

UNIVERSIDAD DE LAS PALMAS DE GRAN CANARIA

DEPARTAMENTO DE FÍSICA



TESIS DOCTORAL

**PERTURBACIÓN DE UN FLUJO GEOFÍSICO POR UN
OBSTÁCULO: APLICACIÓN A LA ISLA DE GRAN
CANARIA**

PABLO SANGRÁ INCIARTE

Las Palmas de Gran Canaria, junio de 1995

Título de la tesis:

***PERTURBACIÓN DE UN FLUJO GEOFÍSICO POR UN
OBSTÁCULO: APLICACIÓN A LA ISLA DE GRAN
CANARIA***

Thesis title:

***DISTURBANCE OF A GEOPHYSICAL FLOW BY AN
OBSTACLE: APPLICATION TO THE ISLAND OF GRAN
CANARY***

Resumen

Al sur de la isla de Gran Canaria se ha detectado una importante variabilidad a mesoscala. Las principales estructuras observadas son remolinos ciclónicos y anticiclónicos y estelas de aguas calidas que no habían sido descritas anteriormente a partir de datos "*in situ*". Los procesos responsables de estas estructuras se han investigado mediante el diseño de un modelo analítico y numérico que se ocupa de la perturbación de un flujo geofísico por un obstáculo. La originalidad del modelo analítico consiste en incorporar los efectos de la capa friccional del obstáculo, sobre el océano interior en balance geostrofico. La dinámica de la capa friccional se acopla al océano interior mediante el establecimiento de un flujo normal al obstáculo no nulo, que transporta inercialmente vorticidad hacia el océano interior, provocando la alteración de su balance de vorticidad. La integración numérica del modelo es capaz de reproducir y justificar, por vez primera, la asimetría estructural entre los remolinos ciclónicos y anticiclónicos observada en la naturaleza y en laboratorio, cuando el fluido esta en rápida rotación. Dicha asimetría es debida al transporte de vorticidad normal al obstáculo cuyo efecto es incrementar la región de producción de vorticidad positiva. Los remolinos simulados numéricamente reproducen las características principales de los remolinos observados al sur de Gran Canaria. Por lo tanto, el modelo desarrollado es capaz de explicar los procesos responsables de la generación de remolinos al sur de la isla de Gran Canaria. Los remolinos observados en el campo de temperaturas son remolinos de líneas de corriente, y se generan debido a la perturbación de la corriente de canarias por la isla de Gran Canaria. Asimismo el modelo también explica el mecanismo de generación de las estelas de aguas calidas mediante el concepto de líneas de trazador. El desvente de los vientos alisios actúa de inyector de trazador, y el transporte del exceso de temperatura traza el cuerpo de la estela.

UNIVERSIDAD DE LAS PALMAS DE GRAN CANARIA

DEPARTAMENTO DE FÍSICA



TESIS DOCTORAL

**PERTURBACIÓN DE UN FLUJO GEOFÍSICO
POR UN OBSTÁCULO: APLICACIÓN A LA ISLA
DE GRAN CANARIA**

PABLO SANGRÁ INCIARTE

Las Palmas de Gran Canaria, 1995

45/1994-95

UNIVERSIDAD DE LAS PALMAS DE GRAN CANARIA
UNIDAD DE TERCER CICLO Y POSTGRADO

Reunido el día de la fecha, el Tribunal nombrado por el Excmo. Sr. Rector Magfco. de esta Universidad, el aspirante expuso esta TESIS DOCTORAL.

Terminada la lectura y contestadas por el Doctorando las objeciones formuladas por los señores jueces del Tribunal, éste calificó dicho trabajo con la nota de APTO CUM LAUDE POR UNANIMIDAD Las Palmas de G. C., a 30 de junio de 1995.

El Presidente: Dr. D. Carlos Bas Peired,

El Secretario: Dr. D. José Luis Pelegrí Llopert,

El Vocal: Dr. D. Albert Falqués Serra,

El Vocal: Dr. D. Jordi Font Ferré,

El Vocal: Dr. D. Emilio García Ladona,

El Doctorando: D. Pablo Sangrá Inciarte,

UNIVERSIDAD DE LAS PALMAS DE GRAN CANARIA

DOCTORADO EN CIENCIAS DEL MAR

DEPARTAMENTO DE FÍSICA

PROGRAMA DE OCEANOGRAFÍA FÍSICA

**PERTURBACIÓN DE UN FLUJO GEOFÍSICO POR UN
OBSTÁCULO: APLICACIÓN A LA ISLA DE GRAN CANARIA.**

**Pablo Sangrà Inciar...
1995**

UNIVERSIDAD DE LAS PALMAS DE GRAN CANARIA

DOCTORADO EN CIENCIAS DEL MAR

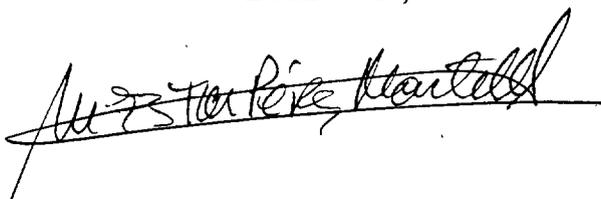
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

PROGRAMA DE OCEANOGRAFÍA FÍSICA

**PERTURBACIÓN DE UN FLUJO GEOFÍSICO POR UN
OBSTÁCULO: APLICACIÓN A LA ISLA DE GRAN CANARIA.**

Tesis doctoral presentada por Pablo Sangrà Inciarte y dirigida por la Dra. Esther Pérez Martell.

La directora,



Fdo.: Dra. Esther Pérez Martell

El doctorando,



Fdo.: Pablo Sangrà Inciarte

Las Palmas de Gran Canaria a 10 de Mayo de 1995

A MIS PADRES

AGRADECIMIENTOS

Este trabajo se ha desarrollado bajo la dirección de la doctora Esther Pérez Martell a quien deseo expresar mi más profunda gratitud por su apoyo científico, su amistad, y por los medios puestos a mi alcance.

Mi agradecimiento más sincero al profesor Carlos Bas y al doctor Jordi Font, sin cuyo apoyo incondicional este trabajo no hubiera podido ni tan si quiera ser iniciado.

Mi agradecimiento, también, al profesor J.C.J Nihoul y a todos lo miembros del Departamento de Fluidos Geofísicos de la Universidad de Lieja (Bélgica) por el trato recibido y las facilidades que tuve durante mi estancia en su departamento. La parte numérica de este trabajo fue iniciada en dicho departamento.

Parte de este trabajo se realizó en el seno del grupo del profesor Dale Haidvogel del Chesapeake Bay Institut (Maryland, U.S.A.). Mi especial agradecimiento al doctor Aike Beckmann quien me ayudó constantemente y respondió pacientemente a todas mis preguntas.

Durante este trabajo he tenido discusiones muy enriquecedoras con numerosos colegas. Me gustaría citar especialmente a Emilio García, Joaquin Tintoré, José Luis Pelegrí, Antonio Martínez, Germán Rodríguez, Alonso Hernández, Antonio Juan Ramos, y a Javier Aristegui.

Mi agradecimiento a todos los compañeros del Departamento de Física y de la Facultad de Ciencias del Mar que, de una u otra forma, han colaborado en la realización de este trabajo. En especial al doctor Joaquín Hernández, decano de la Facultad de Ciencias del Mar durante la mayor parte del periodo de realización de este trabajo.

Gracias especiales a mi amigo y maestro Alberto del Campo por su inestimable ayuda en la elaboración y utilización del software informático, sin la cual buena parte de los resultados que se exponen en este trabajo serían una entelequia.

Sin el apoyo moral, ayuda, estímulo y descanso neuronal proporcionados por Anna, mi mujer, este trabajo no se hubiera podido concluir.

Por último, he de agradecer al Ministerio de Educación y Ciencia la beca de Formación de Personal Investigador concedida para la realización de este trabajo. Así mismo debo agradecer al programa ERASMUS de la Unión Europea, la ayuda concedida durante la estancia de formación en la Universidad de Lieja.

INDICE

Capítulo I: Introducción	1
Capítulo II: Oceanografía Física de la Cuenca Canaria	4
1. Introducción	4
2. Transporte geostrófico a escala de cuenca	7
2.1 Recirculación del giro subtropical	7
2.2 Variabilidad estacional	11
3. Actividad a mesoscala	14
3.1 Estructura espacial	16
3.2 Estructura temporal	21
4. Consideraciones sobre la Corriente de Canarias	23
Capítulo III: Remolinos y estelas al Sur de Gran Canaria	28
1. Introducción	28
2. Colección de datos	29
2.1 Datos de AXBT	31
2.2 Datos hidrográficos	31
2.3 Datos de Satélite	31
3. Procesamiento de los datos	32
3.1 Trazado de isolíneas	32
3.2 Parámetros descriptivos de los remolinos	33
4. Descripción de los remolinos	34
4.1 Localización, forma y tamaño de los remolinos	34
4.2 Estructura vertical de los remolinos	38
5. Ventilación de la termoclina principal	43
6. Estelas de aguas cálidas	46
Capítulo IV: Perturbación de un flujo geofísico por un obstáculo	54
1. Introducción	54
2. Formulación del modelo	54
2.1 Ecuaciones de aguas someras	57
2.2 Expansión asintótica en números de Rossby	59
2.3 Aproximación geostrófica	60
2.4 Aproximación causi-geostrófica	61
2.5 Capas horizontales de Ekman	63

2.6 Condiciones de contorno	66
2.7 Circulación secundaria en la capa friccional adherida al obstáculo	69
2.7.1 Dinámica de la capa friccional	71
2.7.2 Velocidad normal a la capa friccional: acoplamiento	74
3. Descripción y visualización del proceso de generación de remolinos	77
3.1 Formulación del problema	78
3.2 Formas de visualización del flujo	80
3.3 Estructura de las líneas de corriente	81
3.3.1 Descriptores de las líneas de corriente	81
3.3.2 Perturbación de las líneas de corriente	82
3.4 Estructura de las líneas de trazador	86
3.4.1 Construcción numérica de las líneas de trazador	87
3.4.2 Líneas de trazador y tiempo de residencia	87
3.4.3 Líneas de trazador y origen del material de los remolinos	90
3.4.4 Líneas de trazador y líneas de corriente	93
3.4.5 líneas de trazador y distribución de vorticidad	99
3.5 Consideraciones finales	100
4. Análisis de la sensibilidad al número de Reynolds	101
4.1 Régimen estacionario: desarrollo de la región de recirculación	104
4.1.1 Formulación del problema	105
4.1.2 Desarrollo de la región de recirculación	106
4.1.3 Desplazamiento del punto de despegue de la capa friccional	107
4.2 Régimen periódico: desprendimiento de remolinos	109
4.2.1 Detonantes del desprendimiento de remolinos	110
4.2.2 Descriptores de la evolución del flujo	111
4.2.3 Sensibilidad al número de Reynolds del coeficiente de arrastre medio y de la frecuencia de Strouhal	113
4.2.4 Coeficiente de sustentación y producción de vorticidad	114
4.2.5 Coeficiente de arrastre y cizalladura	121
4.2.6 Sensibilidad de la calle de remolinos al número de Reynolds	125
4.3 Consideraciones finales	130
5. Asimetría estructura de la calle de remolinos	132
5.1 Reformulación del problema: hipótesis	133
5.2 Resultados	136
5.2.1 Asimetría estructural de los remolinos	137

5.2.2 Transporte de vorticidad normal al contorno: relación causa-efecto	143
5.3 Comparación con los resultados experimentales de Chabert D'Hières <i>et al.</i> (1989)	152
5.4 Problema bien establecido: conclusión	156
Capítulo V: Génesis, características e importancia de los remolinos oceánicos y estelas de aguas cálidas	158
1. Introducción	158
2. Génesis de los remolinos oceánicos	158
2.1 ¿ Es lo suficientemente energética la Corriente de Canarias como para originar remolinos al incidir contra Gran Canaria ?	159
2.2 ¿ Pueden los remolinos ser originados por forzamiento atmosférico?	160
2.3 ¿ Los remolinos observados se han desprendido de Gran Canaria?	162
2.4 Sentido y grado de asimetría de los remolinos oceánicos	166
3 Contribución del Archipiélago Canario a la actividad a mesoscala de la Cuenca Canaria	170
4. Importancia de los remolinos en la formación de la Masa de Agua Cálida	171
5. Génesis de las estelas de aguas cálidas	173
6. Sumario	176
Capítulo VI: Conclusiones	178
1. Remolinos y estelas de aguas cálidas al Sur de Gran Canaria	178
2. Perturbación de un flujo geofísico por un obstáculo	179
3. Génesis e importancia de los remolinos y estelas de aguas cálidas	182
Apéndice: Modelo numérico	184
1. Esquema numérico	184
2. Algoritmo de resolución	190
Referencias	192

Capítulo I: INTRODUCCIÓN

El proyecto de tesis que se presenta 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 y se encuentra enmarcado dentro del estudio, en colaboración con el grupo de Oceanografía Biológica, del sistema marino canario.

El Archipiélago Canario se localiza en el margen oriental del giro subtropical representando, por lo tanto, una importante barrera topográfica para la Corriente de Canarias y los Vientos Alisios, por lo que cabe esperar que en sus aguas se desarrolle una intensa actividad a mesoscala. En este sentido, gracias a la obtención de una primera imagen sinóptica de la temperatura de la superficie del mar mediante sensores remotos (Hernández-Guerra, 1990), se observó que la región se caracteriza por una gran variabilidad a mesoscala. En concreto, al Sur de la Isla de Gran Canaria se observaron núcleos cerrados de agua fría y filamentos de aguas relativamente más cálidas. Ello motivó que posteriormente se muestreara la región con sondas AXBT ("Airborne Expandable Bathythermograph"), confirmándose que dichas estructuras constituyen la señal superficial de remolinos y estelas de aguas cálidas presentes en la columna de agua. Estas primeras observaciones originaron que durante los últimos cinco años se emprendiesen una serie de campañas observacionales y estudios de carácter pluridisciplinar a fin de determinar la física, biología y química de estas estructuras.

Diversos trabajos recientes de carácter biológico, muestran que el ecosistema marino de la región se ve fuertemente influenciado por la presencia de los remolinos oceánicos y estelas de aguas cálidas, condicionando por ejemplo la migración de los túnidos o la distribución de la biomasa y productividad planctónica (Gómez, 1991; Ramos 1992; Montero, 1993; Ramos *et al.*, 1994; Basterrechea, 1994; Ballesteros 1994). Sin embargo, todavía son desconocidas las características físicas de estas estructuras así como los distintos mecanismos responsables de su generación. A este respecto, uno de los propósitos del trabajo que se presenta a continuación es comprender la física de los remolinos y estelas de aguas cálidas, y con ello contribuir a un mejor conocimiento del sistema marino canario.

Las características, en cuanto a forma, tamaño y orientación, respecto a los flujos dominantes de la Isla de Gran Canaria, sugirieron que la presencia de remolinos a sotacorriente de la Isla podía identificarse con el desprendimiento de remolinos observado en el laboratorio cuando sobre un obstáculo incide un flujo lo suficientemente energético. Por ello, este trabajo aborda de forma general el problema, ocupándose del caso genérico de la perturbación de un flujo geofísico (en rápida rotación) por un obstáculo aislado. Con ello se pretenden investigar los procesos responsables de las estructuras a mesoscala generadas a sotacorriente del obstáculo, para posteriormente particularizar y aplicar dicho estudio al caso de las estelas y remolinos observados al Sur de la Isla de Gran Canaria. En este sentido, en este trabajo se desarrolla un modelo físico orientado hacia un problema fundamental de la mecánica de fluidos geofísicos y no hacia el diseño de un modelo numérico de circulación regional.

El fenómeno de desprendimiento de remolinos a sotacorriente de un obstáculo constituye uno de los problemas clásicos en Mecánica de Fluidos, por lo que ha sido intensamente investigado a lo largo de las últimas décadas. Sin embargo, el caso particular de un fluido confinado en un sistema en rápida rotación (flujo geofísico) apenas si ha sido estudiado quedando numerosas cuestiones por resolver como por ejemplo la asimetría estructural que presentan los remolinos de distinto sentido de giro. Esta asimetría constituye la principal característica diferenciadora de la perturbación entre un flujo no confinado en un sistema en rotación y un flujo geofísico. Por ello, otro de los propósitos que se plantea es comprender la razón de dicha asimetría.

Este trabajo consta fundamentalmente de tres partes:

- En la primera se describen las características principales de la Oceanografía Física de la región Canaria (Capítulos II y III). En primer lugar, se revisarán los aspectos más importantes de la oceanografía física de la Cuenca Canaria, con el objeto de establecer la circulación a gran escala y las características del flujo incidente sobre el Archipiélago Canario (Capítulo II). A continuación (Capítulo III), se procederá a describir la señal de los remolinos y estelas de aguas cálidas observados al Sur de Gran Canaria, en la estructura tridimensional del campo de temperaturas. Para ello se tratarán datos de diversas campañas hidrográficas e imágenes AVHRR de la temperatura de la superficie del mar.

El objetivo de esta primera parte es establecer por un lado que sobre Gran Canaria incide un flujo más o menos constante a lo largo del año (Corriente de Canarias), y por otro que a sotacorriente de la Isla se observan con bastante frecuencia remolinos oceánicos. Ello

justificará que se aborde el problema del mecanismo de generación de dichas estructuras mediante el diseño de un modelo físico que se ocupe de investigar la perturbación de un flujo geofísico por un obstáculo aislado.

- La segunda parte es la más extensa y constituye el núcleo de este trabajo (Capítulo IV). En ella se desarrolla un modelo analítico y numérico que estudia el problema general de la perturbación de un flujo geofísico homogéneo por un obstáculo aislado. La originalidad del modelo analítico consiste en incorporar al flujo interior los efectos de la capa friccional asociada al obstáculo. Mediante la integración numérica del modelo analítico (modelo numérico), se describen en primer lugar los principales aspectos cinemáticos de la perturbación, visualizando la estructura y evolución del flujo tanto a partir de líneas de corriente como de líneas de trazador y de isovorticidad. Ello permitirá entre otras cuestiones definir el concepto de remolino. A continuación se estudiarán los procesos involucrados en la perturbación y en particular los mecanismos responsables de la asimetría estructural entre los remolinos ciclónicos y anticiclónicos. Asimismo, con el fin de comprobar la adecuación a la realidad del modelo, a lo largo de esta parte se harán constantes comparaciones entre nuestras simulaciones y los resultados observados en laboratorio. A este respecto, la principal originalidad del modelo es que éste es capaz de reproducir la asimetría de los remolinos observada en el laboratorio y en la naturaleza.

- Finalmente, se discuten los mecanismos de generación de los remolinos oceánicos y estelas de aguas cálidas, en base a los aspectos descriptivos desarrollados en la primera parte y a los resultados del modelo físico. Asimismo se discutirá la importancia y contribución de dichas estructuras a la hidrodinámica de la Cuenca Canaria.

Capítulo II: OCEANOGRAFIA FISICA DE LA CUENCA CANARIA

1. Introducción

Desde las primeras travesías del Atlántico, los navegantes españoles observaron que al realizar el trayecto de América a Europa sus naves eran transportadas por una corriente favorable, que les permitía alcanzar antes su puerto de destino. Ellos fueron los descubridores de lo que luego se llamó la "Corriente del Golfo". Fruto de estas observaciones nacieron las cartas marinas que representaban la Corriente del Golfo (CG) como un inmenso río que conectaba Europa con América. El primero que precisó detalles sobre la CG fue Ponce de León quien descubrió Florida en 1512 (Romanovsky *et al*, 1960). En el transcurso de los últimos cien años, las sistemáticas investigaciones de los oceanógrafos han contribuido a determinar las características de esta famosa corriente y con ello la circulación general en las grandes cuencas oceánicas.

En las cuencas oceánicas subtropicales (10°N-40°N) se genera un sistema de corrientes superficiales, estrechamente relacionado con el campo de vientos, que circula en el sentido horario de las agujas del reloj y define los denominados giros oceánicos subtropicales. Este sistema de corrientes no es simétrico, de modo que los giros se "comprimen" contra el borde occidental de las cuencas. En los márgenes occidentales se produce un transporte de agua hacia el Norte a través de intensas corrientes -corrientes de borde occidental- mientras que su recirculación hacia el Ecuador tiene lugar a lo largo de una amplia extensión hacia el Este del giro, donde las corrientes son lentas y poco definidas. La razón de la citada asimetría puede encontrarse en las restricciones impuestas por el necesario balance de vorticidad a escala de giro (Pedlosky, 1987).

La estructura de la circulación en la termoclina principal del Atlántico Norte

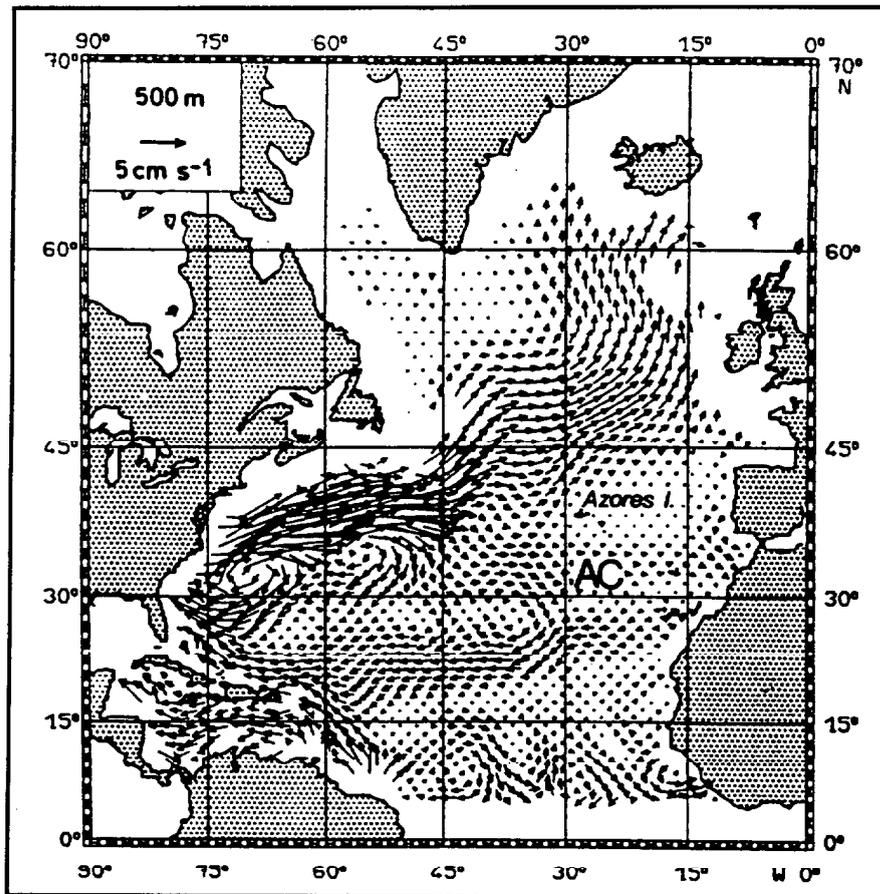


Figura 1. Corrientes a 500 m obtenidas a partir del análisis de la espiral β (Olbers *et al.*, 1985). La Corriente de Azores se indica con AC.

Subtropical, localizada aproximadamente en los 800 primeros metros, sigue este patrón básico de comportamiento (Figura 1; Olbers *et al.*, 1985); en su borde occidental se observa un flujo intenso, que discurre hacia el Noreste a través de una banda estrecha de no más de 100 km, definida por el sistema Corriente de Florida-Corriente del Golfo. En contraste, en el margen oriental la recirculación hacia el Ecuador, que define la mayor parte del giro, es tan lenta y difusa que se hace muy difícil distinguir corrientes específicas.

La intensidad de las investigaciones llevadas a cabo en las distintas zonas del Océano Atlántico Norte Subtropical es directamente proporcional a la intensidad del sistema de corrientes que forman el giro subtropical. De esta forma, el interés inicial se centró en su parte occidental por donde discurre la intensa corriente de borde y la mayor parte de la recirculación de ésta hacia el Ecuador, quedando relegado a un segundo plano el estudio de la parte oriental. En el transcurso de los últimos años se ha ido definiendo la estructura de la circulación en esta región gracias, principalmente, al

esfuerzo de investigadores alemanes que desde 1980, dentro del programa "Wärmwasserphäre des Nordatlantiks" iniciaron numerosas campañas observacionales en la parte oriental del Atlántico Norte Subtropical.

El descubrimiento inicial de que al Sur de las Islas Azores se desarrollaba una intensa y profunda corriente zonal, la Corriente de Azores (Käse y Siedler, 1982), dio pie a que se plantease la hipótesis de que ésta estuviese conectada con el sistema de la Corriente del Golfo y, por lo tanto, a que parte del giro subtropical se localizase en la Cuenca Canaria. A partir de aquí, se revisaron las bases de datos históricos con el objetivo de establecer el esquema básico de la circulación general en la Cuenca Canaria encontrándose, efectivamente, que ésta discurre a través de un sistema de corrientes que forman un bucle anticiclónico (Stramma, 1984; Olbers *et al.*, 1985; Maillard, 1986) y que se conecta a la Corriente del Golfo a través de la Corriente de Azores (Klein y Siedler, 1989). Resumiendo, el sistema de corrientes en el margen oriental del Atlántico Norte subtropical viene definido, básicamente, por la Corriente de Azores→Corriente de Canarias→Corriente Norecuatorial.

Paralelamente al desarrollo de los anteriores resultados, se llevaron a cabo medidas directas de corrientes (Schmitz *et al.*, 1988; VanGriesheim, 1988; Müller y Siedler, 1992), campañas hidrográficas cuasi-sinópticas (Käse y Siedler, 1982; Käse *et al.*, 1985, 1986; Zenk *et al.*, 1991, Fiekas *et al.*, 1992), así como modelos numéricos (Spall 1990, 1992; Onken y Klein 1991), que señalan una fuerte variabilidad espacial y temporal de las corrientes, así como su asociación a estructuras frontales. De este modo, aunque la circulación media viene representada por la recirculación del giro subtropical esta última no tiene lugar a través de un lento y difuso flujo hacia el Ecuador forzado principalmente por el campo de vientos (dinámica de Svedrup), sino que se realiza a través de un sistema de corrientes claramente definidas que pueden ser bastante energéticas, fuertemente variables y cuyos mecanismos de forzamiento no son todavía bien conocidos.

A continuación se describirá con más detalle la circulación termoclina en la Cuenca Canaria. En primer lugar se analizará el transporte geostrófico medio a escala de cuenca y su variabilidad estacional. Acto seguido, se expondrán los resultados de estudios sinópticos y de medidas directas del flujo, con el objeto de precisar la naturaleza de las distintas corrientes y con ello la variabilidad y la actividad a mesoscala de la circulación termoclina. Por último, se revisarán diversos aspectos de la Corriente de Canarias con el objeto de establecer la componente a gran escala del flujo incidente

sobre el Archipiélago Canario.

2. Transporte geostrófico a escala de cuenca

La imposibilidad de obtener campos sinópticos (instantáneos) en grandes áreas del océano obliga a revisar las bases históricas de datos hidrográficos para obtener la estructura de la circulación a gran escala (O-1000 Km). Ello conlleva el filtraje temporal y espacial de los datos, obteniéndose, por lo tanto, campos medios. Por otro lado, el no contar con medidas directas del campo de corrientes da lugar a que se recurra al ajuste geostrófico para, a partir de los perfiles verticales medios de densidad, obtener el campo de velocidades (por ello, para establecer la dinámica a gran escala se estudia la distribución del transporte geostrófico medio). De este modo se realiza, asimismo, un filtraje de la posible dinámica que gobierna el área bajo estudio, no contemplándose posibles procesos ageostróficos.

2.1 Recirculación del giro subtropical

La distribución del transporte geostrófico en la Cuenca Canaria obtenida por Stramma (1984) (Figura 2; Stramma, 1984), muestra que éste se estructura formando un bucle anticiclónico que se extiende entre los paralelos 40°N y 15°N, aproximadamente. Este bucle forma parte de la circulación del giro subtropical y se conecta con él a través de la Corriente de Azores y la Corriente Norecuatorial, tal como se ha comentado.

La señal de la Corriente de Azores se reconoce en la anterior figura a través de la banda, orientada zonalmente, que forma el límite septentrional del bucle, localizándose al Sur de las Islas Azores y extendiéndose entre los paralelos 32°N y 37° N. Diferentes estudios cuasi-sinópticos realizados en el área han determinado que en realidad la Corriente de Azores, serpentea a través de una estrecha banda de 60 km, asociada a un frente termohalino, el Frente de Azores (Käse y Siedler, 1982; Gould, 1985; Käse *et al.*, 1986; Fiekas *et al.*, 1992). El serpenteo del frente da lugar a que en el campo medio esta corriente aparezca mucho más ancha de lo que en realidad es.

El origen de la banda que define la Corriente de Azores se localiza en la región de transición entre la Corriente del Golfo y la Corriente Noratlántica alrededor de 40°N-

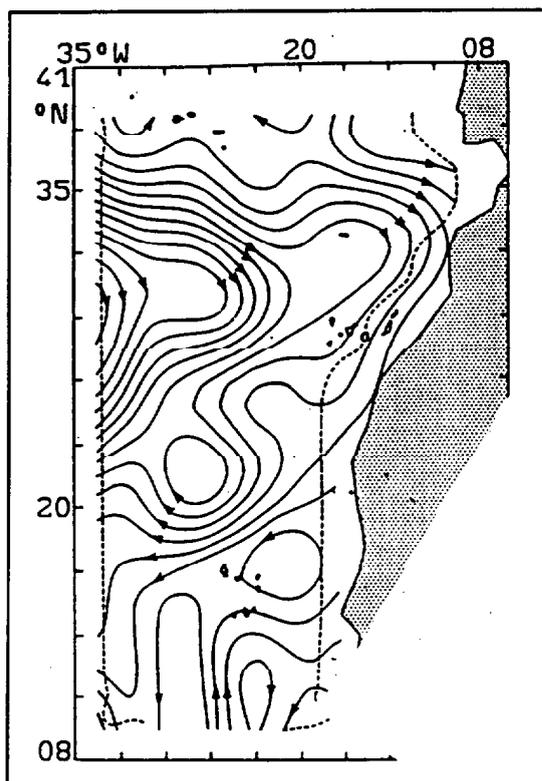


Figura 2. Transporte de volumen integrado (de 0 a 800 m) obtenido a partir de perfiles de densidad medios (Stramma, 1894). Cada línea de flujo representa 1Sv ($10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$).

50°W (Figura 1; Olbers *et al.* 1985, Figura 3; Klein y Siedler, 1989). En esta región, la Corriente del Golfo se bifurca en dos ramas principales. Una fluye hacia el Norte cruzando la Dorsal Central Atlántica, y otra, fluye hacia el Este subdividiéndose a su vez en una rama septentrional y una meridional. La rama meridional recircula hacia el Mar de los Sargazos y la septentrional fluye hacia el Este cruzando la dorsal y realizando la conexión entre la Corriente de Azores y la Corriente del Golfo. Por lo tanto, el bucle anticlónico observado en la cuenca es, en realidad, una extensión hacia el Este del giro subtropical (Figura 1; Olbers *et al.*, 1985, Figura 2; Stramma, 1984 y Figura 3; Klein y Siedler, 1989). A la altura de 35°W, la Corriente de Azores transporta alrededor de 11 Svedrups hacia el Este entre 0 y 800 m (Figura 2; Stramma, 1984). La mayor parte de este transporte dobla hacia el Ecuador en el centro de la cuenca, aunque sin embargo, una proporción significativa alcanza la costa africana y alimenta la Corriente de Canarias (4 Svedrups).

En el campo medio, la Corriente de Canarias aparece como una extensión de la Corriente de Azores que gira hacia el Sur, al Este de la Isla de Madeira transportando agua hacia el Ecuador a lo largo de la costa africana (Figura 2; Stramma, 1984).

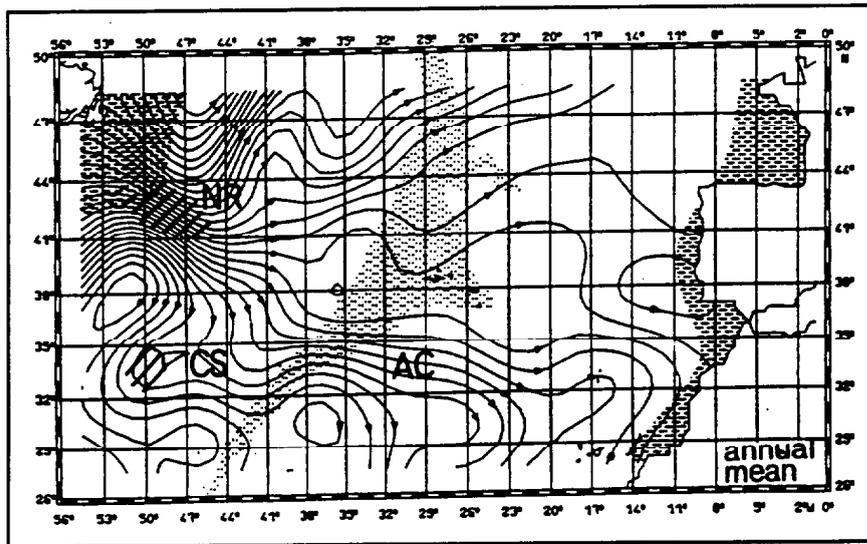


Figura 3. Líneas de transporte de volumen medio anual en la capa de 0-800 m (Klein y Siedler, 1989) Los incrementos entre líneas de corriente representa 1.5 Sv. En el interior de las zonas marcadas a trazos el error es superior a 1 Sv. (La región punteada señala la Dorsal Centro Atlántica; los trazos gruesos indican el bajo de Newfoundland (NR) y las montañas submarinas Corner (CS)). La Corriente de Azores está indicada por AC.

Algunos autores (Käse *et al.*, 1986; Fiekas *et al.*, 1992) sugieren que esta extensión se desdobra asimismo en un ramal que se dirige hacia el Noreste para converger posteriormente con la Corriente de Portugal, que fluye hacia el Sur a lo largo de la costa portuguesa. En cuanto a la banda asociada a la Corriente de Canarias, después de fluir a lo largo de la costa africana, dobla hacia el Suroeste alrededor de 20°N separándose de la costa y alimentando la Corriente Norecuatorial.

La Corriente Norecuatorial se asocia al límite meridional del bucle anticiclónico que se define a través de una banda zonal producida por la convergencia de la banda de la Corriente de Canarias, las dos bandas occidentales escindidas de la Corriente de Azores y un pequeño transporte proveniente del Sur (Figura 2; Stramma, 1984). Medidas directas realizadas en el área han demostrado que el transporte de la Corriente Norecuatorial es bastante más intenso de lo que en principio podría parecer inspeccionado el transporte geostrófico. Ello se debe a que una parte importante del transporte total es ageostrófico al ser el viento uno de los principales mecanismos de forzamiento de la Corriente Norecuatorial (Maillard y Käse, 1989).

Comparando el transporte geostrófico medio de 0-200 metros y 200-800 metros (Figura 4, Stramma y Siedler, 1988) se observa que el eje del bucle se desplaza hacia el Norte a medida que aumenta la profundidad (Armi y Stommel, 1983; Stramma y

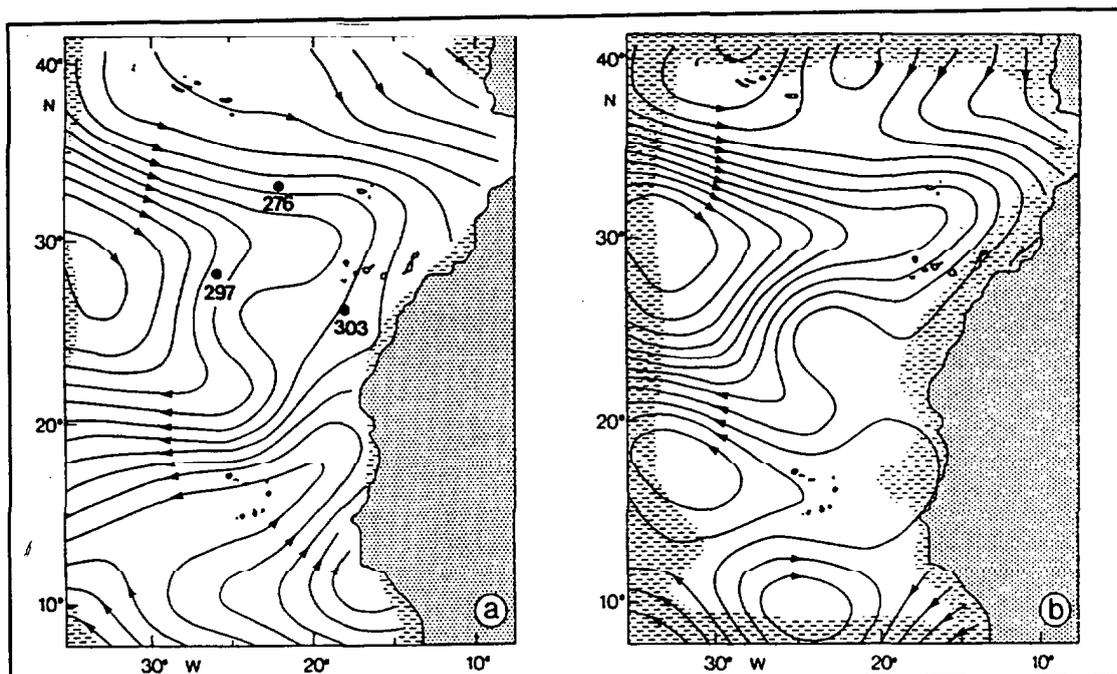


Figura 4. Líneas de transporte de volumen medio anual en; (a) la capa de 0-200 m y (b) la capa de 200-800 m (Stramma y Siedler, 1988). Los incrementos entre líneas de corriente representan 0.5 Sv. Los puntos numerados indican la posición de fondeos.

Siedler, 1988). Asimismo, la estructura del sistema de corrientes que lo forma sufre una fuerte alteración. En la capa más profunda, el transporte de la Corriente de Azores es más zonal, la separación entre las bandas más definida y parte del transporte geostrófico asociado a la Corriente de Canarias y a la Corriente Norecuatorial se pierde. Una de las posibles causas de la pérdida de la señal de la Corriente de Canarias al Sur del Archipiélago puede ser debida a la homogenización del campo de densidad producido por una intensa mezcla diapícnica. Fiekas *et al.* (1992), a través de observaciones cuasi-sinópticas encontraron una importante actividad a mesoescala al Sur del Archipiélago, la cual, podría ser responsable de dicho proceso de mezcla (Figura 5, Fiekas *et al.*, 1992). En este trabajo se sugiere que, parte de la variabilidad observada al Sur del Archipiélago, se produce como consecuencia de la perturbación del flujo por parte del mismo.

A modo de resumen cabe destacar que el transporte geostrófico a escala de cuenca queda definido por un bucle anticiclónico, a través del cual se produce parte de la recirculación del giro subtropical hacia el Ecuador. La estructura del bucle queda definida por un sistema de bandas asociadas a la Corriente de Azores→Corriente de Canarias→Corriente Norecuatorial, cada una con un carácter claramente diferenciado. El transporte asociado con la Corriente de Azores es profundo, intenso y en balance

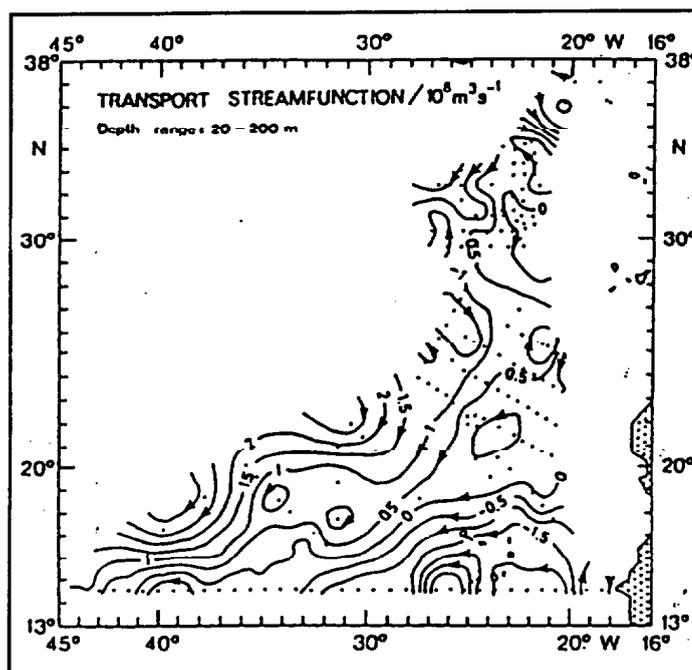


Figura 5. Líneas de transporte de volumen cuasi-sinópticas en la Cuenca Canaria entre los 20 y 200 metros de profundidad (Fiekas *et. al.*, 1992). Los incrementos entre líneas de corriente representan 1 Sv.

geostrófico. En contraste, el asociado con la Corriente Norecuatorial es somero, poco intenso y posee una componente ageostrófica importante debido a la influencia directa de los vientos alisios (transporte de Ekman). Finalmente, el asociado con la Corriente de Canarias varía su carácter al cruzar el Archipiélago volviéndose más difuso, somero y menos intenso.

2.2 Variabilidad estacional

Retomando el trabajo de Stramma (1984), Stramma y Siedler (1988) se ocuparon de estudiar la variabilidad estacional en la Cuenca Canaria. Observaron que, aunque globalmente la magnitud del transporte geostrófico no se altera, la estructura del bucle sufre una contracción en el sentido meridional y una dilatación en el sentido zonal desplazándose a su vez su centro hacia el Sur a medida que se avanza hacia el verano (Figura 6; Stramma y Siedler, 1988).

La contracción meridional y la expansión zonal originan que en la época de primavera-verano la estructura general del sistema de corrientes quede mejor definida, sobre todo en lo que se refiere a la separación entre las bandas que transportan agua hacia el Ecuador. De este modo, el transporte geostrófico asociado con La Corriente de

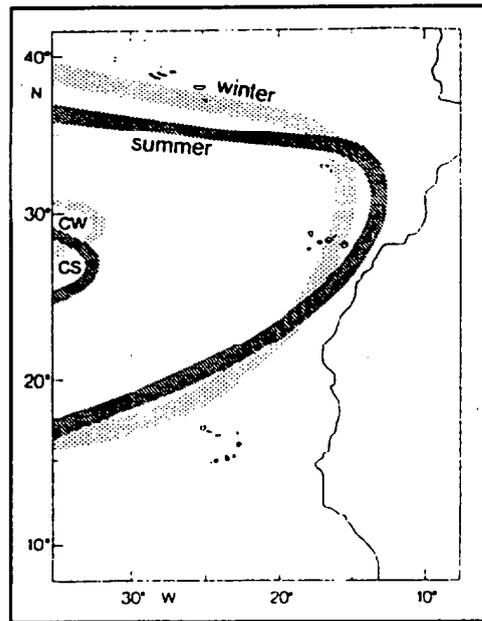


Figura 6. Representación esquemática del giro subtropical en los primeros 200 metros de profundidad en verano y en invierno (Stramma y Siedler, 1988).

Azores y la Corriente Norecuatorial se orientan más zonalmente. A su vez, mientras la primera se desplaza hacia el Sur, la segunda lo hace hacia el Norte con lo que la banda asociada a la Corriente de Canarias se intensifica y queda más realzada (compárese por ejemplo la Figura 7a y la Figura 7c; Stramma y Siedler, 1988). Asimismo, tanto en primavera como en verano, algunas líneas del transporte geostrófico asociado a la Corriente de Canarias (del orden de unos 2 Svedrups) convergen hacia la costa africana, a la altura de Archipiélago, para posteriormente reaparecer a la altura del 23°N. Este hecho parece sugerir, por un lado, que en estos períodos parte de la Corriente de Canarias se desarrolla a lo largo de una estrecha banda que recorre la costa africana, intensificándose a medida que nos acercamos al continente africano y, por otro, que se produce una intensa mezcla diapicna debido a la homogeneidad del campo. El aumento del flujo incidente sobre el Archipiélago Canario y la probable mezcla diapicna al Sur de éste, podrían dar lugar a pensar que en la época de primavera-verano aumenta la actividad a mesoscala y que ésta es inducida por el Archipiélago Canario.

