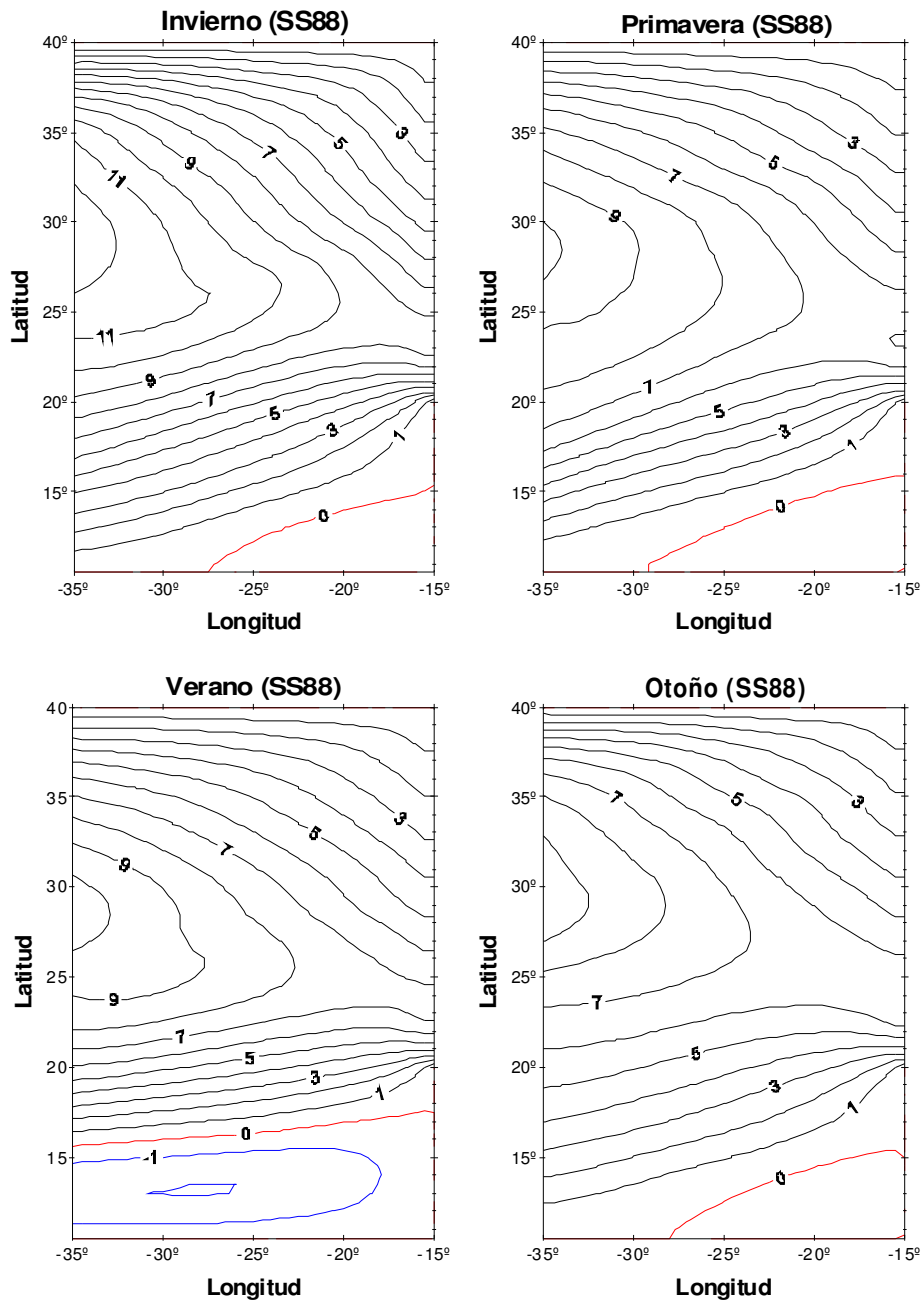
Por otro lado, dado que el criterio estacional utilizado por SS88 (i.e. invierno (enero-marzo), primavera (abril-junio), verano (julio-septiembre) y otoño (octubre-diciembre)) no concuerda con el empleado en el presente estudio (ver detalles en

la sección 3.4.2.1), se ha realizado un nuevo promedio estacional del campo de vientos del SOC siguiendo el criterio de SS88 y se han repetido con él los Casos 1, 5 y 9. El nuevo patrón de circulación obtenido se puede observar en las Figuras 5.5, 5.6 y 5.7 respectivamente. En todas ellas se puede observar que el bucle es más ancho latitudinalmente en invierno que en verano, estando su centro desplazado hacia el sur en verano. Sin embargo, la penetración del giro hacia el Este es mayor en invierno que en verano, contrariamente a lo sugerido por SS88. El transporte de volumen es unos 2 Sv menor en verano que en invierno. Las líneas de corriente están más juntas en invierno indicando una mayor intensidad de las corrientes. La modificación de las condiciones de contorno (Casos 5 y 9) no da lugar a ningún cambio estacional diferente al descrito, ya que la única estacionalidad introducida en el modelo viene dada por el viento.

Estos resultados sugieren que existen otros mecanismos más complejos, probablemente asociados a variaciones interanuales en el océano abierto y el sistema de afloramiento costero, que podrían ser tan significativos como las propias variaciones estacionales y que, por tanto, podrían influir en los resultados presentados por SS88. Entre estos mecanismos destacaría la Oscilación del Atlántico Norte (algunos índices del estado de dicha oscilación pueden encontrarse en la red, por ejemplo en la dirección del United States National Weather Service Climate Prediction Center, <http://www.cpc.ncep.noaa.gov>). Si los datos utilizados por SS88 para la región cercana al talud continental están sesgados hacia índices positivos o negativos de la Oscilación del Atlántico Norte cabría esperar que sus resultados no sean representativos de las condiciones estacionales medias. Knoll *et al.* (2002), por su parte, sugieren que los cambios de la contracorriente profunda que se dirige hacia el polo a lo largo del talud continental dan lugar a su vez a modificaciones en la intensidad de la Corriente de Canarias (ver sección 2.3.2).

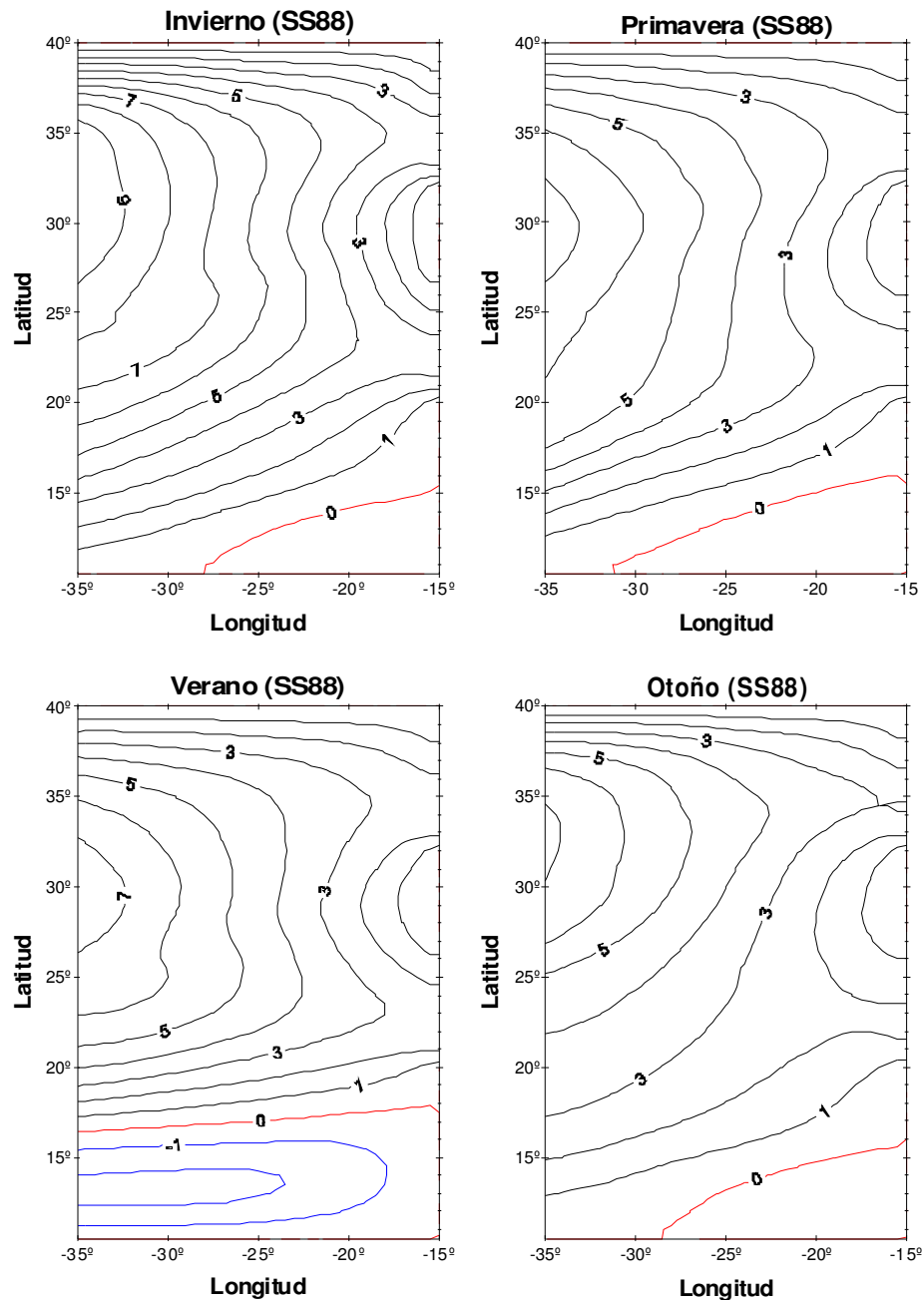


**Figura 5.5** Caso 1: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) obtenido a partir del campo de vientos del SOC. Variaciones estacionales (criterio de SS88). El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv. Las líneas azules indican sentido ciclónico.