Estudios realizados a escala regional parecen confirmar el patrón básico de comportamiento expuesto más arriba. Richardson y Walsh (1986) y Stramma y Siedler (1988), analizando la variabilidad estacional en el límite meridional del bucle observaron que la Corriente Norecuatorial se desplazaba hacia el Norte en verano. Asimismo Siedler *et al.*, (1985), encontraron indicios de variabilidad estacional en el límite

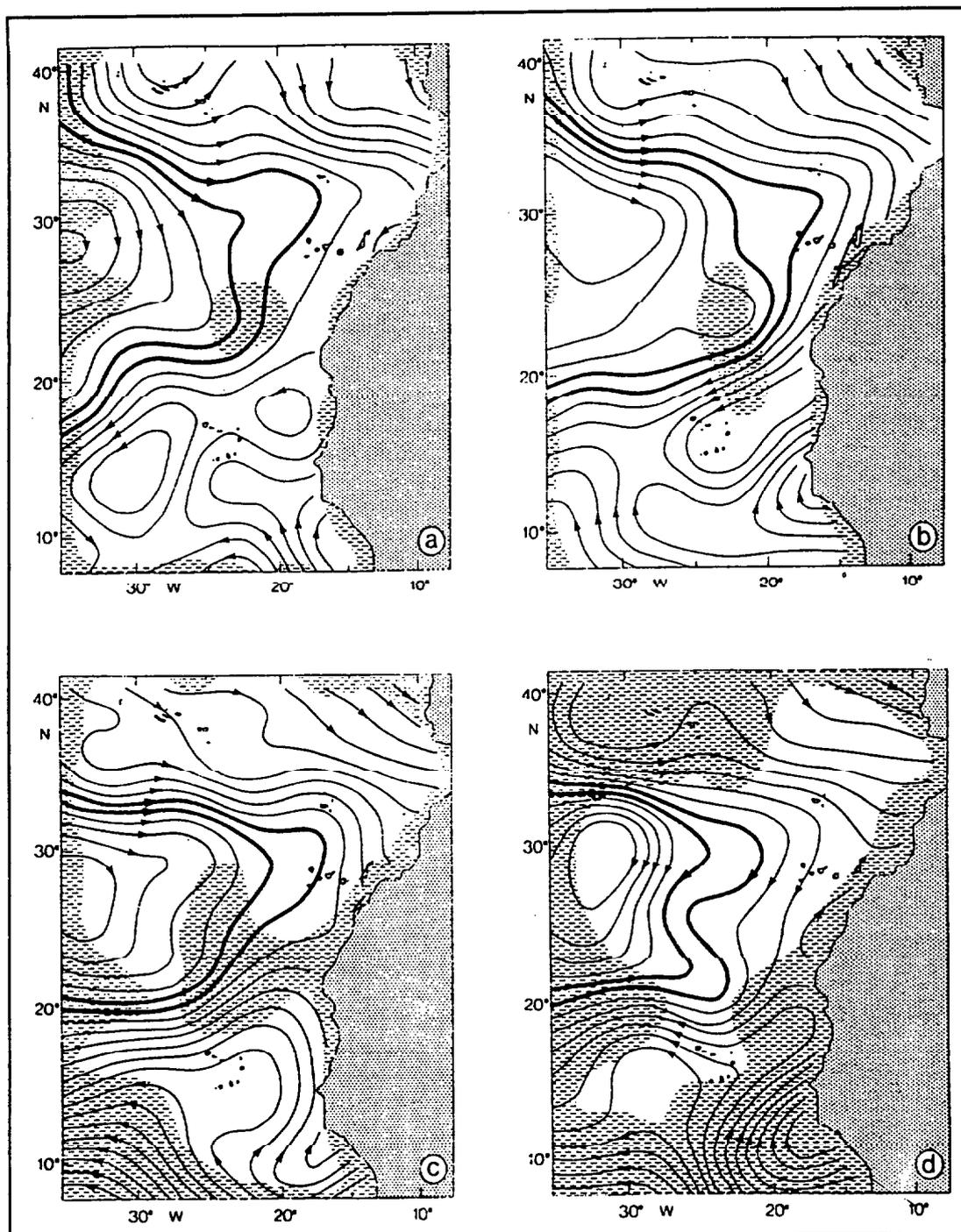


Figura 7. Líneas de transporte de volumen medio en los 200 primeros metros durante los periodos de, (a) Enero-Marzo (invierno), (b) Abril-Junio (primavera), (c) Julio-Septiembre (verano), (d) Octubre-Diciembre (otoño), (Stramma y Siedler, 1988). El incremento entre líneas de corriente es de 0.5 Sv.

septentrional del bucle asociado a la Corriente de Azores. Recientemente, Klein y Siedler (1989) y Stramma y Müller (1989) confirmaron la observaciones de los anteriores autores observando que en verano la Corriente de Azores se desplazaba hacia

el Sur y la Corriente Norecuatorial hacia el Norte. Sin embargo, el análisis de la variabilidad estacional del transporte geostrofico asociado con la Corriente de Canarias estudiado por Fedosev (1970), entra en aparente contradicción con las observaciones de Stramma y Siedler (1988). El primer autor, observó que la corriente geostrofica asociada a la Corriente de Canarias se intensifica en invierno y no en verano como sugieren los segundos. Una de las posibles razones de la divergencia entre los resultados de ambos estudios es la diferente resolución espacial adoptada. El trabajo de Fedosev es capaz de resolver parte de la variabilidad espacial a mesoscala. En este sentido, la fuerte actividad a mesoscala generada en el área del afloramiento costero africano (Mittelstaedt, 1991; Van Camp *et al.*, 1991) y en la proximidad del Archipiélago, podría perturbar la estructura de la Corriente de Canarias enmascarando la señal estacional a gran escala.

Diversos autores sugieren que la señal estacional observada a escala de cuenca pudiera estar correlacionada con la variabilidad estacional del campo de vientos (Stramma y Siedler, 1988; Mittelstaedt, 1991). En este sentido, en el estudio de Mittelstaedt (1991) se presentan los resultados de un modelo numérico de circulación general aplicado a la Cuenca forzada, por el campo de vientos, observado en verano y en invierno (Figura 8; Hellerman y Rosenstein, 1983). La simulación del campo de corrientes, obtenida a través del modelo, recoge los resultados esenciales de Stramma y Siedler (1988); durante el verano, el sistema de corrientes que forman el bucle queda más claramente definido, el bucle se contrae meridionalmente y expande zonalmente y la Corriente de Canarias se intensifica. Por ello parece razonable pensar que, efectivamente, parte de la variabilidad estacional del bucle se debe a la variabilidad a escala de cuenca del campo de vientos.

3. Actividad a mesoscala

El régimen del flujo oceánico tiene un fuerte carácter turbulento de modo que en él se desarrollan procesos en un amplio espectro de escalas espaciales y temporales. Diversos estudios realizados principalmente durante la década de los 70 (experimentos MODE y POLYMODE) han demostrado la especial importancia de aquellos fenómenos que se desarrollan en escalas espaciales del orden de la centena de kilómetros y escalas temporales de uno a tres meses (MODE group 1978). Estos constituyen la variabilidad a mesoscala del océano. En determinadas regiones del océano la energía asociada con

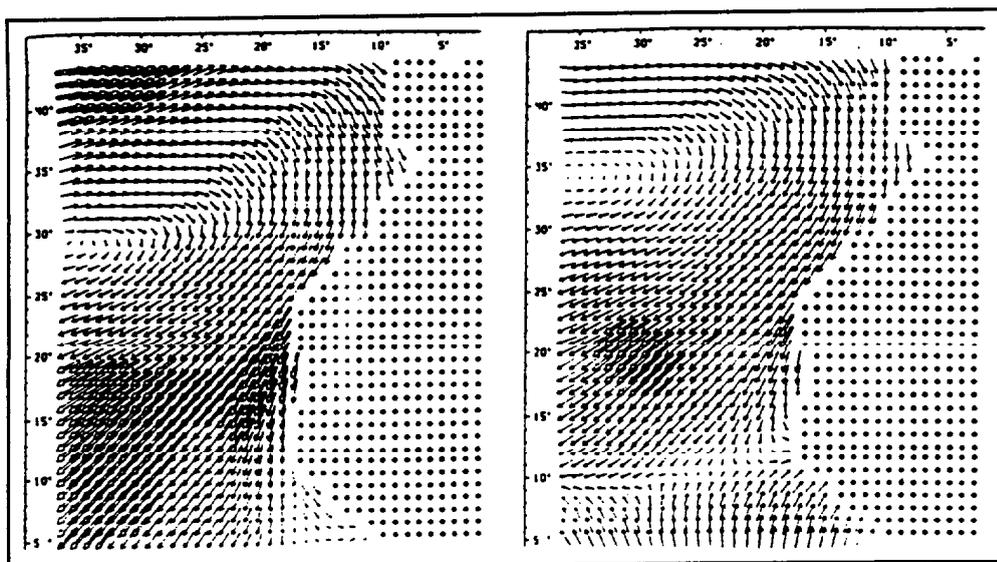


Figura 8. Tensión media del viento en la superficie del mar según Helleman y Rosestein (1983) durante los periodos de: a la izquierda: Febrero, Marzo, Abril y a la derecha. Agosto, Septiembre y Octubre.

los procesos a mesoescala puede ser bastante superior a la energía del flujo medio (Wunsch, 1981), por ello es necesario determinar la importancia de la actividad a mesoescala para obtener una visión completa de la dinámica de la región sometida a estudio.

Paralelamente al estudio de la circulación termoclina media a escala de cuenca, se han ido desarrollando diversos trabajos con el objeto de precisar la realidad de las corrientes que la componen y, con ello, empezar a investigar la importancia de los procesos a mesoescala en la Cuenca Canaria. Las bandas que definen la circulación media se corresponden en realidad con corrientes fuertemente fluctuantes que, en ocasiones, serpentean a lo largo de estructuras frontales y que dan origen a una importante actividad mesoescala (Müller y Siedler, 1992). De este modo, en la Cuenca Canaria existe un intenso campo de remolinos que, aunque no tan energéticos como los observados en la cuenca occidental, dominan ampliamente el flujo medio. Las posibles fuentes de éstos pueden buscarse en el intenso serpenteo y consecuentes inestabilidades, originadas en el seno de la Corriente de las Azores (Käse y Siedler, 1982; Siedler *et al.*, 1985; Käse *et al.*, 1986; Fiekas *et al.*, 1992), de Canarias (Fiekas *et al.*, 1992, Hernández-Guerra, 1990; Ramos *et al.*, 1995; Aristegui *et al.*, 1994), Norecuatorial (Zenk *et al.*, 1991, Onken y Klein 1991) y en el seno del Afloramiento Costero Africano (Mittelstaedt, 1991; Van Camp *et al.*, 1991). Asimismo se han detectado vórtices de Agua Mediterránea (MEDDIES) de 50-100 Km de radio, 1000 metros de amplitud, con

períodos de vida de 1 a 2 años, que pueden influenciar tanto la circulación termoclina como la profunda (Armi y Zenk, 1984; Armi *et al.*, 1989; Richardson *et al.*, 1989, 1991). En los apartados siguientes se analizan la variabilidad de la estructura espacial y temporal del flujo en la Cuenca Canaria.

3.1 Estructura espacial

Las principales estructuras a mesoscala (0-100 km) detectadas en la Cuenca Canaria se corresponden con meandros y remolinos, asociados a frentes termohalinos observados en el borde septentrional y meridional del giro subtropical, afloramientos, plumas, filamentos y remolinos asociados con la frontera costera oriental y remolinos de mesoscala/submesoscala localizados al Sur de algunas islas del Archipiélago Canario.

El borde septentrional del giro subtropical definido por la Corriente de Azores, discurre a lo largo de un frente termohalino de carácter permanente que se localiza al Sureste de las Azores a la latitud de Madeira; el denominado Frente de Azores (Figura 9a y Figura 9b; Siedler *et al.*, 1985). De este modo, la Corriente de Azores es forzada por el fuerte gradiente horizontal de densidad asociado a la presencia del frente. Por lo tanto, el transporte asociado a la corriente de Azores se produce, en realidad, a través de una estrecha corriente de chorro baroclina frontal. Estudios realizados en el área del Frente de Azores han puesto de manifiesto que éste presenta un intenso serpenteo observándose, asimismo, numerosos remolinos a mesoscala a ambos lados de éste. Siedler *et al.* (1985) sugirieron que el serpenteo del frente pudiera estar relacionado con el atrapamiento de ondas de Rossby baroclinas entre la Dorsal Central Atlántica y la costa africana. A este respecto, Krauss y Wüßer (1982) sugirieron que la variabilidad estacional de los vientos alisios podría ser uno de los posibles mecanismos de forzamiento de estas ondas. El aumento de la amplitud del serpenteo a través de procesos de inestabilidad baroclina daría lugar a la generación del campo de remolinos observado. En este sentido, Käse *et al.*, (1986) sugirieron que las inestabilidades frontales producidas en el rango de profundidad donde se sitúa el Agua Mediterránea podría contribuir a la generación de MEDDIES.

El borde Suroriental del giro constituido por La Corriente de Canarias-Corriente Norecuatorial se asocia, asimismo, a una zona frontal, la zona frontal de Cabo Verde. El Frente de Azores y el de Cabo Verde poseen, sin embargo, un carácter claramente diferenciado. La Zona Frontal de Cabo Verde viene definida por dos tipos de fronteras interrelacionadas entre sí (Figura 10; Zenk *et al.*, 1991). Por un lado se observa la

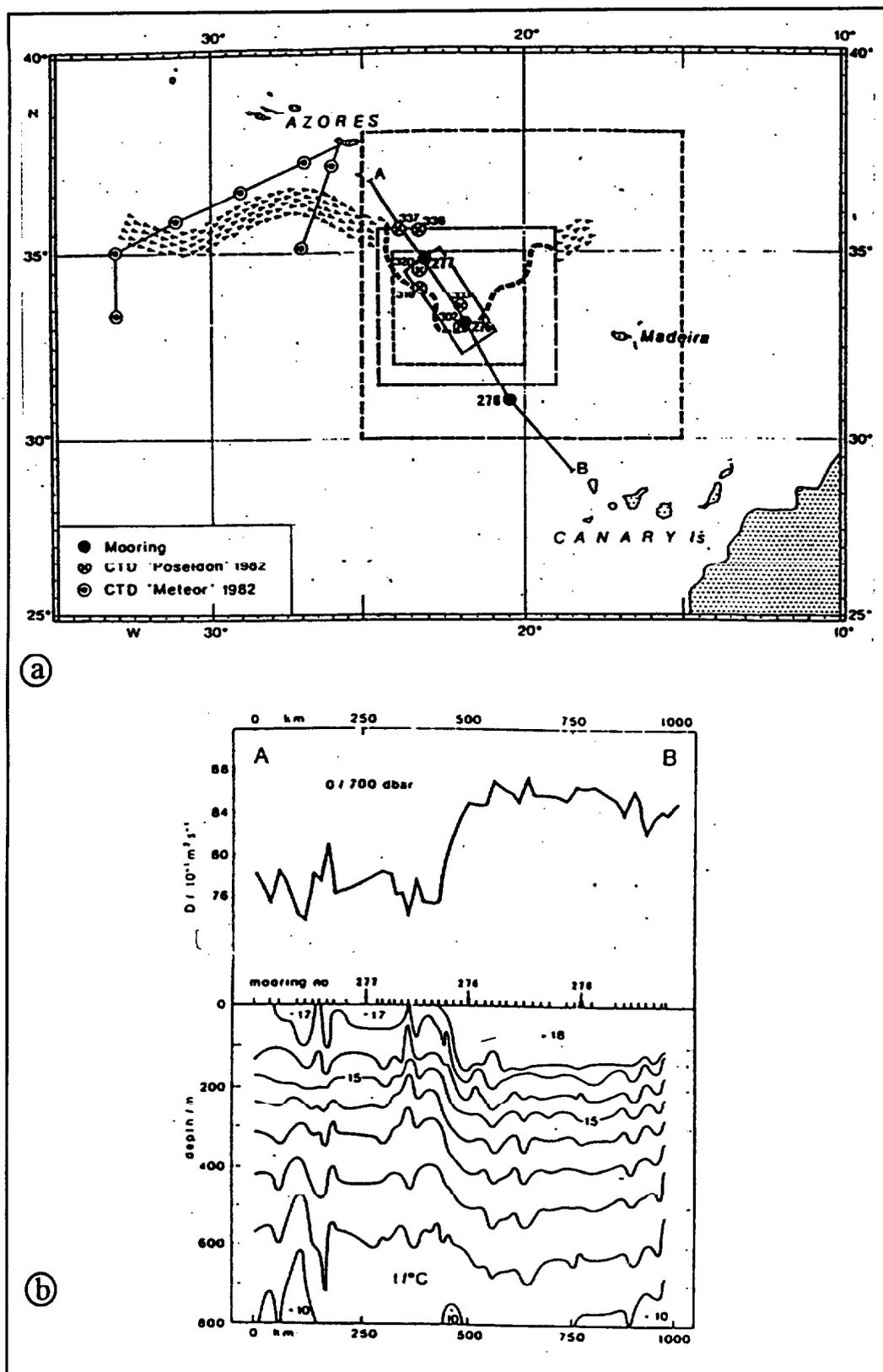


Figura 9. Frente de Azores (Siedler *et al.*, 1985). (a) Campaña de muestreo hidrográfico por el B/O Poseidon y el Meteor. (b) Señal del Frente de Azores en la estructura vertical del campo de temperatura y la correspondiente anomalía geopotencial a lo largo del transecto AB.

frontera marcada por el límite entre las aguas ventiladas del borde Sureste del giro subtropical y las aguas aisladas del circuito de recirculación termoclina de la "zona de sombra" (Luyten *et al.*, 1983; Thiele *et al.*, 1986). Por otro, se observa la frontera marcada por el frente termohalino generado como consecuencia de la convergencia entre el Agua Central Noratlántica transportada por el giro subtropical y el Agua Central Suratlántica localizada en la "zona de sombra". Este frente no presenta fuertes gradientes horizontales de densidad debido a que la salinidad y la temperatura se autocompensan. Por esta razón, no se producirá una corriente de chorro frontal como en el caso del Frente de Azores. Otra importante diferencia con respecto al frente de Azores es que a través de éste último no se produce una variación de masas de agua. Ambos tipos de fronteras son propicias para que se desarrollen procesos a mesoscala excitados a través de inestabilidades baroclinas y/o barotropas. En este sentido Zenk *et al.* (1991), detectaron un intenso serpenteo del sistema Corriente de Canarias-Corriente Noroccidental que podría dar lugar al campo de remolinos observado en este área por Fiekas *et al.* (1992), (Figura 5; Fiekas *et al.* 1992). La radiación de ondas de Rossby baroclinas a través de esta zona frontal simulada por Onken y Klein (1990) y Spall (1992) podrían dar lugar al serpenteo descrito por Zenk *et al.* (1991).

La variabilidad espacial y temporal del campo de vientos costeros, las irregularidades tanto del fondo como de la línea de costa así como la interacción entre los procesos del océano abierto y del costero (sobre la plataforma continental), generan toda un serie de estructuras a mesoscala en el borde oriental del giro subtropical. Estas estructuras son características de las fronteras orientales de los giros subtropicales (Mittelstaedt, 1991) e incluyen la generación de afloramientos costeros, la radiación de plumas y filamentos de agua fría desde la costa hacia el océano abierto y la generación de frentes y remolinos. La señal superficial de estos procesos puede inferirse a través de la variabilidad tanto del campo de temperatura superficial como de la concentración de pigmentos fitoplanctónicos obtenidos a través de sensores remotos (Hernández Guerra, 1990; Van Camp *et al.*, 1991), observándose que los filamentos pueden penetrar hasta 300 km en el océano abierto pudiendo, como ya ha sido comentado, alterar la estructura de la Corriente de Canarias.

En este trabajo se presentan resultados que muestran la presencia de remolinos ciclónicos y anticiclónicos al Sur de la Isla de Gran Canaria así como la señal superficial de éstos al Sur de otras islas del Archipiélago. Como se sugiere más adelante, la generación de estos remolinos puede ser debida al proceso de perturbación de la Corriente de Canarias por parte del Archipiélago. Un primer indicio de este proceso

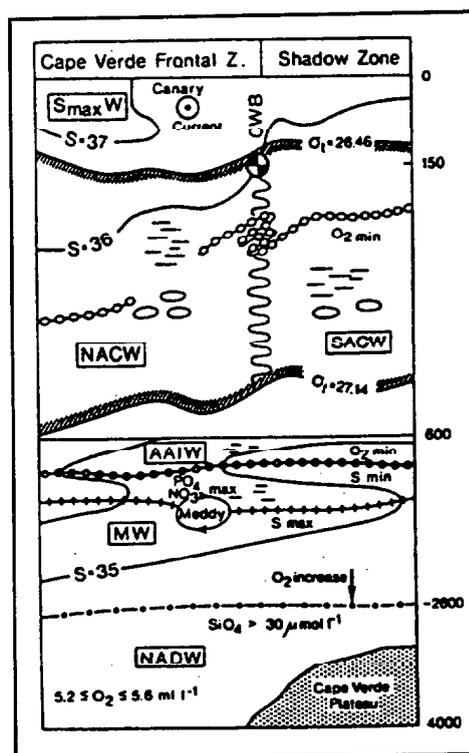


Figura 10. Representación esquemática de la distribución de masas de agua en la Zona Frontal de Cabo Verde según Zenk *et al.* (1991). La distintas masas de aguas se indican de forma abreviada por etiquetas enmarcadas. El Margen de las Aguas Centrales (CWB) situado por debajo del Máximo de Salinidad de Agua Subtropical (SmaxW) separa las aguas centrales del Atlántico Norte (NACW) y las aguas centrales del Atlántico Sur (SACW). Ambas masas de agua poseen capas de mínimo contenido en oxígeno. Por debajo del frente entre NACW/SACW se localiza un segundo frente entre el Agua Mediterránea (MW) y Agua Antártica Intermedia (AAIW). La salinidad y el oxígeno constituyen los indicadores de este otro frente. Asimismo se pueden encontrar remolinos de MW (meddies) dentro de la lengua de Agua Mediterránea. El Agua Profunda del Atlántico Norte (NADW) no presenta ninguna estructura frontal.

puede obtenerse a través de la inspección de la Figura 11 (Müller *et al.*, 1990). En ella se observa claramente que a medida que nos acercamos al Archipiélago se producen fluctuaciones de mayor frecuencia en el campo de temperatura. Más concretamente, en la estación 9 (alrededor del kilómetro 1000), situada al Suroeste de Gran Canaria, se observa un intenso desplazamiento de las isotermas hacia la superficie. Como más adelante se verá, a través del análisis de los datos de diversas campañas observacionales realizadas al Sur de Gran Canaria, se ha podido comprobar que la ocurrencia de desplazamientos de la isotermas al Sur de Gran Canaria es relativamente frecuente y que éstos se corresponden con la presencia, en esta área, de remolinos ciclónicos. Por ello, parece razonable pensar que el Archipiélago Canario contribuiría también en gran medida a aumentar la actividad a mesoescala de la Cuenca Canaria.

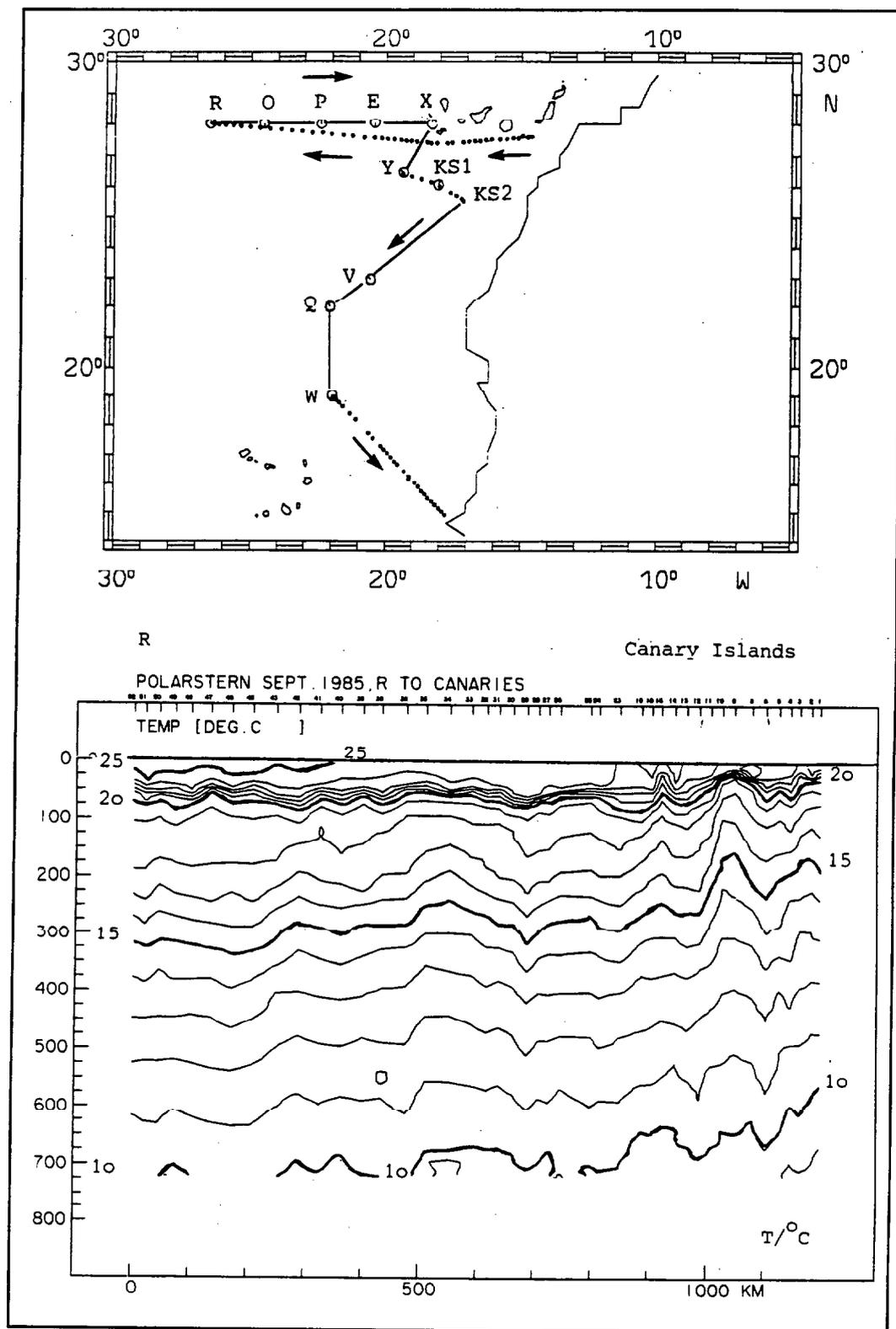


Figura 11. En la figura superior se muestran las estaciones de XBT a lo largo de un transecto al Sur de Archipiélago Canario realizado por el B/O Polarsten (Müller *et al.*, 1990). En la parte inferior se muestra la distribución vertical de temperatura a lo largo de dicho transecto. Notar el desplazamiento de las isotermas hacia la superficie al Suroeste de Gran Canaria (estación 9).

3.2 Estructura temporal

Müller y Siedler (1992) se ocuparon de estudiar la variabilidad temporal del flujo a través del análisis de la estructura frecuencial (espectros de energía) y estadísticos espectrales de la series temporales de corrientes obtenidas a partir de 22 fondeos distribuidos a lo largo de la Cuenca (Figura 12a; Müller y Siedler 1992), las posiciones de los fondeos se seleccionaron con el objeto de analizar la variabilidad en la áreas frontales de Cabo Verde (W4, W3, W2) y Azores (U, KIEL276, MO2), en la Corriente de Canarias (X, KS1, V), en el interior del bucle (O, E) y de realizar un seguimiento de la salida del agua del Mediterráneo (N2, MW).

Globalmente, los autores anteriores observaron que los máximos espectrales de energía se corresponden con los períodos típicos de la mesoscala (1-3 meses): períodos de un año. Las zonas más energéticas se detectaron en las áreas frontales de las Azores (KIEL276) y Cabo Verde (W3), así como en la proximidad del Archipiélago Canario (X, KS1) (Figura 12a, Müller y Siedler, 1992). La energía cinética fluctuante ($u'v'$) (Dikson, 1983) se caracteriza por la presencia de sucesos, dos o tres veces más energéticos, que el nivel normal de energía (Figura 12b; Müller *et al.*, 1990). De este modo, debido a la fuerte variabilidad detectada, no es posible extraer corrientes medias significativas a partir de los registros de los distintos fondeos, indicando la importancia de la actividad a mesoscala en la dinámica de la circulación termoclina. Asimismo, a partir de la serie de 9 años del fondeo KIEL276 se detectó variabilidad interanual con un período de 3-4 años.

En particular, es importante destacar que el nivel máximo de energía se observó en el fondeo X situado al Oeste de las islas del Hierro y La Palma (Figura 12a; Müller y Siedler, 1992). Asimismo, los valores más altos de energía cinética fluctuante se obtuvieron en los fondeos más cercanos al Archipiélago y en el seno de la Corriente de Canarias (V). Ambos hechos sugieren que en el área del Archipiélago Canario el flujo es más energético que en otras regiones de la Cuenca y que éste, además, presenta un régimen altamente fluctuante. De igual modo, esta pauta de comportamiento puede inferirse a través de la comparación de las series de los fondeos KIEL276, O, E, X, KS1 (Figura 12b, Müller *et al.*, 1990). Se observa claramente que en el fondeo X tanto la magnitud como la variabilidad de la corriente son bastante más intensas. Asimismo, debido a la presencia de numerosos sucesos a mesoscala, durante determinados períodos de tiempo, la velocidad puede alcanzar valores bastante superiores al medio. En concreto, aunque la velocidad media sea relativamente baja (0.05 m/s), la

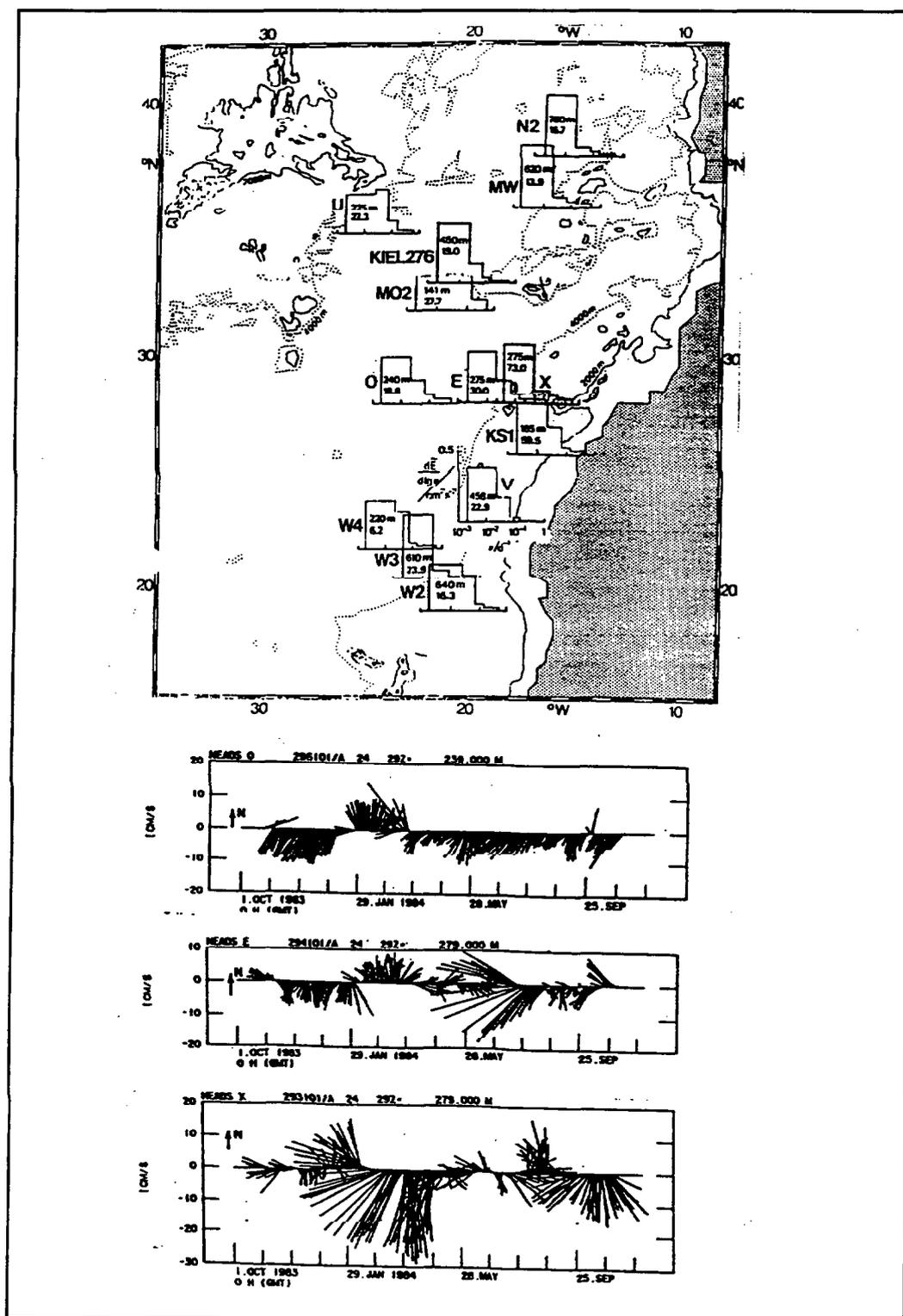


Figura 12. Variabilidad a mesoscala en la Cuenca Canaria (Müller y Siedler, 1992). Parte superior: distribución regional de la energía espectral de baja frecuencia normalizada por la varianza total de cada posición. La posición de los fondeos se corresponden con el origen del eje de abscisas. Debajo de la curva espectral se indican los niveles de profundidad y la varianza total en $\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$. La escala se representa en la posición V. En la parte inferior se ilustran las series vectoriales de los fondeos O, E y X.

velocidad es del orden de 0.27 m/s durante los meses de Febrero y Abril lo que se corresponde con el alto valor de energía cinética fluctuante detectado en este fondeo.

Uno de los objetivos del presente estudio es analizar la contribución del Archipiélago Canario a la variabilidad de la circulación termoclina en la Cuenca Canaria y los posibles mecanismos responsables de su génesis. En este sentido, una importante conclusión que se puede extraer en base a los resultados expuestos anteriormente, es que el Archipiélago podría constituir uno de los principales focos de variabilidad en la Cuenca Canaria.

4. Consideraciones sobre la Corriente de Canarias

Como ya se ha comentado, uno de los objetivos fundamentales de este capítulo es intentar establecer, si cabe, la posibilidad que durante ciertos períodos de tiempo el flujo incidente sobre el Archipiélago sea lo suficientemente energético como para generar los remolinos observados al Sur de Gran Canaria. Es por ello importante que se revisen los conocimientos que se poseen sobre la circulación en el área del Archipiélago. Estos son escasos debido a que el interés de las distintas investigaciones realizadas en la Cuenca han estado por el momento limitadas a las áreas frontales de las Azores y Cabo Verde y a la zona del afloramiento costero africano debido a su importancia socio-económica, por lo que el área en torno al Archipiélago desde el punto de vista dinámico no ha sido tan estudiada y tan sólo podemos extraer alguna información a partir de estudios a muy gran escala realizados con datos históricos (Fedosev, 1970; Stramma, 1984; Stramma y Siedler, 1988; Mittestald, 1991) o bien de observaciones a escala de Archipiélago (Molina y Laatzen 1986 y 1989; Pérez, 1988, Bruno, 1993; Muller y Siedler, 1992) existiendo, a nuestro conocimiento, un único estudio de escala intermedia que cubre el área situada entre Canarias, Madeira y la costa Africana (Molina, 1976).

Tanto los estudios a gran escala como los realizados a escala regional coinciden en que sobre el Archipiélago incide un flujo medio proveniente del Norte representado por la *Corriente de Canarias*. Sin embargo, existen claras divergencias a la hora de definir el origen, la estructura y la intensidad de la *Corriente de Canarias*. La razón de ello puede encontrarse en la fuerte variabilidad detectada en la Cuenca y sobre todo en el área del Archipiélago. De este modo, a la hora de buscar en la literatura datos sobre la intensidad de la corriente que incide sobre el Archipiélago nos encontramos con un

gran abanico de valores tanto a nivel medio como local. A nivel de velocidades geostroficadas medias anuales, los cálculos de Fedosev (1970) indican un flujo incidente sobre el Archipiélago superior a 0.7 ms^{-1} (Figura 13; Fedosev, 1970). En contraste, los cálculos expuestos por Stramma (1984) indican un flujo incidente muy inferior del orden de 0.01 ms^{-1} . Una de las posibles razones de esta divergencia podría estar en la diferente resolución utilizada por ambos autores. Fedosev utiliza una resolución mayor de tal manera que en sus resultados la Corriente de Canarias discurre a lo largo de una banda relativamente estrecha donde se concentra la mayor parte del flujo. En cambio, los resultados de Stramma poseen un excesivo suavizado espacial de tal manera que no son capaces de resolver dicha banda siendo los valores sensiblemente más bajos. En los resultados de Fedosev puede también observarse que de invierno a verano la banda se va desplazando hacia las islas occidentales, y que el flujo sufre una aceleración al atravesar el Archipiélago. Molina (1976), a través del análisis de los datos tomados en Septiembre de 1967 obtiene valores sensiblemente más bajos que los de Fedosev siendo el flujo incidente del orden de 0.15 ms^{-1} . Sin embargo, este autor también observa la aceleración del flujo entre los canales de las islas encontrando, asimismo, una estructura de banda parecida a Fedosev (Figura 13; Fedosev, 1970). En una posterior campaña realizada en Agosto de 1972 (Molina y Laatzen, 1986), obtienen velocidades superficiales similares. Asimismo, sugiere que los valores obtenidos por Fedosev son excesivamente altos y que la velocidad media de la corriente incidente sobre el Archipiélago es probablemente inferior a 0.35 ms^{-1} .

De particular interés es el análisis de las medidas directas de corriente de los fondeos X, KS1, KS2 situados en la trayectoria de la Corriente de Canarias (Figura 12b; Müller *et al.*, 1990). En lo que respecta al Norte del Archipiélago, no se encontraron medidas directas de correntímetros. En una rápida inspección se advierte que la corriente es fuertemente fluctuante tanto en dirección como en magnitud, en períodos de uno a tres meses. Dentro de estos períodos se pueden alcanzar velocidades medias del orden de 0.20 ms^{-1} . Aparentemente, no existe ninguna coherencia entre los diversos fondeos. En particular, es notable el dispar comportamiento entre los fondeos KS1, KS2 situados tan sólo a unos cien kilómetros de distancia, siendo bastante más intenso el flujo en KS1. Aunque debido a la fuerte variabilidad no parece consistente extrapolar los datos de estos fondeos a otras áreas, sí que podemos obtener una idea aproximada de la posible velocidad del flujo incidente en los períodos de intensidad máxima. Concretamente, para el caso del fondeo X situado al Noroeste de la isla del Hierro, se pueden obtener velocidades medias del orden de 0.25 ms^{-1} hacia el Ecuador durante períodos de tres meses (Figura 12b; Müller *et al.*, 1990). Por ello parece aceptable

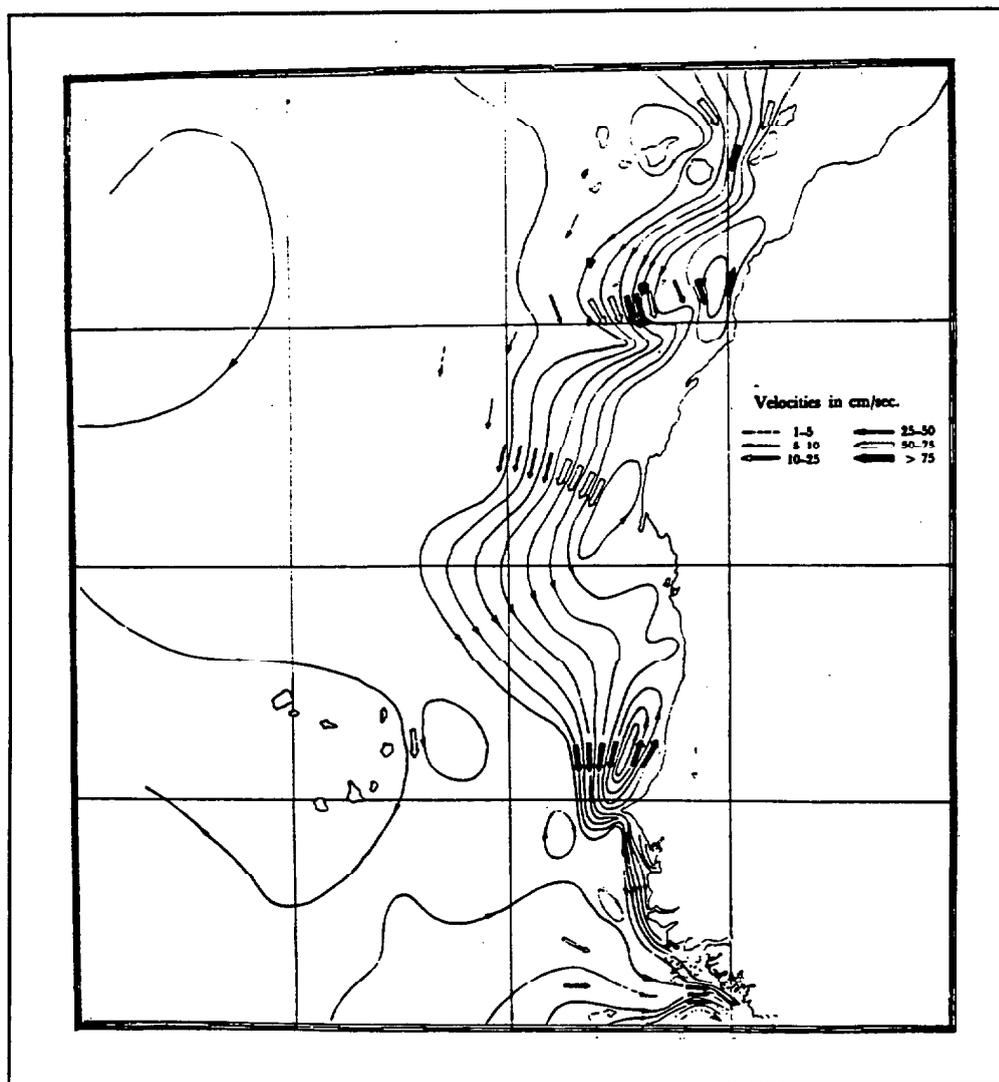


Figura 13. Circulación geostrofica de las aguas superficiales de la costa Africana nororiental calculada por Fedosev (1970).

pensar que durante estos períodos de tiempo se pueden obtener velocidades del flujo incidente del orden de 0.25 ms^{-1} . De igual forma, en los diversos fondeos desplegados en la cuenca no se observaron nunca velocidades superiores a los 0.4 ms^{-1} por lo que en principio la velocidades calculadas por Fedosev podrían ser demasiadas elevadas.

En definitiva, se puede aceptar que aunque las velocidades medias del flujo incidente sobre el Archipiélago son poco intensas no se puede descartar que durante ciertos períodos pueda alcanzar valores del orden de $0.20\text{-}0.30 \text{ ms}^{-1}$. Los datos analizados indican que la Corriente de Canarias es fuertemente variable tanto en el espacio como en el tiempo. Aunque el análisis de datos históricos es capaz de proporcionar una idea aceptable de la estructura de los campos medios, debido a su

fuerte variabilidad, estos pueden proporcionar una idea bastante sesgada de la estructura de la Corriente de Canarias. Por todo ello sería necesario intensificar la campañas observacionales tanto al Sur como al Norte del Archipiélago para poder, así, establecer con mayor precisión la estructura de esta Corriente.

Capítulo III: REMOLINOS y ESTELAS AL SUR DE GRAN CANARIA

1. Introducción

Como ya se ha introducido, la Isla de Gran Canaria (Figura 14a) constituye un ejemplo natural excepcional para el estudio de la perturbación del flujo por parte de un obstáculo debido a su forma prácticamente cilíndrica, su tamaño (50 km de diámetro) y emplazamiento respecto a los flujos oceánicos y atmosféricos dominantes (Corriente de Canarias y vientos Alisios), por lo que cabe esperar que en sus aguas se desarrolle una importante actividad a mesoscala.

Aunque se posee una idea bastante aceptable de la circulación a gran escala en la región del Archipiélago Canario, la importancia de los procesos a mesoscala continua siendo una incógnita. En este sentido, el objetivo de esta sección es dar una primera descripción de las diferentes estructuras a mesoscala observadas en el campo de temperaturas al Sur de Gran Canaria.

En prácticamente todas las campañas hidrográficas que se describen a continuación y cuyos datos se tratan, así como en campañas más recientes (dentro del programa europeo MAST I y MAST II), se han detectado remolinos oceánicos, lo que sugiere que son una característica permanente del régimen de flujo al Sur de Gran Canaria. Asimismo, otras estructuras claramente visibles en el campo de temperaturas superficial son unos filamentos en forma de estelas de aguas cálidas adheridos al Suroeste de Gran Canaria y de otras islas del Archipiélago.

La señal de remolinos atmosféricos en las bandas de stratocúmulos a sotavento

de Gran Canaria, ya ha sido descrita por Chopra y Hubert (1964, 1965) y, posteriormente, por La Violette (1974). Sin embargo, hasta hace relativamente poco tiempo no se han descrito en esta región remolinos oceánicos, (Hernández-Guerra, 1990, Aristegui *et al.*, 1994) sin embargo La Violette (1974) describió una estructura de mesoscala cálida al Sur de Fuerteventura que pudiera tratarse de un remolino ciclónico. Por otro lado, aunque diversos autores (Van Camp *et al.*, 1991; Hernández-Guerra, 1990) han observado la presencia de estelas de aguas cálidas el Sur de algunas islas del Archipiélago a través del análisis de imágenes AVHRR, hasta el momento no se ha podido confirmar su existencia mediante el análisis de datos tomados "in situ".

Esta sección tendrá un eminente carácter descriptivo, por lo que se pospondrá la discusión sobre la posible génesis de las diferentes estructuras descritas, una vez estudiada la perturbación del flujo por un obstáculo (Capítulo IV) y contando, por lo tanto, con más elementos de juicio.

2. Colección de datos

Durante los últimos años se han desarrollado numerosos esfuerzos dirigidos, en general, hacia la descripción y el análisis del sistema marino de las aguas que rodean la Isla de Gran Canaria, y más en particular, hacia el estudio de la actividad a mesoscala de esta región. Con este enfoque se realizaron durante 1989 y 1990 diversas campañas observacionales con la suficiente resolución espacial y temporal, como para poder estudiar la variabilidad a mesoscala en la región.

El área de muestreo fue seleccionada en base a una serie de imágenes de AVHRR tomadas previamente (Van Camp *et al.*, 1991) donde se distinguían una serie de núcleos de agua fría al Suroeste de Gran Canaria. En una primera etapa, se muestreó intensamente y de un modo cuasi-instantáneo, el campo de temperaturas en los primeros 400 metros, mediante el lanzamiento de sondas AXBT ("Airborne Expandable Bathythermograph"). Posteriormente, una vez detectadas y localizadas las principales estructuras a mesoscala, se procedió a su estudio mediante la realización de diversas campañas hidrográficas de carácter interdisciplinar. Paralelamente, se procesaron y analizaron numerosas imágenes de satélite de la región, obteniéndose de este modo y con excelente resolución espacial, la estructura instantánea del campo de temperaturas de la superficie del mar (TSM).

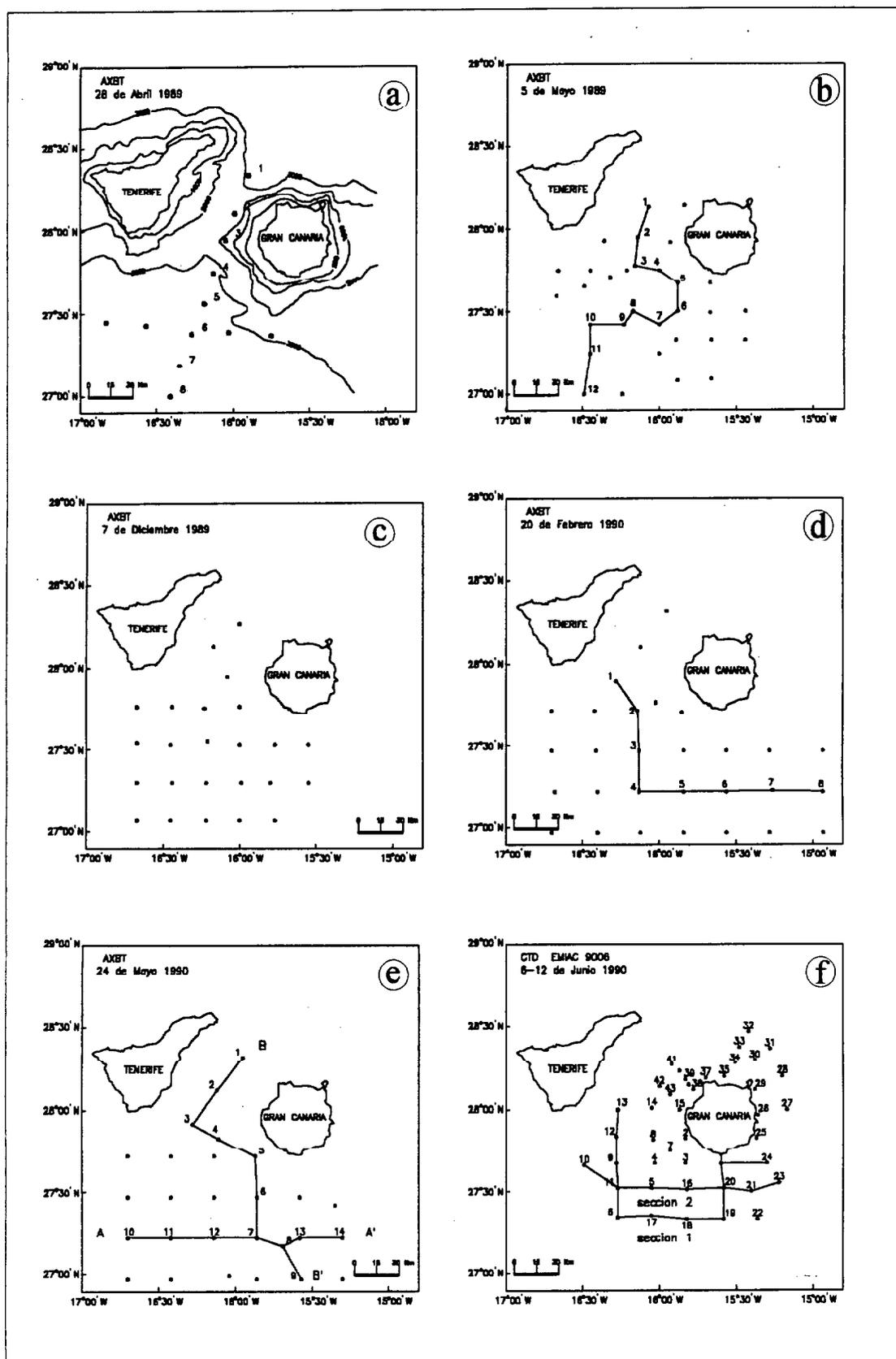


Figura 14. Distribución de estaciones, secciones verticales y batimetría de la región de estudio.

2.1 Datos de sondas AXBT

Como ya se ha apuntado, el muestreo de una porción determinada del océano mediante el lanzamiento de sondas AXBT permite definir, de una manera cuasi-instantánea y con gran resolución la estructura tridimensional del campo de temperaturas siendo, por lo tanto, ideal para analizar la variabilidad a mesoscala. Gracias a la inestimable ayuda del avión de investigación "Artic Fox" de la U.S Naval Oceanographic Office, se pudo contar con esta poderosa herramienta y, entre los meses de Abril de 1989 y Mayo de 1990 se realizaron cinco vuelos lanzándose sobre las aguas canarias un total de 120 AXBT (Figura 14). La metodología utilizada para el procesamiento de los datos de AXBT fue similar a la descrita en Wilkerson (1966) y la Violette (1974). La profundidad máxima media de los distintos perfiles de temperatura alcanzó los 400 metros siendo la distancia media entre estaciones de unos 15 km. aproximadamente. El radio de deformación de Rossby interno medio calculado para el área de estudio se sitúa alrededor de los 30 km por lo que la resolución espacial adoptada parece adecuada para resolver las distintas estructuras a mesoscala que pudieran estar presentes en el campo de temperaturas .

2.2 Datos hidrográficos

La detección de diversas estructuras a mesoscala en el campo de temperaturas , a partir de las observaciones brindadas por las sondas AXBT, motivó que en Junio de 1990 se realizara con el B/O García del CID la campaña observacional EMIAC 9006. En ella se cubrió, aproximadamente, el mismo área muestreada anteriormente con los AXBT, y se realizaron 43 estaciones hidrográficas (Figura 14f). En cada estación se midió la temperatura y conductividad para distintas profundidades mediante una sonda CTD (Seabird), hasta aproximadamente unos 300 metros de profundidad, siendo la distancia media entre estaciones de unos 15 km. Únicamente se pudo tratar el campo de temperaturas, ya que el campo de conductividad no se consideró debido a un funcionamiento defectuoso del sensor.

2.3 Imágenes de Satélite

Las imágenes de satélite de la TSM ofrecen la ventaja de poder describir de forma instantánea la variabilidad a mesoscala del campo de temperaturas superficial. Sin embargo hay que abordar con suma cautela su análisis y utilizarlas como apoyo a resultados obtenidos mediante medidas directas. Una de las grandes ventajas de las

imágenes de satélite es que si las estructuras a mesoscala presentes en el campo de temperaturas muestran una señal en la superficie del océano, entonces se puede seguir su evolución temporal cualitativamente.

Las imágenes de la TSM que se muestran en este trabajo fueron obtenidas a partir de los datos del sensor AVHRR embarcado a bordo del satélite de investigación NOAA-11. El sistema de procesamiento de la imágenes puede encontrarse en Hernández-Guerra (1990). Cada imagen ha sido proyectada en coordenadas Mercator con una resolución de pixel de aproximadamente 1 km. El método utilizado permite obtener una resolución de 0.42°C para el campo de temperaturas superficial (Hernández-Guerra, 1990).

3. Proccsamiento de los datos

Para el tratamiento de los datos y su posterior análisis, se ha buscado por un lado que la metodología para trazar mapas de isolíneas tuviese en cuenta el error de interpolación cometido y, por otro, que se pudiesen caracterizar de la forma más precisa y menos arbitraria posible, los distintos remolinos observados.

3.1 Trazado de isolíneas

En general el trazado de isolíneas requiere la interpolación previa de los datos a los nodos de una malla regular. Esto puede plantear serios problemas si la distribución de las estaciones es muy irregular, pudiéndose cometer en ciertas regiones errores de interpolación que den lugar a una imagen totalmente errónea del campo tratado. Este problema será tanto más delicado cuanto peor sea la resolución espacial del muestreo realizado, sobre todo si lo que se quiere discernir es la variabilidad espacial de un cierto campo escalar. Por todo ello es fundamental utilizar un método de interpolación que sea capaz de tener en cuenta el error cometido y nos pueda dar una idea del grado de aproximación de las estimaciones realizadas al interpolar. En este sentido el método de interpolación que parece más adecuado es el del krigeado (Matheron, 1969; Kafritsas y Bras, 1981; Samper y Carrera, 1990). Ello es debido a que, por un lado, este método se fundamenta en la minimización del error de interpolación y, por otro, que permite elaborar mapas de errores.

3.2 Parámetros descriptivos de los remolinos

Con el objetivo de caracterizar los remolinos y elaborar una estadística de éstos, se han definido toda una serie de parámetros indicadores de su extensión espacial e intensidad. Para definir estos parámetros se ha elegido la topografía de la isoterma de 16 °C ya que, por un lado, ésta proporciona una imagen tridimensional y, por otro lado, la profundidad media de esta isoterma suele coincidir con la profundidad donde la perturbación del campo de temperaturas por parte de los remolinos es máxima.

En la Tabla I se dan los valores de los distintos parámetros descriptivos de los remolinos cuyas definiciones se presentan a continuación.

- **Tipo de remolino.** Suponiendo que exista ajuste geostrofico entre el campo de masa y el de velocidad, los remolinos ciclónicos perturbarán el campo de temperaturas produciendo una sobre-elevación de las isotermas y la consecuente generación en su núcleo de un domo de agua relativamente más fría. La presencia de remolinos anticiclónicos producirá el efecto inverso. De este modo, la señal de los remolinos ciclónicos se reconocerá en la estructura de la topografía de la isoterma de 16°C a través de la presencia de isolíneas cerradas cuya profundidad irá aumentando hacia la periferia y la de los anticiclónicos por la presencia de isolíneas cerradas cuya profundidad irá disminuyendo hacia la periferia.

- **Radio de los remolinos (l).** Va a ser uno de los principales descriptores de los remolinos debido a que cuantificará su extensión espacial. El problema a la hora de definir el radio de los remolinos surge del hecho que, como se verá a continuación, estos tiene forma aproximadamente elíptica. Esta cuestión se ha resuelto adoptando el método descrito en Patzert (1969), que iguala el área de la elipse ($A = \pi ab$) al área del círculo ($A = \pi l^2$), obteniendo como definición del radio de los remolinos $l = (ab)^{1/2}$, donde a y b son el semieje mayor y el semieje menor de la elipse a la que se aproxima el remolino. A su vez, la longitud de los semiejes de la elipse se determinan midiendo la distancia entre el centro del remolino y aquel punto donde D_0 ha disminuido un 65 %, definiéndose D_0 como la diferencia de profundidad (en la isoterma de 16°C) entre el centro y la periferia de los remolinos.

Es necesario destacar que el radio de los remolinos cuantificará la extensión espacial de los remolinos en el sentido tridimensional ya que las medidas de los semiejes se toman en los mapas de topografía de la isoterma de 16°C. Asimismo, conviene notar

aquí la gran trascendencia que tendrá en este caso el conocimiento del grado de aproximación obtenido a la hora de interpolar.

- Excentricidad (e). Como ya se verá, el estadio de desarrollo de los remolinos y su estabilidad puede relacionarse con su grado de excentricidad ($e=(a^2-b^2)^{1/2}/a$). De este modo la excentricidad de los remolinos proveerá información sobre cuestiones dinámicas tales como el proceso de generación de los remolinos.

- La intensidad relativa de la perturbación del campo de temperaturas por parte de los remolinos puede caracterizarse a través de tres parámetros: la Anomalía Vertical de Temperatura (AVT), el Gradiente de la Anomalía Vertical de Temperatura (GAVT) y el Índice de Deformación (ID). Los dos primeros cuantificarán las perturbación en la vertical mientras que el tercero tendrá en cuenta la estructura tridimensional de los remolinos.

La Anomalía Vertical de Temperatura (AVT) se obtiene restando a todos los perfiles verticales de temperatura un perfil característico correspondiente a la aguas sin perturbar. De esta forma, mediante, secciones verticales de AVT se pueden identificar y cuantificar las perturbaciones térmicas inducidas por los remolinos. El GAVT es el máximo de la Anomalía Vertical de Temperatura AVT. Por lo tanto, el GAVT permitirá localizar en la vertical el núcleo del remolino y cuantificará la alteración máxima (positiva o negativa) del campo de temperaturas, mientras que la secciones verticales de AVT estructuran esta alteración.

El índice de deformación (ID) se define como la relación entre D_0 y el radio del remolino, $ID = D_0/l$, cuantificando por lo tanto de forma tridimensional la intensidad de los remolinos.

4. Descripción de los remolinos

4.1 Localización, forma y tamaño de los remolinos

Como se ha comentado con anterioridad, para la descripción de los remolinos se ha elegido la topografía de la isoterma de 16°C, obteniéndose de este modo una imagen

Código	CM89	AF90	CM90	CJ90
Tipo de remolino	Cicl.	Antic.	Cicl.	Cicl.
Fecha muestreo	May.89	Feb.90	May.90	Jun.90
Tipo de Dato	AXBT	AXBT	AXBT	CTD
Semieje mayor (a) isoterma 16°C en km.	29	35	23.6	23.6
Semieje menor (b) isoterma 16°C en km.	15	30	18.2	19.3
Radio (l) del remolino en km.	20.8	31	24.4	21.2
Profundidad del centro del remolino (Dc) en km.	130	265	155	145
Profundidad periferia del remolino (Dp) en m.	190	220	180	180
$D_0 = Dc-Dp $	60	45	25	35
Distancia del remolino a la isla en km.	60	60	59	58
Excentricidad (e)	0.85	0.51	0.64	0.57
Profundidad núcleo del remolino en m.	175	200	125	150
GAVT en °C	-2.5	+1.0	-1.5	-1.5
Indice (ID = D_0/l) de deformación	+2.88	-1.45	+1.02	+1.65

Tabla I. Parámetros característicos de los remolinos. Ver definiciones en el texto.

tridimensional de la estructura del campo de la temperatura. En la Figura 15, se representan dichas topografías para las cinco campañas hidrográficas, observándose que prácticamente en todas existen estructuras cerradas al Sur de Gran Canaria que corresponden a remolinos.

En la Figura 15a, correspondiente a Mayo de 1989, se observa como al Suroeste de Gran Canaria la topografía de la isoterma de 16°C forma un abombamiento cuya base se sitúa a 190 m de profundidad y su cima a 130 m, indicando la presencia de un remolino ciclónico codificado como el CM89 (Ciclónico Mayo de 1989). En la Figura 15b correspondiente a Diciembre de 1989, aunque no se observa ninguna estructura

cerrada, en la región Suroeste de Gran Canaria se puede distinguir una estructura semicerrada que podría tratarse de un remolino ciclónico que ha sido tan sólo parcialmente muestreado. En la Figura 15c (Febrero de 1990), se distingue una depresión de la isoterma de 16°C al Suroeste de Gran Canaria del orden de 45 m que señala la presencia de un remolino anticiclónico en el área (AF90: Anticiclónico Febrero de 1990). Al igual que en Mayo 1989, en Mayo de 1990 (Figura 15d), se produce un abombamiento de la isoterma de 16°C al Sur de Gran Canaria cuya base se sitúa a 155 m y su cima a 180 m que se corresponde con la señal del remolino ciclónico CM90. Asimismo dos semanas después, en Junio de 1990 (Figura 15e), se produce otro abombamiento de la isoterma de 16°C pero esta vez al Suroeste de Gran Canaria y que se corresponde con un remolino ciclónico (CJ90: Ciclónico Junio de 1990).

De este modo, en prácticamente todas las campañas analizadas se han detectado remolinos, uno anticiclónico y tres ciclónicos, lo que parece sugerir que se trata de un fenómeno bastante frecuente, observándose en distintas épocas del año.

Diversos resultados experimentales (Boyer *et al.*, 1984; Chabert D'Hieres *et al.*, 1988, 1989) y numéricos (Capítulo IV del presente trabajo), muestran que los remolinos que se desprenden detrás de un obstáculo, al incidir el flujo contra éste, tienen inicialmente una forma geométrica elíptica haciéndose circulares a medida que se alejan del obstáculo. Por lo tanto, a la hora de argumentar si los remolinos observados se desprenden o no de la Isla de Gran Canaria y cual es el proceso responsable de ello, es fundamental considerar la forma y, más concretamente, el grado de elipticidad (excentricidad) de éstos.

En la Figura 15 se puede apreciar como la forma general de los remolinos es elíptica, siendo el más excéntrico el remolino ciclónico CM89 y el de menor excentricidad el remolino anticiclónico AF90 (Tabla I). En lo que respecta al remolino CM90, este parece poseer un estructura dipolar. Como se tratará más adelante, el carácter dipolar de este remolino queda particularmente puesto de manifiesto en la estructura vertical del campo de temperatura gracias a que presenta dos máximos relativos, y no tan sólo uno, localizados en las estaciones 7 y 13 (Figura 17). La dipolaridad podría ser el producto de la fisión de un remolino monopolar como consecuencia del crecimiento de inestabilidades y consiguiente distorsión azimutal del remolino (Carton y Mc Willians, 1988; Flierl, 1988).

Retomando la anterior circunstancia, diversos trabajos teóricos (More y Saffman

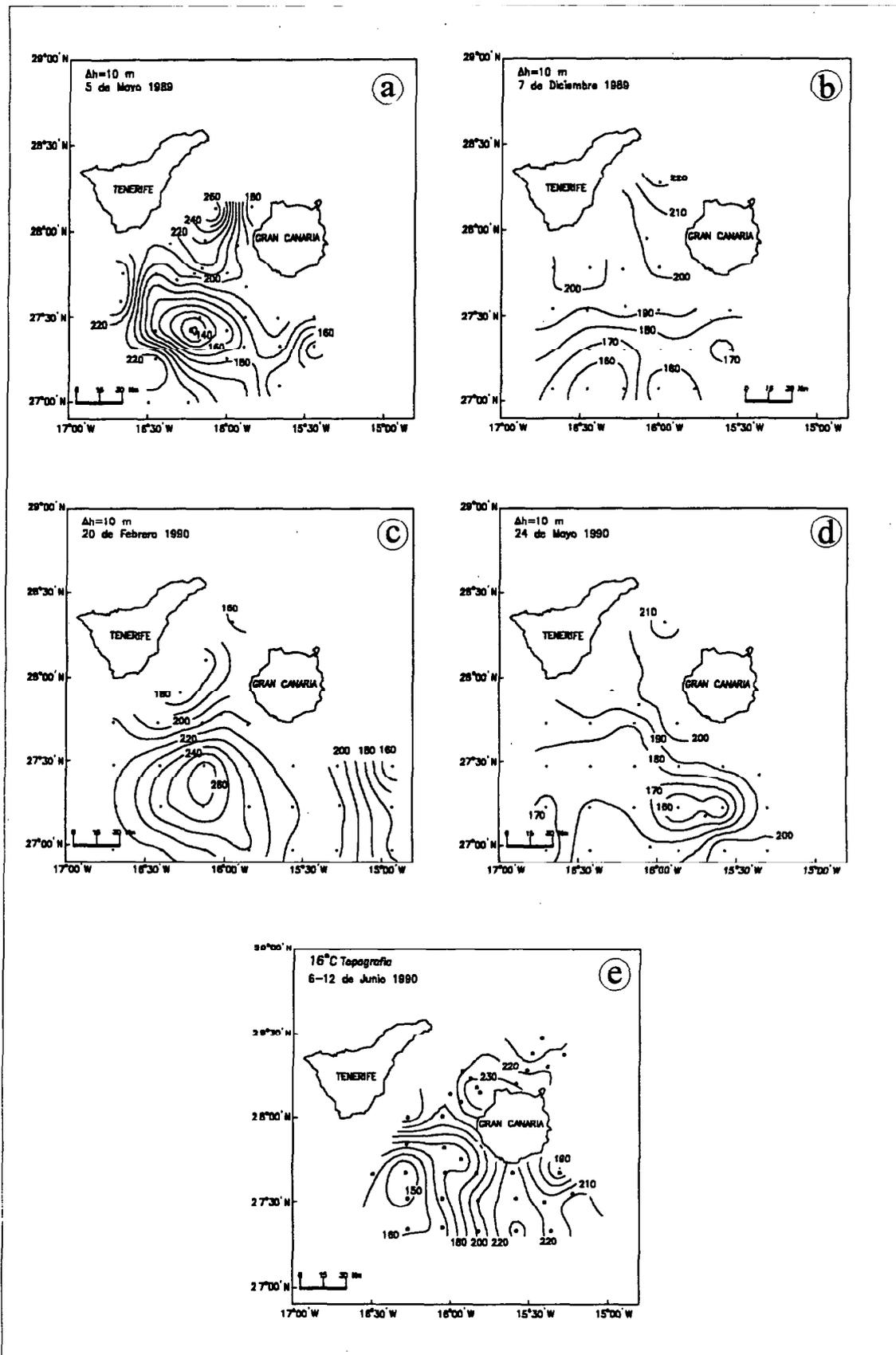


Figura 15. Topografías de la isoterma de 16 °C.

, 1975; Gent y Mc Williams, 1986; Meachan *et al.*, 1990), sugieren que el grado de excentricidad de los remolinos se relaciona directamente con procesos de inestabilidad que producen la mencionada distorsión azimutal. En concreto, Meachan *et al.* (1990), muestran que el grado de inestabilidad (asimetría) es proporcional, básicamente, al grado de deformación del campo de velocidades en el que está embebido el remolino. En consecuencia, si los remolinos se generasen debido al desprendimiento de la capa límite asociada a Gran Canaria, o lo que es lo mismo, a la perturbación que la isla produce sobre la circulación general, su grado de excentricidad e intensidad serían proporcionales a la intensidad del campo medio. Efectivamente, si acudimos a los valores de la Tabla I, se puede apreciar que el valor máximo de excentricidad corresponde al remolino ciclónico CM89 y se correlaciona con el valor máximo del índice de deformación. Asimismo, la estructura general de la topografía de la isoterma de 16°C en Mayo de 1989, presenta fuertes gradientes, sugiriendo que el flujo general es más intenso que en el resto de la campañas analizadas donde se aprecia claramente que existe un menor gradiente de temperatura (Figura 15).

El radio de los remolinos es similar al radio de la Isla de Gran Canaria (26 km) por lo que su influencia sobre el sistema marino de las aguas canarias puede ser significativas. Sin embargo, para cuantificar mejor dicha influencia se hace necesario considerar la perturbación introducida en la estructura vertical del campo de temperaturas, lo que entre otras cuestiones proporcionará una idea sobre su intensidad.

4.2 Estructura vertical de los remolinos

Además de cuantificar la proporción de la columna de agua que se ve alterada por la señal de los remolinos, el conocimiento de la estructura vertical del campo de temperaturas puede ofrecer algún indicio sobre la interacción entre el océano interior y la capa límite superficial. Asimismo, conviene apuntar que para analizar la estructura térmica vertical de los remolinos hay que tener en cuenta que puede ser fuertemente anisótropa debido a la forma elipsoidal de los remolinos. A modo de ejemplo, si se comparan las dos secciones verticales del remolino CM90 se aprecia claramente la asimetría azimutal del campo de temperaturas producida por la fuerte excentricidad de este remolino (Figura 17).

La señal de los remolinos se detecta con claridad a través de las distintas secciones verticales gracias a los abombamientos y depresiones de las isotermas (Figura 16, Figura 17 y Figura 18).

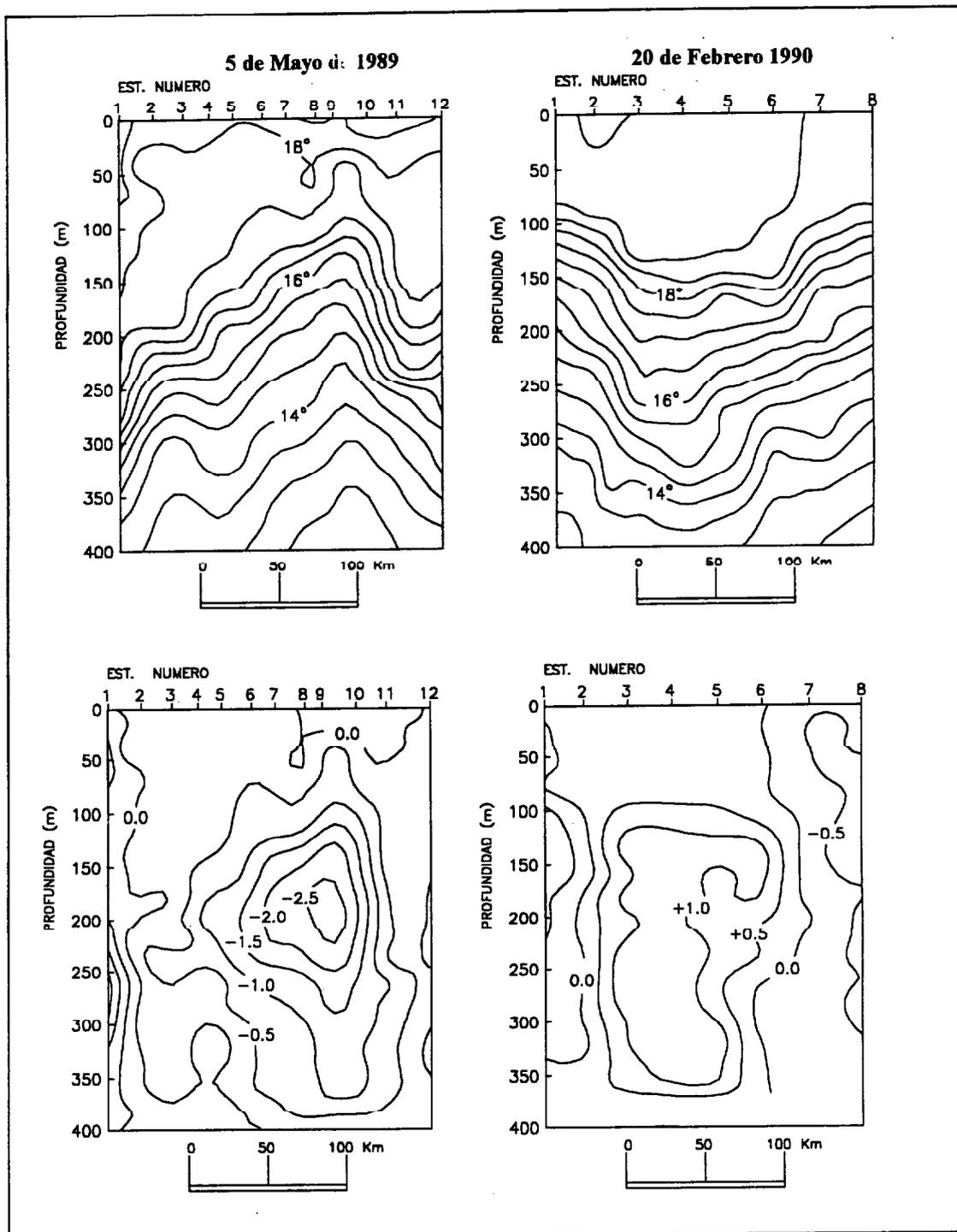


Figura 16. Distribución vertical de temperatura (parte superior) y de anomalía vertical de temperatura AVT (parte inferior), a través de los remolinos CM89 (izquierda) y AF90 (derecha).

En la sección vertical correspondiente al 5 de Mayo de 1989 (parte izquierda, Figura 16) la señal del remolino ciclónico CM89 se distingue gracias al abombamiento de las isotermas entre las estaciones 3 y 11, que alcanza su máximo en la estación 9

donde se sitúa el centro del remolino. La sección vertical de AVT correspondiente, muestra que este remolino introduce una perturbación negativa del campo vertical de temperaturas produciendo un enfriamiento local de la columna de agua de más de 2.5°C. La perturbación tiene un núcleo claramente definido que sugiere que el centro del remolino está localizado entre las estaciones 9 y 10 y a una profundidad de 175 m, aproximadamente.

Como cabría esperar, en la sección vertical correspondiente al remolino ciclónico AF90 (parte izquierda, Figura 16) se observa una depresión de las isothermas, con un mínimo poco definido entre las estaciones 3 y 4 que marca el centro del remolino. La sección vertical de AVT muestra que la perturbación positiva (calentamiento) de la estructura térmica producida por este remolino no es tan intensa como la del remolino anterior, siendo inferior a 2°C. En este caso, la perturbación no posee un núcleo claramente definido, sugiriendo que se trata de un remolino menos intenso y más difuso. Esta aparente diferencia estructural entre los remolinos ciclónicos y anticiclónicos es de sumo interés y será retomada en el Capítulo IV del presente trabajo.

Como ya se ha hecho notar, la estructura del remolino CM90 es bastante anómala reconociéndose dos máximos relativos en las estaciones 7 y 13 que marcan el carácter bipolar de este remolino (sección A-A', Figura 17). Asimismo, comparando las secciones verticales A-A' y B-B', se advierte su fuerte carácter anisótropo, especialmente en las secciones verticales de AVT.

La señal del remolino ciclónico, CJ90, aparece claramente definida gracias al desplazamiento hacia la superficie de las isothermas, entre las estaciones 13 y 18 de la sección 1, correspondiente a Junio de 1990 (Figura 18). El desplazamiento máximo se sitúa entre las estaciones 9 y 11. La sección vertical de AVT indica que este remolino es menos intenso que el CM89, produciendo un enfriamiento local menor a 2°C, y algo más somero, aunque hay que tener en cuenta el sesgo introducido por el hecho de que la máxima profundidad sondeada alcanza en este caso tan sólo los 250 metros. Asimismo, se observa una depresión centrada en la estación 1 que origina una anomalía positiva de temperatura del mismo orden que la del remolino anticiclónico AF90. Aunque en la topografía de la isoterma de 16°C no aparece una estructura claramente definida, esta depresión podría ser la señal de un remolino anticiclónico en su fase inicial de formación, bastante distorsionada debido al posible desarrollo de inestabilidades.

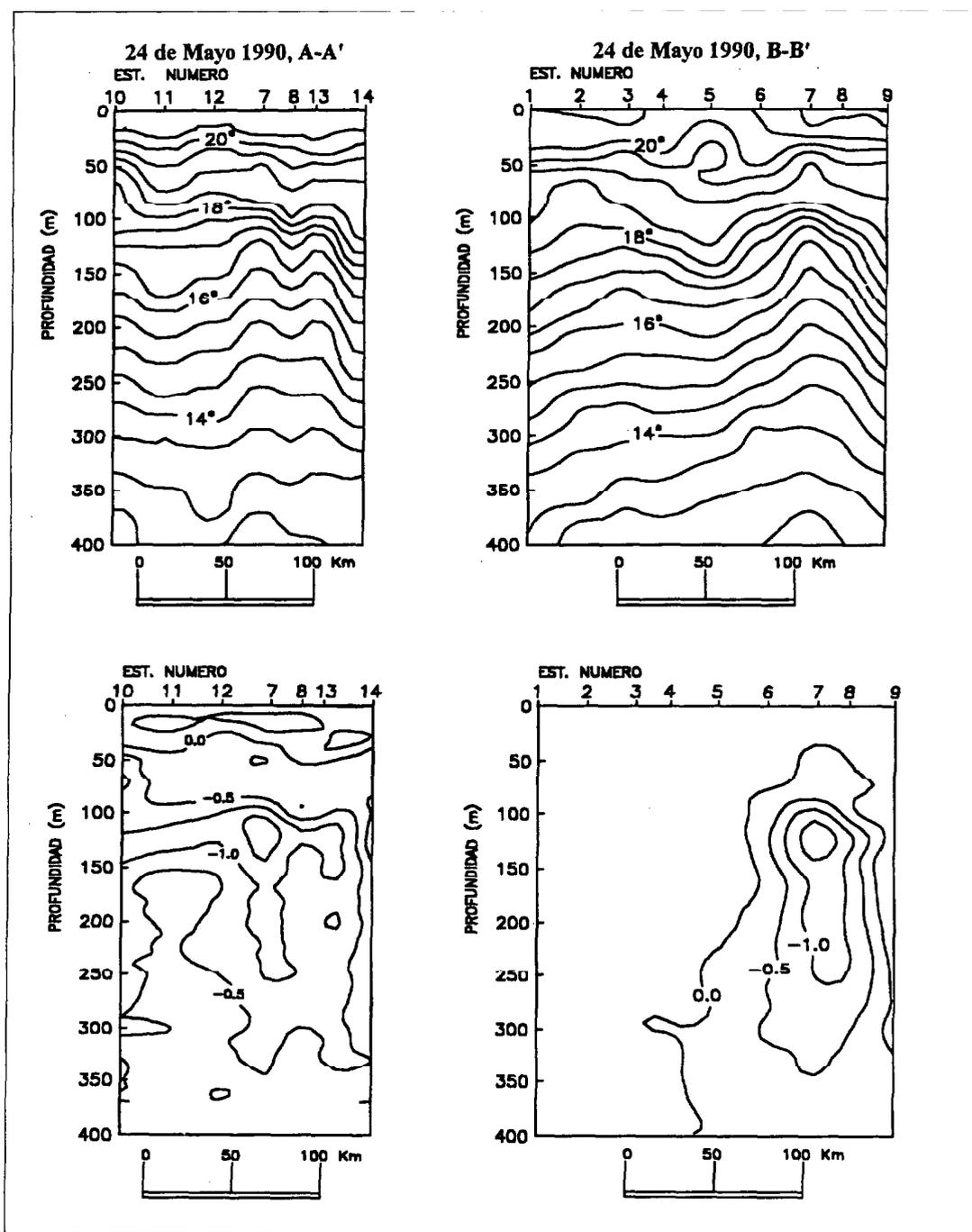


Figura 17. Distribución vertical de temperatura (parte superior) y de anomalía vertical de temperatura AVT (parte inferior), a través del remolino CM90.

La influencia de los remolinos sobre la estructura térmica se deja sentir hasta la máxima profundidad sondeada (400 m en el caso de AXBT y 250 m en las secciones de CTD) en prácticamente todas las secciones analizadas. Asimismo, en la sección vertical realizada por el B/O POLARSTERN (Figura 11, Capítulo II), se observa que el domo de agua fría, localizado aproximadamente en la misma región (estación 9) que los

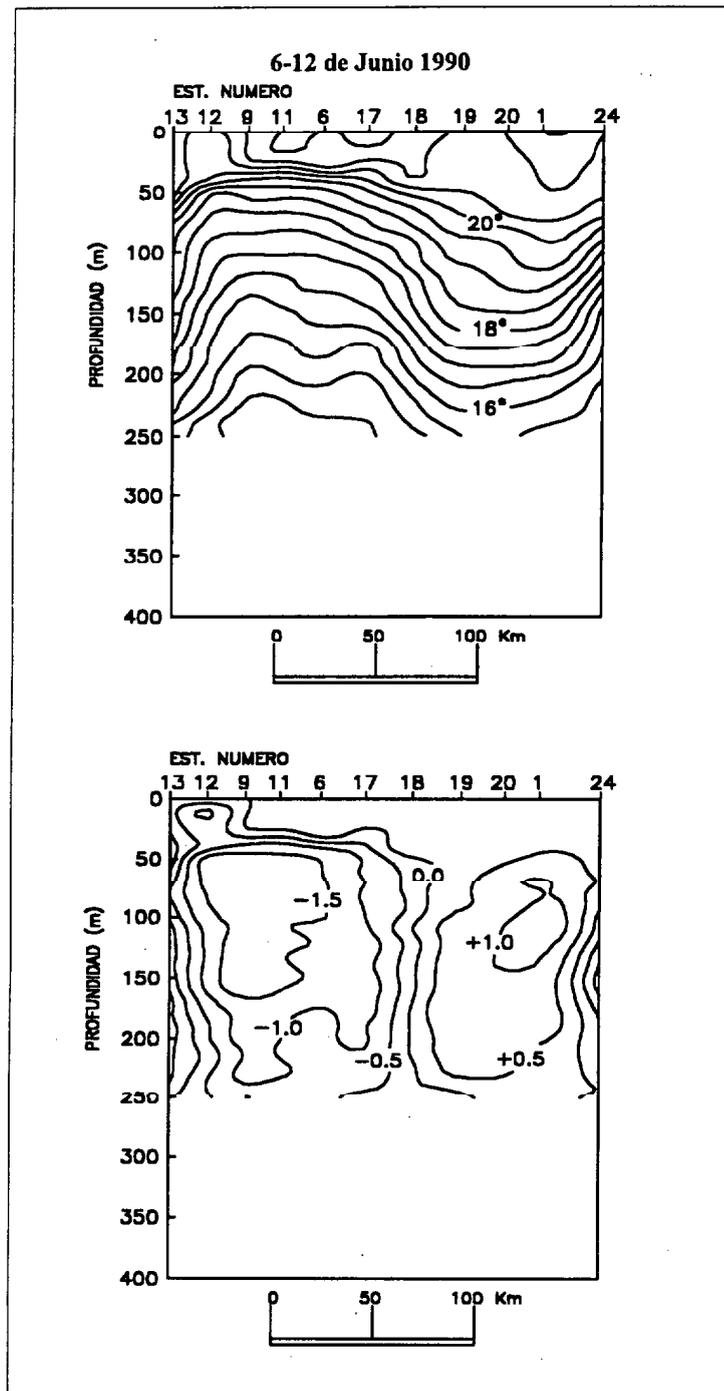


Figura 18. Distribución vertical de temperatura (mitad superior) y de anomalía vertical de temperatura AVT (mitad inferior), a través del remolino CJ90.

remolinos aquí descritos, se detecta al menos hasta 700 m de profundidad. Por lo tanto, se puede afirmar que los remolinos ocupan una gran parte de la termoclina principal y lo que es más importante su extensión vertical incluye la porción entre 0 y 200 m, donde se produce la mayor parte del transporte de la Corriente de Canarias (Stramma, 1984; Stramma y Siedler, 1988; Feikas *et al.* 1992).

El estudio de la dinámica de la capa de mezcla oceánica tiene gran trascendencia pues en ella se desarrollan importantes procesos de interacción con la atmósfera, además de constituir el soporte de la productividad marina. Tanto estudios teóricos como observacionales, han demostrado que gran parte de la actividad a mesoscala de la capa de mezcla puede tener su origen en la interacción de ésta con la dinámica del océano interior, amén de procesos de interacción atmósfera-océano (Weller, 1982; Kunze, 1985; Klein y Hua, 1988,1991). Esta interacción océano interior-capas de mezcla puede distinguirse a lo largo de prácticamente todas las secciones verticales comentadas anteriormente, donde se advierte como los abombamientos y depresiones de las isotermas asociados a los remolinos perturban fuertemente su estructura.

En particular, si se reexaminan las secciones a través de los remolinos CM89 y AF90, se puede observar como la perturbación del remolino anticiclónico produce al menos un aumento de 60 m en la profundidad de la capa de mezcla (parte derecha Figura 16), mientras que la asociada al remolino ciclónico produce una disminución de al menos 100 m (parte izquierda Figura 16). Esta interacción puede ir en los dos sentidos y, como se analizará más adelante, puede tener una notable influencia en la determinación de la estructura de las estelas de aguas cálidas detectadas al Sur de Gran Canaria y de otras islas del Archipiélago como La Palma, El Hierro y Tenerife.

5. Ventilación de la termoclina principal

A continuación se verá como el análisis de la evolución temporal de la estructura vertical del campo de temperaturas permite seguir el proceso de formación de Agua Modal y, por lo tanto, el importante proceso de ventilación o renovación del agua de la termoclina principal en la región estudiada.

Siedler *et al.* (1987), describieron por primera vez el proceso de formación de Agua Modal Subtropical en el área de Madeira; el Agua Modal de Madeira. El Agua Modal se define como el agua tipo que se forma en superficie y que, después de sufrir el proceso de "convección invernal" y consecuente subducción, puede ser rastreada y localizada debajo de la termoclina estacional (McCartney, 1982). Una vez incorporada a la termoclina principal, se produce una advección y mezcla isopicna de tal modo que el Agua Modal, puede contribuir en gran proporción, a las Aguas Centrales de 18°C del

giro subtropical del Atlántico Norte (Sarmiento *et al.*, 1982). La incorporación a la circulación de la termoclina principal a través del proceso de convección invernal, provoca una variación local en la vorticidad potencial del flujo que, debido a la restricción impuesta por la conservación de vorticidad potencial en la parte Este del giro subtropical, dará lugar a un circuito de circulación peculiar. En éste se definirán dos regiones; una región de aguas ventiladas donde el flujo se renueva gracias al proceso de convección invernal y posterior subducción y otra de aguas no ventiladas (zona de sombra) localizada en la porción Sureste donde, el agua no sufrirá el proceso de renovación y permanece relativamente estancada (Luyten *et al.*, 1983; Thiele *et al.*, 1986).