**Figura 5.6** Caso 5: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) obtenido a partir del campo de vientos del SOC. Variaciones estacionales (criterio de SS88). El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv. Las líneas azules indican sentido ciclónico.





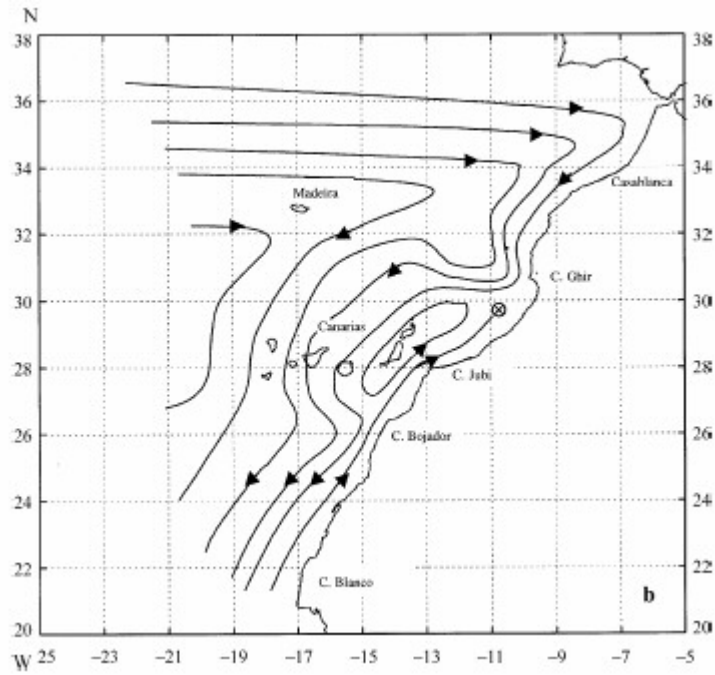
**Figura 5.7** Caso 9: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) obtenido a partir del campo de vientos del SOC. Variaciones estacionales (criterio de SS88). El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv. Las líneas azules indican sentido ciclónico.

En la Figura 5.8 se observa una representación esquemática del transporte geostrófico obtenida por Pelegrí *et al.* (2005a) similar a la mostrada en la Figura 5.4, aunque en este caso corresponde a la situación característica de finales de otoño, donde el transporte de volumen es inferior a la media anual (ver Figura 5.4). Sin embargo, el bucle de recirculación en torno al archipiélago canario está mejor definido, observándose además una inversión de la circulación entre

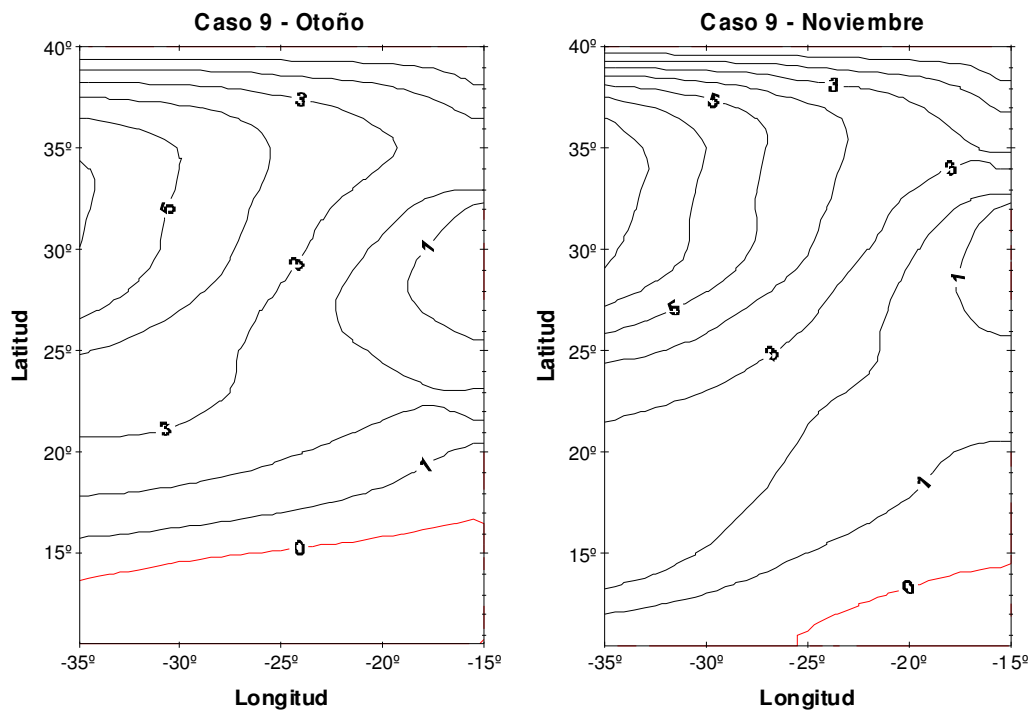
Fuerteventura y la costa africana, así como un desplazamiento hacia el oeste de las líneas de corriente. Recuérdese que según Knoll *et al.* (2000) la Corriente de Canarias está desplazada hacia el oeste durante el verano y el otoño (ver apartado 2.3.2).

En la Figura 5.9 se muestran los resultados obtenidos con el modelo para el campo de vientos del SOC correspondiente a la situación media de otoño (panel izquierdo) y de noviembre (panel derecho). Esta última sería representativa de las condiciones de finales de otoño. En otoño, el volumen de transporte también es inferior al obtenido con el campo de vientos anual medio (ver Figura 5.3). Igualmente, las líneas de corriente se encuentran en una posición más occidental con respecto al caso medio. En noviembre, sin embargo, el volumen de transporte es superior a la media otoñal y el bucle de recirculación está menos definido. En este sentido, debe decirse que, por un lado, el esquema realizado por Pelegrí *et al.* (2005a) es una interpretación de la circulación en la zona obtenida a partir de datos de XBT y de anclajes tomados en un periodo de tiempo determinado, mientras que los resultados obtenidos con el modelo utilizan una base de datos de viento a gran escala promediados a lo largo de 13 años. Por lo tanto, las comparaciones deben verse únicamente desde un punto de vista cualitativo.

Otro aspecto a tener en cuenta es que el modelo hace que el campo de corrientes se ajuste de forma inmediata al forzamiento del viento, mientras que en la realidad debe de haber una demora del orden de 2 meses, i.e. aproximadamente el tiempo que tardaría una parcela de agua en discurrir por una extensión apreciable de la región mientras experimenta las nuevas condiciones de forzamiento. Una parcela de agua desplazándose con una velocidad media de  $0.15 \text{ m s}^{-1}$  recorrería una extensión de unos 800 km, o unos  $8^\circ$  de latitud, que es una distancia característica de las estructuras que se observan en el patrón de circulación de la zona.



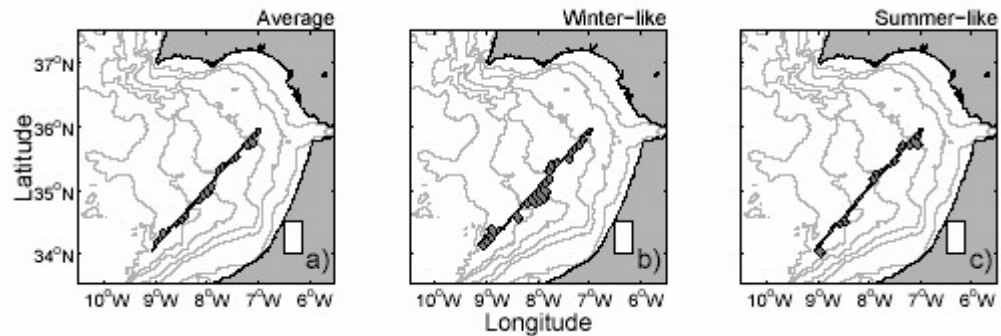
**Figura 5.8** Ilustración esquemática del transporte geostrófico medio en la termoclina superior (hasta unos 700 m). Situación de finales de otoño. Cada línea de flujo representa aproximadamente 1 Sv. (Figura reproducida de Pelegrí et al. (2005a)).



**Figura 5.9** Caso 9: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) obtenido a partir del campo de vientos del SOC promediado para el otoño (panel izquierdo) y para el mes de Noviembre (panel derecho). El intervalo entre líneas de corriente es de 1 Sv.

## 5.4 Salida de agua hacia el Mediterráneo

Machín *et al.* (2004) calcularon transportes geostróficos de masa al sur del Golfo de Cádiz, incluyendo variaciones estacionales, a partir de diferentes datos oceanográficos. La toma de datos se realizó a lo largo de un transecto paralelo al talud continental entre el Golfo de Cádiz y Cabo Beddouza para ocho secciones (dos por estación). En un primer análisis calcularon el promedio estacional del transporte de masa perpendicular al continente, observando que a pesar de la gran variabilidad temporal encontrada, existen similitudes entre el invierno y la primavera y entre el verano y el otoño. Así, para explorar con más detalle las variaciones estacionales del flujo, definieron dos situaciones; una correspondiente al promedio de los datos tomados en invierno y primavera (tipo-invierno) y otra correspondiente al promedio entre verano y otoño (tipo-verano). La justificación física de tal división concuerda con las variaciones estacionales del bombeo de Ekman descritas por McClain y Firestone (1993). En la Figura 5.10 se muestra el transporte geostrófico de masa perpendicular al continente, promediado (a) anualmente, (b) para la situación tipo-invierno y (c) para la situación tipo-verano, a lo largo de todo el transecto. Dicho transecto está indicado por una línea recta. Cada barra gris corresponde a una estación, siendo su área proporcional a la cantidad de transporte (la escala viene dada por la barra blanca, cuyo área indica 1 Sv). Como se observa en la figura, el flujo perpendicular al continente se hace mucho más intenso durante las condiciones tipo-invierno. Se puede observar, además, que el flujo dirigido hacia costa es mucho mayor en invierno que en verano, mientras que el flujo dirigido hacia mar abierto no presenta cambios significativos, siendo tan sólo ligeramente superior en invierno.

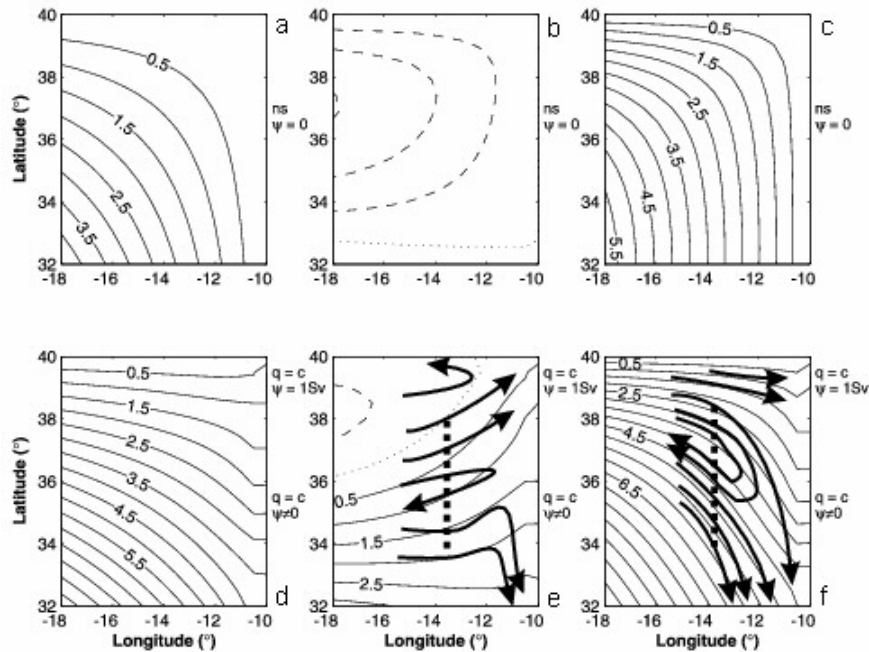


**Figura 5.10** Valores promedios del transporte geostrófico de masa integrado verticalmente para (a) todo el año, (b) situación tipo-invierno y (c) situación tipo-verano. El área de cada barra es proporcional a la cantidad de transporte (el área de la barra blanca corresponde a 1 Sv). (Figura extraída de Machín *et al.*, 2004).

Estos autores también utilizaron el modelo descrito en esta tesis, junto con los campos de vientos idealizados descritos en la sección 3.4.1, para examinar el origen de esta intensificación invernal del flujo perpendicular al continente, donde el denominado “Caso 1” coincide con el Caso 1 de este trabajo, mientras que el “Caso 2” corresponde al Caso 5.4m (a partir de aquí se usará la nomenclatura utilizada en el presente trabajo, es decir, se referirá a los Casos 1 y 5.4m). En la Figura 5.11 se expone un detalle del patrón de circulación en la esquina nordeste de la cuenca obtenido por Machín *et al.* (2004). El panel superior corresponde a los resultados obtenidos para el Caso 1, mientras que el panel inferior corresponde al Caso 5.4m. En ambos casos, las figuras a la izquierda fueron obtenidas con el campo de vientos medio, las figuras centrales con el viento idealizado de invierno y las figuras a la derecha con el viento idealizado de verano. Las condiciones de contorno utilizadas se indican en el eje derecho de cada figura y siguen la misma nomenclatura que la utilizada en esta tesis. Se pueden observar los cambios producidos en la circulación al modificar las condiciones de contorno, de forma análoga a como se ha descrito en este trabajo. En invierno, el Caso 5.4m muestra un giro ciclónico en la parte noroeste de la gráfica, producido por el campo de vientos, y una salida de flujo en la esquina nordeste que se asemeja a la Corriente Ibérica, la cual fluye hacia el norte al oeste de Portugal durante el invierno. El patrón general de circulación es débil y se dirige hacia costa. En verano, por el contrario, el flujo se intensifica, presentando además una componente hacia el sur importante. Esto último no puede ser corroborado por los resultados obtenidos a partir del análisis de datos.

Parte del transporte hacia el sur podría proceder de la frontera norte del dominio, como si se tratara de la Corriente de Portugal. Como ayuda a la interpretación de los resultados, Machín *et al.* (2004) dibujaron sobre ambas figuras (i.e. las correspondientes al Caso 5.4m para el invierno y el verano) un esquema del transporte de volumen obtenido para las condiciones tipo-invierno y tipo-verano.

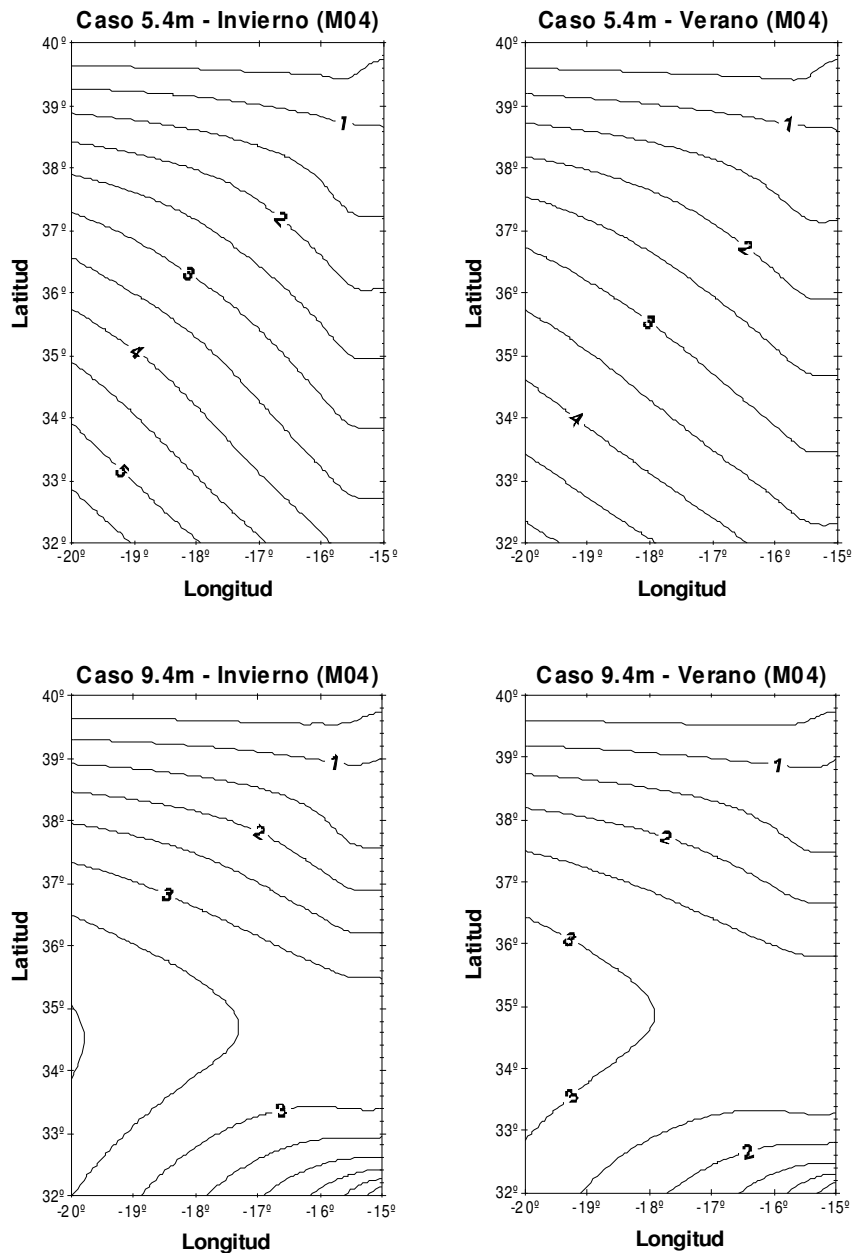
A modo de resumen, se puede decir que los resultados numéricos de Machín *et al.* (2004) muestran que el flujo recircula más intensamente en verano, pero que lo hace más alejado de la costa y más orientado hacia el sur (ver Figura 5.11). Esto hace que, cerca del talud, la componente del flujo perpendicular al continente se intensifique en invierno, en concordancia con las observaciones realizadas (Figura 5.10).



**Figura 5.11** Detalle del transporte de volumen integrado (0 a 800 m) para la región nororiental del NASG obtenido a partir de un campo de vientos idealizado. Las figuras superiores corresponden al Caso 1 para (a) campo de vientos medio, (b) invierno y (c) verano. Las figuras inferiores corresponden al Caso 2 para (d) campo de vientos medio, (e) invierno y (f) verano. El intervalo entre líneas de corriente es de 0.5 Sv. Las líneas continuas indican valores positivos y las discontinuas negativos; la línea de puntos corresponde al contorno cero. Las flechas gruesas que aparecen en (e) y (f) son representaciones esquemáticas del transporte de volumen integrado en la columna de agua obtenido a partir de observaciones. La línea gruesa de puntos indica la localización idealizada de la sección base. (Figura obtenida de Machín *et al.*, 2004).

---

En este trabajo se han repetido los experimentos numéricos de Machín *et al.* (2004) pero utilizando el campo de vientos del SOC. La Figura 5.12 muestra en detalle el patrón de circulación en la esquina nordeste de la cuenca obtenido con el modelo para los Casos 5.4m (panel superior) y 9.4m (panel inferior) al emplear el mencionado campo de vientos. Las condiciones tipo-invierno (figuras a la derecha) se han obtenido promediando los resultados obtenidos para el invierno y la primavera, mientras que el promedio entre los resultados de verano y otoño corresponde a las condiciones tipo-verano (figuras a la izquierda). Esto está señalado en las gráficas por las siglas M04, que hacen alusión a Machín *et al.* (2004). En estas gráficas se observa un pequeño incremento invernal en el transporte de volumen perpendicular a la costa, lo cual concuerda cualitativamente con los resultados obtenidos por Machín *et al.* (2004). El efecto de los vientos reales, sin embargo, parece ser mucho menor al de los vientos idealizados utilizados por estos autores.