Si se comparan las secciones verticales de Febrero, Mayo y Junio de 1990, se puede distinguir como, a medida que se avanza hacia el verano, sobre la intensa capa de mezcla presente en Febrero de 1990 formada por convección invernal (mitad derecha Figura 16), se comienza a establecer una termoclina estacional que la empieza a cubrir (Figura 17). De esta manera, en la estructura térmica de la columna de agua correspondiente al 5 de Mayo de 1990 se aprecia como, con respecto a Febrero, se establece una termoclina estacional entre los 25 y 50 m de profundidad. Por debajo de ésta, entre los 50 y 100 m, se reconoce la capa de mezcla formada durante el invierno caracterizada por una capa de agua relativamente homogénea con una temperatura media entre 18-19°C, que deja de ser visible en la sección de Junio (Figura 18).

A fin de evitar la posible perturbación de los remolinos, el proceso anterior puede también reanalizarse a través del estudio de la variabilidad estacional de una sección vertical de temperatura tipo (Figura 19). En el perfil correspondiente al 7 de Diciembre de 1989 (Figura 19a), se observa como las aguas están fuertemente estratificadas detectándose la presencia de una termoclina estacional sobre los 50 m de profundidad, y sobre, ésta una capa de mezcla somera con una temperatura aproximadamente de 21°C. Como muestra el perfil correspondiente al 20 de Febrero de 1990 (Figura 19b), a medida que progresa el invierno, se desarrolla el proceso de convección invernal produciéndose el enfriamiento del agua en superficie y el consecuente desarrollo de una intensa capa de mezcla de unos 18°-19°C que alcanza los 150 m de profundidad. Por lo tanto, durante este período se estaría formando Agua Modal.

A medida que se aproxima el verano se vuelve a restablecer la termoclina estacional debido al calentamiento superficial. De esta forma, en el perfil

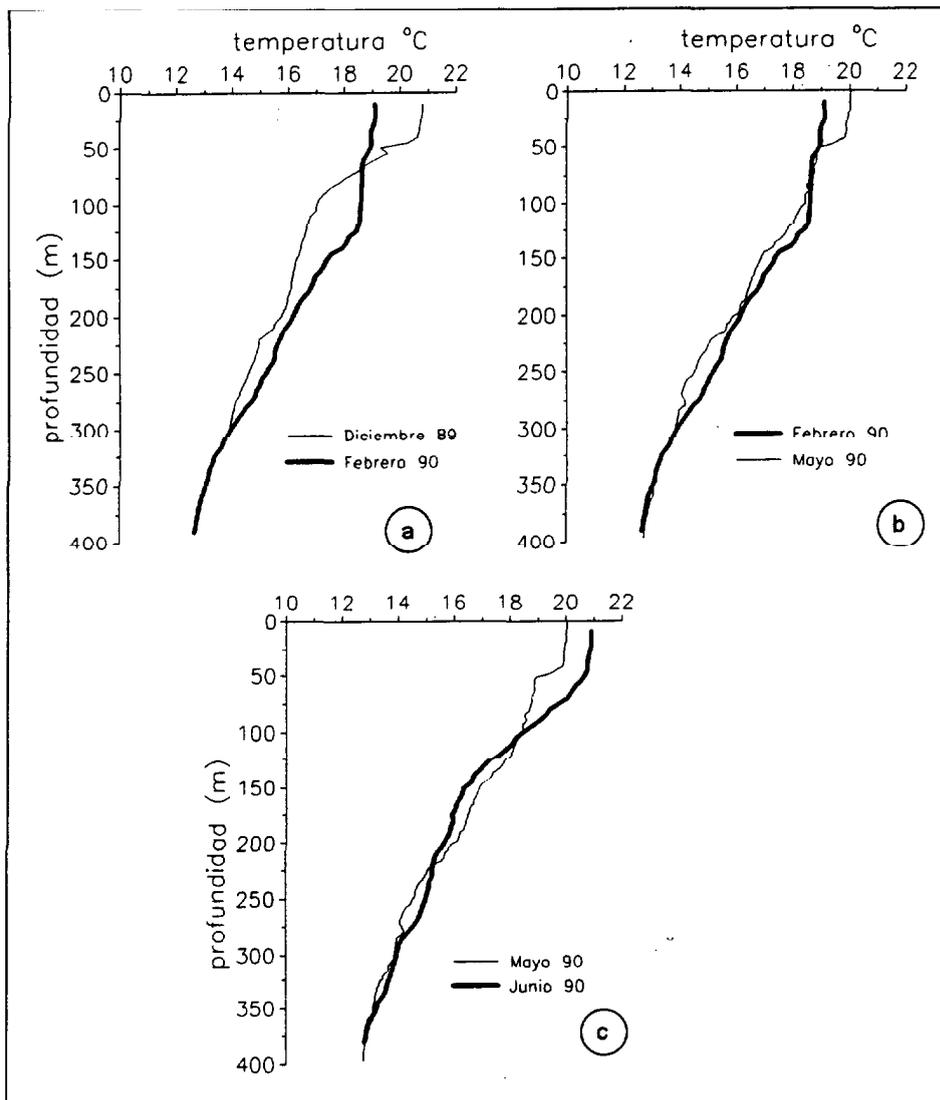


Figura 19. Formación de Agua Modal de Madeira (ver explicación en texto).

correspondiente al 24 de Mayo del 1990 (Figura 19b) se observa como sobre la capa de mezcla invernal de 18°-19°C se establece un termoclina estacional centrada sobre los 50 m de profundidad y sobre ésta una capa de mezcla de unos 20°C. Finalmente, en el perfil correspondiente al 5-11 Junio 1990 (Figura 19c) se puede apreciar como ya no quedan trazas de la capa de mezcla subsuperficial de 18°-19°C habiéndose completado el proceso de formación de Agua Modal.

En el apartado anterior se señaló que la estructura de los remolinos perturba fuertemente la estructura de la capa de mezcla, lo que en principio, permite augurar que el mencionado proceso de ventilación de la termoclina principal se verá potenciado por la presencia de los remolinos.

6. Estelas de aguas cálidas

Analizando la variabilidad de TSM a través de imágenes proporcionadas por el sensor remoto AVHRR instalado a bordo del Satélite NOAA-11, Hernández-Guerra (1990) y Van-Camp *et al.* (1991), indicaron que al Sur de las islas de La Palma, El Hierro, La Gomera y Gran Canaria se observa con bastante frecuencia la presencia de unas estructuras en forma de filamentos que forman unas estelas de aguas cálidas al Suroeste de dichas islas.

Un ejemplo de particular belleza de éstas estelas lo constituye el largo filamento de aguas cálidas de 225 km de longitud y 50 km de anchura, observado el día 8 de Junio de 1987, al Suroeste de la Isla de La Palma (Figura 20; Hernández Guerra, 1990). Si se observa con más detalle su estructura, se distingue que está constituido por un núcleo de agua relativamente más cálida adherido a la costa Suroeste de la isla, y por un largo filamento que se extiende hacia el Oeste que forma el cuerpo principal de la estela. En las estelas asociadas a las islas de la Gomera, el Hierro y Gran Canaria, también puede observarse esta estructura tipo, aunque no tan bien definida (Figura 20; Hernández Guerra, 1990).

Durante la campaña hidrográfica de Junio 1990 se contó, simultáneamente, con imágenes AVHRR de la TSM y datos hidrográficos. Gracias al análisis conjunto de ambas fuentes de datos (Figura 21 y Figura 22, Aristegui *et al.*, 1994) se puede confirmar la presencia de una estela de aguas cálidas al Suroeste de Gran Canaria. De este modo, al menos en lo que concierne a Gran Canaria, las medidas tomadas "in-situ" establecen de forma definitiva y directa la existencia de estelas de aguas cálidas al Suroeste de Gran Canaria. En general, esto podría sugerir que las estructuras cálidas detectadas al Sur de algunas islas del Archipiélago mediante sensores remotos representan una situación real del campo de temperaturas superficial.

Analizando la estructura del campo de temperaturas a 5 m de profundidad, correspondiente a Junio de 1990 (Figura 21b), se puede distinguir como la isoterma de 21.4°C delimita en su interior un cuerpo de aguas relativamente más cálidas que define la estela de aguas cálidas asociada a la Isla Gran Canaria. Su estructura horizontal consiste en un núcleo relativamente más caliente que el resto del cuerpo adherido a la costa Suroeste de Gran Canaria, delimitado por la isoterma de 21.5°C, y un filamento de agua cálida que se extiende varios kilómetros hacia el Suroeste delimitado por la

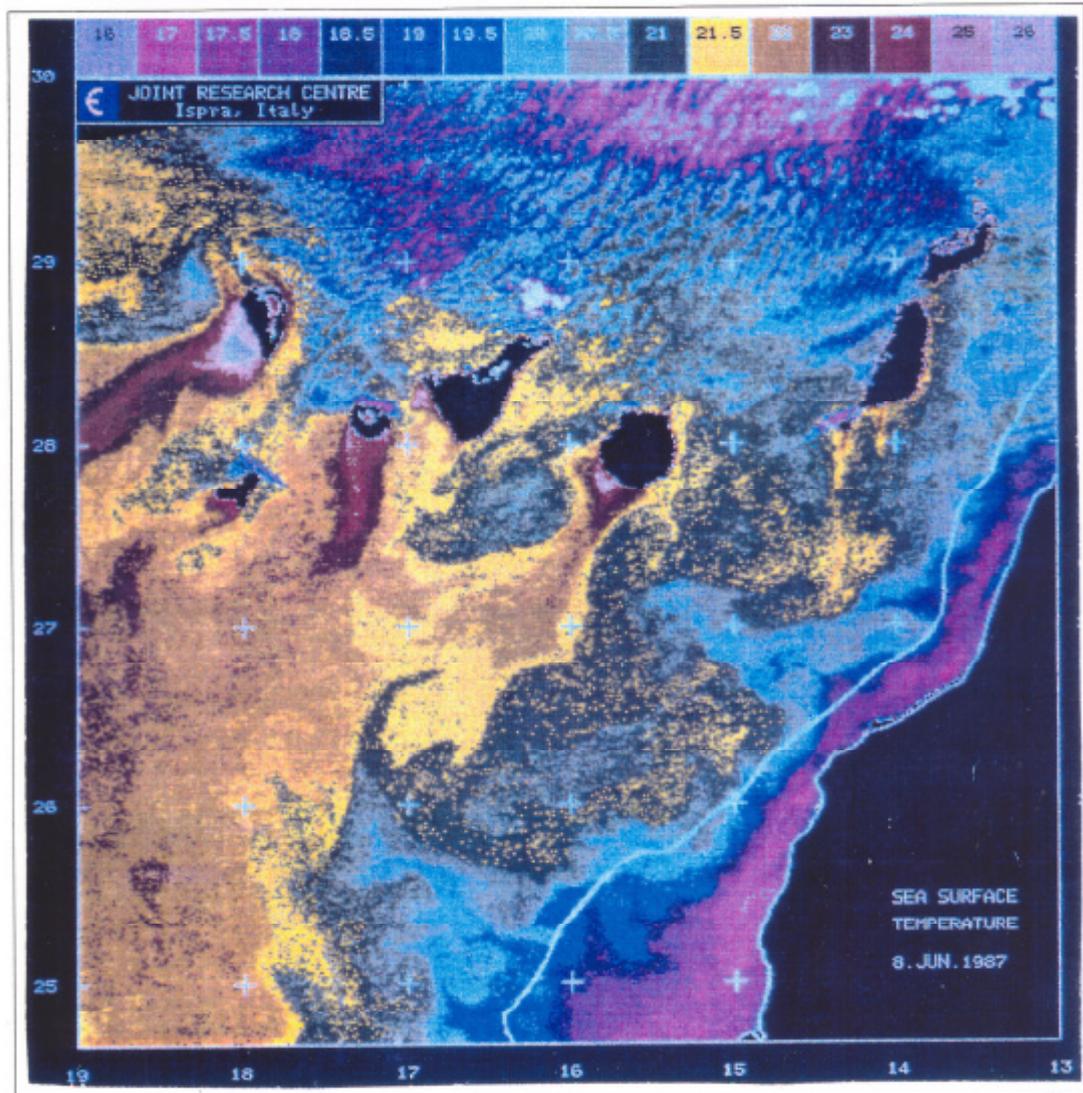


Figura 20. Imagen de la TSM del día 8 de julio de 1987 (Hernández-Guerra, 1990). Notar las estelas de aguas cálidas al Sur de las islas de La Palma, El Hierro, La Gomera y Gran Canaria. Asimismo se distinguen núcleos de agua fría al Suroeste de las islas de La Palma y Gran Canaria, que pondrían constituir la señal superficial de sendos remolinos ciclónicos.

isoterma de 21.4°C , que constituye el cuerpo principal de la estela. La señal de esta estructura puede reconocerse también con claridad en las imágenes del campo de TSM correspondientes a los días 6, 7, 8 de Junio (Figura 22; Aristegui *et al.*, 1994), distinguiéndose perfectamente tanto el núcleo de la estela adherido a la costa Suroeste de Gran Canaria como el resto del cuerpo marcado por un filamento de aguas cálidas que se extiende a partir de núcleo hacia el Suroeste.

En las secciones verticales del campo de temperaturas correspondientes a Junio

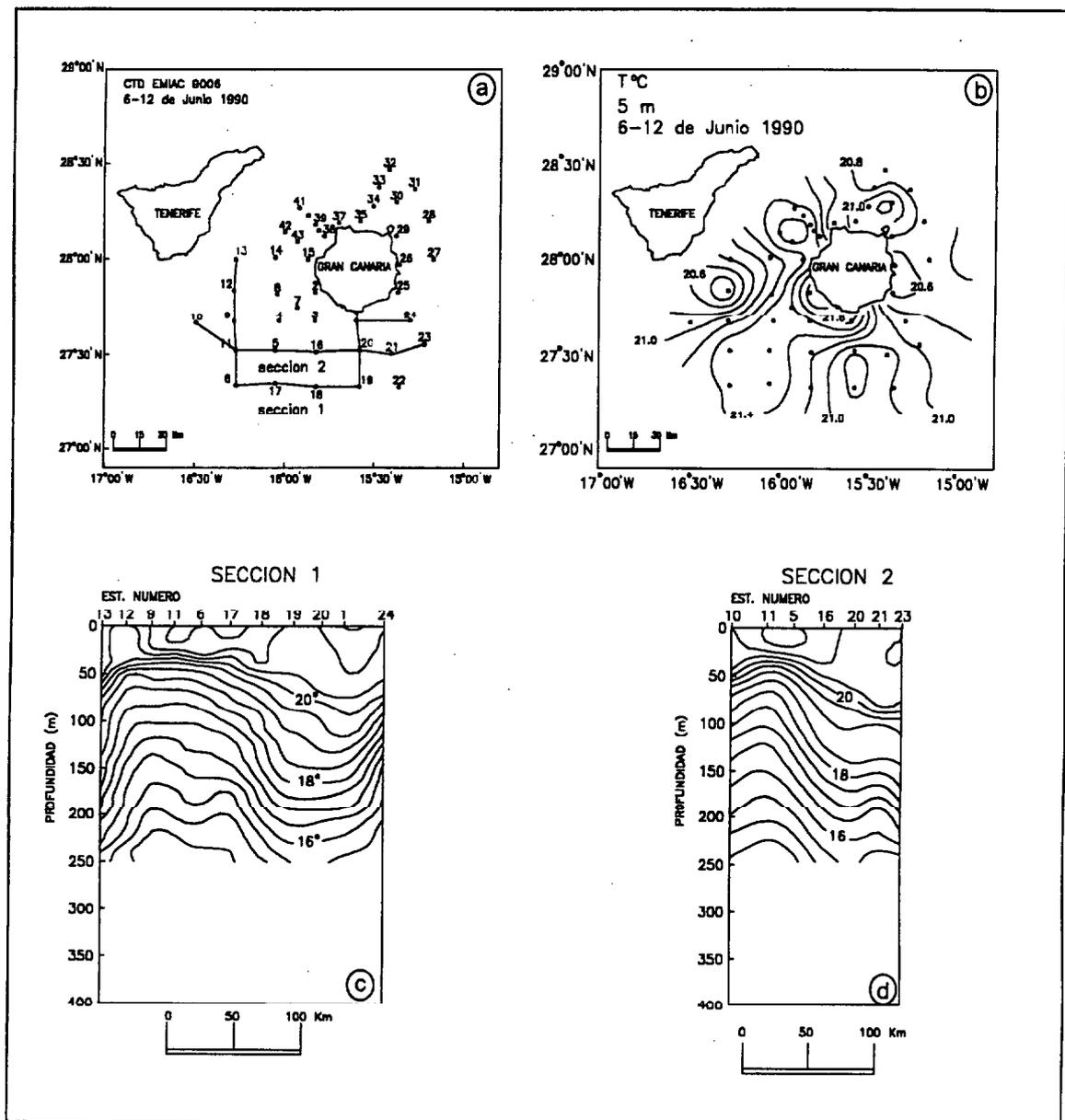


Figura 21. Estructura horizontal y vertical de la estela de aguas cálidas.

de 1990 se reconoce la estela a través de la presencia de una bolsa de agua caliente superficial centrada en las estaciones 5 y 6, limitada en la vertical por la isoterma de 21° C. Esta bolsa se localiza justo por encima del abombamiento de las isotermas producido por el remolino CJ90 (Figura 21c y Figura 21d). La extensión vertical de la estela no supera los 50 metros y por lo tanto, se trata de una estructura bastante somera que tan sólo afecta a la capa superficial de la columna de agua.

En la sección 1 se puede observar como la bolsa de agua cálida se rompe por el abombamiento de las isotermas que en la estación 12 logra alcanzar la superficie,

produciendo un afloramiento de agua fría. Este afloramiento de agua fría queda reflejado en la estructura del campo de temperaturas a 5 metros de profundidad (Figura 21b) y en las imágenes de la TSM a través de la presencia de un núcleo de agua fría centrado en dicha estación (Figura 21b y Figura 22; Aristegui *et al.*, 1994). En una inspección más detallada de la correspondiente sección de AVT (Figura 18), se puede observar como el abombamiento producido por el remolino CJ90, intenta alcanzar la superficie del océano evitando el núcleo relativamente más estratificado de la estela. Este hecho queda reflejado por el empaquetamiento de la isotermas observado en la estación 11 (en ambos transectos) y por la inclinación hacia el Norte del eje vertical del abombamiento que se observa en la sección 1, es como si el abombamiento tratase de alcanzar la superficie y la estela se lo impidiese. De esta forma, aunque el centro del remolino está centrado en la estación 9 no tiene la suficiente intensidad como para romper la estructura de la estela. Por ello el núcleo de agua fría observado en la estación 12 (tanto a través de las imágenes de satélite como de las medidas tomadas "in situ") no representa ni las dimensiones, ni la localización real del remolino CJ90. Este hecho queda puesto en evidencia al comparar la topografía de la isoterma de 16°C y la sección horizontal de temperatura a 5 metros de profundidad (Figura 16e y Figura 21b).

El hecho que se acaba de exponer y las anteriores consideraciones sobre la alteración de la profundidad de la capa de mezcla por parte de los remolinos, apoya la tesis discutida en Klein y Hua (1988, 1991) de que la variabilidad observada en la estructura del campo de temperaturas de la superficie del océano reproduce el proceso de interacción entre el océano interior y la capa de mezcla. Se puede acudir a este proceso de interacción para explicar la variabilidad temporal de las estructuras a mesoscala detectadas al Sur de Gran Canaria a la largo de la sucesión de imágenes de la TSM correspondientes los días 21-22-23 de Julio de 1990 (Figura 23; Aristegui *et al.*, 1994).

En todas las imágenes anteriores y sobre todo en la correspondiente al 21 de Julio (Figura 23a; Aristegui *et al.*, 1994), se distingue claramente un núcleo de agua fría al Suroeste de Gran Canaria que, presumiblemente, sería la señal superficial de un remolino ciclónico. Al mismo tiempo, se puede apreciar una estela de agua cálida al Sur de Gran Canaria que parece estar totalmente rota por el núcleo de agua fría. Por ello, aunque en este caso no se posean datos "in-situ" para confirmarlo, se podría aventurar la hipótesis de que el remolino ciclónico, posible responsable del núcleo de agua fría observado, ha sido lo suficientemente intenso como para que el desplazamiento vertical

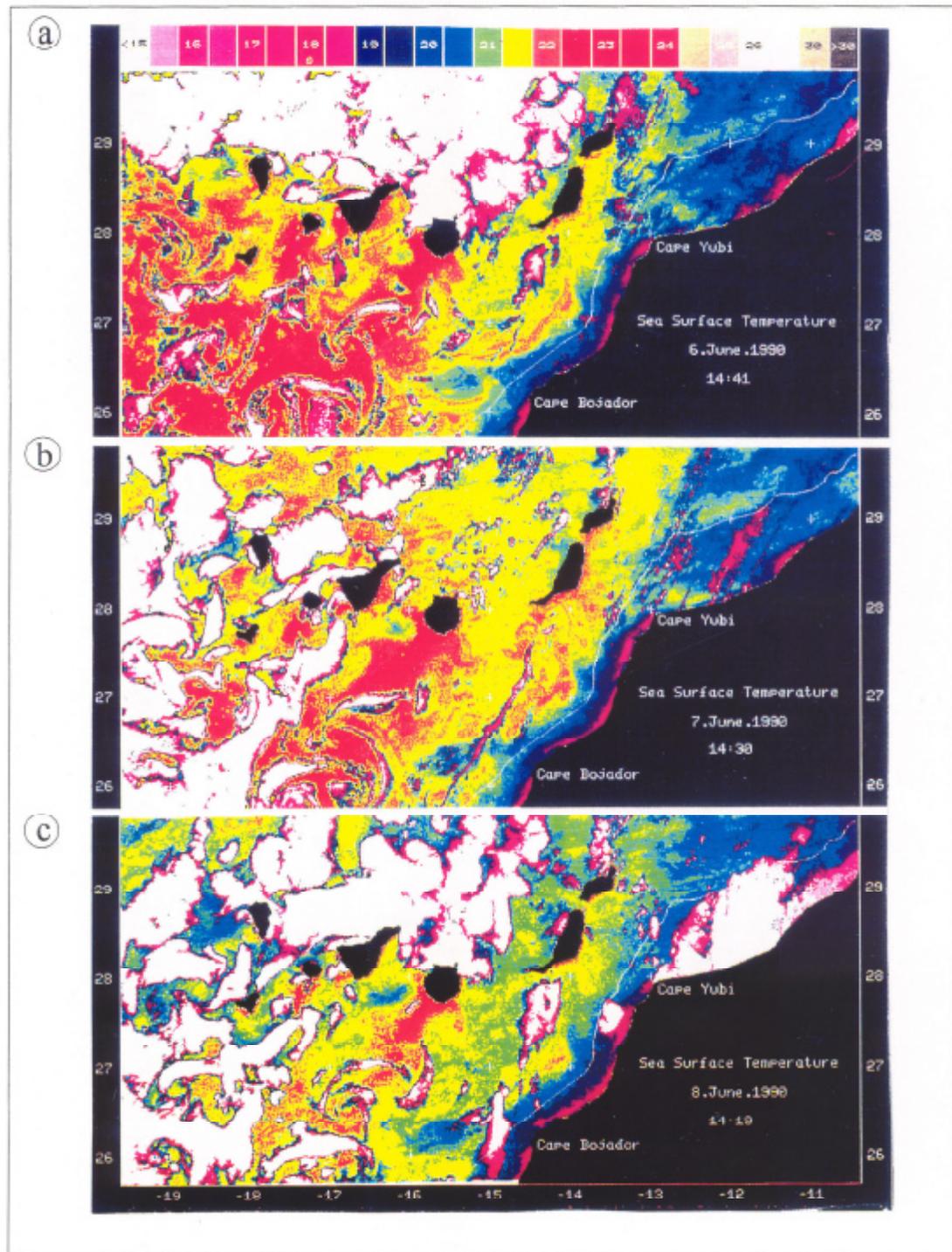


Figura 22. Imagen de la TSM de los días 6, 7, 8 de Junio de 1990 (Aristegui *et al.*, 1994). Notar la traza de remolinos atmosféricos en las bandas de stratocúmulos al Sur de las islas de La Palma, Tenerife y Gran Canaria. Al Suroeste de la Isla de Gran Canaria se distingue la señal del Remolino CM90 gracias a la presencia de un núcleo de agua fría, asimismo se distingue la presencia de una larga estela de aguas cálidas. Cabe destacar la gran similitud entre la Figura 21b y la Figura 22b.

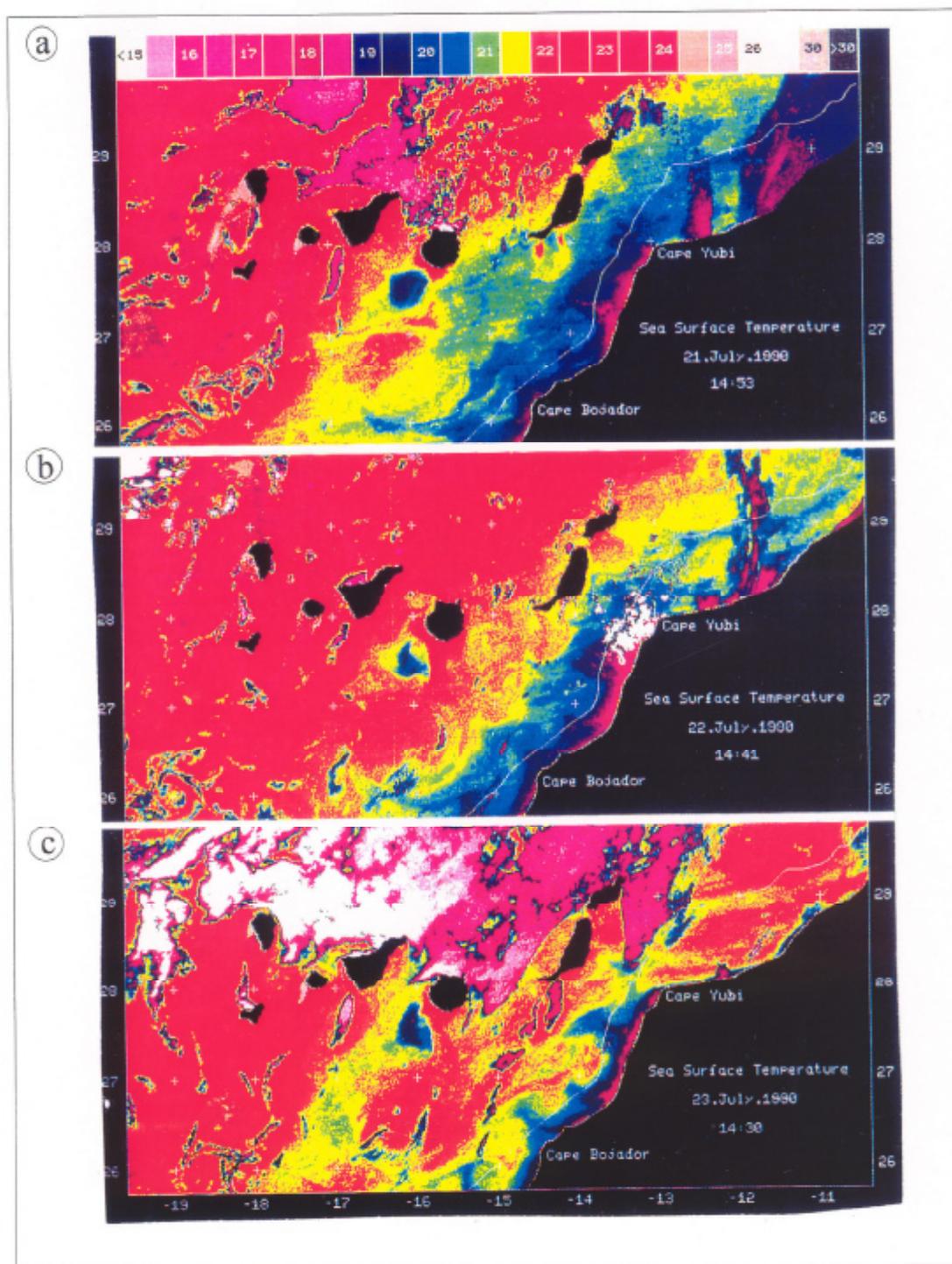


Figura 23. Imagen de la TSM de los días 21, 22, 23 de Julio de 1990 (Aristegui *et al.*, 1994). Notar la presencia al Sur de Gran Canaria de un intenso núcleo de agua fría que podría corresponderse con la señal superficial de un remolino ciclónico. Asimismo, se advierte como la estela de aguas cálidas asociada a Gran Canaria, no está tan desarrollada como en las imágenes de Junio de 1990, posiblemente debido a su interacción con el remolino.

de las isothermas haya sido capaz de romper completamente la estructura de la estela.

En la imagen correspondiente al día siguiente (22 de Julio, Figura 23b; Aristegui *et al.*, 1994) se puede apreciar como la señal del remolino parece relajarse y la estela reforzase y rodear el remolino por su perímetro oriental.

Finalmente el día 23 de Julio (Figura 23c; Aristegui *et al.*, 1994) la señal superficial del núcleo de agua fría se vuelve a reforzar y la estela vuelve a quedar confinada a una estrecha banda entre la isla y el remolino. En contraste, al Sur de la isla del Hierro, donde no se aprecia ningún núcleo de agua fría se observa una larga y bien desarrollada estela durante los tres días.

Capítulo IV: PERTURBACION DE UN FLUJO GEOFISICO POR UN OBSTACULO

1. Introducción

En el capítulo anterior se ha podido comprobar que en la región atmosférica y oceánica situada al Sur de de la Isla de Gran Canaria, se observan con cierta frecuencia remolinos ciclónicos y anticiclónicos que se desprenden de la isla. El desprendimiento de remolinos a sotacorriente de islas, tanto en el caso atmosférico como oceánico, es un fenómeno bastante habitual. Algunos ejemplos de remolinos atmosféricos son los observados en la Isla de Maderia (Moll, 1971), la Isla de Guadalupe (Boyer y Davies, 1982), la Isla Jan Mayen (Mohr, 1971), las Islas Aluetianas (Thomson *et al.*, 1977), la Isla de Cheju (Jensen y Agee, 1978), las Islas de Hawaii (Smith y Grubisick, 1993), y las Islas Canarias (Chopra y Hubert, 1965 ; La Violette, 1974). Como ejemplos oceánicos se pueden citar los remolinos observados en las aguas de la Isla de Gran Bahama (Boyer *et al.*, 1987), la Isla de Rattray (Wolasnky *et al.*, 1984), las Islas de Hawaii (Patzert, 1969), y en la Isla de Lundy (Pattiaratchi *et al.*, 1986).

Desde las primeras observaciones, se ha identificado el desprendimiento de remolinos de islas con el desprendimiento de remolinos observado en laboratorio cuando sobre un obstáculo incide un flujo lo suficientemente energético. Este fenómeno constituye uno de los problemas clásicos en Mecánica de Fluidos por lo que ha sido intensamente investigado, tanto a través de experimentos en laboratorio, como a través de simulaciones numéricas (puede encontrarse un extensa revisión del problema en Berger y White, 1972 y Bearman, 1984). Sin embargo, debido al reciente desarrollo de las mesas rotantes, el problema específico de la perturbación de un fluido en rápida rotación (fluido geofísico), apenas ha sido estudiado, quedando numerosas cuestiones por resolver. En

particular, los relativamente escasos resultados experimentales muestran que cuando el fluido está en rotación los remolinos presentan una asimetría estructural, apareciendo mucho más intensos y mejor definidos los ciclónicos que los anticiclónicos (Boyer 1970, Boyer y Davies 1982, Chabert D'Hières *et al.*, 1989). Este fenómeno aparece con gran frecuencia en las observaciones realizadas en la naturaleza. A pesar de ello, a nuestro entender, todavía no se ha podido justificar ni analíticamente ni numéricamente las razones de dicha asimetría.

En este sentido, a lo largo del presente capítulo se perseguirán dos principales objetivos. Por un lado, se intentará comprender los mecanismos de generación de los remolinos oceánicos observados mediante el estudio de la perturbación del flujo por un obstáculo. Por otro lado, se justificará analítica y numéricamente las razones de la asimetría estructural de los remolinos cuando el sistema está en rápida rotación.

En primer lugar se desarrollarán las ecuaciones del modelo físico. En segundo lugar se describirán los principales aspectos cinemáticos del proceso de desprendimiento de remolinos. A continuación, se estudiarán los factores responsables de este fenómeno. Finalmente, se discutirán cuáles son las causas de la asimetría estructural de los remolinos.

2. Formulación del modelo

El problema se va a tratar de la forma más genérica posible sin restringirnos a la geometría de la isla de Gran Canaria y considerando un flujo geofísico (localizado en un sistema en rápida rotación) sin distinguir si se trata de la atmósfera o el océano.

El modelo físico (Figura 23) supone un obstáculo (en nuestro caso sería la Isla de Gran Canaria) de forma aproximadamente cilíndrica con diámetro L , que se encuentra en el seno de un fluido homogéneo (de densidad constante), confinado entre dos superficies infinitas separadas entre sí por una distancia D . Sobre el obstáculo incide un flujo uniforme cuya velocidad característica es U . El conjunto del sistema rota con una velocidad angular constante $f/2$, en sentido antihorario (ciclónico). El problema consistirá en analizar la perturbación del flujo provocada por la presencia del obstáculo.

El desarrollo conceptual del problema requerirá, en primer lugar, establecer las

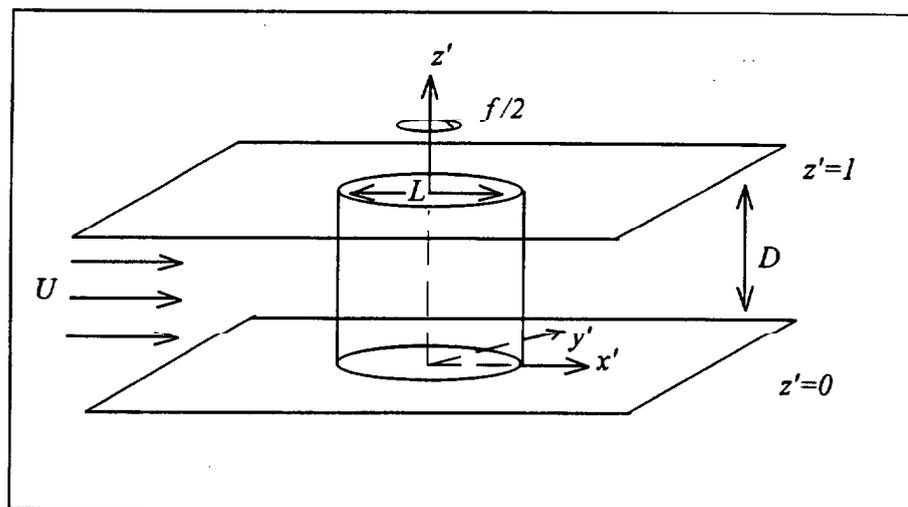


Figura 23. Configuración geométrica del flujo a través de un obstáculo en un sistema en rotación.

ecuaciones genéricas del movimiento de un fluido homogéneo en un sistema en rotación. A continuación se establecerá la hipótesis de que la escala temporal del fluido es tal que éste es capaz de sentir la rotación del sistema (número de Rossby, $\varepsilon \ll 1$), permitiendo imponer una serie de restricciones a la dinámica general del fluido. Estas, conducirán a abordar el problema mediante el análisis del balance de vorticidad del flujo. En este sentido, la idea de fondo consiste en asumir que principalmente el flujo está en equilibrio geostrófico y que las desviaciones respecto a este equilibrio, aunque pequeñas, alterarán su balance de vorticidad. Finalmente, se irá acotando el problema imponiendo las distintas condiciones de contorno que le otorgarán especificidad.

La formulación analítica del problema comportará los siguientes pasos:

- Pasar de un problema tridimensional a uno bidimensional estableciendo las ecuaciones de aguas someras.
- Adimensionalizar las ecuaciones y realizar la expansión asintótica de las variables dependientes en órdenes del número de Rossby.
- Restricción del movimiento al primer orden de la anterior expansión, obteniéndose así la aproximación geostrófica de las ecuaciones de aguas someras.
- Corrección del orden del número de Rossby a la aproximación geostrófica,

aproximación cuasi-geostrófica, obteniéndose la ecuación del balance de vorticidad relativa geostrófica o ecuación cuasi-geostrófica.

- Establecimiento de las condiciones de contorno en las fronteras horizontales mediante la presencia, en éstas, de capas friccionales de Ekman.
- Reformulación de la ecuación cuasi-geostrófica tomando en cuenta las capas friccionales anteriores.
- Formulación de las distintas condiciones de contorno en las fronteras verticales.
- Modificación de la condición de impermeabilidad debido a la circulación secundaria (ageostrófica) que se establece en la capa friccional adherida al contorno sólido.

2.1 Ecuaciones de aguas someras

Las ecuaciones correspondientes a la ley de conservación del momento y a la conservación de la masa en el caso de un fluido geofísico homogéneo e incompresible (termodinámicamente inactivo), para un observador rotando con el sistema son,

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} + 2\vec{\Omega} \times \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p - g\vec{k} + A\nabla^2 \vec{u} \quad (1a)$$

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (1b)$$

donde

$\vec{u} = (u, v, w)$ representa el vector velocidad.

$\vec{\Omega} = (\Omega_x, \Omega_y, \Omega_z)$ la velocidad angular.

ρ la densidad del fluido.

$A = (A_H, A_V)$ el coeficiente de difusión turbulenta.

\vec{g} la aceleración de la gravedad.

D/Dt la derivada total.

$\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x} \vec{i}, \frac{\partial}{\partial y} \vec{j}, \frac{\partial}{\partial z} \vec{k} \right)$, el operador nabra.

\vec{k} , el vector unitario en la dirección vertical.

t , el tiempo.

Una primera restricción que se impondrá al flujo es que sea bidimensional. Para ello se asumirá que la escala horizontal característica del movimiento será mucho mayor que la vertical esto es,

$$\delta = \frac{D}{L} \ll 1$$

Utilizando esta asunción como principal argumento y, a través de un análisis de escala de las ecuaciones genéricas (1a,b), se concluye que las velocidades horizontales son independientes de la componente vertical, z (Pedlosky, 1987). De esta forma, la ecuación genérica del momento (1a) queda reducida a sus dos componentes horizontales,

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - f v = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + A_H \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (2a)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + f u = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + A_H \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (2b)$$

donde, $f=2 \Omega \sin \lambda$, es el parámetro de Coriolis y, λ , la latitud.

En lo que se refiere a la dirección vertical, se admite que las aceleraciones son muy pequeñas, estableciéndose un equilibrio entre el gradiente de presión vertical y la fuerza de empuje. Esta restricción sobre las aceleraciones verticales se conoce bajo el nombre de *aproximación hidrostática* y se formula como,

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g + O(\delta^2) \quad (2c)$$

El conjunto de ecuaciones (2a,b,c), junto a la de continuidad (1b), constituyen la ecuaciones de aguas someras.

2.2 Expansión asintótica en números de Rossby

La restricción fundamental que se va a imponer al movimiento del fluido formulado a través de las ecuaciones (1a,b), es que éste se desarrolle a "gran escala". Se entenderá como movimientos a "gran escala", aquellos que estén fuertemente influenciados por la rotación del sistema. El parámetro de control que ponderará la importancia de la rotación del sistema sobre el movimiento es el número de Rossby que se define como,

$$\varepsilon = \frac{U}{fL} = \frac{1}{fT}$$

Cuando $\varepsilon \ll 1$, el tiempo T , que tardará un elemento de fluido moviéndose con una velocidad U , en atravesar una distancia L , será mucho mayor que el periodo de rotación del sistema, $2\pi / f$, con lo que el movimiento "sentirá" la rotación del sistema. De este modo cuando el número de Rossby sea pequeño ($\varepsilon \ll 1$), el movimiento será a gran escala y se verá influenciado por la rotación del sistema.

El hecho de adimensionalizar el problema junto a la hipótesis de movimiento a gran escala ($\varepsilon_r/\varepsilon = 1$, $\varepsilon, \varepsilon_t \ll 1$), permitirá expandir asintóticamente en números de Rossby las variables dependientes y sustituirlas en (3a,3b,3c). Así, por ejemplo, $u' = u'(x', y', t')$ se sustituirá por,

$$u'(x', y', t') = u'_0(x', y', t') + \varepsilon u'_1(x', y', t') + \varepsilon^2 u'_2(x', y', t') + \dots$$

La ventaja de esta expansión se hará evidente ya que, gracias a ella, se podrá extraer en primer lugar la dinámica dominante que regirá el problema para, posteriormente, realizar sucesivas correcciones considerando la dinámica de mayor orden.

Si se introducen las siguientes variables adimensionales,

$$\begin{aligned} x' &= \frac{x}{L} & y' &= \frac{y}{L} & p' &= \frac{P}{\rho f U L} & t' &= \frac{t}{T} \\ u' &= \frac{u}{U} & v' &= \frac{v}{U} & w' &= \frac{w}{u} \frac{L}{D} \end{aligned}$$

las ecuaciones (2a, 2b) y (1b) se transforman en,

$$\varepsilon_t \frac{\partial u'}{\partial t'} + \varepsilon \left(u' \frac{\partial u'}{\partial x'} + v' \frac{\partial u'}{\partial y'} \right) - v' = -\frac{\partial p'}{\partial x'} + \frac{E_H}{2} \left(\frac{\partial^2 u'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 u'}{\partial y'^2} \right) \quad (3a)$$

$$\varepsilon_t \frac{\partial v'}{\partial t'} + \varepsilon \left(u' \frac{\partial v'}{\partial x'} + v' \frac{\partial v'}{\partial y'} \right) + u' = -\frac{\partial p'}{\partial y'} + \frac{E_H}{2} \left(\frac{\partial^2 v'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 v'}{\partial y'^2} \right) \quad (3b)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x'} + \frac{\partial v'}{\partial y'} + \frac{\partial w'}{\partial z'} = 0 \quad (3c)$$

donde ε , es el número de Rossby y E_H , el número de Ekman horizontal que se definen como

$$\varepsilon = \frac{U}{fL} \quad \varepsilon_t = \frac{1}{fT} \quad E_H = 2 \frac{A_H}{fL^2} \quad (4)$$

2.3 Aproximación geostrófica

Truncando la expansión asintótica de (3a, 3b) y (1c), en el orden-1 se obtiene,

$$\boxed{\begin{aligned} u'_0 &= -\frac{\partial p'_0}{\partial y'} \\ v'_0 &= \frac{\partial p'_0}{\partial x'} \end{aligned}} \quad (5)$$

dando lugar a que la divergencia horizontal del campo de velocidades de orden-1 sea nula,

$$\nabla_h \cdot \vec{u}'_0 = \frac{\partial u'_0}{\partial x'} + \frac{\partial v'_0}{\partial y'} = 0 \quad (6)$$

con lo que la velocidad vertical de primer orden (geostrófica) es nula.

Las ecuaciones (5) constituyen la *aproximación geostrófica* de la ecuación completa del movimiento (1a). Estas indican que, en un sistema en rotación, mientras las alteraciones del campo de velocidad se produzcan lentamente ($\varepsilon, \varepsilon_t \ll 1$), su aceleración de Coriolis continuará ajustando el campo de velocidad con el de presión. De este modo,

el flujo resultante será paralelo a las isóbaras y no perpendicular como ocurre en el caso de un fluido que se halle en un sistema que no rote. Esta dinámica será la que prevalecerá sobre nuestro problema.

A menor número de Rossby la condición de que el flujo está en equilibrio geostrófico será más correcta ya que el error de truncamiento al quedarnos tan sólo con el primer término de la expansión, disminuirá. Dicho de otro modo, cuanto mayor sea la influencia de la rotación del sistema sobre nuestro movimiento, mejor será el grado de ajuste geostrófico.

La aproximación geostrófica es muy útil en el sentido que una vez conocido el campo de presiones, el campo de velocidad queda perfectamente establecido. Sin embargo, la aproximación geostrófica tan sólo permite diagnosticar el campo de velocidad y, por sí sola, no ofrece una información completa sobre la dinámica del problema a tratar ya que, mientras el número de Rossby sea pequeño, cualquier campo de presión puede dar lugar a un campo de velocidades ajustado geostróficamente. Una forma clásica de resolver este problema sin acudir directamente al balance de momento (ecuación, 1a), consiste en considerar cómo las pequeñas desviaciones del ajuste geostrófico alteran el balance de vorticidad geostrófica (si no se especifica se asumirá que se trata de vorticidad relativa). Para ello será necesario acudir a la dinámica de orden superior y truncar la expansión en el siguiente orden.