**Figura 5.12** Casos 5.4m y 9.4m: Transporte de volumen integrado (0 a 800 m) obtenido a partir del campo de vientos del SOC. El intervalo entre líneas de corriente es de 0.5 Sv.



## 6 CONCLUSIONES Y TRABAJO FUTURO

### 6.1 Conclusiones

El principal objetivo de este trabajo era examinar el efecto que el océano costero ejerce sobre la circulación del ramal oriental de la Corriente de Canarias. En este sentido, se ha considerado que el sistema de afloramiento costero del noroeste africano representa la condición de contorno oriental para el océano interior. Un segundo objetivo era explorar la salida de agua desde el Océano Atlántico hacia el Mar Mediterráneo y su posible conexión con la circulación en la termoclina superior de la Cuenca Canaria. Ambas ideas se han desarrollado mediante el análisis teórico de la vorticidad en el océano costero y su traducción en términos de condiciones de contorno para un modelo numérico sencillo. El modelo se ha forzado inicialmente con un campo de vientos teórico y se ha sometido a un análisis de sensibilidad, utilizando para ello diversas combinaciones de las condiciones de contorno propuestas. Finalmente, el modelo se ha forzado con un campo de vientos real con el objeto de estudiar la variación estacional del patrón de circulación asociada a la variabilidad a escala de cuenca del campo de vientos.

Las principales conclusiones que derivan de este estudio son las siguientes:

- El modelo es altamente sensible a las condiciones de contorno, por lo que éstas deben aplicarse con cautela.
- Se ha observado que los límites meridionales de las subregiones en las que se ha dividido el borde oriental son importantes a la hora de controlar el volumen de agua que recircula hacia y desde la región costera.
- A pesar de la simplicidad del modelo utilizado, se ha comprobado que una correcta especificación de las condiciones de contorno en el borde oriental aporta resultados cualitativos, y en menor medida cuantitativos,

coherentes con las observaciones. Los diferentes casos analizados sugieren que los resultados más reales son aquellos en los que la condición de flujo normal no nulo y la de vorticidad potencial constante se especifican simultáneamente. Debe recordarse, además, que estos casos también son los más coherentes desde un punto de vista físico, ya que se pueden interpretar como que existe un flujo costero hacia el sur (inducido por la condición de vorticidad potencial constante) que es alimentado por la entrada de agua desde el océano interior hacia la región costera (condición de flujo normal no nulo).

- Los resultados obtenidos parecen verificar que el chorro costero asociado al afloramiento actúa como condición de contorno del océano interior mediante la alteración de su vorticidad. Por lo tanto, se puede concluir que, efectivamente, **existe un acoplamiento entre el sistema de afloramiento costero y el ramal oriental de la Corriente de Canarias**, por lo que ambos sistemas deben ser tratados conjuntamente. En particular, el trabajo demuestra que los modelos globales de circulación deben tener suficiente resolución en las regiones costeras.
- Las variaciones estacionales a gran escala del patrón de circulación vienen dadas principalmente por el campo de vientos a gran escala. Sin embargo, los resultados obtenidos sugieren que éste no es el único mecanismo que interviene en dichos cambios estacionales.

## 6.2 Trabajo futuro

En un futuro sería interesante por un lado reducir las dimensiones de la cuenca de estudio a la cuenca oriental del Giro Subtropical, incrementando así la resolución espacial del modelo, para poder estudiar con más detalle los efectos de las nuevas condiciones de contorno en dicha zona. Ello requeriría, por su parte, la utilización de una morfología de la costa más realista sí como de campos de vientos con una mayor resolución espacial.

Por otro lado, la expansión del modelo a varias capas posibilitaría el estudio de la estructura vertical de la circulación en la región. En particular, permitiría la existencia de transferencia vertical de fluido entre distintas capas, lo cual puede ser especialmente importante en la región del afloramiento costero, donde debe existir una celda vertical de recirculación. La inclusión de varias capas permitiría además discernir entre las contribuciones barotrópica y baroclínica al movimiento del fluido, brindando así la posibilidad de que se generen flujos inducidos por gradientes de presión, tales como la dirección de la contracorriente subsuperficial.

También sería importante reformular el método numérico para permitir estudiar la evolución temporal del flujo sin necesidad de tener que alcanzar un estado estacionario para cada conjunto de mecanismos forzantes. Ello permitiría examinar los desfases temporales entre el forzamiento atmosférico y la respuesta oceánica.

Otros aspectos que también podrían incluirse son (i) los flujos de calor entre el océano y la atmósfera, potencialmente importantes al tratarse de una región donde una corriente relativamente fría gana calor, (ii) un análisis de la sensibilidad del modelo a distintos coeficientes de difusión horizontal, y (iii) una formulación complementaria para el océano costero que permita diagnosticar las regiones donde deben especificarse las distintas condiciones de contorno para modelos del océano profundo.

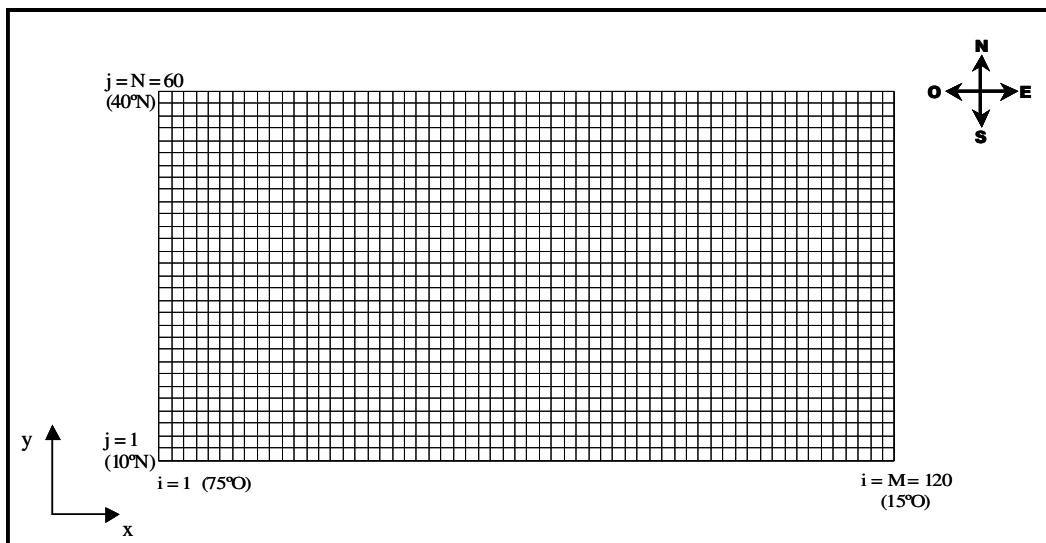
## 7 Apéndice: Esquema numérico y algoritmo de resolución

### A1. Esquema numérico

Los principales métodos para obtener soluciones numéricas de los modelos cuasigeostróficos de circulación oceánica son las diferencias finitas (DF), los elementos finitos (EF) y los métodos espectrales (Peyret y Taylor, 1983; O'Brien, 1986; Le Provost *et al.*, 1994; Dupont, 2001). Los métodos en diferencias finitas son los más comúnmente utilizados ya que son más fáciles de programar. Haidvogel *et al.* (1980) compararon la precisión de los tres métodos en aplicaciones a problemas del océano abierto. Dumas *et al.* (1982) resolvieron un problema barotrópico de circulación oceánica producida por el viento en latitudes medias mediante elementos finitos y diferencias finitas y obtuvieron resultados similares. De los estudios anteriores se puede concluir que los mejores métodos son los EF y DF. Las principales ventajas de los EF son su precisión, su mejor tratamiento de las condiciones de contorno (permiten ajustar el dominio de integración a la compleja geometría real de las cuencas oceánicas) y su flexibilidad para incrementar la resolución espacial horizontal en zonas donde los procesos físicos lo requieren sin exceder los límites computacionales. Sin embargo, las ventajas de los EF frente a las DF no compensan, en este caso, su mayor complejidad y coste computacional. Por lo tanto, la integración numérica de las ecuaciones se ha llevado a cabo mediante esquemas en diferencias finitas.

La Figura A1 muestra el dominio numérico empleado para la integración, el cual, como se comentó en el Capítulo 3, se extiende entre 75°O-15°O de longitud y 10°N-40°N de latitud. La malla se ha orientado de tal forma que los ejes  $x$  e  $y$  estén alineados con la dirección Este-Oeste y Norte-Sur, respectivamente. El paso de malla empleado es constante e igual en ambas direcciones,  $\Delta x = \Delta y = 0.5^\circ$ . Su valor no se ha refinado en la región de interés (parte oriental de la cuenca) ya que se ha comprobado que incrementa el tiempo de cálculo y no mejora los resultados. La malla obtenida tiene ciento veinte puntos en el eje  $x$  y sesenta puntos en el eje  $y$ . El origen de coordenadas se ha situado en la esquina

inferior izquierda de la malla, de tal forma que los subíndices son crecientes hacia la derecha en la dirección  $x$  ( $i = 1, 120$ ) y hacia arriba en la dirección  $y$  ( $j = 1, 60$ ).



**Figura A1.** Dominio numérico

El dominio de integración no considera líneas de costa en los laterales de la malla, así como islas, ya que en este trabajo no se pretende estudiar el efecto de las mismas sobre la circulación.

Los esquemas en diferencias finitas se mostrarán únicamente para las ecuaciones adimensionales, ya que son análogos para el caso dimensional.

### A1.1 Ecuaciones

La discretización de la **ecuación del balance de vorticidad** (ecuación [34]) se ha llevado a cabo mediante el método "Leapfrog" (Roache, 1982). Éste es un método explícito, con una precisión de segundo orden en el tiempo y en el espacio (es decir, está centrado en el tiempo y el espacio), que requiere valores en el tiempo ( $t$ ) y ( $t-1$ ) para calcular nuevos valores en ( $t+1$ ). Esta última característica es la que lo hace idóneo ya que el término de difusión lateral de vorticidad debe calcularse en el paso de tiempo anterior para evitar el crecimiento de las inestabilidades numéricas (Roache, 1982). Los términos advectivos (no

lineales) se han discretizado haciendo uso del esquema de Arakawa (1966), con el que se logra una discretización óptima de los mismos debido a que se conservan la energía cinética, la enstrofía y la vorticidad (Haidvogel *et al.*, 1980; Kowalik y Murty, 1993).

La ecuación (adimensional) del balance de vorticidad discretizada mediante este método se formula como:

$$\zeta_{i,j}^{t+1} = \zeta_{i,j}^{t-1} + 2\Delta t \cdot (\varepsilon J(\zeta_{i,j}^t, \psi_{i,j}^t) - v_{i,j}^t + ROT_{i,j} - \mu \zeta_{i,j}^t + E \nabla^2 \zeta_{i,j}^{t-1}) \quad [A1]$$

donde el término advectivo se expresa en términos de la función de corriente:

$$v_{i,j}^t = \frac{\psi_{i+1,j}^t - \psi_{i-1,j}^t}{2\Delta x} \quad [A2]$$

el rotacional del viento viene dado por la ecuación [75]:

$$ROT_{i,j} = \alpha \cdot \text{sen}\left(\pi \frac{j}{N}\right) \quad [A3]$$

y el término difusivo es:

$$\nabla^2 \zeta_{i,j}^{t-1} = \frac{\zeta_{i+1,j}^{t-1} - 2\zeta_{i,j}^{t-1} + \zeta_{i-1,j}^{t-1}}{\Delta x^2} + \frac{\zeta_{i,j+1}^{t-1} - 2\zeta_{i,j}^{t-1} + \zeta_{i,j-1}^{t-1}}{\Delta y^2} \quad [A4]$$

El Jacobiano tiene la forma (Arakawa, 1966):

$$\begin{aligned}
 J(\zeta_{i,j}^t, \psi_{i,j}^t) = & -\frac{1}{12 \cdot \Delta x \cdot \Delta y} \left[ (\psi_{i,j-1}^t + \psi_{i+1,j-1}^t - \psi_{i,j+1}^t - \psi_{i+1,j+1}^t) \zeta_{i+1,j}^t \right. \\
 & - (\psi_{i-1,j-1}^t + \psi_{i,j-1}^t - \psi_{i-1,j+1}^t - \psi_{i,j+1}^t) \zeta_{i-1,j}^t \\
 & + (\psi_{i+1,j}^t + \psi_{i+1,j+1}^t - \psi_{i-1,j}^t - \psi_{i-1,j+1}^t) \zeta_{i,j+1}^t \\
 & - (\psi_{i+1,j-1}^t + \psi_{i+1,j}^t - \psi_{i-1,j-1}^t - \psi_{i-1,j}^t) \zeta_{i,j-1}^t \\
 & + (\psi_{i+1,j}^t - \psi_{i,j+1}^t) \zeta_{i+1,j+1}^t \\
 & - (\psi_{i,j-1}^t - \psi_{i-1,j}^t) \zeta_{i-1,j-1}^t \\
 & + (\psi_{i,j+1}^t - \psi_{i-1,j}^t) \zeta_{i-1,j+1}^t \\
 & \left. - (\psi_{i+1,j}^t - \psi_{i,j-1}^t) \zeta_{i+1,j-1}^t \right] \quad [A5]
 \end{aligned}$$

Una limitación del método “Leapfrog” es que al incluir diferencias temporales centradas se generan inestabilidades numéricas inducidas por la separación de los modos computacionales asociados a los incrementos temporales pares e impares. Para resolver este problema se ha incorporado al esquema un filtro temporal de Asselin (Asselin, 1972; Kowalik y Murty, 1993; Sangrà, 1995), que se formula como:

$$\zeta_{i,j}^{t-1} = \zeta_{i,j}^t + \frac{\nu}{2} (\zeta_{i,j}^{t+1} - 2\zeta_{i,j}^t + \zeta_{i,j}^{t-1}) \quad [A6]$$

El filtro  $\nu$  amortigua la señal cuando  $0 \leq \nu \leq 0.5$  y la amplifica cuando  $-0.5 \leq \nu < 0$  (Kowalik y Murty, 1993). Tras varias pruebas, el valor idóneo hallado para el parámetro (de amortiguación) de Asselin es  $\nu = 0.5$ .

La **ecuación de Poisson** para la función de corriente (ecuación [36]) se ha discretizado mediante el método SOR de sobre-relajaciones sucesivas (Roache, 1982). Este método es, por su simplicidad y efectividad, el más popular entre los métodos utilizados para resolver la ecuación de Poisson:

$$\psi_{i,j}^{t+1} = \psi_{i,j}^t + \frac{\omega}{4} [\psi_{i+1,j}^t + \psi_{i-1,j}^{t+1} + \psi_{i,j+1}^t + \psi_{i,j-1}^{t+1} - 4\psi_{i,j}^t - \Delta x \Delta y \zeta_{i,j}^{t+1}] \quad [A7]$$

donde  $\Delta x, \Delta y$  son adimensionales.  $\omega$  es el factor de relajación, que por motivos de convergencia debe mantenerse dentro de los siguientes límites:

$$1 \leq \omega < 2$$

El valor óptimo hallado es  $\omega = 1.83$ .

Cabe indicar que al introducir campos de vientos reales en el modelo (ecuaciones dimensionales), es necesario discretizar la ecuación correspondiente al rotacional de la tensión de arrastre del viento (ecuación [33]). Para ello se ha utilizado un esquema en diferencias finitas centradas, igual al utilizado por Josey *et al.* (2002):

$$\bar{k} \cdot \text{rot}^* \bar{\tau}_{i,j}^* = \frac{\tau^{(y)*}_{i+1,j} - \tau^{(y)*}_{i-1,j}}{2\Delta x^*} - \frac{\tau^{(x)*}_{i,j+1} - \tau^{(x)*}_{i,j-1}}{2\Delta y^*} \quad [\text{A8}]$$

donde el asterisco indica que son variables dimensionales.

## A1.2 Condiciones de contorno estándar

La condición de *flujo nulo normal al contorno* se expresa en cada contorno del dominio como se indica a continuación:

$\psi_{i,N} = 0$  y  $\psi_{i,1} = 0$  en los contornos norte y sur, respectivamente

$\psi_{M,j} = 0$  y  $\psi_{1,j} = 0$  en los contornos oriental y occidental, respectivamente [A9]

Similarmente, la *condición de deslizamiento* se enuncia:

$\zeta_{i,N} = 0$  y  $\zeta_{i,1} = 0$  en las fronteras norte y sur

$\zeta_{M,j} = 0$  y  $\zeta_{1,j} = 0$  en las fronteras este y oeste [A10]

La *condición de no-deslizamiento* sólo se ha aplicado a los bordes laterales de la cuenca y tiene la forma dada por las ecuaciones [48] y [51]. Así, en el contorno oriental esta condición sería:



$$\zeta_{M,j} = \frac{2(\psi_{M-1,j} - \psi_{M,j})}{\Delta x^2} \quad [\text{A11}]$$

y en el contorno occidental:

$$\zeta_{1,j} = \frac{2(\psi_{2,j} - \psi_{1,j})}{\Delta x^2} \quad [\text{A12}]$$

### A1.3 Condiciones de contorno modificadas

Las nuevas condiciones de contorno sólo afectan la frontera oriental del dominio y su esquema en diferencias finitas es el siguiente:

*Condición de flujo normal no nulo:*

$$\psi_{M,j} = \psi_{M-1,j} \quad [\text{A13}]$$

*Condición de vorticidad potencial constante:*

La formulación de esta condición viene dada por las ecuaciones [61] y [64] dependiendo de si en la latitud crítica,  $y_{M,c}$ , se impone la condición de no-deslizamiento o la de deslizamiento, respectivamente. Dichas ecuaciones definen los correspondientes esquemas en diferencias finitas:

*Condición de vorticidad potencial constante con no-deslizamiento en  $y_{M,c}$*

$$\zeta_{M,j} = \beta_0 \cdot (y_{M,c} - y_{M,j}) + \frac{2 \cdot (\psi_{M-1,c} - \psi_{M,c})}{\Delta x^2} \quad [\text{A14}]$$

*Condición de vorticidad potencial constante con deslizamiento en  $y_{M,c}$*

$$\zeta_{M,j} = \beta_0 \cdot (y_{M,c} - y_{M,j}) \quad [\text{A15}]$$

### A1.4 Criterio de estabilidad

Para que la discretización del sistema de ecuaciones sea estable se debe cumplir la siguiente relación entre el paso temporal y el paso de malla (Roache, 1982):

$$\Delta t \leq \frac{\text{Re}}{4} \left( \frac{1}{(\Delta x^2 + \Delta y^2)} \right)^{-1/2} \quad [\text{A16}]$$

donde Re es el número adimensional de Reynolds.

## A2. ALGORITMO DE RESOLUCIÓN

A continuación se enumeran los principales pasos seguidos durante la integración numérica del modelo (ver esquema en la Figura A2):

- **Construir una malla** en diferencias finitas que abarque el dominio de integración
- **Inicializar las variables** en todos los puntos de la malla. En el interior de la malla, la vorticidad inicial viene dada por el campo de vientos, mientras que la función de corriente se ha asumido nula, correspondiendo a un estado inicial de reposo. Las respectivas condiciones de contorno definen el valor inicial de ambas variables en los bordes de la malla.
- **Integrar las ecuaciones.** Éste es un proceso iterativo, en el que primero se calculan los nuevos valores de la vorticidad relativa en los puntos interiores de la malla mediante la ecuación [A1] y se llevan a la ecuación de Poisson [A6] para obtener los nuevos valores de la función de corriente en los puntos interiores. Estos nuevos valores en los puntos internos se llevan a sendas condiciones de contorno para obtener los valores de ambas variables en los bordes de la cuenca. La ecuación de Poisson [A7]

debe resolverse en cada iteración de la ecuación de vorticidad. Para ello ha de ser iterada repetidamente hasta que el error residual,  $rms$ , sea pequeño. El criterio elegido es:

$$rms = (\psi_{i,j}^{k+1} - \psi_{i,j}^k) \leq 1.0 \cdot 10^{-7}$$

donde el superíndice  $k$  indica el número de iteración de la ecuación de Poisson.