2.4 Aproximación cuasi-geostrófica

Truncando la expansión en el siguiente orden, y realizando por lo tanto una corrección de $O(\epsilon)$ a la aproximación geostrófica,

$$\frac{\partial u'_0}{\partial t'} + u'_0 \frac{\partial u'_0}{\partial x'} + v'_0 \frac{\partial u'_0}{\partial y'} - v'_1 = -\frac{\partial p'_1}{\partial x'} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 u'_0}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 u'_0}{\partial y'^2} \right) \quad (7a)$$

$$\frac{\partial v'_0}{\partial t'} + u'_0 \frac{\partial v'_0}{\partial x'} + v'_0 \frac{\partial v'_0}{\partial y'} + u'_1 = -\frac{\partial p'_1}{\partial y'} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 v'_0}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 v'_0}{\partial y'^2} \right) \quad (7b)$$

$$\frac{\partial u'_1}{\partial x'} + \frac{\partial v'_1}{\partial y'} + \frac{\partial w'_1}{\partial z'} = 0 \quad (7c)$$

Re es el número de Reynolds y representa la relación entre los términos difusivos y los inerciales,

$$\text{Re} = \frac{2\varepsilon}{E_H} = \frac{U L}{A_H} \quad (8)$$

teniendo en cuenta la definición de vorticidad geostrófica ,

$$\zeta'_0 = \frac{\partial v'_0}{\partial x'} - \frac{\partial u'_0}{\partial y'} = \nabla^2 p'_0 \quad (9)$$

y tomando las derivadas cruzadas de (7a, 7b) y restando, se obtiene una expresión para el balance de vorticidad geostrófica,

$$\begin{aligned} \frac{D\zeta'_0}{Dt'} &= \frac{\partial \zeta'_0}{\partial t'} + u'_0 \frac{\partial \zeta'_0}{\partial x'} + v'_0 \frac{\partial \zeta'_0}{\partial y'} \\ &= -\left(\frac{\partial u'_1}{\partial x'} + \frac{\partial v'_1}{\partial y'}\right) + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2}{\partial y'^2}\right) \zeta'_0 \\ &= \frac{\partial w'_1}{\partial z'} + \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \zeta'_0 \end{aligned} \quad (10)$$

Esta ecuación constituye la *aproximación cuasi-geostrófica* de la ecuación completa del movimiento (1a). Indica que, aparte del término difusivo ($\text{Re}^{-1} \nabla^2 \zeta'_0$), el responsable de la alteración del balance de vorticidad geostrófica, es la convergencia horizontal del campo ageostrófico (orden- ε), de velocidad, $\partial w'_1 / \partial z'$. Este término representa la deformación vertical planetaria del tubo de líneas de isovorticidad. Esto puede verse acudiendo a la ecuación de la vorticidad en forma dimensional,

$$\frac{D\zeta}{Dt} = \frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} = -(\zeta + f) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)$$

donde se puede apreciar que la convergencia de los filamentos de vorticidad total (planetaria (f), más relativa, (ζ)) es la responsable de la alteración de la vorticidad relativa. Al realizar la aproximación cuasi-geostrófica, ζ , es tan pequeña, que tan sólo la convergencia de los filamentos de vorticidad planetaria entra en el balance de vorticidad.

La ecuación (10) no se puede aplicar directamente ya que aparecen variables

tanto de primer orden (geostróficas) como de orden- ε (ageostróficas). La cuestión que se tendrá que solventar será el hallar una relación funcional entre los términos geostroficos y ageostroficos. Para ello habrá que considerar la especificidad de cada problema, examinar los procesos que pueden ser responsables de la deformación vertical ageostrofica del tubo de vortice, y formularlos en función de variables geostroficas o de parámetros conocidos.

2.5 Capas horizontales de Ekman

A continuación se va a particularizar el problema suponiendo que en la dos fronteras horizontales donde queda confinado el fluido (Figura 23), se desarrollan sendas capas de Ekman friccionales.

Dentro del contexto de la teoría de la capa límite (Pedlosky, 1987), la convergencia/divergencia del flujo en las capas friccionales de Ekman, producirá un defecto/exceso de masa en su seno, dando lugar a la generación de velocidades verticales ageostroficas en las fronteras horizontales del fluido interior. Este proceso, que se denomina *bombeo de Ekman*, se desarrollará mientras exista una discrepancia entre la vorticidad del fluido interior y la de las fronteras, y exige que el número de Ekman vertical sea muy pequeño,

$$E_v = 2 \frac{A_v}{f D^2} \ll 1 \quad (11)$$

que es equivalente a suponer que la capa de Ekman ocupa una fracción muy pequeña de la anchura del fluido, constituyendo el grueso la región interior.

La relación entre la velocidad vertical ageostrofica en el fondo ($z = 0$) y la vorticidad interior se formula como,

$$w'(x', y', z = 0, t') = \varepsilon w'_1(x', y', z = 0, t') + \dots = \frac{E_v^{1/2}}{2} \zeta'_0(x', y', t')$$

así

$$w'_1(x', y', z = 0, t') = \frac{E_v^{1/2}}{2 \varepsilon} \zeta'_0(x', y', t') \quad (12)$$

y en la superficie, ($z = 1$),

$$w'_1(x', y', z = 1, t') = \frac{E_v^{1/2}}{2 \varepsilon} \left(\zeta'_r(x', y', t') - \zeta'_0(x', y', t') \right) \quad (13)$$

donde ζ'_r , es la vorticidad relativa de la superficie.

Al actuar sobre los filamentos de vorticidad planetaria, las velocidades de bombeo de Ekman (12,13) provocarán la deformación vertical del tubo de vórtice, alterando el balance de vorticidad relativa geostrófica. Es, por tanto, gracias a este mecanismo, que los efectos friccionales que se desarrollen en las fronteras horizontales podrán transmitirse al fluido interior.

Al ser u'_0, v'_0 y ζ'_0 , independientes de z , se puede integrar (10) en la vertical, quedando,

$$\frac{D\zeta'_0}{Dt'} = w'_1(x', y', z = 0, t') - w'_1(x', y', z = 1, t') + \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \zeta'_0 \quad (14)$$

Teniendo en cuenta (12) y (13) y no considerándose posibles forzamientos de la superficie, $\zeta'_r = 0$, la aproximación quasi-geostrófica (10) se transforma en,

$$\frac{D\zeta'_0}{Dt'} = -r \zeta'_0 + \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \zeta'_0 \quad (15)$$

La ecuación (15) expresa que la vorticidad geostrófica se verá alterada por dos tipos de procesos ageostróficos. El primero será debido a la deformación planetaria del tubo de vórtice causada por la presencia de las capas de Ekman friccionales. Su efecto sobre el fluido interior será el de amortiguar la vorticidad geostrófica,

$$\frac{\partial w'_1}{\partial z'} = -r \zeta'_0$$

Este efecto friccional vendrá ponderado por el factor de amortiguamiento, r , que puede interpretarse como la relación entre la escala temporal advectiva del flujo, T , y el "spin-

down time" τ ,

$$r = \frac{E_v^{1/2}}{\varepsilon} = \left(\frac{2A_v f}{D^2} \right)^{1/2} \frac{L}{U} = \frac{T}{\tau} \quad (16)$$

Si T es corto comparado con τ , los efectos friccionales sobre el balance de vorticidad podrán despreciarse dentro del lapso de tiempo marcado por T .

El segundo proceso es el transporte de vorticidad por difusión en la región interior del fluido, que será responsable de la difusión turbulenta de vorticidad geostrófica,

$$\frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \zeta'_0$$

Aunque generalmente Re^{-1} es pequeño, como se verá más adelante, este término tendrá una importancia fundamental cuando se desarrollen capas friccionales en contornos sólidos verticales, siendo el responsable del transporte de vorticidad por difusión desde el obstáculo hacia el fluido interior.

Como u'_0 , v'_0 y ζ'_0 se relacionan con p'_0 a través de (5) y (9), el balance de vorticidad (15) puede reescribirse enteramente en términos de p'_0 .

$$\boxed{\begin{aligned} \frac{\partial \zeta'_0}{\partial t'} + J(p'_0, \zeta'_0) &= -r \zeta'_0 + \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \zeta'_0 \\ \zeta'_0 &= \frac{\partial^2 p'_0}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 p'_0}{\partial y'^2} = \nabla^2 p'_0 \end{aligned}} \quad (17)$$

Donde J simboliza el jacobiano,

$$J(A, B) = \frac{\partial A}{\partial x} \frac{\partial B}{\partial y} - \frac{\partial A}{\partial y} \frac{\partial B}{\partial x} \quad (18)$$

Las ecuaciones (15) y (17), constituyen la aproximación cuasi-geostrófica de la ecuación del momento (1a), para el caso de un fluido confinado entre dos capas friccionales horizontales. Esta aproximación traslada el problema de resolver el balance de momento a resolver el balance de vorticidad. Amén de consideraciones conceptuales, la ventaja de ello es que el pronóstico del campo de velocidades se puede realizar

resolviendo un campo escalar, el de presión geostrófica, y no uno vectorial. Una vez calculados los campo de presiones y vorticidad a través de (17), el campo de velocidades se diagnostica geostróficamente con (5).

Al considerar tan sólo movimientos a gran escala, la dinámica cuasi-geostrófica filtra todos aquellos procesos cuya frecuencia esté por debajo de la inercial ($\omega \ll f$), ya que la exigencia que el número de Rossby sea pequeño implica que,

$$\varepsilon_i = \frac{1}{fT} \ll 1 \rightarrow \omega \gg f \quad (19)$$

lejos de constituir una desventaja, este filtraje dinámico será de extrema utilidad a la hora de analizar un determinado proceso que se desarrolle a gran escala ya que se podrá establecer la relación causa efecto de forma precisa a través del análisis de su balance de vorticidad.

2.6 Condiciones de contorno

De momento, se ha restringido el problema al flujo de un fluido homogéneo e incompresible confinado entre dos fronteras horizontales, donde pueden desarrollarse capas de Ekman friccionales (ecuaciones, 10–15). Para seguir acotando el problema al de la perturbación del flujo debida a la presencia de un obstáculo, se deberá imponer una serie de condiciones de contorno suplementarias que lo cierren. Para que el problema quede bien establecido, las condiciones de contorno para las anteriores ecuaciones deben involucrar a la función de corriente (p'_0, ψ') y a la vorticidad (ζ', ζ'_0).

La idea básica que subyacerá en la definición de las distintas condiciones es que, en caso de existir, la única fuente de vorticidad surgirá del desarrollo de una capa friccional en el contorno sólido del obstáculo.

- *Condición de entrada:* en $x'=0$, (Figura 24). Se impondrá que el flujo entrante sea irrotacional y constante, con una velocidad característica U . Esta condición equivale a suponer que la vorticidad del flujo entrante es nula y que el gradiente de la función de corriente es constante,

$$x' = 0, \text{ entrada} \rightarrow \begin{cases} \rightarrow \zeta' = 0 \\ \rightarrow u' = -\frac{\partial \psi'}{\partial y'} = cte. \end{cases} \quad (20)$$

• *Condición de salida.* Se impondrá que en $x' = m \Delta x'$, el flujo no sea perturbado por la presencia de esta frontera. El traslado de esta condición a la vorticidad y función de corriente es algo delicada, y se especificará más adelante a la hora de hablar del esquema numérico adoptado. Básicamente, se ha adoptado una versión modificada de las condiciones radiacionales de Sommerfield; las condiciones de dominio abierto de Orlansky, (Camerlengo y O'Brien 1980).

• *Contornos laterales.* En los contornos laterales ($y' = 0, y' = n \Delta y'$), se permitirá al fluido que deslice libremente sin fricción. Las fronteras laterales serán, así mismo, impermeables. De este modo se tratará el caso de un fluido que circula por un canal en cuyas paredes no se produce fricción.

$$y' = 0, y' = n \Delta y', \text{ laterales} \rightarrow \begin{cases} \rightarrow \zeta' = 0 \\ \rightarrow \psi' = \psi'_{\text{entrada}} \end{cases} \quad (21)$$

La distancia entre las paredes y el obstáculo es lo suficientemente grande para que la presencia de éstas no altere los resultados de los distintos experimentos.

• *Obstáculo.* La elección de unas condiciones u otras en el obstáculo serán determinantes para la evolución del flujo. Según el caso a tratar se tomarán condiciones de *deslizamiento* o *no deslizamiento* para la vorticidad del flujo adherido al obstáculo. Por otro lado, la condición para la función de corriente se expresará a través de la *impermeabilidad* del obstáculo al fluido cuya formulación dependerá, a su vez, de si se han tomado condiciones de deslizamiento o no deslizamiento.

1.- Condición de *deslizamiento* y *no deslizamiento*

La condición de *deslizamiento* obliga a que el fluido deslice libremente a lo largo de los contornos sólidos del obstáculo, y por lo tanto, a que no se produzcan gradientes de velocidad normales al obstáculo. Esto es análogo a imponer que la vorticidad en el obstáculo sea nula ($\zeta'_{\text{obs}} = 0$). Al no existir otra fuente posible de vorticidad que no sea el obstáculo, esta condición dará lugar a que se genere un flujo potencial (irrotacional e incompresible) alrededor del obstáculo.

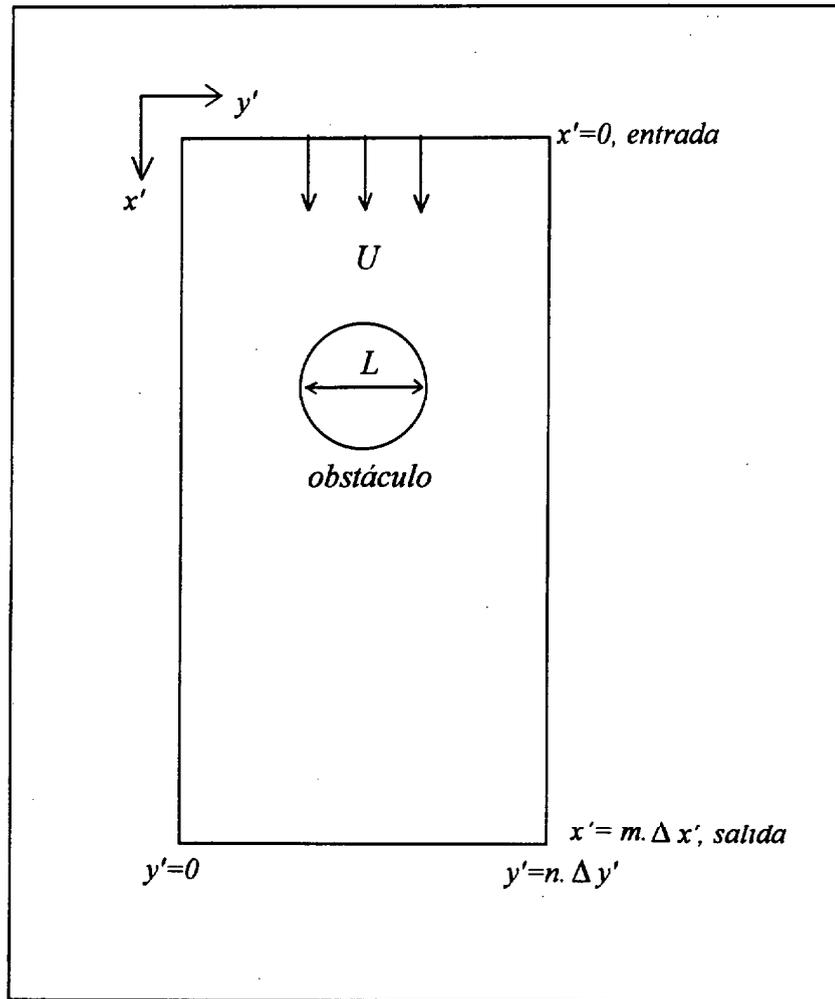


Figura 24. Definición de los contornos.

La condición de *no deslizamiento* exige que la velocidad tangente al contorno sólido sea nula y, por lo tanto, que se establezca un gradiente normal de velocidad tangencial al obstáculo, desarrollándose una capa friccional. De esta forma el obstáculo actuará como fuente de vorticidad para el flujo, alterando el balance de vorticidad ($\zeta'_{\text{obs}} \neq 0$) del fluido interior.

2.- Condición de *impermeabilidad*

Mención aparte merece la condición de *impermeabilidad*. Esta requiere que la velocidad normal al contorno sólido sea nula. La formulación de esta condición en términos de la función de corriente dependerá de si se considera o no la condición de *no deslizamiento* y, en caso afirmativo, si se generan o no capas friccionales de Ekman en las fronteras horizontales.

En el caso en que el fluido deslice libremente a lo largo del obstáculo (condición de *deslizamiento*), la condición se formula de la forma "estándar" imponiendo que la función de corriente en el contorno sólido sea constante,

$$u'_n = -\frac{\partial \psi'}{\partial s} = 0 \rightarrow \psi'_{obs} = cte. \quad (22)$$

Donde n y s son, respectivamente, la coordenada normal y tangencial al obstáculo.

En el caso en que se desarrolle una capa friccional adherida al obstáculo (condición de *no deslizamiento*), si no se generan capas friccionales en las fronteras horizontales, la condición para la función de corriente se reduce a la expresada más arriba (22). Sin embargo, como se demostrará a continuación, al desarrollarse a la par capas friccionales verticales y horizontales, se producirá un circuito de circulación secundaria (ageostrófica) adherido al obstáculo que obligará a reformular la condición (22) para que realmente el flujo normal al obstáculo sea nulo.

2.7 Circulación secundaria en la capa friccional adherida al obstáculo

El concepto clave que se va a barajar, y retomando la idea apuntada por Merkin y Solan (1979), es que cuando en el seno de un fluido en rotación homogéneo e incompresible que circula alrededor de un obstáculo, se establecen a la par capas friccionales horizontales y verticales, se genera un transporte (inercial) normal al contorno de vorticidad. Este transporte irá dirigido hacia el obstáculo en el lado izquierdo y hacia el fluido interior en el derecho.

La asimetría en el transporte de vorticidad se relaciona con el esquema de circulación secundaria que se establece en la capa friccional vertical adherida al obstáculo (Figura 25). En la capa friccional localizada a la derecha del obstáculo (mirando hacia sotacorriente) el signo de la vorticidad relativa es positivo (ciclónica). La presencia de la capa de Ekman superior producirá un bombeo de fluido hacia abajo debido al mecanismo de bombeo de Ekman. En contrapartida, la presencia de la capa inferior producirá el fenómeno inverso bombeando agua hacia arriba. El efecto combinando de ambos mecanismos causará dos tipos de procesos. Por un lado, debido a la compresión planetaria del tubo de vórtice, la vorticidad disminuirá (ecuación 15). Por otro, como la

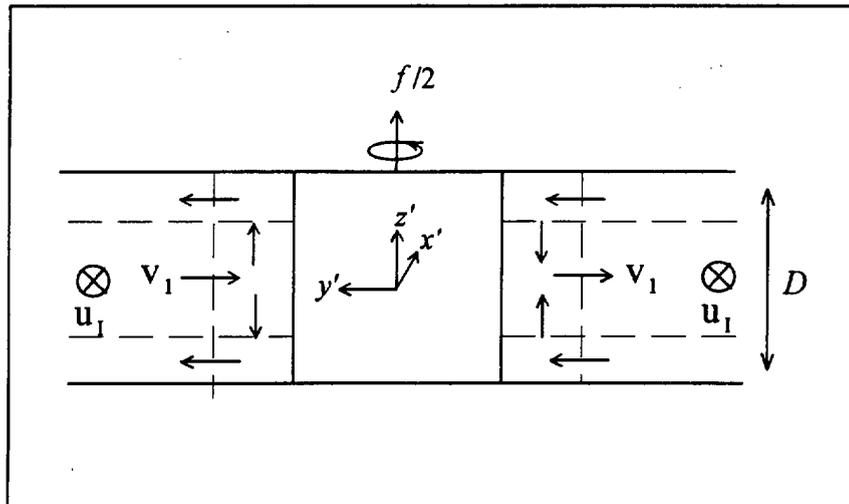


Figura 25. Esquema de la circulación secundaria del flujo en la capa friccional vertical adherida al obstáculo. El sentido del flujo interior, U_1 , es hacia dentro de la hoja. V_1 , representa el flujo ageostrófico normal al obstáculo

masa ha de conservarse, la convergencia positiva del flujo dará lugar a que se establezca una velocidad normal al contorno, dirigida hacia el fluido interior ($\partial w'/\partial z' > 0 \rightarrow induce v' < 0$). De esta forma, se producirá un transporte inercial de vorticidad hacia el fluido interior que se sumará al transporte por difusión.

En la capa friccional situada a la izquierda, el signo de la vorticidad relativa será negativo (anticiclónica). El efecto combinado de las dos capas friccionales horizontales producirá, de igual modo, una disminución de la vorticidad (en valor absoluto) debido, esta vez, a la dilatación planetaria del tubo de vórtice. Así mismo, al igual que en el lado derecho, la divergencia del flujo dará lugar a que se establezca una velocidad normal al contorno, dirigida hacia el obstáculo ($\partial w'/\partial z' < 0 \rightarrow induce v' < 0$). Por lo tanto, en este lado el transporte inercial de vorticidad será hacia el contorno sólido oponiéndose al transporte por difusión.

De este modo, en ambos lados del obstáculo se establecerá un flujo ageostrófico normal al contorno sólido dirigido hacia la derecha (negativo). Ello producirá un incremento del transporte de vorticidad hacia el fluido interior en el lado derecho, y una disminución en el izquierdo. Como se demostrará, ello resultará en que se incremente la anchura de la capa friccional en lado derecho y disminuya en el izquierdo. Este incremento de la región de producción de vorticidad positiva será el factor responsable de asimetría estructural de los remolinos comentado anteriormente.

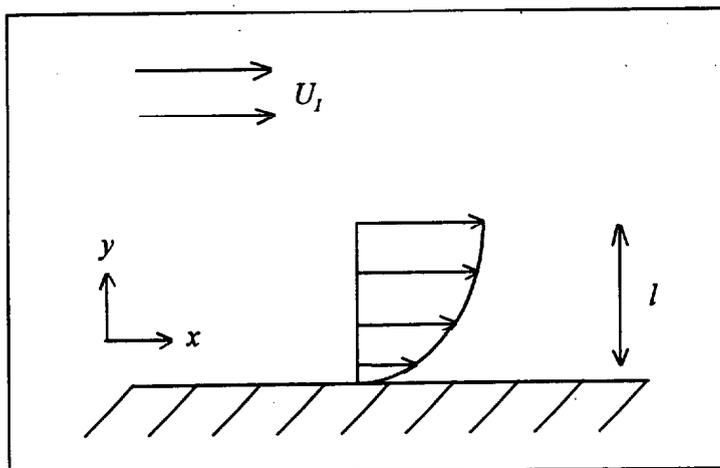


Figura 26. Estructura del flujo en la capa friccional a la izquierda del obstáculo.

Un vez expuesto el modelo conceptual, el problema radica en formularlo analíticamente en términos de variables dependientes del flujo interior. Al igual que en el caso de la capas de Ekman, el procedimiento consiste en formular una condición de contorno que reproduzca correctamente los efectos de la presencia de la capa friccional vertical sobre el flujo interior. La idea guía a lo largo del desarrollo que sigue es que la condición para el fluido interior de flujo normal al obstáculo nulo (condición de *impermeabilidad*), debe tener en cuenta forzosamente la convergencia/divergencia del flujo presente en la capa friccional vertical adherida al obstáculo.

La técnica que se utilizará es la del principio de acoplamiento (Pedlosky, 1987). Se supondrá que el fluido se divide en dos regiones; el fluido interior y la capa friccional adherida al obstáculo (Figura 25). Debido a las diferentes escalas características, la dinámica involucrada en cada región es distinta y tienen que tratarse por separado. La dinámica del océano interior ya ha sido formulada a través de la aproximación cuasi-geostrófica y por lo tanto, tan sólo quedará por establecer la que rige la capa friccional. Un vez resuelto este problema, el acoplamiento se hace exigiendo la continuidad de las variables dependientes a través de la interfase entre ambas regiones. El problema se planteará tan sólo para la capa friccional adherida al lado izquierdo, siendo análogo para el lado derecho.

2.7.1 Dinámica de la capa friccional

El balance de momento en la capa friccional vendrá regido por la ecuaciones de aguas someras (2a, 2b, 2c) que, suponiendo el flujo estacionario, se escriben en su forma

dimensional como,

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - f v = -\frac{\partial p}{\partial x} + A_H \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (23a)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + f u = -\frac{\partial p}{\partial y} + A_H \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (23b)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (23c)$$

donde se han tomado x e y , como las coordenadas tangencial y normal al contorno sólido, respectivamente (Figura 26).

El paso previo a la simplificación formal de estas ecuaciones requiere en primer lugar acotar la capa friccional definiendo su longitud característica para, posteriormente, adimensionalizar las ecuaciones y extraer la dinámica dominante que regirá en ésta. Una vez establecidas las ecuaciones de la capa friccional, se formulará una expresión para la velocidad normal al contorno, que permitirá alcanzar el objetivo de definir correctamente la condición de impermeabilidad.

Para definir la longitud característica de la capa friccional hay que considerar que, en su seno, la variación horizontal de la velocidad podrá ser lo suficientemente rápida como para que localmente los términos friccionales sean importantes. Por ello, en el balance de momento (ecuaciones 23a, 23b) los términos friccionales (difusivos) podrán ser del mismo orden que los términos advectivos (inerciales). Esto requiere que;

$$\frac{U^2}{L} \approx \frac{A_H U}{l^2} \rightarrow l = \sqrt{\frac{A_H L}{U}} \quad (24)$$

La definición de esta longitud característica va a permitir realizar una suposición crucial para el futuro desarrollo del problema. Esto es, como la distancia en la dirección x (tangente al contorno) a lo largo de la cual exista una variación apreciable de velocidad será de orden L , mientras que la correspondiente a la dirección y (normal) será del orden l , es decir, mucho menor, entonces,

$$\frac{\partial}{\partial x} \ll \frac{\partial}{\partial y} \quad \frac{\partial^2}{\partial x^2} \ll \frac{\partial^2}{\partial y^2} \quad (25)$$

De este modo, las variaciones a lo largo de la dirección y , transversal al contorno sólido, serán mucho más rápidas que las que se producen en la dirección longitudinal x . Esta anisotropía en la dinámica de la capa friccional permitirá, a través de la correcta adimensionalización, simplificar en gran medida las ecuaciones del movimiento (23). Asimismo, la citada anisotropía exigirá definir magnitudes características distintas para la componente transversal, v , y longitudinal, u , de la velocidad. Para definir la magnitud característica de la componente transversal podemos tener en cuenta que como, $u \gg v$ y $\partial/\partial y \gg \partial/\partial x$, los dos primeros miembros de la ecuación de continuidad serán del mismo orden

$$\frac{\partial u}{\partial x} \approx \frac{\partial v}{\partial y} \rightarrow \frac{U}{L} \approx \frac{v}{l}$$

siendo, por lo tanto, las variaciones de v del orden,

$$v \approx lU/L$$

Teniendo en cuenta todo lo anterior, la correcta adimensionalización de las variables será,

$$\begin{aligned} x' &= \frac{x}{L} & y' &= \frac{y}{l} & p' &= \frac{p}{\rho f U l} \\ u' &= \frac{u}{U} & v' &= \frac{v}{lU/L} & w' &= \frac{w}{u D} \end{aligned} \quad (26)$$

Notar que la definición de y' permite que esta siga siendo de $O(1)$ aunque el espesor de la capa límite tienda hacia cero.

Introduciendo las anteriores variables en las ecuaciones de aguas someras (23a, 23b, 23c) se obtiene su versión adimensional,

$$\varepsilon 2. E_H^{-1/2} \left(u' \frac{\partial u'}{\partial x'} + v' \frac{\partial u'}{\partial y'} \right) - v' = - \frac{\partial p'}{\partial x'} + \frac{\partial^2 u'}{\partial y'^2} + \frac{E_H^{1/2}}{2} \frac{\partial^2 u'}{\partial x'^2} \quad (27a)$$

$$\varepsilon \frac{E_H^{1/2}}{2} \left(u' \frac{\partial v'}{\partial x'} + v' \frac{\partial v'}{\partial y'} \right) + u' = -\frac{\partial p'}{\partial y'} + \frac{E_H^{1/2}}{2} \frac{\partial^2 v'}{\partial y'^2} + \frac{E_H}{2} \frac{\partial^2 v'}{\partial x'^2} \quad (27b)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x'} + \frac{\partial v'}{\partial y'} + \frac{\partial w'}{\partial z'} = 0 \quad (28)$$

si se supone que $E_H \ll 1$ y se realiza la expansión en $E_H^{1/2}$, quedan tan sólo los términos de primer orden obteniéndose finalmente,

$$-v' = -\frac{\partial p'}{\partial x'} + \frac{\partial^2 u'}{\partial y'^2} \quad (28a)$$

$$u' = -\frac{\partial p'}{\partial y'} \quad (28b)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x'} + \frac{\partial v'}{\partial y'} + \frac{\partial w'}{\partial z'} = 0 \quad (28c)$$

Estas ecuaciones constituyen la aproximación de orden-1 a la dinámica de la capa friccional. Su examen indica que en la dirección normal al contorno sólido, (28b), el campo de presión y velocidad se halla en equilibrio geostrófico mientras que en la dirección tangencial, (28a), este equilibrio se rompe debido a la presencia del término difusivo.

2.7. 2 Velocidad normal en la capa friccional; acoplamiento

Una vez obtenidas las ecuaciones para la capa friccional con el fin de solucionar definitivamente el problema, se buscará, en primer lugar, una condición de impermeabilidad (flujo normal al contorno sólido) para la capa friccional, que tome en cuenta el proceso de bombeo de Ekman por parte de las capas horizontales para, posteriormente, trasladar esta condición al flujo interior a través del principio de acoplamiento.

Sustituyendo (28b) en (28c) y teniendo en cuenta el proceso de bombeo de Ekman en la capas friccionales verticales,

$$\frac{\partial w'}{\partial z'} = -E_V^{1/2} \frac{\partial^2 p'}{\partial y'^2} \quad (29)$$

se obtiene,

$$\frac{\partial v'}{\partial y'} = \frac{\partial p'}{\partial x' \partial y'} + E\nu^{1/2} \frac{\partial^2 p'}{\partial y'^2}$$

Integrando en y , la velocidad transversal en la capa friccional puede expresarse como

$$v' = \frac{\partial p'}{\partial x'} + E\nu^{1/2} \frac{\partial p'}{\partial y'} + f(x) \quad (30)$$

donde $f(x)$ es una función de integración que se resuelve sustituyendo (30) en (28a) y tomando las siguientes condiciones de contorno asintóticas,

$$y' = \frac{y}{l} \rightarrow \infty \quad \begin{cases} \frac{\partial p'}{\partial y'} \rightarrow -u'_1 \\ \frac{\partial u'}{\partial y'} \rightarrow 0 \\ \frac{\partial^2 u'}{\partial y'^2} \rightarrow 0 \end{cases} \quad (31)$$

En (31) se ha supuesto que el flujo interior es irrotacional.

Una vez realizadas las anteriores operaciones se obtiene que,

$$f(x) = E\nu^{1/2} u'_1 \quad (32)$$

$$v' = \frac{\partial p'}{\partial x'} + E\nu^{1/2} \frac{\partial p'}{\partial y'} + E\nu^{1/2} u'_1 \quad (33)$$

En el contorno sólido, ($y'=0$), la condición de flujo normal nulo, ($v'=0$), y de no deslizamiento, ($u'=0$), transforman (33) en ,

$$\frac{\partial p'}{\partial x'} = -E\nu^{1/2} u'_1 = -f(x) \quad (34)$$

esta expresión indica que el gradiente de presión tangencial es constante en la dirección

normal con lo que podemos introducir (34) en (33) obteniendo,

$$v' = E\nu^{1/2} \frac{\partial p'}{\partial y'} \quad (35)$$

De esta forma, teniendo en cuenta la convergencia debido al bombeo de Ekman (29), junto a la condición de conservación de masa (28c), se ha obtenido una primera expresión para el flujo normal al contorno en el seno de la capa friccional (30). Gracias a la anisotropía del flujo dentro de la capa friccional (28a, 28b), junto a las condiciones en los dos contornos verticales (31) y (34), se ha obtenido una expresión para la velocidad normal al contorno dentro de la capa friccional que tiene en cuenta tanto el proceso de bombeo de Ekman como la conservación de masa (35). La expresión (35) indica que cuanto mayor sea la convergencia producida por el mecanismo de bombeo de Ekman tanto más intenso habrá de ser el flujo normal. Ello surge de la necesidad de cerrar el circuito de circulación secundaria (Figura 25) y cumplirse así el balance de masa en la capa friccional adherida al obstáculo. Independientemente del flanco del obstáculo, la velocidad normal siempre será negativa y apuntará hacia la derecha.

Para completar nuestro problema se deberá trasladar la condición (35) al fluido interior acudiendo al principio de acoplamiento,

$$\lim_{\frac{y'}{l} \rightarrow \infty} v' = \lim_{y' \rightarrow cont.} v'_I = v'_I(x', 0) \quad (36)$$

donde v'_I es la velocidad interior normal al contorno. Esta condición indica que en el límite entre la región friccional e interior, la velocidad normal al contorno de ambas regiones deben converger. Teniendo en cuenta (35), y a la condición (31), el principio de acoplamiento (36), establece que ,

$$v'_I(x', 0) = -E\nu^{1/2} u'_I(x', 0) \quad (37)$$

retomando la anotación anterior y haciendo la expansión asintótica en números de Rossby de (37), se obtiene la condición que se estaba buscando para el fluido interior.

$$\boxed{v'_I(obs) = -\frac{E\nu^{1/2}}{\epsilon} u'_O(obs)} \quad (38)$$

Como se quería demostrar, la correcta formulación de la condición de impermeabilidad para la velocidad interior normal al contorno (ageostrófica) no es que tenga que ser nula sino que, como indica (38), es proporcional a la velocidad interior (geostrófica) tangente al contorno. La expresión (38) traslada la dinámica involucrada en la capa friccional a una condición de contorno para el fluido interior. Esta condición es aplicable a todos aquellos sistemas regidos por una dinámica cuasi-geostrófica (en rápida rotación), donde se desarrollen capas friccionales de Ekman horizontales y capas friccionales verticales asociadas a la condición de no deslizamiento del flujo sobre un contorno sólido.

El establecimiento de un flujo ageostrófico normal al contorno sólido puede ser un mecanismo inercial de transporte de la vorticidad mucho más efectivo que la difusión. Ello puede acarrear importantes consecuencias en cuanto al balance de vorticidad interior. A este respecto, más adelante se demostrará a través de distintos experimentos numéricos, que al aplicar la condición (35) se incrementará la región de producción de vorticidad positiva, provocando una asimetría estructural entre los remolinos que se desprendan del obstáculo.

3. Descripción y visualización del proceso de generación de remolinos

Antes de tratar la dinámica involucrada en el proceso de generación y posterior desprendimiento de remolinos a sotacorriente de un obstáculo, se describirán las características principales del flujo. Se supondrá que un flujo constante suficientemente energético incide sobre un obstáculo, y como consecuencia de la fricción lateral, se desprenderán alternativamente de ambos lados del obstáculo sucesivos remolinos ciclónicos y anticiclónicos formándose una calle de remolinos a sotacorriente del obstáculo. Este proceso se simulará numéricamente, y con el objeto de comparar los resultados de esta simulación con los proporcionados numéricamente por Eaton (1987) y experimentalmente por Perry *et al.*, (1982), no se considerarán inicialmente capas friccionales de Ekman y se fijará el valor del número de Reynolds a 100.

En primer lugar se formularán las ecuaciones de nuestro modelo y las distintas condiciones de contorno involucradas. A continuación se describirá el flujo resultante al integrar numéricamente dichas ecuaciones. La descripción se realizará visualizando la estructura del flujo primero a partir de las líneas de corriente y posteriormente, a partir

de las líneas de trazador y de isovorticidad. A este respecto, uno de los objetivos de esta sección es destacar que según el tipo de visualización del flujo que se esté realizando, el marco descriptivo y el aspecto del flujo pueden variar radicalmente, teniendo que introducir distintas definiciones para describirlo correctamente. A modo de ejemplo se verá que el término remolino es un término muy abstracto y hablaremos de *vortex*, *remolino de líneas de trazador* y *vórtice* según el tipo de visualización elegida; líneas de corriente, líneas de trazador o líneas de isovorticidad, respectivamente.

Aunque el problema se tratará de forma general, es importante destacar aquí que si tanto los remolinos atmosféricos como oceánicos observados al Sur de Gran Canaria son debidos a la perturbación del flujo por la isla, las diferentes características cinemáticas del flujo que se describirán a continuación pueden ser perfectamente aplicables a la circulación a mesoscala tanto de la atmósfera como del océano de Gran Canaria.

Para mayor claridad, en la Figura 27 se esquematizan las distintas porciones del dominio fluido a las que se harán constantes referencias a lo largo de este texto.

3.1 Formulación del problema

El proceso de desprendimiento de remolinos se simulará numéricamente integrando la ecuación adimensional correspondiente a la aproximación cuasi-geostrófica para un fluido homogéneo, (39), adoptando la condición de *no deslizamiento* en los contornos sólidos del obstáculo, (42)¹. El dominio de integración (adimensional) se corresponderá con el esquematizado en la Figura 24, y el flujo incidente sobre el obstáculo, U , se considerará constante e irrotacional (40). Asimismo, en los contornos laterales y en ambas superficies horizontales que confinan al fluido, se permitirá a éste deslizar libremente (43). La formulación de la aproximación cuasi-geostrófica en su forma vorticidad-función de corriente (presión geostrófica) junto a las condiciones de contorno es;

$$\boxed{\begin{aligned} \frac{\partial \zeta'_0}{\partial t'} + J(p'_0, \zeta'_0) &= \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \zeta'_0 \\ \zeta'_0 &= \nabla^2 p'_0 \end{aligned}} \quad (39)$$

¹ Ver detalles en Apéndice

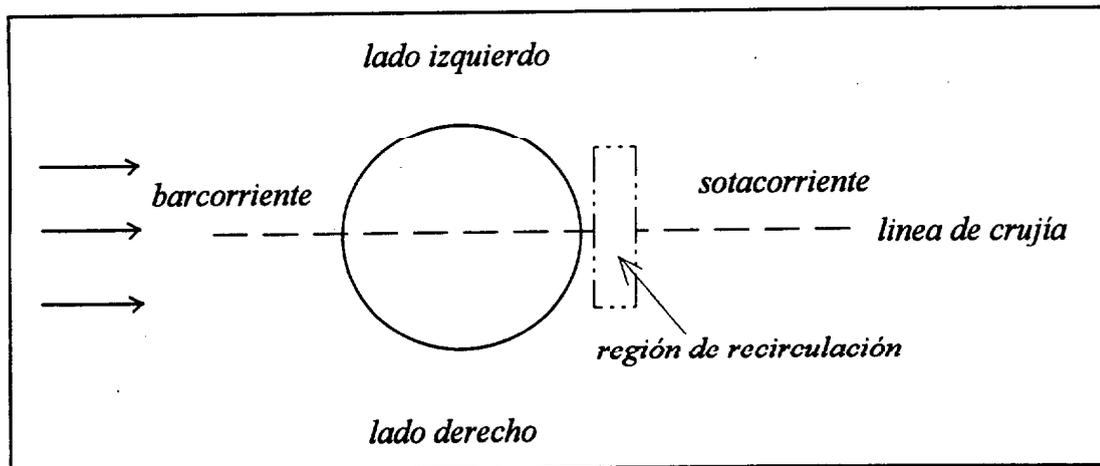


Figura 27 Regiones del dominio fluido.

$$x' = 0, \text{ entrante} \rightarrow \begin{cases} \rightarrow \zeta'_0 = 0 \\ \rightarrow u' = -\frac{\partial p'_0}{\partial y'} = \text{cte.} \end{cases} \quad (40)$$

$$x' = m \cdot \Delta x', \text{ saliente} \rightarrow \text{Orlansky} \quad (41)$$

$$\text{obstáculo} \rightarrow \begin{cases} \zeta'_{\text{obs}} = 0 \\ u'_{\text{obs}} = \frac{\partial p'_0}{\partial s} = 0 \rightarrow p'_0 = \text{cte.} \end{cases} \quad (42)$$

$$y' = 0, y' = n \cdot \Delta y', \text{ laterales} \rightarrow \begin{cases} \rightarrow \zeta'_0 = 0 \\ \rightarrow p'_0 = p'_{\text{entrante}} \end{cases} \quad (43)$$

Como ya se ha comentado, con el objeto de contrastar nuestras simulaciones con las de Eaton (1987), se tomará un número de Reynolds igual a 100

$$\text{Re} = \frac{UL}{A_H} = \frac{0.18 \text{ms}^{-1} \cdot 54 \cdot 10^3 \text{m}}{10^2 \text{m}^2 \text{s}^{-1}} = 100$$

Si se dimensionaliza el problema, la forma del obstáculo se correspondería con el contorno de Gran Canaria discretizado cada 5.4 km y sobre la isla incidiría un flujo constante de 0.18ms^{-1} proveniente del Noreste.

Por otro lado, aunque el modelo de Eaton (1987) integra las ecuaciones de Navier-Stokes para un sistema que no está en rotación, la comparación de sus resultados

con los proporcionados por la aproximación cuasi-geostrófica es válida. La única salvedad que habrá que hacerse es que en el modelo de Eaton (1987), el campo de velocidad será perpendicular al de presión y en nuestro caso, paralelo al de presión geostrófica que a su vez actuará como función de corriente. De hecho, las expresiones para la aproximación cuasi-geostrófica y las ecuaciones de Navier-Stokes en su forma de función de corriente-vorticidad son idénticas, la única diferencia reside en la forma de diagnosticar el campo de velocidad (Gresho, 1991). De esta forma, aunque la dinámica involucrada en ambos modelos es distinta, la cinemática será análoga.

Como ya se tratará con más detalle, resulta paradójico darse cuenta que mientras no se desarrollen capas de Ekman horizontales, la estructura resultante del flujo al incidir contra un obstáculo es idéntica tanto si el sistema está en reposo como si está en rápida rotación (número de Rossby, $\varepsilon \ll 1$).

3.2 Formas de visualización del flujo

Existen dos técnicas generalizadas a la hora de visualizar el flujo alrededor de un obstáculo. La primera y de uso más común en los experimentos numéricos, consiste en visualizar el campo instantáneo de velocidad a través de la estructura de las líneas de corriente/función de corriente. La segunda y de amplia difusión en los experimentos de laboratorio, es la de visualizar el campo instantáneo de vorticidad a través de la estructura de las líneas de trazador. Ambas técnicas son complementarias ya que suplen aspectos muy distintos de la estructura del flujo.

La visualización experimental (en el laboratorio o en la naturaleza) del desprendimiento de remolinos a través de las líneas de corriente, ha permitido revelar detalles muy importantes de la recirculación del fluido en la estela del obstáculo como, por ejemplo, la generación periódica a ambos lados del obstáculo de callejones instantáneos de fluido (Perry *et al.*, 1982). En este sentido, las principales ventajas de visualizar el flujo a través de las líneas de corriente son que éstas proporcionan información sobre la estructura del flujo incidente y los procesos de arrastre de fluido. En contrapartida, debido a que la región perturbada por el obstáculo (estela) estará constituida, como se verá, por parcelas de fluido que poseen un amplio espectro de tiempos de residencia, no tendrá sentido el estudiar la cinemática de esta región a través de campos instantáneos de velocidad (líneas de corriente). De esta forma, para un análisis detallado de la estructura de la estela será necesario trazar el movimiento de las distintas parcelas de fluido que constituyen esta región. Esto se consigue inyectando

tinta, o cualquier otro trazador alrededor del obstáculo y analizando la evolución de las líneas de trazador.