Finalmente, se permutan los valores de la vorticidad relativa y la función de corriente y se aplica el filtro de Asselin [A6] a la vorticidad relativa, reiniciando el proceso para un nuevo paso de tiempo.

- Detener la iteración una vez alcanzado el **estado estacionario**. La condición de convergencia requiere que la energía del sistema y la vorticidad se estabilicen, lo cual se comprueba en cada paso de tiempo. El estado estacionario indica que el flujo se encuentra en equilibrio energético, o lo que es lo mismo, que la energía introducida en la cuenca por el campo de vientos está en equilibrio con la disipación producida a través de la viscosidad lateral y de la fricción por fondo.

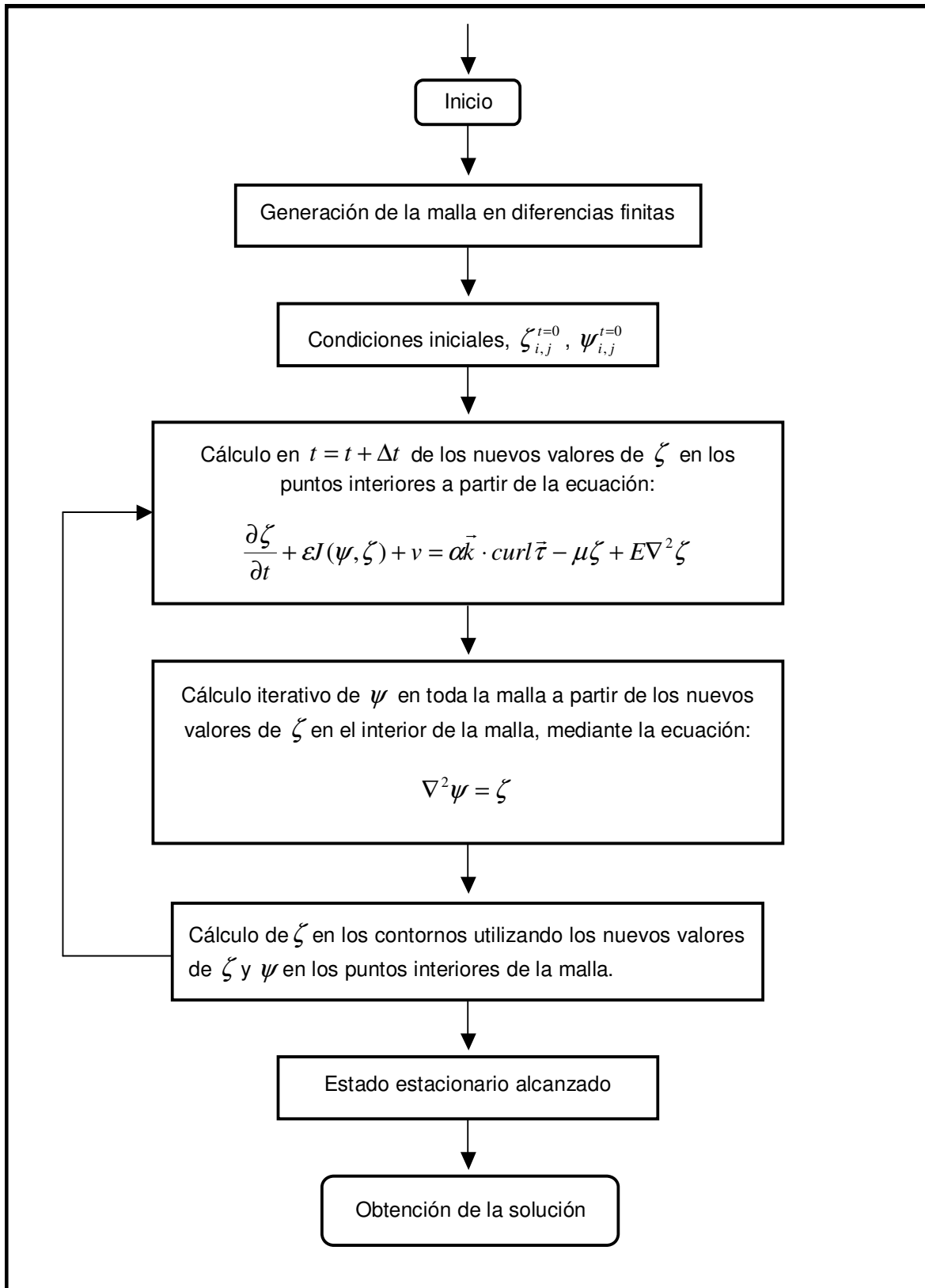


Figura A2. Algoritmo de resolución del modelo

## 8 Lista de abreviaturas

AAIW	<i>Antarctic Intermediate Water</i>
ADCP	<i>Acoustic Doppler Current profiler</i>
AVHRR	<i>Advanced Very High Resolution Radiometer</i>
CA	<i>Corriente de Azores</i>
CANIGO	<i>Canary Islands Azores Gibraltar Observations</i>
CC	<i>Corriente de Canarias</i>
CJ	<i>Coastal Jet</i>
CNE	<i>Corriente Norecuatorial</i>
COADS	<i>Comprehensive Ocean-Atmosphere Dataset</i>
CTD	<i>Conductivity, Temperature and Depth</i>
CWB	<i>Central Water Boundary</i>
DF	<i>Diferencias Finitas</i>
ECMWF	<i>European Centre for Medium Range Weather Forecasting</i>
EF	<i>Elementos Finitos</i>
FA	<i>Frente de Azores</i>
FNOC	<i>Flete Numerical Oceanography Centre</i>
FRENTES	<i>Dinámica, Interacción y Efectos Biológicos de Filamentos, Remolinos y Estelas</i>
GF	<i>Geostrophic Flow</i>
IRI / LDEO	<i>International Research Institute for Climate Prediction / Lamont-Doherty Earth Observatory</i>
ITCZ	<i>Intertropical Convergence Zone</i>
MW	<i>Mediterranean Water</i>
NACW	<i>North Atlantic Central Water</i>
NASG	<i>North Atlantic Subtropical Gyre</i>
NCAR	<i>National Centre for Atmospheric Research</i>
NCC	<i>National Climatic Center</i>
NCEP	<i>National Centre for Environmental Prediction</i>
NOAA	<i>National Oceanic and Atmospheric Administration</i>
PF	<i>Polar Flow</i>

SACW	<i>South Atlantic Central Water</i>
SOC	<i>Southampton Oceanography Centre *</i>
SOR	<i>Successive Over-Relaxation</i>
SST	<i>Sea Surface Temperature</i>
Sv	<i>Sverdrup (<math>1 Sv = 10^6 m^3 s^{-1}</math>)</i>
WHOI	<i>Woods Hole Oceanographic Institution</i>
WMO	<i>World Meteorological Organisation</i>
WOCE	<i>World Ocean Circulation Experiment</i>
XBT	<i>Expendable Bathythermograph</i>
ZFCV	<i>Zona Frontal de Cabo Verde</i>

\* Este centro ha pasado a llamarse NOCS (National Oceanography Center – Southampton) desde Mayo de 2005.

## 9 Referencias

- Apel, R.J. (1990). Principles of Ocean Physics. Academic Press, London, 634pp.
- Arakawa, A. (1966). Computational design for long-term numerical integration of the equations of fluid motion. *Journal of Computational Physics*, 1: 119-143.
- Arhan, M., A. Colin de Verdière and L. Mémerly (1994). The eastern boundary of the Subtropical North Atlantic. *Journal of Physical Oceanography*, 24(6): 1295-1316.
- Armi, L. and D.M. Farmer (1988). The flow of Mediterranean water through the Strait of Gibraltar. *Progress in Oceanography*, 21: 1-105.
- Asselin, R. (1972) Frequency filters for time integration. *Monthly Weather Review*, 100: 487-490.
- Bakun, A. and C.S. Nelson (1991). The seasonal cycle of wind-stress curl in subtropical eastern boundary current regions. *Journal of Physical Oceanography*, 21: 1815-1834.
- Barton, E.D. (1987). Meanders, eddies and intrusions in the thermohaline front off northwest Africa. *Oceanologica Acta*, 10(3): 267-283.
- Barton, E.D. (1998). Eastern boundary of the North Atlantic: Northwest Africa and Iberia coastal segment (18, E). In: Robinson, A.R. and K.H Brink (Eds.), *The Sea*, vol. 11. John Wiley and Sons, New York, pp. 663-657.
- Barton, E.D., J. Arístegui, P. Tett, M. Cantón, J. García-Braun, S. Hernández-León, L. Nykjaer, C. Almeida, J. Almunia, S. Ballesteros, G. Basterretxea, J. Escáñez, L. García-Weill, A. Hernández-Guerra, F. López-Laatzén, R. Molina, M.F. Montero, E. Navarro-Pérez, J.M Rodríguez, K. van Lenning, H. Vélez, and K. Wild (1998). The transition zone of the Canary Current upwelling region. *Progress in Oceanography*, 41: 455-504.
- Barton, E.D. and P. Hughes (1982). Variability of water mass interleaving off N.W. Africa. *Journal of Marine Research*, 40: 963-984.
- Béranger, K., L. Mortier, and M. Crépon (2002). Seasonal transport variability through Gibraltar, Sicily and Corsica straits. *The 2nd Meeting on the Physical Oceanography of Sea Straits, Villefranche, 15th-19th April 2002*.
- Blandford, R.R. (1971). Boundary Conditions in Homogeneous Ocean Models. *Deep Sea Research*, 18: 739-751.

- Böning, C.W. (1986). On the influence of frictional parametrization in wind-driven ocean circulation models. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 10: 63-92.
- Böning, C.W., R. Döscher y H.-J. Isemer (1991). Monthly mean wind stress and Sverdrup transports in the North Atlantic: A comparison of the Hellerman-Rosenstein and Isemer-Hasse climatologies. *Journal of Physical Oceanography*, 21: 221-235.
- Bormans, M., C. Garrett, K.R. Thompson (1986). Seasonal variability of the surface inflow through the Strait of Gibraltar. *Oceanologica Acta*, 9: 403-414.
- Bryan, K. (1963). A numerical Investigation of a Non-linear Model of a Wind-Driven Ocean. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 20: 594-606.
- Bryden, H.L., J. Candela, and T.H. Kinder (1994). Exchange through the Strait of Gibraltar. *Progress in Oceanography*, 33: 201-248.
- Bryden, H.L., and T.H. Kinder (1991). Steady two-layer exchange through the Strait of Gibraltar. *Deep-Sea Research*, 38 (suppl. 1): S445-S463.
- Bunker, A.F. (1976). Computation of surface energy flux and annual air-sea interaction cycles of the North Atlantic Ocean. *Monthly Weather Review*, 104: 1122-1139.
- Candela, J., C.D. Winant, and H.L. Bryden (1989). Meteorologically forced subinertial flows through the Strait of Gibraltar. *Journal of Geophysical Research*, 94(C9): 12667-12679.
- Candela, J., C.D. Winant and A. Ruiz (1990). Tides in the Strait of Gibraltar. *Journal of Geophysical Research*, 95: 7313-7335.
- Candela, J. (1991). The Gibraltar Strait and its role in the dynamics of the Mediterranean Sea. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 15: 67-299.
- Candela, J. (2001). Mediterranean Water and global circulation. pp. 419-429 in: G. Siedler, J. Church and J. Gould (eds.), *Ocean circulation and climate: observing and modelling the global ocean*. Academic Press, San Francisco, C.A., 736pp.
- Cessi, P. (1992). Ventilation of eastern subtropical gyres. *Journal of Physical Oceanography*, 22:683-685.
- Cressie, N.A.C. (1991). *Statistics for Spatial Data*. John Wiley and Sons, Inc. , New York, 900 pp.
- Csanady, G.T. (1977). Intermittent "full" upwelling in Lake Ontario. *Journal of Geophysical Research*, 82: 397-419.



- Csanady, G.T. and J.L. Pelegrí (1995). Vorticity Balance of Boundary Currents. *Journal of Marine Research*, 53: 171-187.
- Cushman-Roisin, B. (1994). Introduction to Geophysical Fluid Dynamics. Prentice-Hall, Inc., New Jersey, 320pp.
- Deacon, M. (1971). *Scientists and the sea 1650-1900*. Academic Press, New York, 445 pp.
- Defant, A. (1961). *Physical Oceanography*, Vol. 1, Pergamon Press, New York, 729 pp.
- Dumas, E., C. Le Provost and A. Poncet (1982) Feasibility of finite element methods for oceanic general circulation modelling. In *Proceedings 4th International Conference on Finite Elements in Water Resources*. Hanover, Germany.
- Dupont, F. (2001). *Comparison of numerical methods for modelling ocean circulation in basins with irregular coasts*. Doctoral Thesis. McGill University, Montreal, 102pp.
- Fiekas, V., J. Elken, T.J. Muller, A. Aitsam, W. Zenk (1992). A view of the Canary Basin thermocline circulation in winter. *Journal of Geophysical Research*, 97(C8): 12495-12510
- Gabric, A. J., L. García, L. van Camp, L. Nykjaer, W. Eifler, and W. Schrimpf. (1993). Offshore export of shelf production in the Cape Blanc (Mauritania) giant filament as derived from coastal zone color scanner imagery. *Journal of Geophysical Research*, 98: 4697-4712.
- García Lafuente, J., J.M. Vargas, J. Delgado, and F. Criado. (2002). Subinertial and seasonal variability in the Strait of Gibraltar from CANIGO observations. *The 2nd Meeting on the Physical Oceanography of Sea Straits, Villefranche, 15th-19th April 2002*.
- Garrett, C.J.R. (1983). Variable sea level and strait flows in the Mediterranean: A theoretical study of the response to meteorological forcing. *Oceanologica Acta*, 6: 79-87.
- Garrett, C., M. Bormans, and K. Thompson (1990). Is the exchange through the Strait of Gibraltar maximal or submaximal?. pp. 271-294 in: L.J. Pratt (Editor), *The Physical Oceanography of Sea Straits*, Dordrecht: Kluwer Academic, 587pp.
- Gill, A.E. (1982). Atmosphere-Ocean Dynamics. Academic Press, San Diego, California, 662pp.

- Gould, W.J. (1985). Physical oceanography of the Azores Front. *Progress in Oceanography*, 14: 167-190.
- Hagen, E. (1981). Mesoscale upwelling variations off the West African coast. In: Richardson, F.A. (Ed.), *Coastal and Estuarine Sciences, Vol. I, Coastal Upwelling*. AGU, Washington DC, pp. 72-78.
- Hagen, E. (1985). A meandering intermediate front northwest off Cape Verde Islands. *Oceanographie Tropicale*, 20(1): 71-83.
- Hagen, E. (2001). Northwest Africa upwelling scenario. *Oceanologica Acta*, 24: S113-S128.
- Haidvogel, D.B., A.R. Robinson and E.E Schullman (1980). The accuracy, efficiency and stability of three numerical models with application to the open ocean problems. *Journal of Computational Physics*, 34: 1-53.
- Harrison, D.E. (1989). On climatological monthly mean wind stress and wind stress curl fields over the World Ocean. *Journal of Climatology*, 2(1): 57-70.
- Hernández-Guerra, A. and L. Nykjaer (1997). Sea surface temperature variability off North-West Africa:1981-1989. *International Journal of Remote Sensing*, 18(12): 2539-2558.
- Hernández-Guerra, A., F. Machín, A. Antoranz, J. Cisneros-Aguirre, C. Gordo, A. Marrero-Díaz, A. Martínez, A.W. Ratsimandresy, A. Rodríguez-Santana, P. Sangrà, F. López-Laazen, G. Parrilla and J.L. Pelegrí. (2002). Temporal variability of mass transport in the Canary Current. *Deep-Sea Research II*, 49: 3415-3426.
- Hellerman, S. and M. Rosenstein (1983). Normal monthly wind stress over the world ocean with error estimates. *Journal of Physical Oceanography*, 13:1093-1104.
- Huang, R.X. (1989a). Simulating the main thermocline in the North Atlantic with an ideal-fluid model. *Journal of Physical Oceanography*, 19: 543-547.
- Huang, R.X. (1989b). The generalized eastern boundary conditions and the three-dimensional structure of the ideal fluid thermocline. *Journal of Geophysical Research*, 94: 4855-4865.
- Janowitz, G.S. (1986). A surface density and wind-driven model of the thermocline. *Journal of Geophysical Research*, 91: 5111-5118.
- Josey, S.A., E.C. Kent and P.K. Taylor (1998). The Southampton Oceanography Centre (SOC) ocean-atmosphere heat, momentum and fresh water flux atlas.

- Southampton Oceanography Centre Report No. 6, Southampton, UK, 30 pp. & figs. Disponible en:*  
[http://www.soc.soton.ac.uk/JRD/MET/PDF/SOC\\_flux\\_atlas.pdf](http://www.soc.soton.ac.uk/JRD/MET/PDF/SOC_flux_atlas.pdf)
- Josey, S.A., E.C. Kent and P.K. Taylor (2002). Wind stress forcing of the ocean in the SOC climatology: comparisons with the NCEP/NCAR, ECMWF, UWM/COADS and Hellerman and Rosenstein datasets. *Journal of Physical Oceanography*, 32: 1993-2019.
- Kawase, M. and J.L. Sarmiento (1985). Nutrients in the Atlantic thermocline. *Journal of Geophysical Research*, 90: 8961-8979.
- Klein, B. and G. Siedler (1989). On the origin of the Azores Current. *Journal of Geophysical Research*, 94:6159-6168.
- Knoll, M., A. Hernández-Guerra, B. Lenz, F. López Laatzén, F. Machín, T.J. Müller, and G. Siedler (2002). The eastern boundary current system between the Canary Islands and the African coast. *Deep Sea Research II*, 49:3427-3440.
- Knoll, M., B. Lenz, T.J. Müller, J. Reppin and G. Siedler (2000). Seasonal variations of the canary current system. Book of abstracts of the XXV General Assembly of the European Geophysical Society, Nice, France, 25-29 April 2000.
- Kowalik, Z. and T.S. Murty (1993). Numerical Modelling of Ocean Dynamics. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Singapore, 481 pp.
- Kundu, P.K. (1990). Fluid Mechanics. Academic Press, San Diego, California. 638pp.
- Kundu, P.K. and R.C. Beardsley (1991). Evidence of a critical Richardson number in moored measurements during the upwelling season off northern California. *Journal of Geophysical Research*, 96(C3): 4855-4868.
- Lacombe, H. and C. Richez (1982). The regime of the Strait of Gibraltar. In *Hydrodynamics of Semi-Enclosed Seas*. J.C.J Nihoul (ed.), 13-73.
- Laiz, I., P. Sangrà, J.L. Pelegrí and A. Marrero-Díaz (2001). Sensitivity of an idealized subtropical gyre to the eastern boundary conditions. *Scientia Marina*, 65 (Suppl. 1): 187-194.
- Lee, S., J.L. Pelegrí, and J. Kroll (2001). Slope control in western boundary currents. *Journal of Physical Oceanography*, 31: 3349-3360.