Si el flujo no es estacionario, las líneas de trazador y de corriente no coincidirán, por lo que será fundamental considerar en todo momento que tipo de visualización del flujo se está realizando y qué información está proporcionando. El controlar en laboratorio el tipo de visualización que se está realizando -líneas de corriente o trazador- resulta obvio, ya que es función de la elección llevada a cabo por el experimentador. Esto no es así, por ejemplo, a la hora de analizar indirecta y cualitativamente la estructura del flujo en la capa superficial del océano a través del campo de temperatura proporcionado por una imagen de satélite. Si localmente existe un afloramiento de agua fría o un sobre calentamiento de la superficie, lo más probable es que la imagen de la temperatura superficial del mar (TSM) ofrezca en ciertos sectores una imagen de las líneas de trazador y en otros una imagen de las líneas de corriente. Por ello, si no se tiene en cuenta que tipo de visualización se está realizando o no somos capaces de definirla, la interpretación del flujo a través de la imagen de la TSM puede ser totalmente errónea y carente de sentido. Esta cuestión tiene bastante trascendencia y se retomará más adelante a la hora de discutir las posibles causas de la génesis de las estelas de agua cálida observadas al Sur de algunas islas del Archipiélago Canario.

3.3 Estructura de las líneas de corriente en la estela

Las líneas de corriente se definen como curvas que son tangentes al vector velocidad instantánea a lo largo de todo su recorrido. Por lo tanto, nos informarán sobre la estructura del campo de velocidades instantáneo. De esta forma, al visualizar el flujo mediante sus líneas de corriente se tratará el problema específico de la perturbación del campo instantáneo de velocidad. Este problema ya ha sido abordado anteriormente tanto experimentalmente (Perry *et al.*, 1982) como numéricamente (Eaton, 1987) para el caso de un sistema sin rotación. Por ello, se describirá tan sólo, las principales consecuencias de dicha perturbación a partir de los resultados proporcionados por nuestras simulaciones numéricas. No obstante, antes de abordar dicho problema se definirán una serie de estructuras características de las líneas de corriente que serán útiles como descriptores.

3.3.1 Descriptores de las líneas de corriente

- *Puntos críticos no viscosos*: son puntos del campo de velocidad con velocidad

nula, se pueden dar en dos situaciones diferentes: *los centros*, que son aquellos puntos rodeados por líneas de corriente cerradas, y los *collados* que son aquellos puntos donde una línea de corriente se "casi cruza" así misma (Figura 28). Los bucles que se forman en las líneas de corriente que contienen un collado forman un anillo en cuyo interior se localizan las líneas de corriente cerradas y los centros. Siguiendo la terminología de Eaton (1987), se definirá como *vortex* a la región limitada por los anteriores bucles (Figura 28). Es importante notar aquí que cuando se trate específicamente con líneas de corriente hablaremos de desprendimiento de vortex y no de remolinos. Por otro lado más adelante se verá que vortex y vórtice no se refieren a la misma estructura ya que vórtice se referirá a líneas de isovorticidad cerradas.

- *Puntos críticos viscosos*: están constituidos tan sólo por *collados viscosos* y están representados por los puntos de separación del flujo del obstáculo donde la vorticidad es nula.

- Finalmente definiremos como *separatriz* a aquellas líneas de corriente que contienen collados viscosos y/o no viscosos. Las líneas separatrices habrán de dibujarse a mano puesto que los collados son en realidad puntos de estancamiento donde la velocidad tiende a cero (Figura 28).

3.3.2 Perturbación de las líneas de corriente

Las principales consecuencias de la perturbación de las líneas de corriente instantáneas son dos. Por un lado se producirá el desprendimiento alternativo de vortex ciclónicos y anticiclónicos a partir de los flancos posteriores del obstáculo y, por otro, la formación de callejones instantáneos de fluido.

Tanto a partir de resultados experimentales (Perry *et al*, 1982), como numéricos (Eaton, 1987), se ha comprobado que el mecanismo de desprendimiento de vortex es un fenómeno periódico y por lo tanto bastará con el análisis de la evolución de las líneas de corriente a lo largo de un ciclo completo para su completa descripción.

En la Figura 29 se muestran ocho secuencias correspondientes a la perturbación de las líneas de corriente por parte del obstáculo separadas $1/8$ de periodo. Las distintas líneas de corriente se han obtenido explícitamente a través de la integración numérica de la ecuación (39) junto a las condiciones de contorno especificadas anteriormente. Si se considera que el conjunto del sistema está en rápida rotación, esta ecuación expresa la

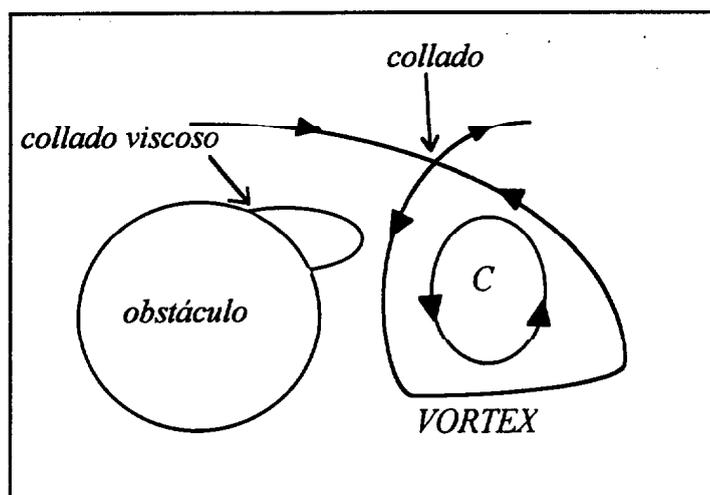


Figura 28. Puntos críticos del flujo , *collado*, *centro C* y *collado viscoso*.

aproximación cuasi-geostrófica y las líneas de corriente se corresponderán con las isóbaras del campo de presión geostrófica. Sin embargo, si se considera el sistema inmóvil esta ecuación puede considerarse como la formulación de las ecuaciones de Navier-Stokes (o de Reynolds) bidimensionales en su forma función de corriente-vorticidad en cuyo caso las líneas de corriente no se corresponden con el campo de presión siendo isolíneas de función de corriente.

1- Desprendimiento de vórtice

A lo largo de las cuatro secuencias de la parte izquierda de la Figura 29 correspondientes a la primera mitad del ciclo (Figuras 29a, 29b, 29c y 29d), se aprecia como tiene lugar el desprendimiento de un vórtice ciclónico a partir del lado derecho del obstáculo mientras, paralelamente, en su lado posterior izquierdo se produce la génesis de un vórtice anticiclónico.

El desprendimiento del vórtice ciclónico puede seguirse a través de la evolución de la línea separatriz que incluye el collado no viscoso. A lo largo de las distintas secuencias, se observa como el collado de esta línea separatriz se va aproximando al centro del vórtice desapareciendo finalmente al cabo de $3/8$ de periodo (Figura 29d). De este modo, a medida que el vórtice ciclónico se desplaza hacia sotacorriente va disminuyendo de tamaño hasta desaparecer.

En lo que respecta a la génesis del vórtice anticiclónico, ésta puede seguirse a través de la evolución de la línea separatriz que define el bucle adherido a la parte

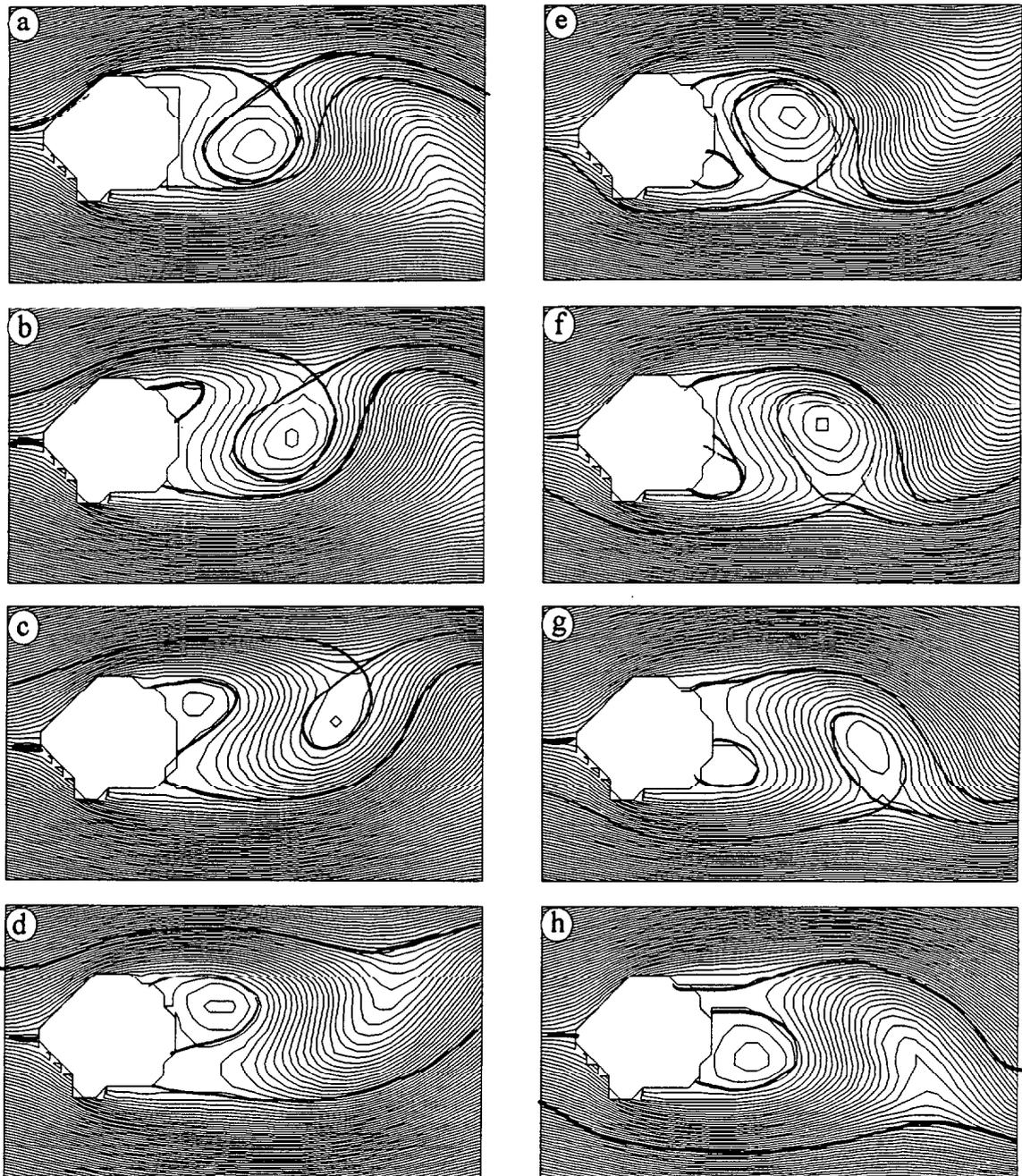


Figura 29. Proceso de desprendimiento de vortex a lo largo de un ciclo completo. Cada secuencia está separada por $1/8$ de periodo. El flujo entra por el borde izquierdo de las secuencias y sale por el derecho. La líneas a trazo grueso dibujadas a mano representan las líneas separatrices (ver definición en texto).

posterior izquierda del obstáculo mediante dos collados viscosos. Así, a medida que el vortex ciclónico va disminuyendo de tamaño, el bucle adherido al obstáculo va creciendo para dar lugar al comienzo de la segunda mitad del ciclo a un vortex anticiclónico plenamente desarrollado (Figura 29e). A lo largo de la segunda mitad del ciclo tendrá lugar el desprendimiento del anterior vortex anticiclónico y la génesis de un nuevo vortex

ciclónico. De esta forma una primera consecuencia de la perturbación del campo instantáneo de velocidad es el desprendimiento alternativo, a lo largo de un ciclo, de un vortex ciclónico y de un vortex anticiclónico.

2- Callejones instantáneos de fluido

Perry *et al*, (1982), observaron experimentalmente que debido al proceso de desprendimiento de vortex se generan, alternativamente a ambos lados del obstáculo, unos callejones instantáneos a través de los cuales se inyecta fluido hacia la estela del obstáculo permitiendo su ventilación (renovación de fluido). Para estudiar la generación de estos callejones instantáneos es necesario analizar la evolución conjunta de las líneas separatrices.

En la Figura 29a se aprecia como todas las líneas separatrices (trazo grueso) están adheridas al obstáculo formando una cavidad cerrada detrás del obstáculo donde no puede penetrar instantáneamente el fluido. Asimismo, se observa como en el transcurso de la primera mitad del ciclo, la línea separatriz que encierra al vortex ciclónico se va separando del obstáculo, desplazándose hacia la parte izquierda del dominio (Figuras 29a, 29b, 29c, y 29d)

A medida que el callejón instantáneo se va ensanchando, el vortex ciclónico va desapareciendo hasta que, súbitamente, al principio de la segunda mitad del ciclo (Figura 29e) el callejón se cierra volviéndose a definir una cavidad cerrada en la parte posterior del obstáculo. Finalmente, en el transcurso de la segunda mitad del ciclo se empieza a desarrollar un callejón, en la parte derecha del dominio, ventilándose la estela con fluido proveniente del lado derecho.

De este modo, la segunda consecuencia de la perturbación del campo instantáneo de velocidad es la formación de callejones instantáneos que permiten la ventilación de la parte posterior del obstáculo con fluido, proveniente alternativamente del lado izquierdo y derecho del obstáculo.

3- Advección de fluido

Una cuestión fundamental que conviene destacar aquí, es que no hay que relacionar de ningún modo la advección simultánea de porciones de fluido con la evolución de las líneas de corriente instantáneas. Así, uno podría estar tentado en afirmar

que el vortex ciclónico que se desprende durante la primera mitad del ciclo está advectando una gran proporción de fluido de la parte posterior de la obstáculo hacia sota corriente. Esto no es así debido a que la estela está constituida por parcelas con un amplio espectro de tiempos de residencia. De esta forma, la porción de fluido encerrada por el vortex ciclónico al inicio del ciclo, está formada por parcelas donde el fluido permanecerá más o menos tiempo, con lo que no se producirá un desplazamiento simultáneo de toda la porción de fluido con el vortex. Por ello, aunque las líneas de corriente resultan ideales para describir el campo instantáneo de velocidad y los procesos de arrastre de fluido, éstas no son adecuadas para revelar la naturaleza de los mecanismos que se producen dentro de la región de recirculación. Para ello habrá que acudir a la visualización del flujo a través de las líneas de trazador.

Asimismo, uno podría sorprenderse ante el hecho de que no se forme una calle de sucesivos vortex ciclónicos y anticiclónicos detrás del obstáculo. Esto es debido a que se está acostumbrado a visualizar la estructura del flujo mediante líneas de trazador y el hecho de que los vortex desaparezcan a poca distancia del obstáculo, como se verá, no implica que los remolinos visualizados a partir de las líneas de trazador o de isovorticidad también desaparezcan. A este respecto, se entenderá como remolino a cualquier estructura cerrada generada por la perturbación del flujo, independiente de como se esté visualizando.

Si se comparan los resultados del modelo aquí desarrollado con los dados por Eaton (1987) (Eaton, 1987-Figura 1), ambos coinciden perfectamente a excepción de pequeñas diferencias estructurales debidas a que Eaton (1987) utiliza como obstáculo un cilindro y nosotros la forma de la Isla de Gran Canaria discretizada. También se asemejan a los resultados experimentales observados por Perry *et al*, (1982), a excepción de que en el modelo elaborado por estos autores se permite la coexistencia de el centro y collado de dos vortex sucesivos (Perry *et al*, 1982-Figura 2).

3.4 Estructura de las líneas de trazador

La visualización del flujo mediante las líneas de trazador ofrece una perspectiva de la perturbación del flujo diferente aunque complementaria, a la ofrecida por las líneas de corriente.

Un primer aspecto complementario que ofrecerán las líneas de trazador es que como consecuencia de la perturbación, la estela del obstáculo quedará compartimentada

en una serie de porciones donde los tiempos de residencia serán muy dispares. En base a ello, nos veremos obligados a introducir el concepto de remolino de líneas de trazador. Asimismo, se mostrará de una forma clara que las líneas de corriente y de trazador ofrecen una visión muy distinta del flujo, debiéndose matizar en todo momento lo que se entiende por remolino. Finalmente, se estudiará la relación entre líneas de trazador y líneas de isovorticidad notando que son coincidentes.

3.4.1 Construcción numérica de las líneas de trazador

Por definición una línea de trazador es una línea formada por partículas de fluido que han pasado, en momentos distintos, por el mismo punto fijo. Así, por ejemplo, las trazas de tinta que se observan en los experimentos de laboratorio son líneas de trazador.

Para construir numéricamente las líneas de trazador se han ido introduciendo a intervalos regulares, trazadores numéricos pasivos en determinados puntos del flujo. En el primer paso de tiempo, se desplaza a partir del punto de origen elegido la primera partícula teniendo en cuenta el campo de velocidad. En el siguiente paso se reactualiza el campo de velocidad, se añade una nueva partícula al origen y ambas, la anterior y la nueva, son desplazadas en función del campo de velocidad reactualizado. En el paso siguiente se añade una tercera partícula al punto de origen y en función del nuevo campo de velocidad se desplazan al unisono las tres partículas. Este proceso se va repitiendo en cada intervalo de tiempo elegido; se añade una partícula al punto de origen, se reactualiza el campo de velocidad y en función de éste, se desplaza un paso todas las partículas. La localización de estas partículas en un instante dado determinará la línea de trazador.

3.4.2 Líneas de trazador y tiempo de residencia

A continuación se verá que, por un lado, las líneas de trazador son indicadoras del tiempo de residencia y que, por otro, su intensa deformación en la región de la estela señala un amplio espectro de tiempos de residencia en dicha región.

En la Figura 30 se muestran las líneas de trazador, en un instante dado, del ciclo de desprendimiento de remolinos. En ella se representan dieciocho líneas de trazador, dieciseis de las cuales tienen su origen en el contorno entrante y dos justo a sotacorriente del obstáculo en la región de recirculación (estela). Con el objetivo de ilustrar e interpretar con mayor claridad el tipo de información proporcionada por las

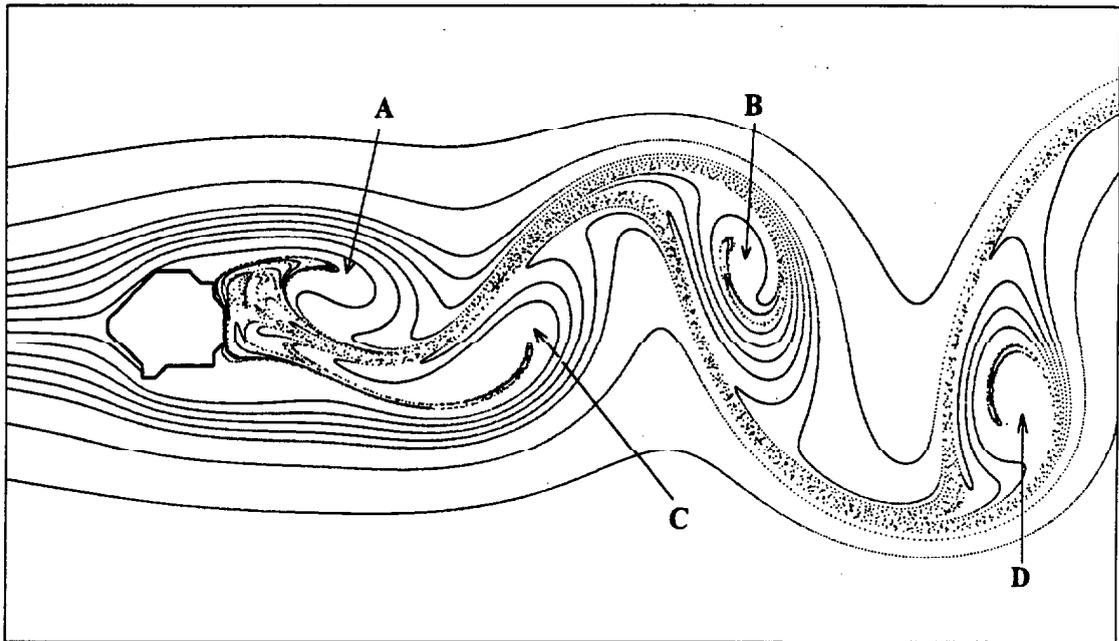


Figura 30. Calle de remolinos de trazador a sotacorriente del obstáculo para $Re = 100$. **A** remolino anticiclónico en estadio de formación. **B** remolino anticiclónico en su fase madura. **C** remolino ciclónico a punto de desprenderse del obstáculo. **D** remolino ciclónico en fase de madurez. El flujo entrante proviene del borde izquierdo de la figura.

líneas de trazador, nos vamos a apoyar en el análisis individual de las cinco líneas de trazador originadas en la mitad izquierda del dominio (Figura 31). Cuatro de estas líneas tienen su origen en el contorno entrante (Figuras 31a, 31b, 31c y 31d) y la restante en proximidad del punto de estancamiento (Figura 31e).

Por definición, una línea de trazador está constituida por partículas que poseen un origen común. Asimismo, de su modo de construcción se deduce que el aspecto de la línea de trazador en un instante dado vendrá condicionado por como varíe el tiempo de residencia a lo largo de ella. Por tiempo de residencia se entenderá el tiempo de permanencia de una partícula en una porción determinada del dominio fluido. Si fijamos nuestra atención en el aspecto de la línea de trazador que pasa a $1/4$ de diámetro del obstáculo (Figura 31c), se distingue como en algunos tramos las partículas se concentran formando una línea continua y como en otros (parte posterior del dominio) las partículas aparecen más dispersas pudiéndose identificarlas. Esto es debido a que en ciertas porciones del dominio las partículas pasan más tiempo que en otras. En aquellas porciones donde el tiempo de residencia es menor, las partículas fluidas se dispersan y la línea de trazador toma el aspecto de una serie de puntos separados irregularmente.

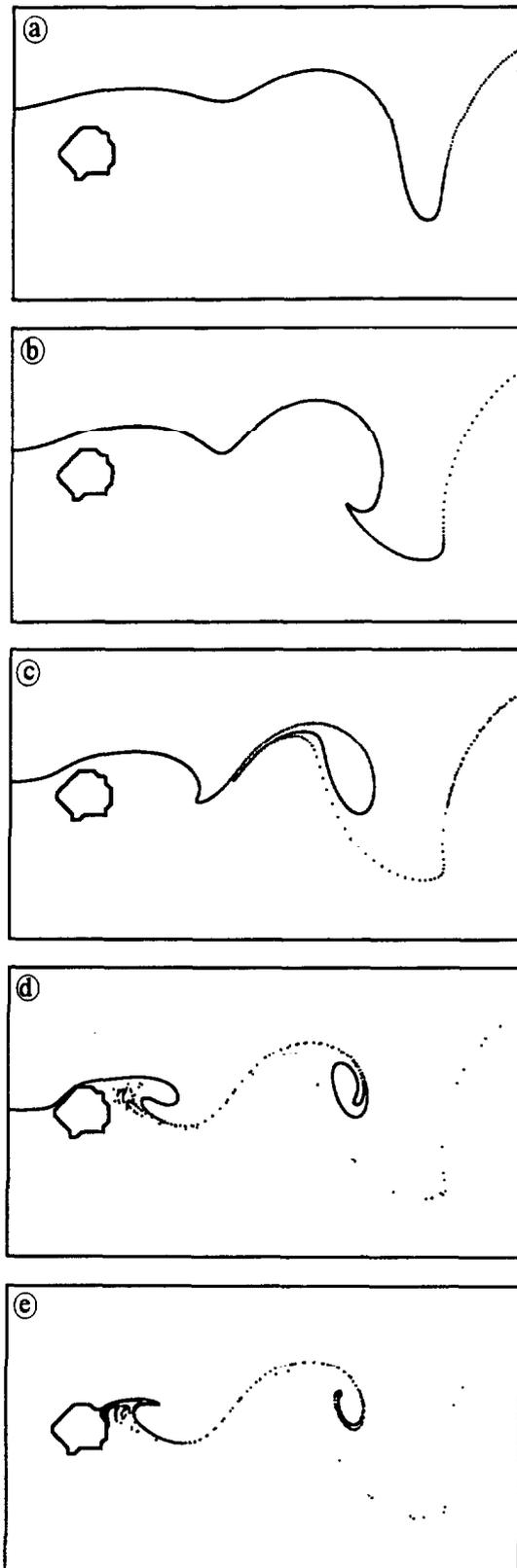


Figura 31. Desglose de algunas líneas de trazador correspondientes a la figura 30. Notar la mayor deformación de las líneas de trazador cuando éstas son atrapadas en la estela del obstáculo (figuras 31d y 31e).

A través de un análisis global de la Figura 31, se puede apreciar como a medida que nos aproximamos al obstáculo, las líneas de trazador sufren una mayor deformación (compárese por ejemplo la Figura 31a con la Figura 31e). Asimismo, también puede distinguirse como a lo largo de una línea de trazador la deformación es mucho más acusada a sotacorriente del obstáculo que a barcorriente. Al no ser atrapadas por la región de recirculación, la tres líneas más alejadas del obstáculo (Figuras 31a, 31b, 31c) sufren deformaciones mucho menores que las experimentadas por las dos líneas más cercanas, constituyendo la línea situada a $1/4$ de diámetro (Figura 31c) la frontera entre las líneas que si son y que no son atrapadas. Esto es indicativo de que como consecuencia de la perturbación, la región del dominio situada a sotacorriente se particiona en distintas porciones donde el espectro de tiempos de residencia es muy amplio. Dicho de otro modo, la intensa deformación de las líneas de trazador a sotacorriente del obstáculo es debida al amplio espectro de tiempos de residencia que se da en esta región como consecuencia de la perturbación del flujo por parte del obstáculo.

En la Figura 32 se ilustra la evolución de la tres líneas de trazador más próximas al obstáculo a lo largo de un ciclo completo. Siguiendo su evolución a lo largo de las diferentes secuencias, se advierte cómo éstas sufren intensas deformaciones que también varían a lo largo del tiempo. Por lo tanto, a sotacorriente del obstáculo no tan sólo se genera un amplio espectro de tiempos de residencia, sino que además éste varía con respecto al tiempo de forma cíclica. De esta forma, la visualización de la evolución del flujo mediante las líneas de trazador, proporcionará información acerca de la evolución del tiempo de residencia de las partículas de fluido en las distintas porciones del dominio.

3.4.3 Líneas de trazador y origen del material de los remolinos

Debido a la diferente visualización del flujo que ofrecen las líneas de trazador, conviene matizar el concepto de remolino. Se verá que una de las ventajas de visualizar las líneas de trazador es el de poder identificar la procedencia del material que forma los remolinos.

1- Definición de remolinos de líneas de trazador

Volviendo a la Figura 32, se aprecia como las líneas de trazador se estructuran en parte formando bucles que van evolucionando a lo largo de tiempo. Fijemos nuestra atención en la evolución del bucle en forma de pezuña que se forma en la parte posterior

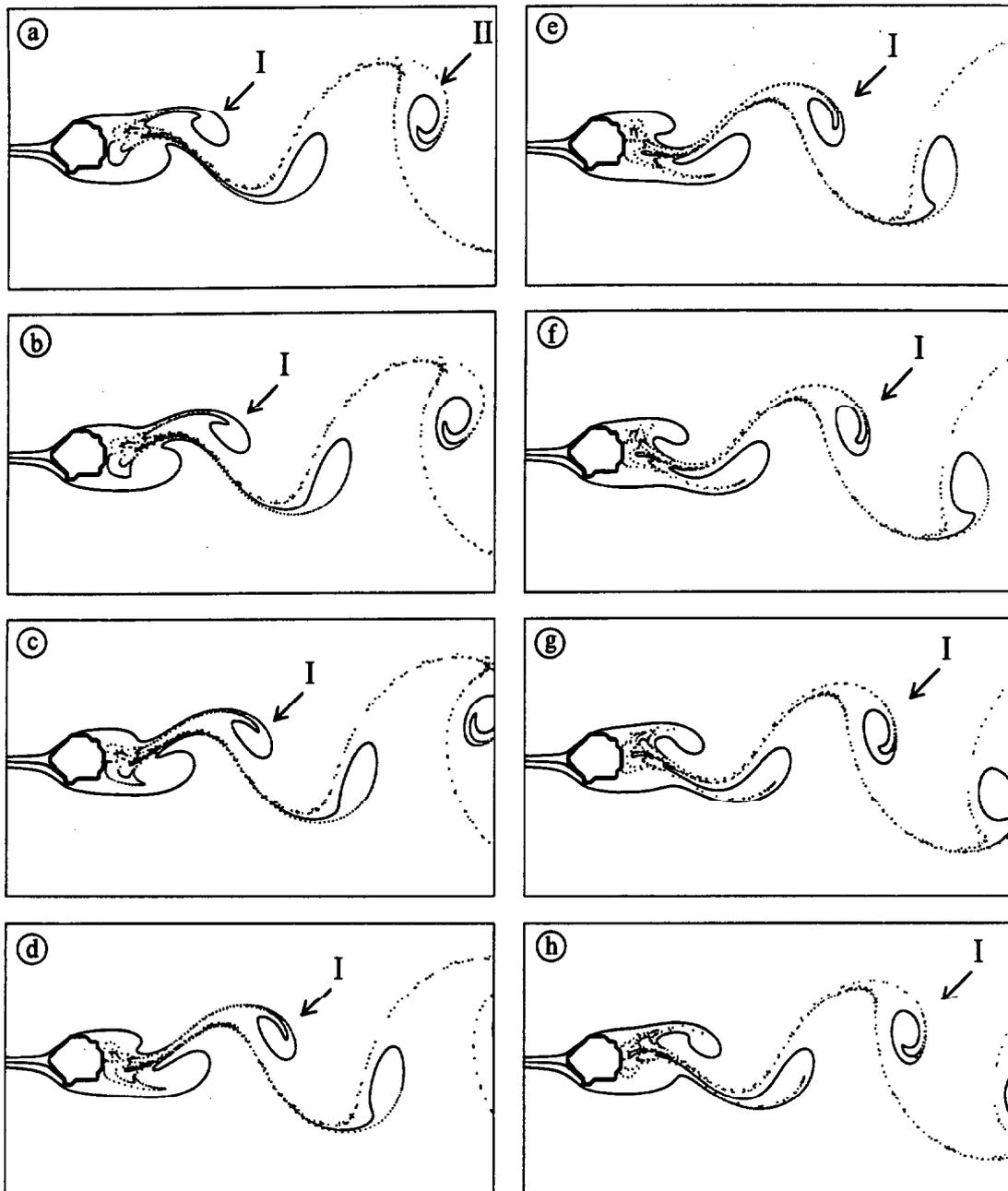


Figura 32. Proceso de desprendimiento de remolinos de líneas de trazador a lo largo de un ciclo completo para $Re = 100$. Cada secuencia está separada por $1/8$ de período. Con I se ha marcado el remolino anticiclónico que se desprenderá a lo largo del ciclo, y con II se ha marcado el remolino que pasará a ocupar la posición del remolino marcado con I en la primera secuencia. El fluido entra por el borde izquierdo de las secuencias y sale por el derecho.

izquierda del obstáculo marcado con I. En el transcurso de las distintas secuencias este bucle se va desplazando hacia sotacorriente a la par que va girando sobre sí mismo en sentido anticiclónico. Al cabo de un ciclo completo, este bucle acabará correspondiéndose con el bucle marcado con II en la secuencia inicial del ciclo (Figura

32a). De esta forma, gracias al carácter periódico del proceso, a partir de tan sólo una secuencia, se puede identificar la evolución de las distintas estructuras al cabo de un ciclo completo.

Se aprovechará la anterior circunstancia para introducir con mayor claridad el concepto de remolino de las líneas de trazador. Inspeccionando la Figura 30, se advierte como se definen a sotacorriente una serie de estructuras coherentes semicerradas o cerradas de forma elipsoidal. En concreto, justo en la parte posterior izquierda del obstáculo se puede observar como aquellas líneas de trazador que han superado el obstáculo a una distancia inferior a $1/4$ de diámetro, son atrapadas por la región de recirculación formando una estructura en forma de bulbo, marcada con la letra A en la Figura 30. Al cabo de un ciclo completo, esta estructura y las líneas de trazador que la configuran se habrán desplazado variando de forma pero manteniendo su coherencia hasta corresponderse con la estructura cerrada elipsoidal, señalada con la letra B en la Figura 30. Las deformaciones dispares de las líneas de trazador que configuran la estructura A señalan que en ella se dan un amplio espectro de tiempo de residencia. Sin embargo, el hecho de que esta estructura evolucione a lo largo de un ciclo completo sin perder su identidad hasta corresponderse con la estructura B, indica que el espectro de tiempos de residencia que la definen posee una personalidad propia. En base a ello, se puede definir como remolino de líneas de trazador, a aquellas porciones de fluido con un espectro de tiempo de residencia característico que evolucionan de forma compacta de tal forma que definen estructuras coherentes semicerradas o cerradas en las líneas de trazador. La variación de forma de estas estructuras a medida que se desplazan se debe a una redistribución interna de tiempos de residencia mientras que su coherencia indica que el rango espectral de tiempos de residencia que las configuran se mantiene constante.

2- Origen del material de los remolinos

Una vez definidos, se puede proceder a analizar la procedencia del material de los remolinos de líneas de trazador. Como estos están estructurados, no por una, sino por varias líneas de trazador, cabe pensar que aunque el material fluido que los componen se mantiene invariable, este puede tener diversas procedencias. Para verlo se puede volver a la Figura 31 donde se desglosan parte de las líneas de trazador correspondientes a la Figura 30.

En la Figura 31e se muestra una línea de trazador cuyo origen se sitúa justo dentro de la línea de separación. Como una línea de trazador no puede ser atravesada por

partículas fluidas, esta línea actuará de frontera entre el fluido que está siendo inyectado hacia la estela desde la región de recirculación, y el fluido que también es inyectado hacia la estela pero que no pasa por la zona de recirculación. Por otro lado, ya se ha adelantado que la línea de trazador situada aproximadamente a $1/4$ de diámetro del obstáculo (Figura 31c), actúa a su vez de frontera entre el fluido que es atrapado por los remolinos y el que no lo es. Atendiendo a estas dos consideraciones, en primer lugar se puede establecer que la línea situada a $1/4$ de diámetro marcará el límite entre el material que es y que no es atrapado por los remolinos y, en segundo lugar, que la línea que parte del punto de estancamiento marcará la frontera entre el material de los remolinos que se origina en la región de recirculación y el material que se origina a barcorriente. De esta forma, los remolinos de líneas de trazador están formados por una capa externa de fluido procedente de barcorriente y un núcleo cuyo material fluido proviene de la parte posterior del obstáculo o región de recirculación.

3- Ventilación de la región de recirculación

El proceso de desprendimiento de remolinos también puede entenderse como un proceso de ventilación de la región de recirculación. De hecho, el inicio del desprendimiento de los remolinos de líneas de trazador coincide con la inyección del material que formará su núcleo.

Si presta atención al remolino marcado con la letra A en la Figura 30, se puede apreciar como está teniendo lugar la inyección de material desde la parte posterior del obstáculo hacia el remolino. Asimismo, en el remolino ciclónico marcado con la letra C, que al cabo de un ciclo se corresponderá con el marcado con la letra D, el proceso de inyección de material casi se ha completado, indicando que este remolino está a punto de ser desprendido. De este modo, el material transportado por el núcleo del remolino representa en realidad el material que es necesario inyectar en la región de recirculación cada medio ciclo para que se mantenga el balance de masa.

3.4.4. Líneas de trazador y líneas de corriente

De un primer análisis de los dos apartados anteriores se infiere que la visualización de la perturbación del flujo mediante líneas de corriente o mediante líneas de trazador ofrece perspectivas muy diferentes.

En la Figura 33 se ilustra la evolución conjunta a lo largo de un ciclo completo de

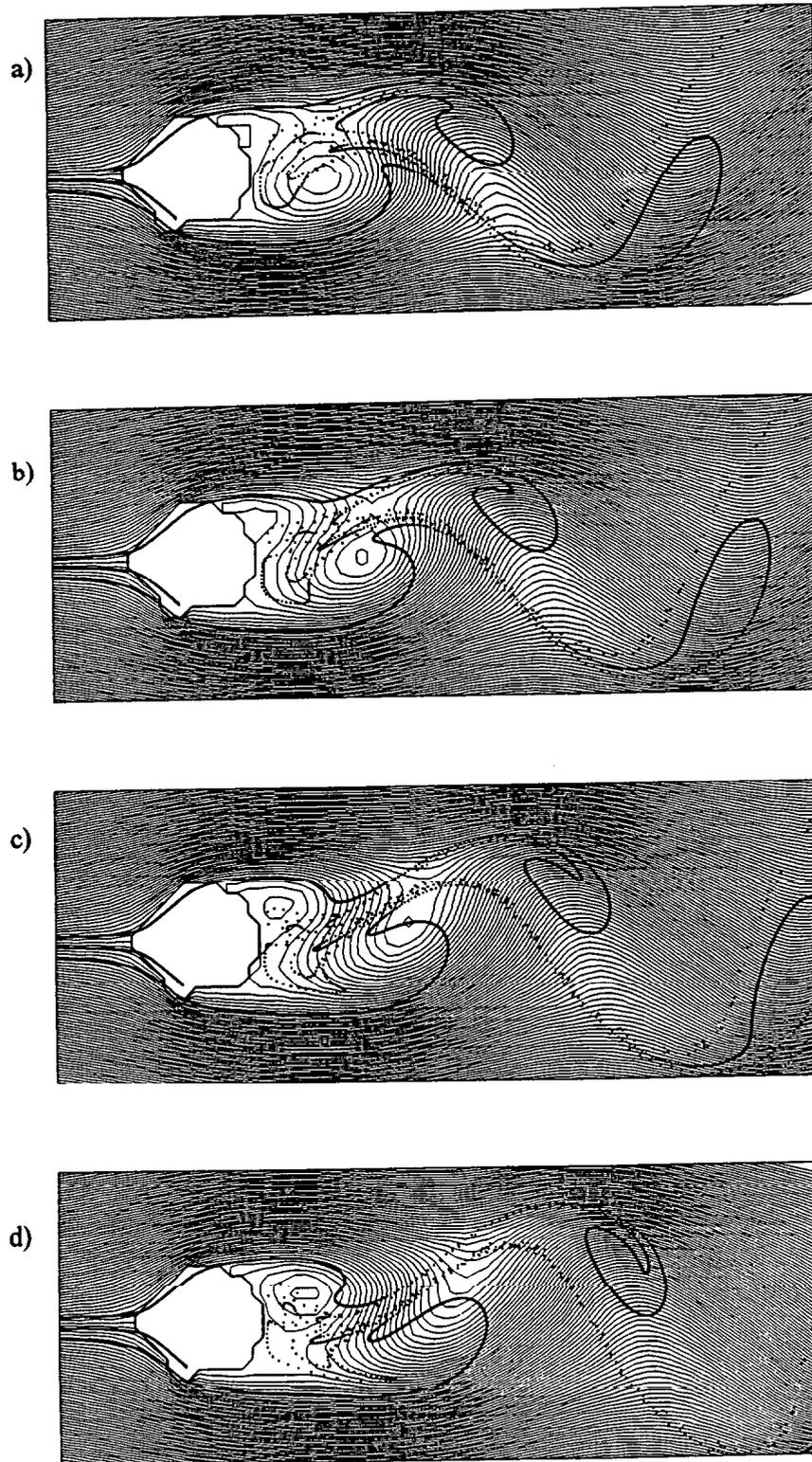


Figura 33. Visualización conjunta del flujo mediante líneas de trazador y líneas de corriente a lo largo de un ciclo completo por $Re=100$. Notar que no existe una correlación aparente en remolinos de líneas de trazador y vortex siendo distintas su localizaciones espaciales, su forma y evolución temporal.

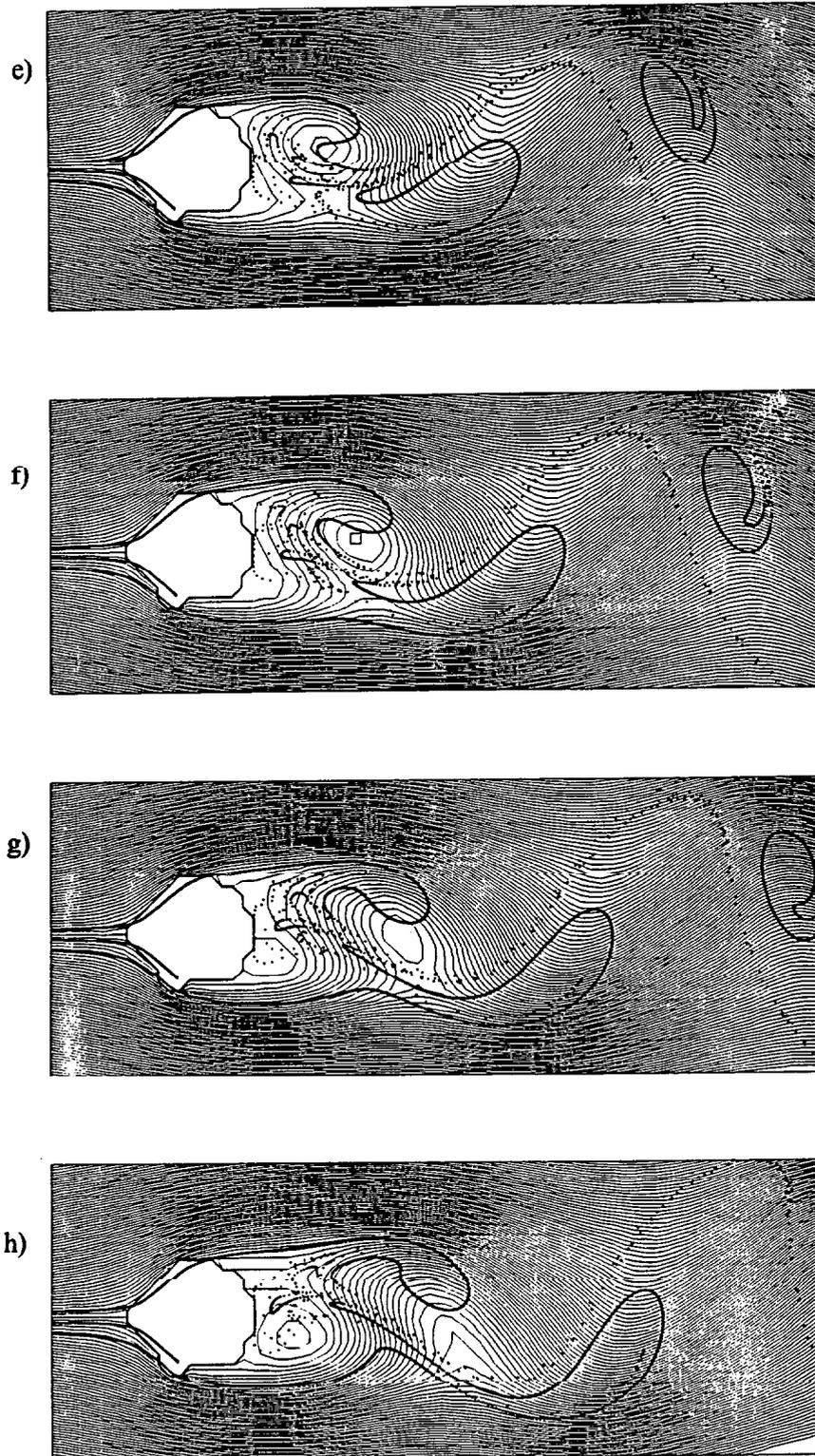


Figura 33. Continuación.

las líneas de corriente y de tres líneas de trazador (una de ellas muere en el obstáculo).