- Leetmaa, A. and A.F. Bunker (1978). Updated charts of the mean annual wind stress, convergences in the Ekman layers, and Sverdrup transports in the North Atlantic. *Journal of Marine Research*, 36(2), 311-322.
- Le Provost C., C. Bernier and E. Blayo (1994). A comparison of two numerical methods for integrating a quasi-geostrophic multilayer model of oceans circulations: finite elements and finite differences methods. *Journal of Computational Physics*, 110: 341-359.
- Le Traon, P.-Y., and P. De Mey (1994). The eddy field associated with the Azores Front east of the Mid-Atlantic Ridge as observed by the geostat altimeter. *Journal of Geophysical Research*, 99: 9907-9923.
- Le Traon, P.-Y., and P. Gauzelin (1997). Response of the Mediterranean mean sea level to atmospheric pressure forcing. *Journal of Geophysical Research*, 102(C1), 973-984.
- Levitus, S. (1982). Climatological atlas of the world ocean. *NOAA Prof. Paper No. 13*, US Government Printing Office, Washington DC, 17 fiches, 173 pp.
- Lozier, M.S., W.B. Owens, R.G. Curry (1995). The climatology of the North Atlantic. *Progress in Oceanography*, 36: 1-44.
- Luyten, J., J. Pedlosky, and H. Stommel (1983). The ventilated thermocline. *Journal of Physical Oceanography*, 13: 292-309.
- Luyten, J. and H. Stommel (1986). Gyres driven by combined wind and buoyancy flux. *Journal of Physical Oceanography*, 16(9): 1551-1560.
- Machín, F., J.L. Pelegrí, I. Laiz, A. Marrero-Díaz, and A. Ratsimandresy (2004). Near-surface circulation in the Southern Gulf of Cadiz. *Accepted for publication in Deep-Sea Research II*.
- McClain, C.R. and J. Firestone (1993). An investigation of Ekman upwelling in the North Atlantic. *Journal of Geophysical Research*, 98(C7): 12327-12339.
- Mittelstaedt, E. (1991). The ocean boundary along the Northwest African coast: Circulation and oceanographic properties at the sea surface. *Progress in Oceanography*, 26:307-355.
- Navarro-Pérez, E. (1996). *Physical oceanography of the Canary Current: short term, seasonal and interannual variability*. Doctoral Thesis, University of Wales, Bangor, 160pp.
- Navarro-Pérez, E. and E.D. Barton (2001). Seasonal and interannual variability of the Canary Current. *Scientia Marina*, 65 (Suppl. 1): 205-213.

- Nyckjær, L. and L. Van Camp (1994). Seasonal and interannual variability of coastal upwelling along northwest Africa and Portugal from 1981 to 1991. *Journal of Geophysical Research*, 99 (C7): 14197-14207.
- O'Brien, J. (1986). Advanced Physical Oceanographic Numerical Modelling. Ed. ASI. Holland. Vol.186, 608 pp.
- Ochoa, J., and N.A. Bray (1991). Water mass exchange in the Gulf of Cadiz. *Deep-Sea Research*, 38 (suppl. 1): S465-S503.
- Özgökmen, T.M., E.P. Chassignet, and C.G.H. Rooth (2001). On the connection between the Mediterranean outflow and the Azores Current. *Journal of Physical Oceanography*, 31(2): 461-480
- Özgökmen, T.M. and F. Crisciani (2001). On the dynamics of  $\beta$  plumes. *Journal of Physical Oceanography*, 31(12): 3569-3580.
- Pedlosky, J. (1983). Eastern boundary ventilation and the structure of the thermocline. *Journal of Physical Oceanography*, 13: 2038-2044.
- Pedlosky, J. (1987). Geophysical Fluid Dynamics, Springer-Verlag, New York, 710 pp.
- Pedlosky, J. (1996). Ocean Circulation Theory, Springer-Verlag, New York, 450 pp.
- Pelegrí, J.L. and J.G. Richman (1993). On the role of shear mixing during transient coastal upwelling. *Continental Shelf Research*, 13(12): 1363-1400.
- Pelegrí, J.L., P. Sangrà, and A. Hernández-Guerra (1997). Heat gain in the eastern North Atlantic Subtropical Gyre. *NATO ASI Series*, Vol. I (48): 419-436.
- Pelegrí, J.L. A. Marrero-Díaz, A. Antoranz, C. Gordo, A. Hernández-Guerra, A. Martínez, A. Ratsimandresy, A. Rodríguez-Santana, and P. Sangrà (1999). Hydrographic cruises off Northwest Africa: The eastern branch of the Canary Current and the Cape Ghir filament. *Proceedings of the CANIGO Conference*, Las Palmas de Gran Canaria, 12 to 16 September 1999.
- Pelegrí, J.L., J. Arístegui, L. Cana, M. González-Dávila, A. Hernández-Guerra, S. Hernández-León, A. Marrero-Díaz, M.F. Montero, P. Sangrà, and M. Santana-Casiano (2005a). Coupling between the open ocean and the coastal upwelling region off Northwest Africa: Water recirculation and offshore pumping of organic matter. *Journal of Marine Systems*, 54: 3-37.
- Pelegrí, J.L., A. Marreo-Díaz, A.W. Ratsimandresy, A. Antoranz, J. Cisneros-Aguirre, C. Gordo, D. Grisolia, A. Hernández-Guerra, I. Laiz, A. Martínez, G. Parrilla, P. Pérez-Rodríguez, A. Rodríguez-Santana, and P. Sangrà (2005b).

- Hydrographic cruises off Northwest Africa: The Canary Current and the Cape Ghir region. *Journal of Marine Systems* 54: 39-63.
- Peyret, R. and T.D. Taylor (1983). *Computational Methods for Fluid Flow*. Springer-Verlag, New York, 358 pp.
- Picaut, J. (1985). Major dynamics affecting the eastern tropical Atlantic and Pacific oceans. *CalCOFI Report*, Vol. XXVI: 41-50.
- Richardson, P.L. and D. Walsh. (1986): Mapping climatological seasonal variations of surface currents in the tropical Atlantic using ship drifts. *Journal of Geophysical Research*, 91: 10537-10550.
- Roache, P. J.- 1982. *Computational Fluid Dynamics*. Hermosa Publishers, 446 pp.
- Samper, F.J. y J. Carrera (1990). *Geostadística: Aplicaciones a Hidrología Subterránea*. CIMNE, Barcelona, 484 pp.
- Sangrà, P. (1995). *Perturbación de un flujo geofísico por un obstáculo: Aplicación a la isla de Gran Canaria*. Tesis Doctoral. Universidad de Las Palmas de Gran Canaria, 201pp.
- Sarmiento, J.L., C.G.H. Rooth, W. Roether (1982). The North Atlantic tritium distribution in 1972. *Journal of Geophysical Research – Oceans and Atmospheres*, 87: 8047-8056.
- Siedler, G. and R. Onken (1996). Eastern recirculation. In *The Warmwatersphere of the North Atlantic Ocean*, p.339-364, ed. By W. Krauss, Gebruder Brontraeger, Berlin.
- Siedler, G., N. Zangenberg, R. Onken, and A. Morliere (1992). Seasonal changes in the tropical Atlantic circulation: observation and simulation of the Guinea Dome. *Journal of Geophysical Research*, 97: 703-715.
- Siedler, G., W. Zenk, and W.J. Emery (1985). Strong current events related to a subtropical front in the northeast Atlantic. *Journal of Physical Oceanography*, 15: 885-897.
- Slutz, R.J., S.J. Lubker, J.D. Hiscox, S.D. Woodruff, R.L. Jenne, D.H. Joseph, P.M. Steuer, and J.D. Elms (1985). COADS, Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set, Release 1. Climate Research Program, Environmental Research Laboratory, Boulder, CO 262 pp.
- Smith, S. D. (1980) Wind stress and heat flux over the ocean in gale force winds. *Journal of Physical Oceanography*, 10: 709-726.

- Speich, S., G. Madec, and M. Crépon (1996). A strait outflow circulation process study: the case of the Alboran Sea. *Journal of Physical Oceanography*, 26: 320-340.
- Stramma, L. (1984). Geostrophic transport in the warm water sphere of the eastern subtropical North Atlantic. *Journal of Marine Research*, 42:553-558.
- Stramma, L. and H.-J. Issemer (1988). Seasonal variability of meridional temperature fluxes in the eastern North Atlantic Ocean. *Journal of Marine Research*, 46:281-299.
- Stramma, L. and T.J. Müller (1989). Some observations of the Azores Current and the North Equatorial Current. *Journal of Geophysical Research*, 94:3181-3186.
- Stramma, L. and G. Siedler (1988). Seasonal changes in the North Atlantic Subtropical Gyre. *Journal of Geophysical Research*, 93(C7): 8111-8118.
- Thiele, G., W. Roether, P. Schlosser, R. Kuntz, G. Siedler, L. Stramma (1986). Baroclinic flow and transient-tracer fields in the Canary-Cape Verde basin. *Journal of Physical Oceanography*, 16(5): 814-826.
- Tomczak, M. and J.S. Godfrey (1994). Regional Oceanography: An Introduction. Pergamon, Oxford, 442pp.
- Trenberth, K.E., W.G. Large and J.G. Olson (1990). The mean annual cycle in global ocean wind stress. *Journal of Physical Oceanography*, 20(11): 1742-1760.
- Tsimplis, M.N. and H.L. Bryden (2000). Estimation of the transports through the Strait of Gibraltar. *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, 47(12): 2219-2242.
- Vallis, G.K (2004). Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics. Available from [www.princeton.edu/~gkv/aofd](http://www.princeton.edu/~gkv/aofd). (To be published by Cambridge University Press).
- Van Camp, L., L. Nykjaer, E. Mittelstaedt and P. Schlittenhardt (1991). Upwelling and boundary circulation off Northwest Africa as depicted by infrared and visible satellite observations. *Progress in Oceanography*, 26:357-402.
- Wooster, W.S., A. Bakun and D.R. McLain (1976). The seasonal upwelling cycle along the eastern boundary of the North Atlantic. *Journal of Marine Research*, 34: 131-141.
- Yelland, M. J., B. I. Moat, P. K. Taylor, R. W. Pascal, J. Hutchings and V. C. Cornell (1998). Wind stress measurements from the open ocean corrected for

air flow disturbance by the ship. *Journal of Physical Oceanography*, 28(7): 1511-1526.

Zenk, W., B. Klein, and M. Schroder (1991). Cape Verde frontal zone. *Deep-Sea Research*, 38(S1): s505-s530.