Durante la primera mitad del ciclo (Figuras 33a, 33b, 33c, 33d), se observa como de la parte posterior izquierda del obstáculo tiene lugar el desprendimiento de un remolino de líneas de trazador anticiclónico que va siendo advechado por el flujo medio hacia sotacorriente. Mientras tanto, en el flanco derecho del obstáculo esta teniendo lugar la formación de un remolino de líneas de trazador ciclónico que, durante la segunda mitad del ciclo (Figuras 33e, 33f, 33g y 33h), se desprenderá del obstáculo. La Figura 30 se corresponde con la secuencia inicial de la segunda mitad del ciclo (Figura 33e), con lo que el remolino anticiclónico se corresponde con el marcado con la letra B en la Figura 30, y el remolino ciclónico con el marcado con la letra C. Paralelamente, durante la primera mitad del ciclo se desprende del lado izquierdo del obstáculo un vortex ciclónico a la vez que se produce la génesis de un vortex anticiclónico que se desprenderá del obstáculo durante la segunda mitad del ciclo.

Sorprendentemente, a través de la observación de la evolución conjunta de los remolinos de líneas de trazador y de los vortex, se aprecia como no existe ninguna correlación clara entre ambos tipos de remolinos. A modo de ejemplo, a través de las distintas secuencias se advierte como, en general, los centros de los vortex no siguen los núcleos de los remolinos de líneas de trazador. Por otro lado, se ha visto que los aspectos cinemáticos involucrados en el desprendimiento de remolinos de líneas de trazador y de vortex son distintos aunque complementarios. Ambas circunstancias corroboran la importancia de establecer antes de cualquier tipo de descripción, cómo se está visualizando la estructura de flujo, si a través de líneas de trazador o líneas de corriente. A este respecto, conviene repetir que el término de remolino ha de matizarse en cada caso ya que los remolinos de líneas de trazador y vortex cubren aspectos distintos del flujo y además no existe entre ambos tipos de remolinos una correlación aparente.

Debido a que la visualización de flujo a través de las líneas de trazador permite, por un lado, seguir la partículas fluidas y que, por otro lado, los remolinos de líneas de trazador se correlacionan con los vórtices (remolinos del campo de vorticidad), el proceso de desprendimiento de remolinos suele visualizarse a través de las líneas de trazador. De esta forma existe, una tendencia generalizada a relacionar el término remolino con los remolinos de línea de trazador en lugar de con los vortex.

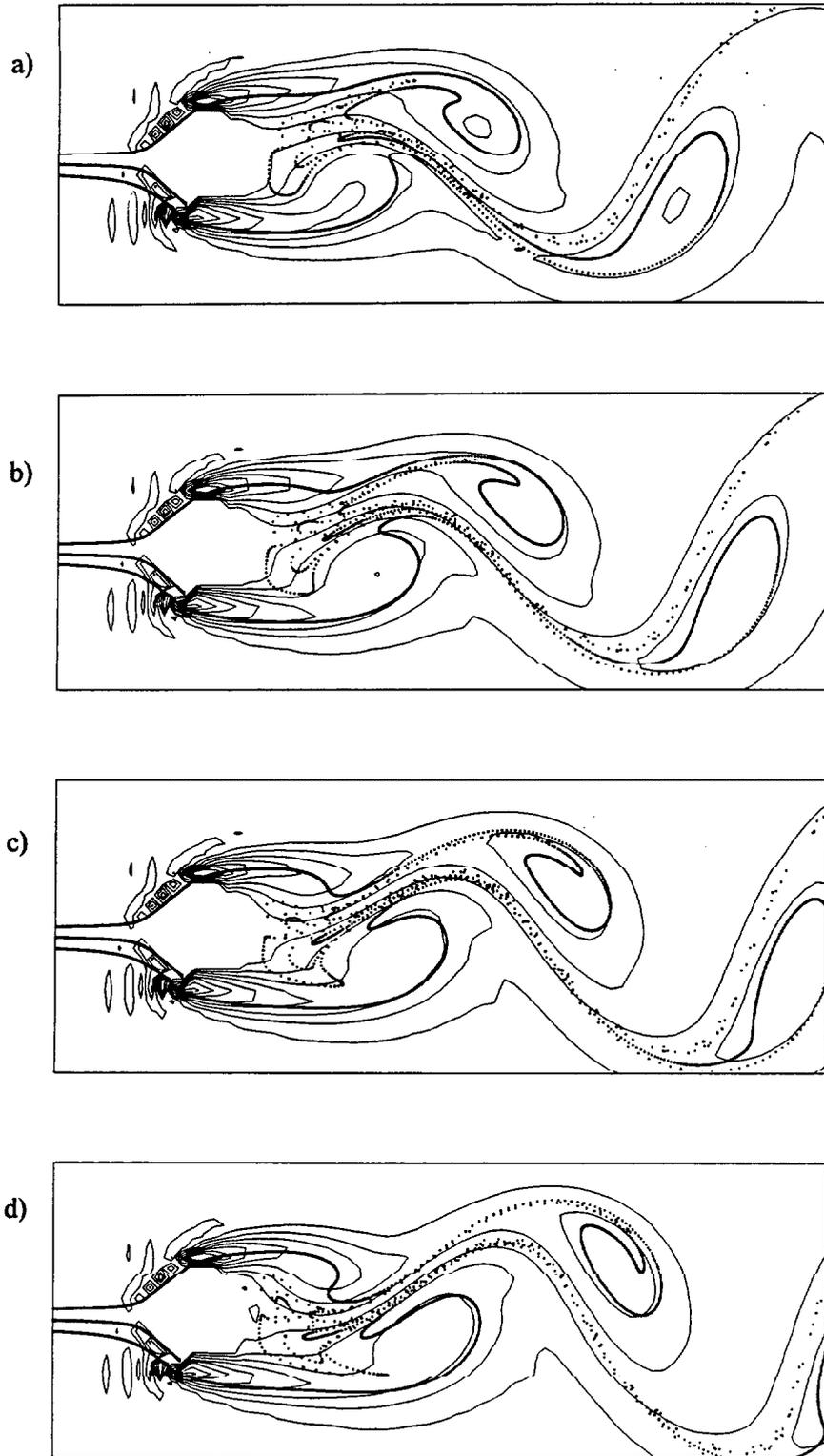


Figura 34. Visualización conjunta del flujo mediante líneas de trazador y líneas de isovorticidad a lo largo de un ciclo completo para $Re=100$. Notar que existe una correlación total entre los remolinos de líneas de trazador y los vórtices, siendo idénticas sus localizaciones espaciales y evolución temporal.

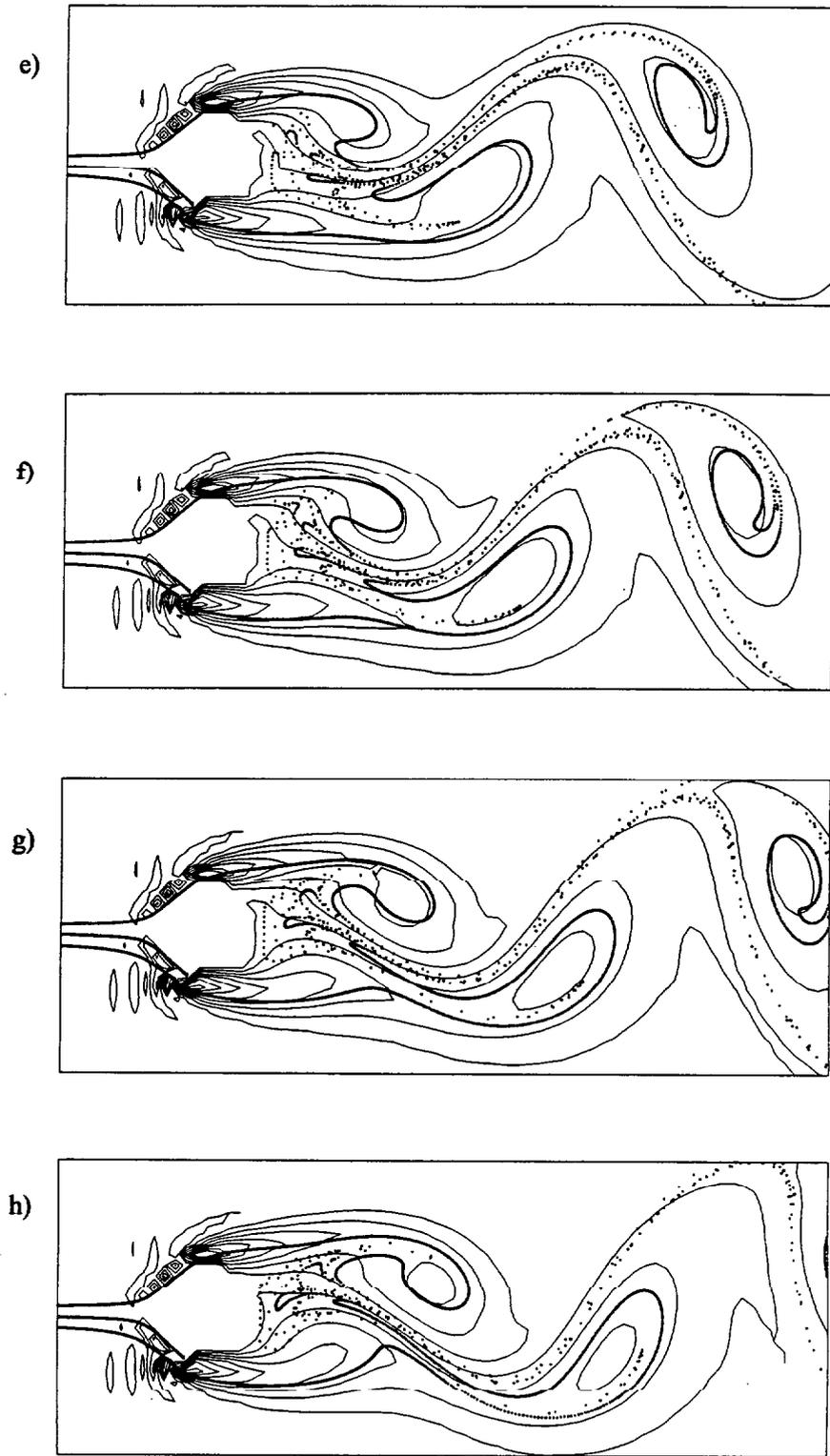


Figura 34. Continuación.

3.4.5 Líneas de trazador y distribución de vorticidad

A continuación se verá otro aspecto fundamental de las líneas de trazador como es el de coincidir con las líneas de isovorticidad. Esto se debe a que como el obstáculo actúa como fuente continua de vorticidad, por definición se puede considerar también a la vorticidad como un trazador.

En la Figura 34 se muestra la evolución conjunta esta vez de las líneas de isovorticidad y las líneas de trazador. Coincidente con el desprendimiento durante la primera mitad del ciclo del remolino de líneas de trazador anticiclónico, se puede apreciar (Figuras 34a, 34b, 34c y 34d) cómo se desprende del obstáculo un núcleo cerrado de vorticidad negativa (para mayor claridad no se han etiquetado las isolíneas de la Figura 34). Asimismo, a la par que en la parte derecha se desarrolla un remolino ciclónico de líneas de trazador, también se desarrolla un núcleo cerrado de vorticidad positiva que, junto al remolino de líneas de trazador, se desprenderá del obstáculo durante la segunda mitad del ciclo.

Se definirán a los núcleos cerrados de vorticidad como *vórtices* llamando a los positivos *vórtices ciclónicos* y a los negativos *vórtices anticiclónicos*. Entre otros factores, el adjetivo que se le da a los vórtices puede justificarse en base a que los anticiclónicos coinciden con los remolinos de líneas de trazador que giran en sentido horario o anticiclónico mientras, que los ciclónicos coinciden con los remolinos de líneas de trazador que gira en sentido antihorario o ciclónico.

Tanto a través del análisis global como particular de la Figura 34, se observa como existe prácticamente una coincidencia total entre las líneas de trazador y las líneas de isovorticidad. De esta forma, amén de otras cualidades, las líneas de trazador también proporcionan información acerca del campo de vorticidad. La ventaja de visualizar la estructura del campo de vorticidad a través de las líneas de trazador es que éstas no se ven sometidas a los errores de interpolación gráfica que sufren las líneas de isovorticidad. Sin embargo, hay que tener en cuenta que las líneas de trazador tan sólo proporcionan una información de tipo semicuantitativo debido a que están definidas por partículas fluidas y no por una magnitud de significado físico. Por otro lado, las líneas de isovorticidad sí que ofrecen una información cuantitativa sobre el campo de vorticidad, sin embargo, no cubren ciertos aspectos fundamentales de la perturbación del flujo que sí suplen las líneas de trazador, como por ejemplo la evolución de las partículas de fluido.

3.5 Consideraciones finales

El principal objetivo que se ha perseguido a lo largo de esta sección, es el resaltar cuan diferente puede resultar la estructura del flujo según si se visualiza a través de líneas de trazador o líneas de corriente. En ambos casos, como consecuencia de la perturbación del flujo por el obstáculo se produce el desprendimiento periódico de una serie de estructuras coherentes que se han calificado en general bajo el término remolino.

La visualización a través de las líneas de corriente ha permitido analizar el proceso de ventilación instantánea de la estela a través de la formación de los callejones instantáneos de fluido. La información proporcionada mediante la visualización de las líneas de trazador es mucho mayor. Estas permiten hacer consideraciones tanto sobre el transporte de masa como sobre el campo de vorticidad. En este sentido, mediante la visualización de las líneas de trazador se podrá identificar la procedencia del material que forma los remolinos así como analizar el proceso de ventilación de la región de recirculación. Asimismo, la total coincidencia entre líneas de isovorticidad y líneas de trazador permitirá seguir a través de éstas últimas la evolución del campo de vorticidad. Una ventaja suplementaria de visualizar el flujo a través de las líneas de trazador es poder comparar los resultados de las simulaciones numéricas con resultados experimentales. Por todo ello, a lo largo de este texto se visualizará con mayor frecuencia la perturbación del flujo a través de las líneas de trazador que mediante las líneas de corriente.

Conviene repetir aquí, que el modelo numérico que se ha integrado para describir la perturbación del flujo no contempla la existencia de capas friccionales y supone un número de Reynolds igual a 100. El motivo de ello es el poder comparar nuestros resultados numéricos con otros resultados numéricos y experimentales. En concreto, si se comparan las distintas figuras de esta sección con las obtenidas experimentalmente por Perry *et al* (1982), y numéricamente por Eaton (1987), la concordancia es prácticamente total. Lo sorprendente es que tanto la estructura de las líneas de trazador como la de las líneas de corriente es idéntica tanto si el sistema está en rápida rotación (el presente trabajo) como si no está en rotación (caso contemplado en Perry *et al*, 1982 y Eaton, 1987). Más adelante se verá, que es en el momento de introducir capas de Ekman horizontales cuando empieza a manifestarse la diferencia.

Si como apuntan todos los indicios, los remolinos observados al Sur de la Isla Gran Canaria son debidos a la perturbación de la Corriente de Canarias por la isla, todos los aspectos del flujo descritos en esta sección son extrapolables al flujo alrededor de

Gran Canaria. Por otra parte, destacar la importancia ecológica que puede tener el hecho de visualizar el flujo a través de las líneas de trazador.

4 Análisis de la sensibilidad al número de Reynolds

Una vez establecidos los principales aspectos cinemáticos del desprendimiento de remolinos se van a discutir los factores que condicionan su desarrollo.

Uno de los problemas clásicos en Mecánica de Fluidos es estudiar como evoluciona el flujo a sotacorriente de un obstáculo a medida que va aumentando la energía cinética del flujo incidente. Suponiendo los efectos viscosos y el tamaño del obstáculo constantes, el parámetro cuantificador del aumento de la velocidad (energía cinética) del flujo incidente es, por definición, el número de Reynolds (8). De esta forma, el problema se reduce a analizar la evolución del flujo en función del número de Reynolds. Numéricamente esto es equivalente a analizar la sensibilidad de nuestro modelo al número de Reynolds.

Al igual que en la sección anterior, se considerará tan sólo el efecto friccional del obstáculo no contemplándose el desarrollo de capas de Ekman horizontales. Las ecuaciones y las condiciones de contorno que se integrarán serán las mismas que las descritas en el apartado 3.1 (ecuaciones 39–42), con la salvedad que ahora, en vez de fijar el número de Reynolds a 100, éste se irá variando. El hecho de no contemplar capas de Ekman horizontales responde a un doble objetivo. Por un lado comparar nuestras simulaciones numéricas con resultados experimentales obtenidos en sistemas sin rotación. Por otro, establecer un marco de referencia al que se acudirá cuando se contemplen capas de Ekman horizontales y poder así contrastar el efecto de éstas sobre el flujo interior.

En la Figura 35 se ilustra el aspecto que toman las líneas de corriente a medida que se va aumentando el número de Reynolds (velocidad del flujo incidente en aumento). Cuando la velocidad del flujo incidente es baja ($Re = 1$, Figura 35a) se desarrolla alrededor del obstáculo una capa friccional que permanece adherida a éste. Al aumentar la velocidad del flujo incidente, la capa friccional se va desarrollando hasta que se despega del obstáculo dando lugar a dos remolinos estacionarios en su parte posterior ($Re = 20$, $Re = 38$, Figura 35b y Figura 35c, respectivamente). Si se sigue

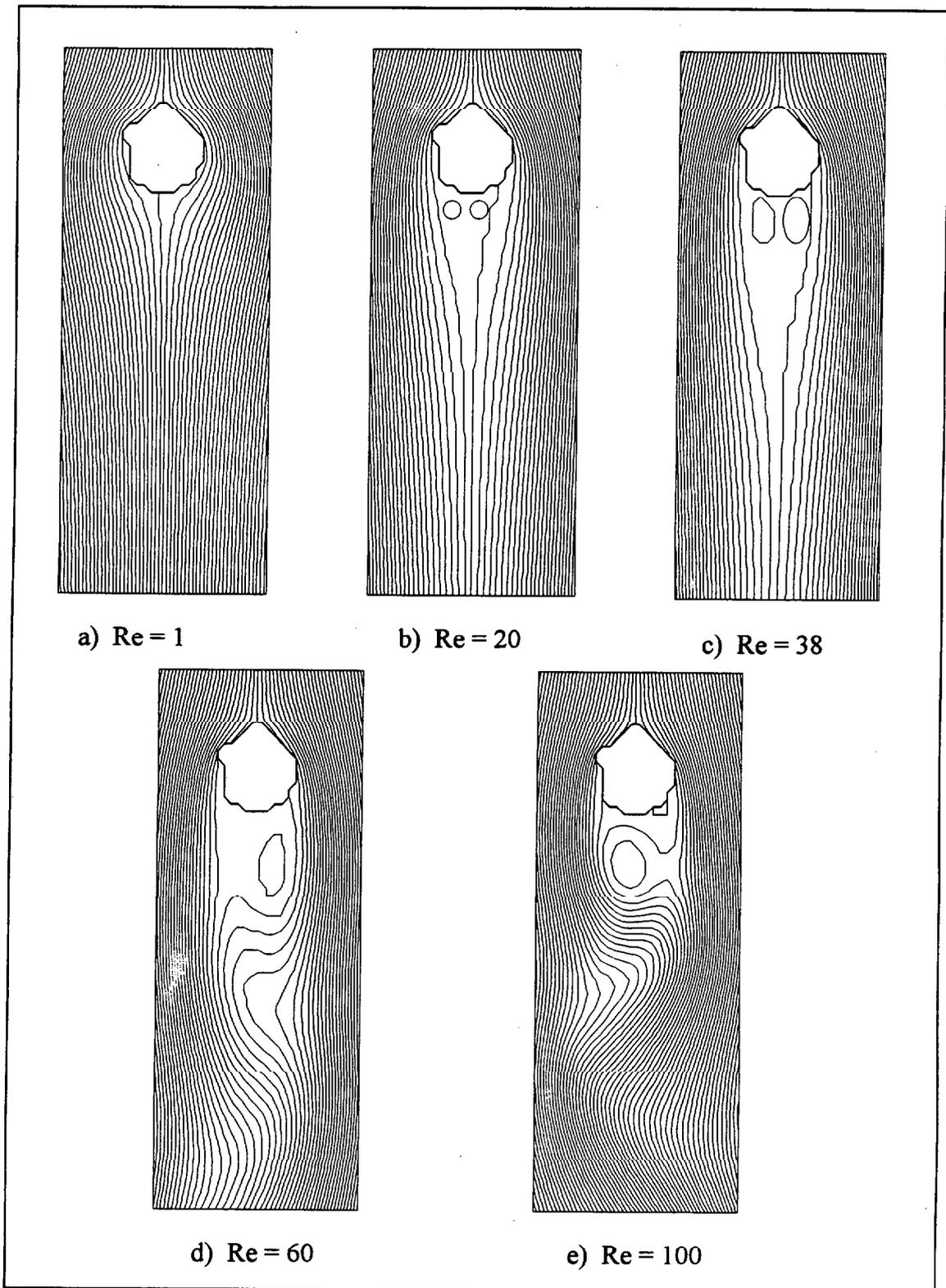


Figura 35. Comportamiento de las líneas de corriente para distintos valores del número de Reynolds.

Número de Reynolds	Descripción de la estela
< 0.5	El fluido permanece adherido al obstáculo.
2-30	Se forman dos remolinos estacionarios, rotando en sentido contrario y las mayoría de las líneas de corriente convergen detrás del obstáculo.
30-40	Las estela se desestabiliza del tal manera que cuando $Re=34$ se produce la asimetría de los remolinos.
40-70	Se producen oscilaciones periódicas de la estela.
> 60-70	desprendimiento de remolinos detrás del obstáculo.

Tabla II. Estelas detrás de un obstáculo para varios números de Reynolds. Las descripciones se han extraído de investigaciones realizadas en laboratorio por Batchelor (1967), Gerrard (1978) y Massey (1984). Adaptada de Pattariatchi *et al.* (1986).

aumentando la velocidad, los remolinos se van desestabilizando ($Re = 60$, Figura 35d) hasta que finalmente se despegan del obstáculo y se produce el desprendimiento alternativo de remolinos ciclónicos y anticiclónicos ($Re = 100$, Figura 35e). Si se comparan estos resultados con los diversos resultados experimentales sintetizados en la Tabla II (adaptada de Pattariatchi *et al.*, 1986), se advierte como existe una más que aceptable concordancia que se analizará con más detalle posteriormente. Asimismo, tanto a partir de nuestras simulaciones como de resultados experimentales (Berger y Wille, 1972; Coutanceau y Bouard, 1977) se puede apreciar como para valores del número de Reynolds superiores a $Re = 40$, el flujo pasa de ser estacionario a tener una evolución claramente periódica (Figura 36).

En primer lugar, se abordará el caso del régimen estacionario con el objetivo de analizar el desplazamiento del punto de separación del obstáculo de la capa friccional y el aumento del tamaño de la región de recirculación en función de Re . A continuación se tratará el caso no estacionario, es decir, la sensibilidad al número de Reynolds del proceso de desprendimiento de remolinos. Su estudio se realizará analizando la variación de parámetros característicos como los coeficientes de arrastre y de sustentación, y estudiando como se modifica la estructura de la estela.

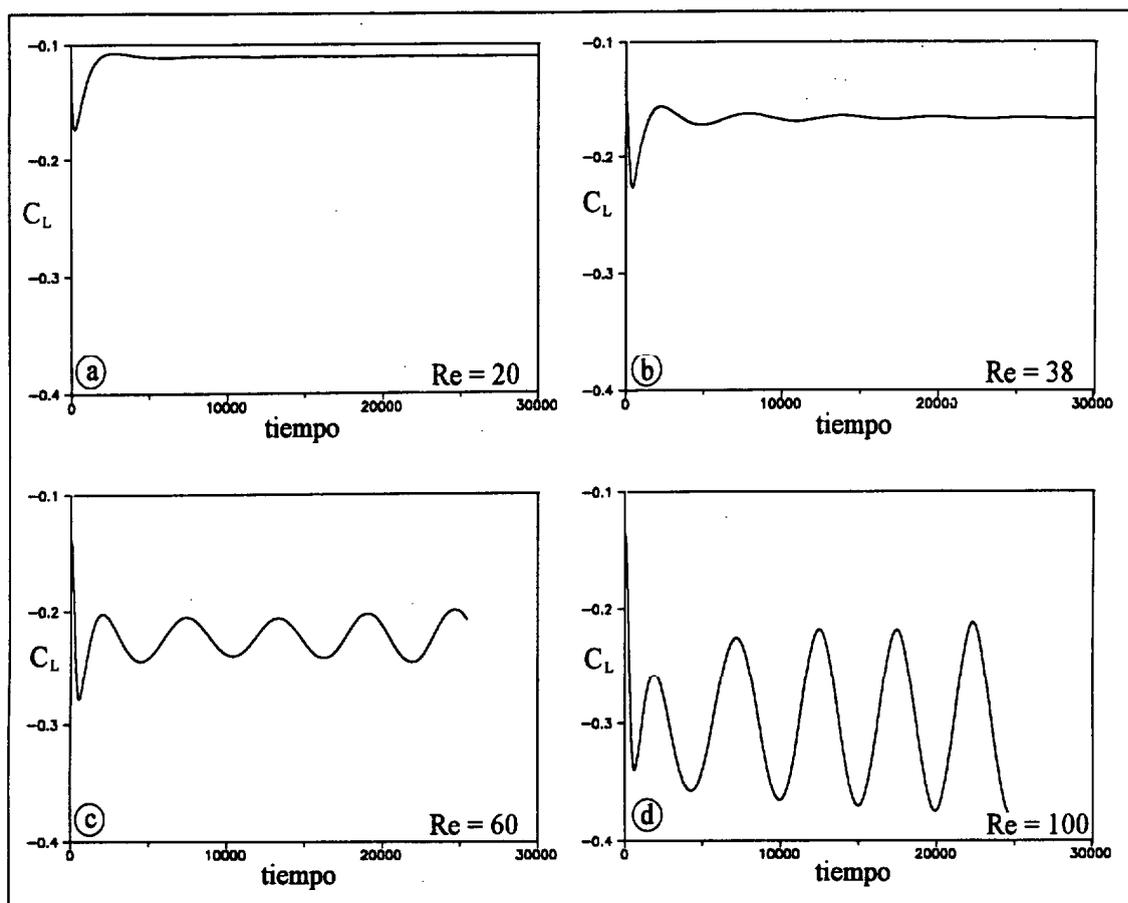


Figura 36. Variación con el tiempo del coeficiente de sustentación, C_L , en función del número de Reynolds. La escala de tiempo es adimensional y representa el número de iteraciones del modelo.

4.1 Régimen estacionario: desarrollo de la región de recirculación

Como se ha avanzado, el régimen estacionario, se desarrolla para números de Reynolds inferiores a 40. Su análisis requiere una descripción con cierto detalle de la estructura fina asociada a la capa límite adherida al obstáculo. Para ilustrar este tipo de régimen se utilizará como obstáculo una semicilindro en lugar del contorno fuertemente irregular de Gran Canaria. Asimismo, con el objetivo de contrastar el comportamiento de nuestro modelo con otros, se reproducirán los mismos experimentos numéricos que los realizados por Becker (1991). Por ello, se realizará una excepción, y al igual que este autor se considerarán capas de Ekman horizontales.

En primer lugar se formulará el problema. A continuación se analizará la evolución del flujo al aumentar el número de Reynolds para, finalmente, extrapolar el problema del semicilindro al contorno irregular de Gran Canaria. Básicamente, se verá como al aumentar el número de Reynolds se produce un desplazamiento hacia la parte

anterior del obstáculo del punto de despegue de la capa friccional a la vez que la región de recirculación aumenta de tamaño. Asimismo decir que se analizará este régimen tan sólo de forma general, debido a que nuestro interés se centra principalmente en el proceso de desprendimiento de remolinos.

4.1.1 Formulación del problema

El problema a analizar consistirá en estudiar como se perturba un flujo uniforme constante que incide sobre un semicilindro a medida que va aumentando el número de Reynolds. Al igual que Becker (1991) se supondrá que se desarrollan capas horizontales de Ekman. En este sentido, más adelante se verá que ello no comportará ninguna diferencia cualitativa mientras no se utilice la condición de contorno modificada en el presente trabajo (38). La única diferencia será de tipo cuantitativo y vendrá proporcionada por el término de amortiguamiento de vorticidad (17).

A lo largo de los distintos experimentos numéricos de este apartado se ha integrado la ecuación de balance de vorticidad reparametrizada del modo que se indica en Becker (1991).

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \lambda \left(u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right) = -\zeta + \delta^2 \nabla_h^2 \zeta \quad (44)$$

donde

$$\lambda = \text{Re} \frac{E_H}{4E_H^{1/2}} = \frac{\varepsilon}{2E_H^{1/2}} \quad (45)$$

$$\delta = D \left(\frac{1}{2} E_H^{1/2} \right)^{1/2} \quad (46)$$

Esta parametrización tiene como objetivo que el número de Reynolds pondere los términos advectivos (no lineales) y poder así considerar el caso $\text{Re} = 0$. En lo que respecta a las condiciones de contorno, se han tomado las condiciones indicados en las ecuaciones (40), (41), (42) y (43).

Asimismo, con el objeto de estudiar la estructura fina de la capa friccional se ha recurrido a una transformación de Kutta-Zhukhosvsky para adaptar la malla de

integración al semicilindro. El ajustar la malla al contorno irregular de Gran Canaria hubiera requerido generar la transformación conforme numéricamente lo que acarrea una complejidad desproporcionada a los objetivos de este trabajo.

4.1.2 Desarrollo de la región de recirculación.

En la Figura 37 se ilustra como se modifican las líneas de corriente y de isovorticidad a medida que se aumenta el valor del número de Reynolds ($\lambda = 0$, $\lambda = 1$, $\lambda = 4$).

Un primer punto a destacar es que tanto a partir de la evolución de la estructura de las líneas de corriente como de isovorticidad (Figura 37), se aprecia como para valores de λ superiores a la unidad, se produce el desprendimiento de la capa friccional mientras que para valores menores permanece adherida al obstáculo. Asimismo, y como consecuencia directa de esto último, a medida que se aumenta el número de Reynolds (crece λ), la región de recirculación situada inmediatamente detrás del obstáculo va creciendo por lo que aumenta la distancia entre el obstáculo y el punto donde las líneas de corriente vuelven a contactar la línea de crujía. Ambas circunstancias coinciden plenamente con resultados hallados por otros autores tanto de forma analítica (Barcilon, 1970; Burkmaster, 1971; Walker y Sterwartson, 1972), como experimental (Boyer, 1970, Boyer y Davies, 1982), y numérica (Smith, 1979; Matsuura y Yamagata, 1985; Page 1985,1987; Becker, 1991).

En el caso de $Re = 0$, ($\lambda = 0$), las líneas de corriente son perfectamente simétricas con respecto a ambos lados del semicilindro, y de aspecto muy similar al del flujo potencial alrededor de un cilindro (Figura 37a). En la figura correspondiente a las líneas de isovorticidad (Figura 37d), se aprecia que estas se concentran en la capa límite (capa friccional) y tan sólo una pequeña porción se difunde hacia el fluido interior. Al aumentar el número de Reynolds ($\lambda = 1$), aunque las líneas de flujo pierden apenas su simetría (Figura 37b), las líneas de isovorticidad han sufrido un cierta advección aumentado notablemente la anchura de la capa límite en la mitad posterior del obstáculo. Esto puede justificarse porque el término advectivo viene ponderado por el número de Reynolds siendo directamente proporcional a éste. De esta forma, si $Re = 0$, la advección de vorticidad es nula, y a medida que éste aumenta, la vorticidad se transporta a sotacorriente con mayor intensidad (Figura 37d, 37e y 37f). Para $\lambda = 4$ se puede advertir como la capa límite ya se ha desprendido del obstáculo y se forma una burbuja de separación en la parte posterior del obstáculo que definirá la región de recirculación

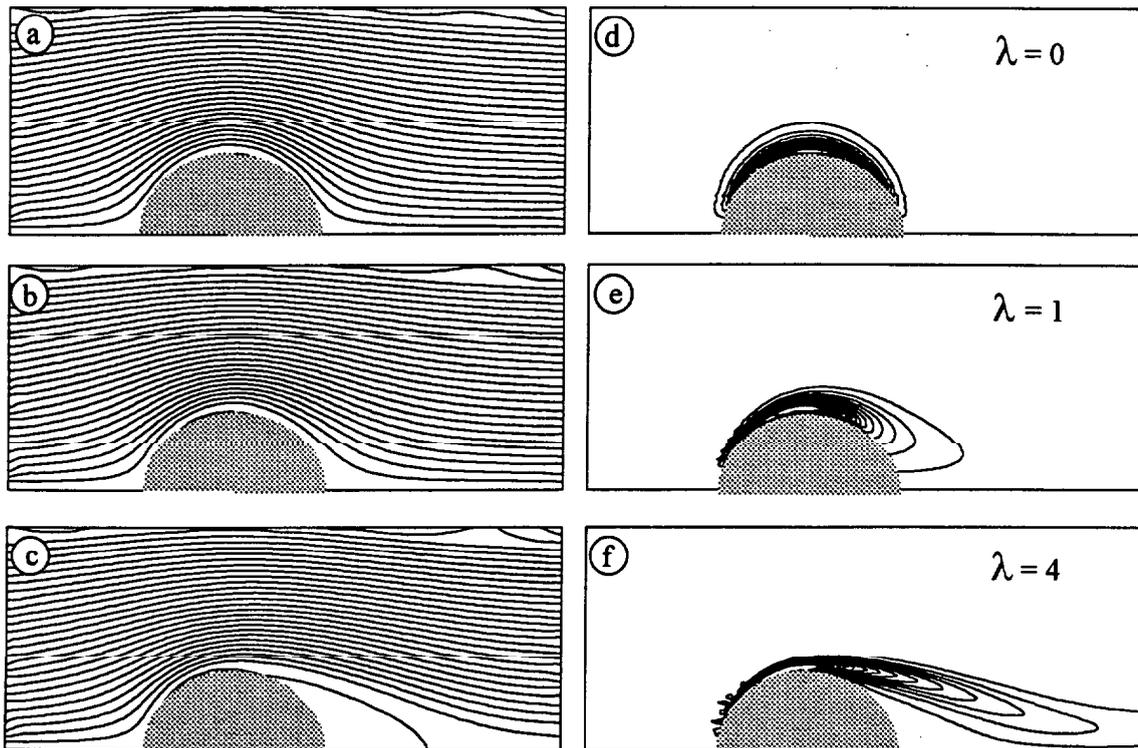


Figura 37. Evolución de las líneas de corriente (gráficas a, b y c) y de las líneas de isovorticidad (gráficas d, e y f) para $\delta = 0.1$, en función de distintos valores del parámetro λ .

(Figuras 37c y 37f) y que irá creciendo con el número de Reynolds.

En el caso del contorno irregular de Gran Canaria también puede apreciarse el aumento de la longitud de la región de recirculación con el número de Reynolds. Para $Re = 1$, la líneas de flujo aparecen totalmente adheridas al obstáculo (Figura 35a). Al aumentar el número de Reynolds ($Re = 20$, Figura 35b), detrás del obstáculo aparece perfectamente definida la región de recirculación estructurada por dos remolinos estacionarios simétricos que giran en sentidos opuestos. Al seguir aumentado el número de Reynolds ($Re=38$, Figura 35c), el crecimiento de los anteriores remolinos provoca un aumento paralelo de la región de recirculación.

4.1.3 Desplazamiento del punto de despegue de la capa friccional

Otros de los efectos que se produce al aumentar la velocidad del flujo incidente es el desplazamiento hacia barcorriente del punto de despegue de la capa friccional. Si el flujo se separa del obstáculo, el punto de separación o despegue puede determinarse teniendo en cuenta que en el obstáculo el valor de la cizalladura en la superficie del cilindro, τ , será nulo (en $y = f(x)$ que define la forma del obstáculo, la función de

corriente toma el valor 0),

$$\tau = \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{\text{obstáculo}} \quad (47)$$

donde, u , es la velocidad tangencial al contorno. De esta forma, una vez producida la separación, el gradiente de velocidad normal al contorno será de signo opuesto al calculado antes de la separación.

En la Figura 38 se muestra la evolución de la cizalladura a lo largo de la superficie del semicilindro para distintos rangos del parámetro λ . Para $\lambda = 0$ ($Re = 0$), la curva de cizalladura es simétrica respecto al eje así como la de menor orden de magnitud. A medida que se va aumentando el número de Reynolds (aumentando el parámetro λ), el valor máximo de la cizalladura aumenta debido a que la anchura de la capa límite en la parte anterior del obstáculo va disminuyendo (Figura 37d, 37e y 37f).

En la parte de sotacorriente la pauta evolutiva es totalmente distinta, a medida que aumenta el número Reynolds, va disminuyendo la cizalladura para hacerse negativa cuando el parámetro λ alcanza los valores de 4 y 8 (Figura 38), debido a la separación de la capa friccional del obstáculo. Asimismo, el punto de separación que viene definido por la intersección de las curvas correspondientes a $\lambda = 4$ y $\lambda = 8$, con el eje de las abscisas se traslada hacia barcorriente. De esta forma, al aumentar el número de Reynolds, por un lado aumenta el tamaño de la burbuja de separación (región de recirculación) y, por otro, el punto de separación se desplaza hacia barcorriente.

Asimismo, en la Figura 38 se comparan las curvas de cizalladura obtenidas en base a nuestras simulaciones con las obtenidas por Becker (1991). Se advierte que son prácticamente idénticas a excepción de la presencia de una pequeña inflexión para $\lambda = 8$. Esta es causada por una pequeña inestabilidad numérica que aparece en la parte frontal de la malla, justo en la parte de barcorriente del obstáculo (Figura 37f), debido a que en esta zona del dominio, la resolución es más grosera. Becker (1991), soluciona este problema comprimiendo la malla.

Como los resultados de Becker (1991) concuerdan bastante bien con resultados experimentales (Boyer, 1970; Boyer y Davies, 1982), se puede decir que el comportamiento de nuestro modelo en el caso del régimen estacionario es bastante aceptable.

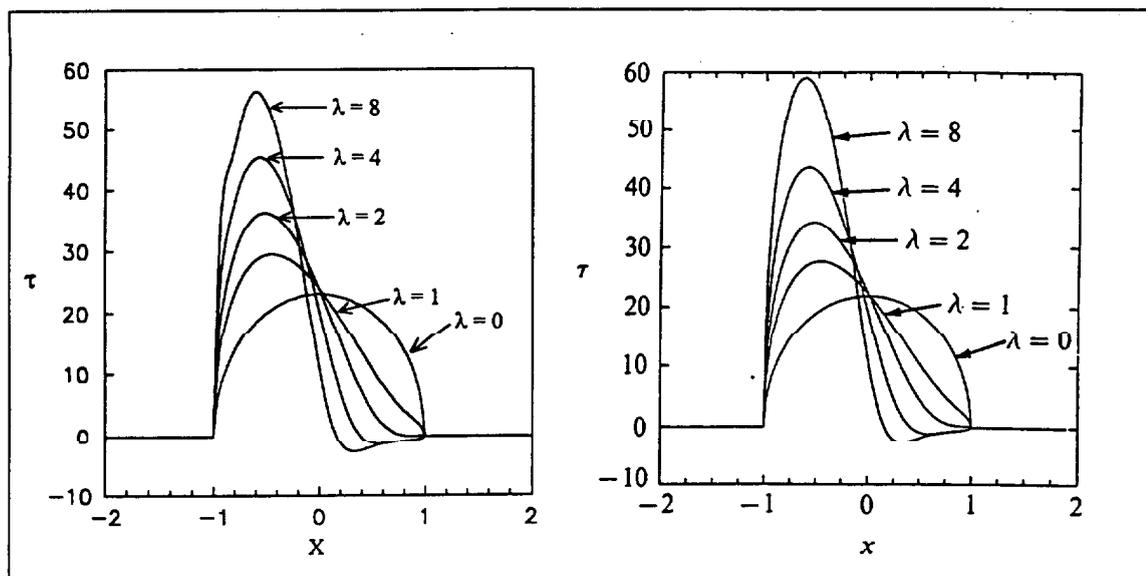


Figura 38. Variación de la cizalladura, τ , a lo largo de un semicilindro para varios valores del parámetro λ y $\delta = 0.1$. En la gráfica de la izquierda se muestran los resultados de nuestras simulaciones numéricas y en la mitad derecha los resultados de Becker (1991).

4.2 Régimen periódico: desprendimiento de remolinos

Para estudiar este régimen se ha vuelto a integrar numéricamente, para distintos valores del número de Reynolds el, conjunto de ecuaciones indicadas en la sección 3.1 .

En general, los resultados experimentales y numéricos muestran que cuando se alcanzan números de Reynolds superiores a 40 se produce una pérdida de asimetría de la estela (Figura 35d); para posteriormente, a números de Reynolds superiores, producirse el sucesivo desprendimiento de remolinos de ambos lados del obstáculo (Figura 35e), perdiendo el flujo su carácter estacionario y adoptando un régimen periódico (Figura 36).

Debido a que nuestro interés se centra en el proceso de generación y desprendimiento de remolinos se estudiará el régimen periódico con más detalle que el estacionario. En primer lugar, se analizarán los factores detonantes del desprendimiento. A continuación, se definirán una serie de parámetros (coeficiente de arrastre, coeficiente de sustentación y frecuencia de Strouhal), que ayudarán a caracterizar tanto la evolución temporal del proceso de desprendimiento de remolinos, cómo la sensibilidad de éste al número de Reynolds y, finalmente, se analizará como se modifica la estructura de la calle de remolinos al variar el número de Reynolds.

4.2.1 Detonantes del desprendimiento de remolinos

En condiciones controladas en laboratorio, se ha podido observar que, al aumentarse por encima de 40 el número de Reynolds, se produce la pérdida de simetría de la estela debido a que las inestabilidades del flujo ya no son amortiguadas. El crecimiento de dichas inestabilidades provocará el desprendimiento del obstáculo de remolinos, generándose la consiguiente calle de remolinos a sotacorriente del obstáculo.

En condiciones de laboratorio siempre se producen efectos desestabilizadores del flujo, la pérdida de simetría y posterior desprendimiento de remolinos puede explicarse debido a la presencia de múltiples fuentes de perturbaciones en el modelo físico; flujo incidente no uniforme, irregularidad de las condiciones de contorno como por ejemplo la rugosidad de éste, introducción de perturbaciones artificiales en el experimento como por ejemplo haciendo vibrar el obstáculo, etc.... Evidentemente, en los fluidos geofísicos la desestabilización del flujo se producirá de forma espontánea debido a su fuerte carácter turbulento.

En el caso de las simulaciones numéricas, los anteriores efectos desestabilizadores se hallan ausentes. La desestabilización del flujo se produce de forma artificial debido al crecimiento de las perturbaciones numéricas implícitas a todo esquema numérico. De hecho, en determinados experimentos numéricos donde el obstáculo es perfectamente simétrico y la malla se adapta perfectamente a él, se logra eliminar apreciablemente este tipo de perturbaciones numéricas incluso para $Re = 1000$, consiguiéndose alcanzar el estado estacionario después de un periodo de transición más o menos largo (Martínez, 1979; Braza *et al.*, 1986). En este tipo de simulaciones la perturbación se introduce de forma controlada haciendo, por ejemplo, rotar el obstáculo primero en un sentido y luego en el contrario (Braza *et al.*, 1986). En nuestro caso, la asimetría del obstáculo y la fuerte irregularidad del contorno (Figura 44a), proporcionarán suficientes fuentes de perturbaciones numéricas como para no tener que introducirlas artificialmente.

El parámetro que controla el crecimiento o no de las perturbaciones numéricas es el número de Reynolds. Ello se debe a que el número de Reynolds pondera de modo inverso los términos de difusión, que numéricamente actúan a modo de filtro de paso bajo (para una determinado paso de malla), filtrando las altas frecuencias. El filtraje será tanto mayor cuanto menor sea el número de Reynolds. En determinados modelos oceánicos de circulación general donde, debido a su costo computacional, no se pueden adoptar pasos de malla lo suficientemente pequeños, el término difusivo se formula de

forma artificiosa a través de un operador biarmónico y no laplaciano (Holland, 1978; Holland *et al.*, 1983) debido a que este último filtra con mayor intensidad las altas frecuencias sin afectar en demasía las bajas. Una solución alternativa al operador biarmónico (Robinson y Walstad, 1987), es utilizar cada n iteraciones un filtro de Shapiro (Shapiro, 1970).

4.2.2 Descriptores de la evolución del flujo

La forma clásica de comparar los resultados experimentales con la simulaciones numéricas para un determinado rango de números de Reynolds es analizar tanto el valor medio como la evolución temporal del coeficiente de arrastre y el coeficiente de sustentación.

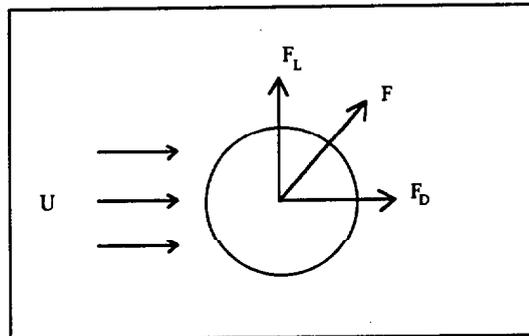


Figura 39. Fuerza de sustentación, F_L , y fuerza de arrastre, F_D

El coeficiente de arrastre, C_D , cuantifica la resistencia que ofrece el obstáculo al flujo y se obtiene como resultado de adimensionalizar la componente, paralela al flujo incidente, de la fuerza que el flujo ejerce sobre el obstáculo, F_D (Figura 39).

$$C_D = \frac{F_D}{\rho U^2 L} = \int_{obs} \tau dl \quad (48)$$

Para el cálculo de la fuerza de arrastre se ha integrado a lo largo del contorno sólido el valor de la cizalladura (47).

El coeficiente de sustentación, C_L , surge como resultado de adimensionalizar la componente, perpendicular al flujo incidente, de la fuerza que el flujo ejerce sobre el obstáculo, F_L . De esta forma, cuantifica la fuerza de sustentación que se ejerce sobre el obstáculo.

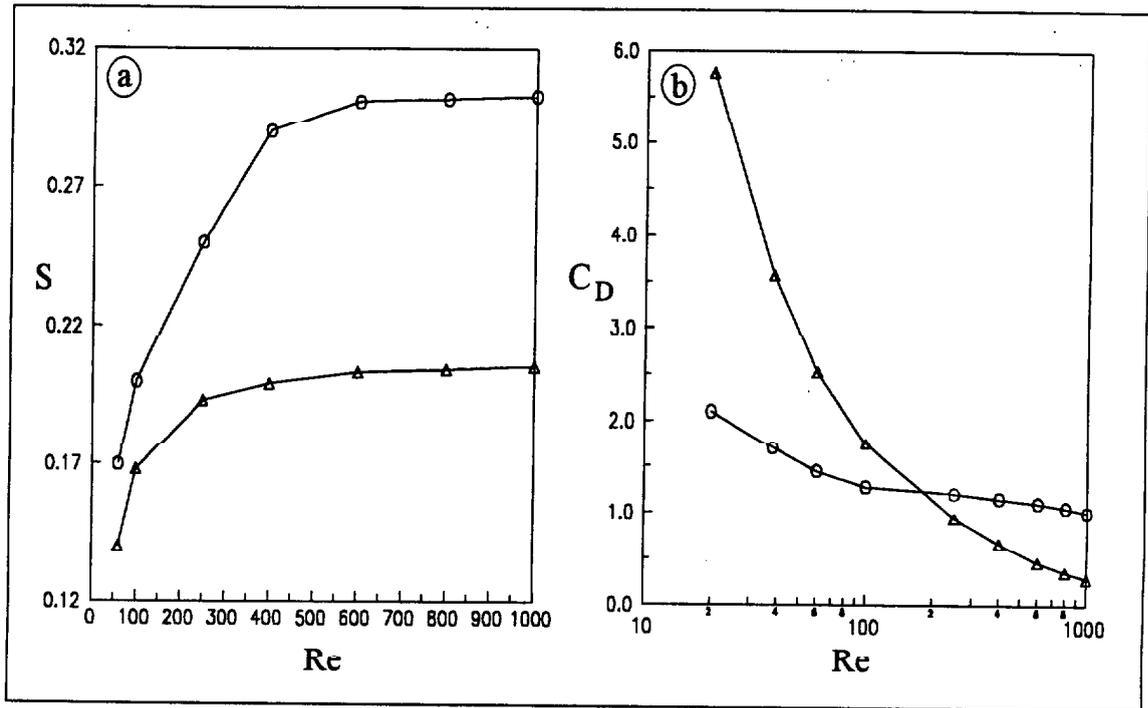


Figura 40. Variación de la frecuencia de Strouhal, S (Figura 40a), y del coeficiente de arrastre, C_D (Figura 40b), en función de Re. En ambas gráficas, se comparan datos experimentales obtenidos por Roshko (1954) para el caso de un cilindro (Δ), y datos numéricos obtenidos apartir de las simulaciones de nuestro modelo para el caso de la Isla de Gran Canaria (O).

$$C_L = \frac{F_D}{\rho U^2 L} = \iint \zeta \vec{k} \cdot d\vec{A} \quad (49)$$

La fuerza de sustentación se obtiene aplicando el teorema de Kutta-Zhukhowsky (Kundu, 1990) y, por lo tanto, calculando la circulación alrededor del obstáculo, mediante la integración del flujo de vorticidad a través del área definida por éste (aplicando el teorema de Stokes). De esta forma, el coeficiente de sustentación también cuantificará la producción de vorticidad en el contorno sólido del obstáculo.

Otro importante parámetro para describir la evolución del flujo para distintos rangos del número de Reynolds, es la frecuencia de Strouhal, S, que cuantifica de forma adimensional la frecuencia, f, con la que se desprenden los remolinos del obstáculo.

$$S = \frac{f L}{U} \quad (50)$$

Para el cálculo de S, se han analizado las fluctuaciones periódicas del coeficiente de sustentación (Figura 41a).

A continuación, se analizará la sensibilidad al número de Reynolds del coeficiente de arrastre medio, del coeficiente de sustentación y de la frecuencia de Strouhal, contrastándolos con resultados experimentales. Asimismo, se verá que tanto el coeficiente de sustentación como el de arrastre sufren oscilaciones periódicas debido al proceso de desprendimiento de remolinos.

4.2.3 Sensibilidad al número de Reynolds del coeficiente de arrastre medio y de la frecuencia de Strouhal

Experimental y numéricamente se ha comprobado que al aumentar el número de Reynolds se modifica la resistencia del obstáculo al flujo, con lo que se modificará a su vez el coeficiente de arrastre medio. Asimismo, se ha observado como la frecuencia de desprendimiento de los remolinos aumenta con el número de Reynolds.

En la Figura 40 se muestra la variación de la frecuencia de Strouhal (Figura 40a), y del coeficiente de arrastre medio (Figura 40b), para distintos números de Reynolds obtenidas a partir de nuestras simulaciones numéricas con el contorno de la Isla de Gran Canaria. Asimismo, se comparan ambos parámetros con los valores obtenidos experimentalmente por Roshko (1954), para el caso de un cilindro.

Las curvas de evolución de la frecuencia de Strouhal (numérica y experimental) indican que ésta aumenta con el número de Reynolds (Figura 40a). De esta forma, cuanto mayor sea la velocidad del flujo incidente tanto mayor será la frecuencia de desprendimiento de los remolinos. Sin embargo esta relación no es lineal y el aumento se produce inicialmente de forma rápida ($Re = 60-300$) para posteriormente ir convergiendo asintóticamente hacia el valor de 0.30, para el caso numérico de Gran Canaria, y de 0.21 para el caso experimental del cilindro.

Aunque cualitativamente las anteriores curvas son coincidentes existe una clara diferencia cuantitativa, siendo más altos los valores de la frecuencia de Strouhal en el caso donde el obstáculo pretende aproximarse al contorno de Gran Canaria que en el caso experimental donde el obstáculo es un cilindro. Esta divergencia es perfectamente admisible, ya que la frecuencia de Strouhal depende de la forma del obstáculo, y aumenta con la irregularidad de éste. De esta forma, la comparación cuantitativa no es del todo procedente al tratarse de dos obstáculos de geometría distinta.

Las curvas de evolución del coeficiente de arrastre en función del número de

Reynolds (Figura 40b), indican que cuanto mayor sea el número de Reynolds menor será la resistencia del obstáculo al flujo y por lo tanto menor el coeficiente de arrastre. Al igual que en el caso de la frecuencia de Strouhal, existe una marcada diferencia cuantitativa entre ambas curvas atribuible a la diferente geometría de ambos obstáculos. Cabe pensar que la forma irregular de Gran Canaria producirá una mayor resistencia que un cilindro.

4.2.4 Coeficiente de sustentación y producción de vorticidad

Una característica importante del coeficiente de sustentación es que este cuantifica la producción de vorticidad por parte del obstáculo. Ello es debido a que su valor es función de la circulación alrededor del obstáculo (47). Esta circunstancia será determinante a la hora de analizar los efectos de las capas de Ekman horizontales sobre la producción de vorticidad.

En la Figura 41a, se muestra la evolución del coeficiente de sustentación a lo largo de tiempo para el caso de $Re = 250$. Del análisis global de esta figura se pueden extraer dos características principales en lo que respecta al proceso de producción de vorticidad por parte del obstáculo. Por un lado, después de un periodo inicial de transición se establece un régimen periódico cuyas oscilaciones, alrededor del valor medio, son notablemente regulares. Por otro lado, dicho valor medio es negativo indicando, que en media, el obstáculo produce más vorticidad negativa (anticiclónica) que positiva (cyclónica). Como se verá a continuación, las oscilaciones son debidas al desprendimiento alternativo del obstáculo de vórtices ciclónicos y anticiclónicos. Asimismo, el valor negativo de la media es debido a la asimetría del obstáculo. En este sentido, en experimentos realizados con obstáculos simétricos, como es el caso de un cilindro, se ha comprobado que el coeficiente de sustentación medio es nulo (Braza *et al*, 1986).

1- Coeficiente de sustentación y desprendimiento de vórtices

Con el objetivo de estudiar con más detalle la relación entre el proceso de desprendimiento de vórtices y su relación con la oscilación del coeficiente de sustentación, conviene analizar conjuntamente la evolución a lo largo de un ciclo completo de la estructura de las líneas de trazador/isovorticidad y el coeficiente de sustentación.

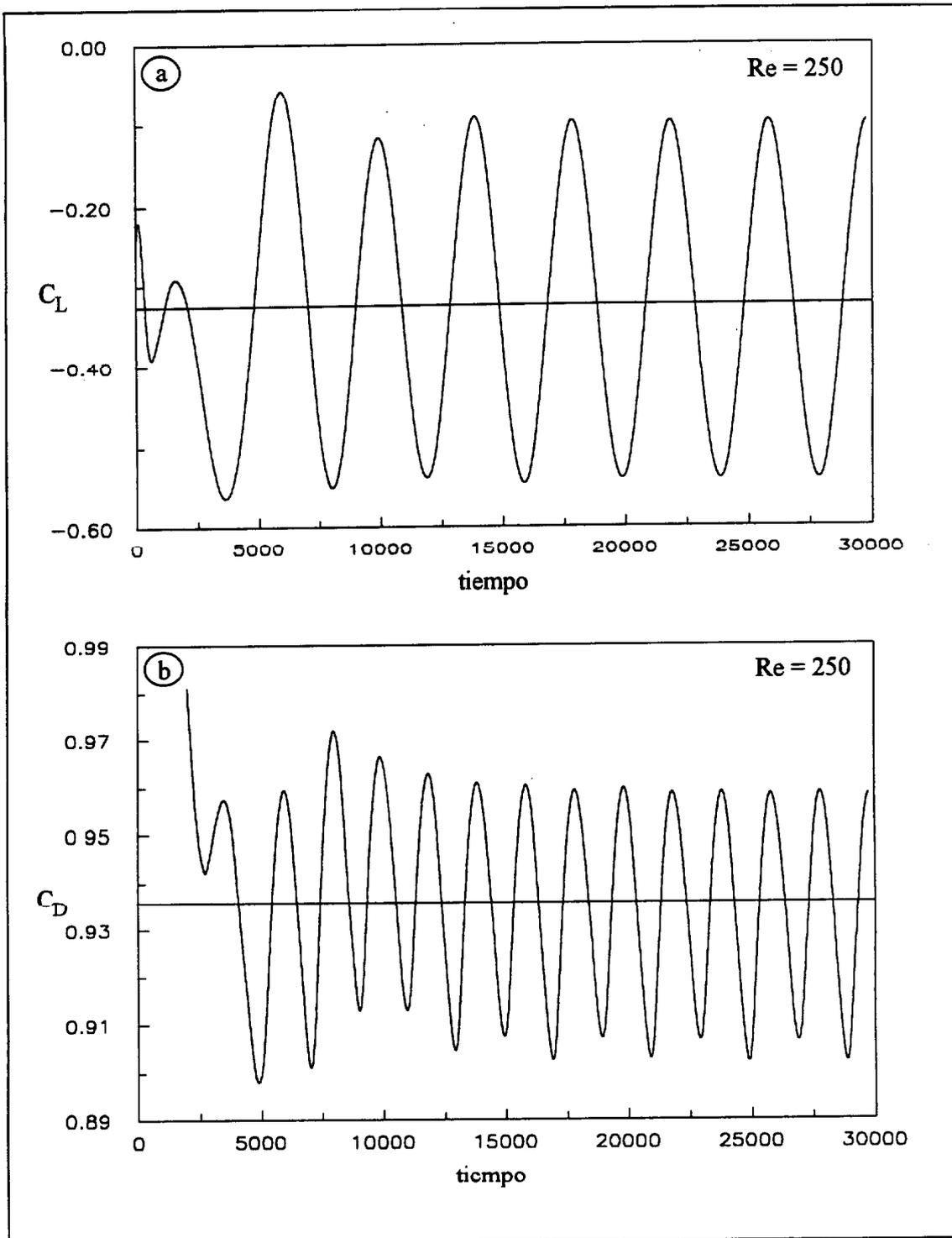


Figura 41. Evolución a lo largo del tiempo de los coeficientes de sustentación, C_L (Figura 41a), y de arrastre, C_D (Figura 41b), para $Re = 250$. El tiempo es adimensional y se corresponde con la iteraciones del modelo numérico aplicado a la Isla de Gran Canaria.

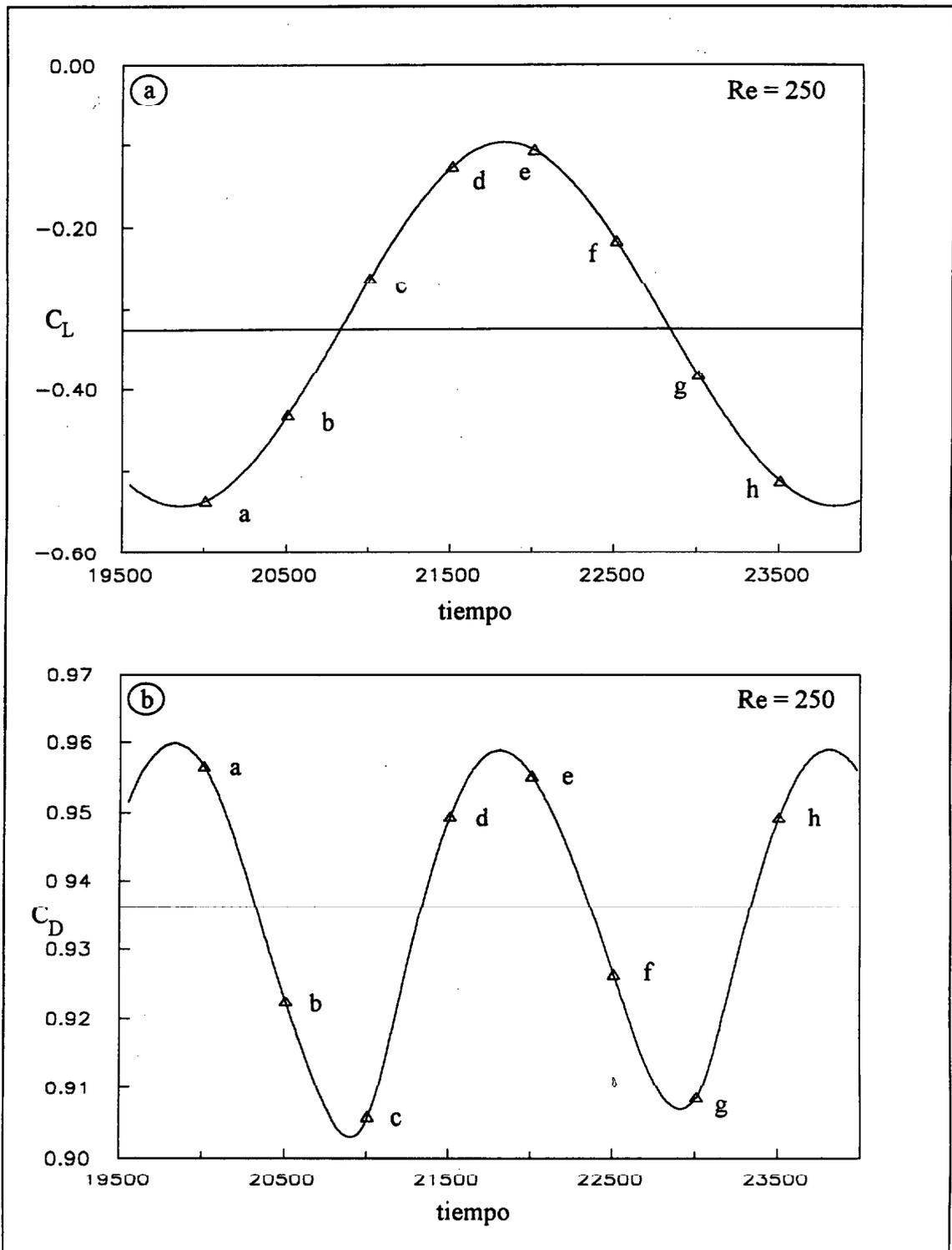


Figura 42. Evolución del los coeficientes de sustentación, C_L (Figura 42a), y arrastre, C_D (Figura 42b), a lo largo de un ciclo completo de desprendimiento de remolinos para $Re = 250$. Esta figura es una parte de la Figura 41 ampliada. Los triángulos (Δ), indican el instante del ciclo correspondiente a las distintas secuencias de la Figura 43 y la Figura 45. Las letras al lado de los triángulos se corresponden con las etiquetas de las secuencias de dichas figuras.

En la Figura 42a, que es una ampliación de la Figura 41a, se representa un ciclo completo de oscilación del coeficiente de sustentación. Por otro lado, en la Figura 43 se muestra la evolución de las líneas de trazador y las líneas de isovorticidad durante dicho ciclo. Cada secuencia de esta figura están separadas por $1/8$ de periodo y su valor correspondiente del coeficiente de sustentación viene marcado en la curva de evolución de la Figura 42, por un símbolo en forma de triángulo. Asimismo, cabe decir que, aunque sean coincidentes, se han representado conjuntamente las líneas de trazador y de isovorticidad para tener tanto una visión cuantitativa como cualitativa del proceso.

A través de las distintas secuencias de la Figura 43 se pueden apreciar como durante la primera mitad del ciclo se desprende un vórtice anticiclónico de la parte izquierda del obstáculo (Figuras 43a, 43b, 43c y 43d) mientras que, paralelamente, en su parte derecha se produce la génesis de un vórtice ciclónico. De esta forma, debido a la paulatina génesis del vórtice ciclónico, durante la primera mitad del ciclo tendrá lugar una sobreproducción de vorticidad positiva (ciclónica) por parte del obstáculo. Esta sobreproducción de vorticidad positiva queda plasmada en la curva de evolución del coeficiente de sustentación que partiendo de un mínimo en la iteración correspondiente a la primera secuencia ($t=0$), va creciendo hasta alcanzar un máximo en el instante de tiempo correspondiente a la secuencia de la primera mitad del ciclo ($t = T/2$).

Durante la segunda mitad del ciclo, se producirá el desprendimiento del vórtice ciclónico y tendrá lugar la génesis de un nuevo vórtice anticiclónico (Figuras 43e, 43f, 43g, 43h), con lo que la producción de vorticidad por parte del obstáculo será cada vez más negativa. En concordancia, la curva de evolución del coeficiente de sustentación va decreciendo a partir del máximo marcado por el desprendimiento del vórtice anticiclónico ($t = T/2$), hasta el valor mínimo marcado por el desprendimiento del vórtice ciclónico ($t = T$). De esta forma, si se parte de un mínimo, a lo largo de un ciclo completo de oscilación se produce el desprendimiento alternativo de un vórtice anticiclónico del lado izquierdo del obstáculo y de uno ciclónico de su lado derecho. Por ello, el periodo de oscilación del coeficiente de sustentación indica el tiempo que transcurre entre el desprendimiento de dos vórtices del mismo signo y su inversa es, por definición, la frecuencia de Strouhal.

Como el coeficiente de sustentación cuantifica la producción de vorticidad por parte del obstáculo, cuanto mayor sea ésta, mayor será la amplitud de sus oscilaciones. En este sentido se compara la amplitud correspondiente a $Re = 100$ (Figura 36d) con la correspondiente a $Re = 250$ (Figura 43a), se advierte como ésta crece con el número

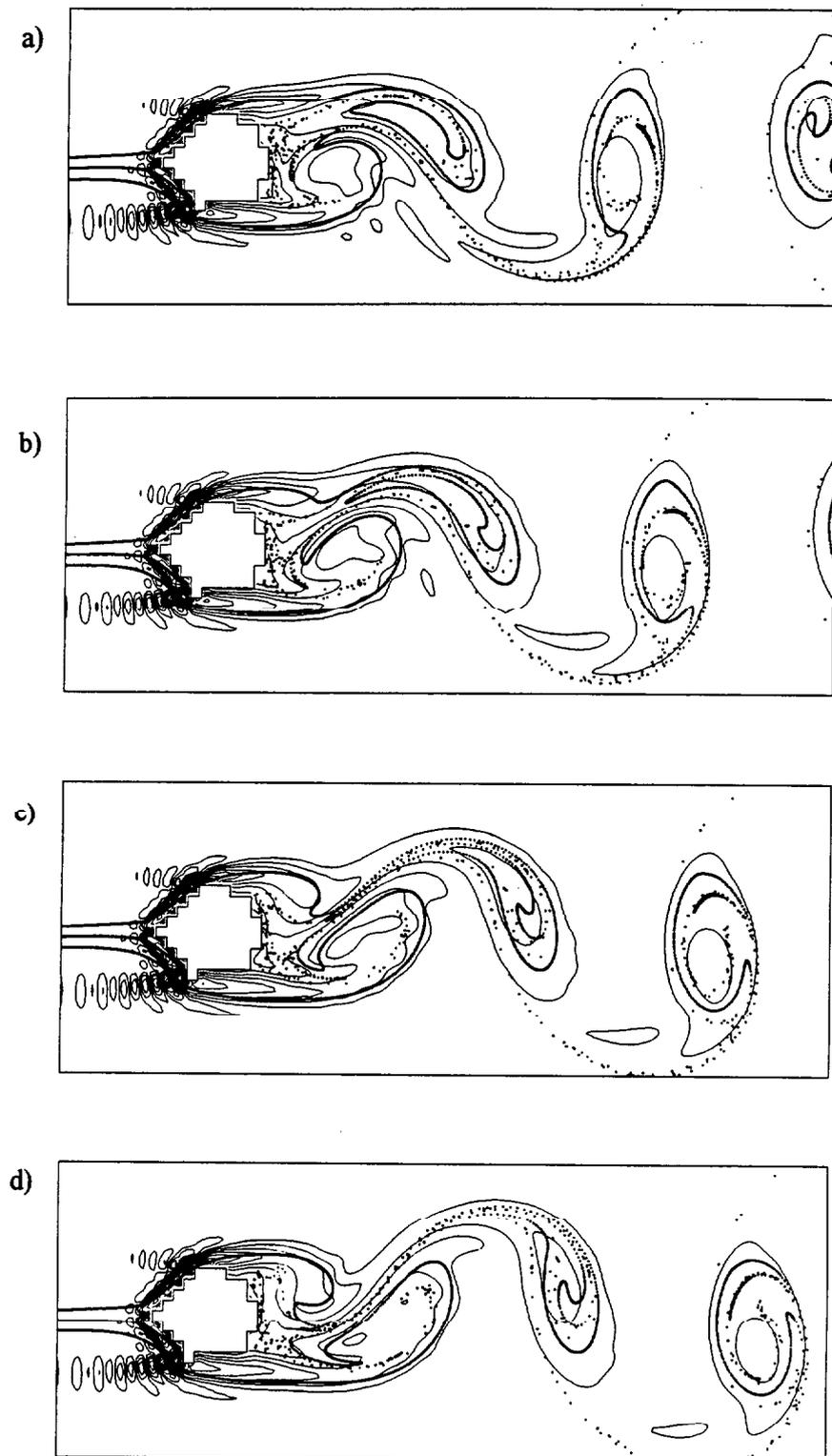


Figura 43. Desprendimiento de remolinos de líneas de trazador (trazos gruesos) y de vórtices a lo largo de un ciclo completo para $Re=250$. Las distintas secuencias están separadas aproximadamente $1/8$ de periodo y se corresponden con los instantes de tiempo indicados en la Figura 42a. Asimismo, notar las coincidencia entre las líneas de trazador y las de isovorticidad.

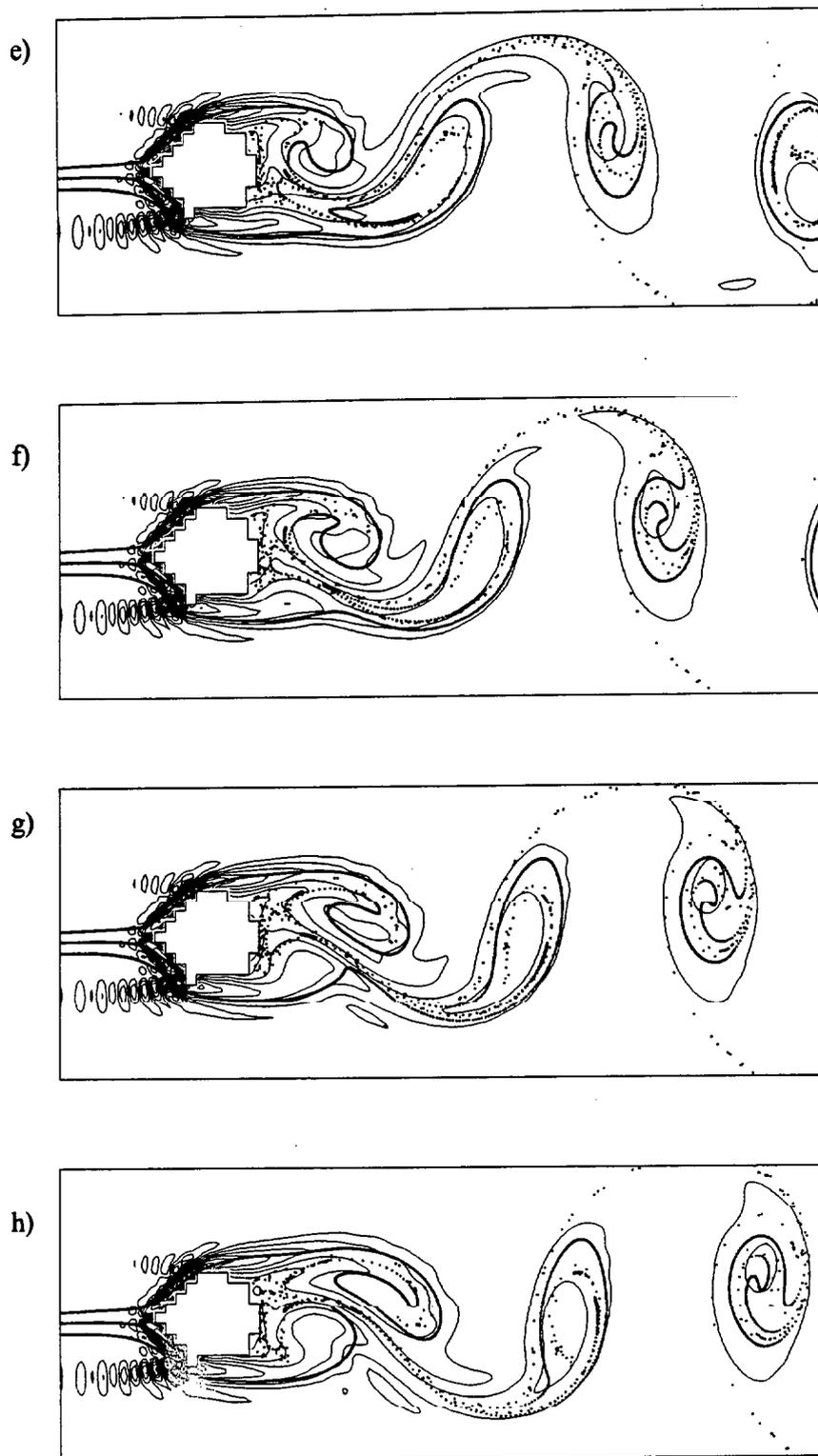


Figura 43. Continuación.

de Reynolds. De esta forma, al aumentar el número de Reynolds aumenta la producción periódica de vorticidad por parte del obstáculo y, por lo tanto, como se analizará más adelante, la intensidad de los vórtices que se desprenden del obstáculo.

2- Coeficiente de sustentación y vorticidad medios

Como ya se ha adelantado, el valor medio negativo alrededor del cual oscila el coeficiente de sustentación viene determinado por la geometría del obstáculo. De esta forma, en media, la producción de vorticidad es negativa debido a una mayor producción por parte de la mitad izquierda del obstáculo que por la derecha.

En la Figura 44 se ilustra la evolución, durante un ciclo completo, de la vorticidad a lo largo del contorno sólido del obstáculo. De la inspección de esta figura se pueden destacar dos hechos principales. Por un lado, si se comparan las curvas correspondientes al lado izquierdo (Figura 44b), con las del derecho (Figura 44c), aunque se aprecia cierta simetría, existe en media una mayor producción de vorticidad en el lado izquierdo que en el derecho. Por otro lado, se observa que tan sólo existe una variabilidad temporal apreciable de vorticidad en la mitad posterior del obstáculo. Combinando estas dos circunstancias se puede ver como el factor responsable del exceso, en media, de producción de vorticidad negativa, es la asimetría del obstáculo sobre todo en lo que respecta a su mitad delantera (desde la posición 1 a la 8).

Otro aspecto significativo de la variación de la vorticidad a lo largo del obstáculo es la forma en dientes de sierra de las curvas de vorticidad en su parte delantera (Figura 44b). Ello es imputable a la presencia de numerosas esquinas cóncavas que provocan un estancamiento del flujo. Asimismo, aunque la fuerte irregularidad del contorno puede introducir cierta inestabilidad numérica en el flujo, ésta tendrá un carácter estacionario y no perturbará el proceso de desprendimientos de vórtices. Esto puede verse a lo largo de las secuencias de la Figura 43, donde se puede apreciar como a partir de los dos salientes delanteros del obstáculo (posiciones 8 derecha y 9 izquierda) se desarrollan unas pequeñas inestabilidades que progresan hacia el contorno entrante pero manteniéndose estacionarias y no siendo transportadas hacia sotacorriente. Una manera de suprimirlas sería potenciando el filtraje numérico, aumentando la resolución espacial, lo que conllevaría un excesivo coste computacional sin un beneficio aparente en cuanto al estudio del proceso de desprendimiento de remolinos. De hecho, al disminuir el número de Reynolds ($Re = 100$, Figura 48) estas inestabilidades sufren un fuerte filtraje.

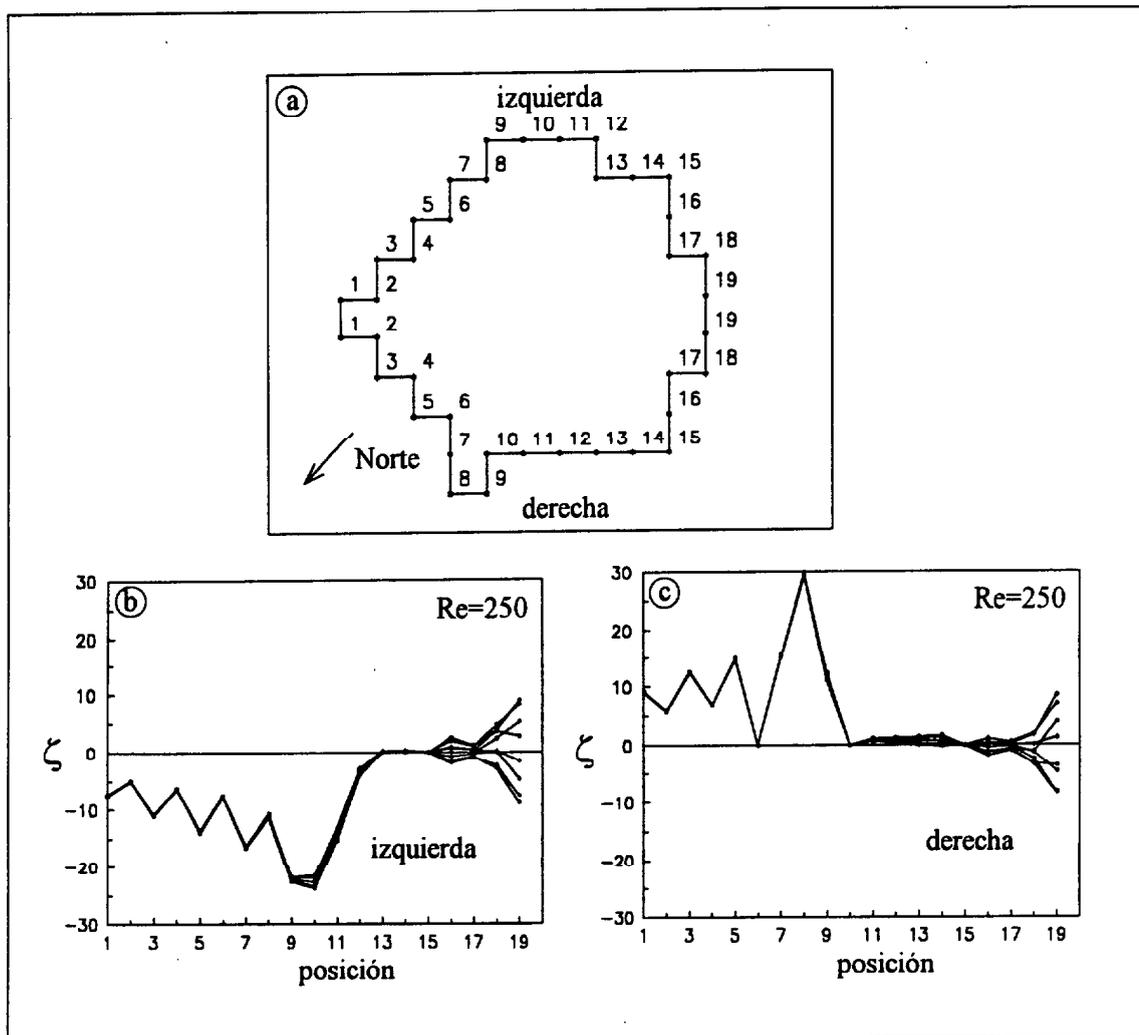


Figura 44. Distribución de vorticidad, ζ , alrededor del obstáculo (Gran Canaria) en los instantes de tiempo señalados en la Figura 42a, para $Re = 250$. En la parte superior se representa la Isla de Gran Canaria discretizada cada 5.4 km y se indican las distintas posiciones donde se tomó la vorticidad.

4.2.5 Coeficiente de arrastre y cizalladura

El coeficiente de arrastre cuantifica la resistencia que ofrece el obstáculo al flujo. Por lo tanto, su valor medio será función tanto de la intensidad del flujo incidente (número de Reynolds), como de la geometría del obstáculo. Asimismo, al ser función de la cizalladura su evolución dependerá del campo de velocidad y no del campo de vorticidad.

Al igual que en el caso del coeficiente de sustentación, la curva de evolución del coeficiente de arrastre presenta un fuerte carácter periódico transcurrido un periodo

inicial, oscilando de forma bastante regular alrededor de su valor medio (Figura 41b). Sin embargo, se pueden apreciar dos diferencias principales con respecto a la evolución del coeficiente de sustentación (Figura 41a). La primera y más aparente, la constituye el hecho de que la frecuencia de oscilación es justamente el doble que la correspondiente al coeficiente de sustentación. Como se verá con más detalle, esta circunstancia responde a que las oscilaciones del coeficiente de arrastre son debidas al desprendimiento de vortex (remolinos del campo de velocidad) y no al desprendimiento de vórtices (remolinos del campo de vorticidad). La segunda diferencia, se debe a que el modo de oscilación no es tan regular como en el caso del coeficiente de sustentación y presenta una cierta modulación. Relacionado con esto último, se puede también advertir como el periodo transitorio es más largo que el correspondiente al coeficiente de sustentación. Estos hechos son debidos a la mayor sensibilidad del coeficiente de arrastre (campo de velocidad), a las perturbaciones del flujo y a la asimetría del obstáculo.

1- Coeficiente de arrastre y desprendimiento de vortex

La evolución del coeficiente de arrastre y su relación con el proceso de desprendimiento de vortex no es tan evidente como para el caso del coeficiente de sustentación. Para su análisis, se va a acudir a la evolución conjunta a lo largo de dos ciclos completos del coeficiente de arrastre y de las líneas de corriente. En este sentido, en la Figura 42b, que se corresponde con una ampliación de la Figura 41b, se representan dos ciclos completos de oscilación del coeficiente de arrastre. Por otro lado, en la Figura 45 se muestra la evolución de las líneas de corriente a lo largo de ambos ciclos. Asimismo, conviene recordar que la frecuencia de oscilación del coeficiente de arrastre es justo el doble que la correspondiente al coeficiente de sustentación.

A lo largo de las secuencias correspondientes al primer ciclo de oscilación (Figuras 45a, 45b, 45c y 45d), se observa como un vortex ciclónico es inyectado hacia la estela produciéndose, paralelamente, la génesis de un vortex anticiclónico en la parte posterior izquierda del obstáculo. Este vortex anticiclónico será inyectado hacia la estela durante el segundo ciclo, a la vez que se producirá la génesis de un nuevo vortex ciclónico en la parte derecha del obstáculo (Figuras 45e, 45f, 45g y 45h). De esta forma, durante el primer ciclo de oscilación (Figura 42b), se producirá el desprendimiento de un vortex ciclónico y durante el segundo, el desprendimiento de un vortex anticiclónico.

La razón de la doble oscilación en lugar de una como en el caso del coeficiente de sustentación, ha de buscarse en la estructura fina de las líneas de corriente en la mitad

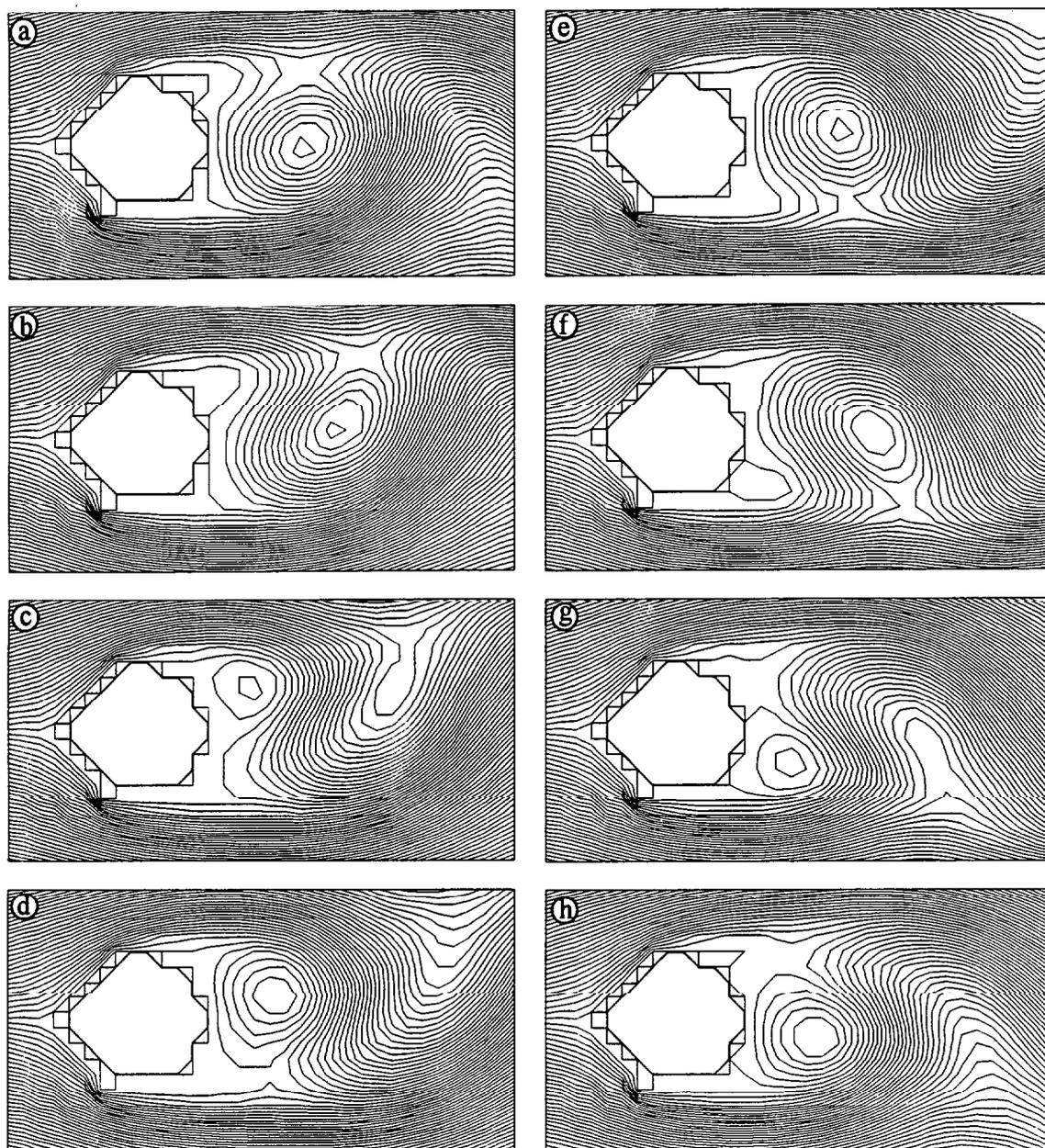


Figura 45. Desprendimiento de vortex a lo largo de un ciclo completo para $Re = 250$. Las distintas secuencias están separadas aproximadamente $1/8$ de periodo y se corresponden con los instantes de tiempo indicados en la Figura 42b.

posterior del obstáculo. Si analizamos en detalle la génesis del vortex anticiclónico durante el primer ciclo, se pueden distinguir dos etapas de desarrollo claramente diferenciadas. Una primera etapa de "gestación", que transcurre a lo largo de la primera mitad del primer ciclo que se caracteriza porque el vortex se encuentra adherido al obstáculo por dos collados viscosos (Figuras 45a y 45b). La segunda etapa, o etapa de "emancipación", se produce durante la segunda mitad del primer ciclo y se caracteriza porque el vortex se desprende completamente de la parte izquierda del obstáculo y va

creciendo a la vez que se asocia a las líneas de flujo provenientes del lado derecho del obstáculo (Figuras 45c y 45d).

Durante el segundo ciclo (Figuras 45e, 45f, 45g y 45h), se produce exactamente el mismo proceso pero esta vez para el vortex ciclónico que se desarrolla en la parte derecha. De esta forma, el primer ciclo de oscilación del coeficiente de arrastre se corresponde con la etapa de gestación y emancipación de un vortex anticiclónico y el segundo con la etapa de gestación y emancipación del vortex ciclónico.

En lo que respecta a la modulación de las oscilaciones, definida por una menor amplitud del segundo ciclo (Figura 42b), ésta puede atribuirse a la asimetría del obstáculo que trae como consecuencia una menor intensidad del vortex ciclónico respecto al vortex anticiclónico.

2- Coeficiente de arrastre y cizalladura

El coeficiente de arrastre es directamente proporcional a la cizalladura (47) y por lo tanto estará íntimamente relacionado con la evolución de ésta última a lo largo del obstáculo.

En la Figura 46 se ilustra la variabilidad espacial y temporal de la cizalladura o arrastre en la superficie del obstáculo, a lo largo de los dos ciclos de oscilación. Los puntos alrededor del obstáculo (Figura 46a), señalan las posiciones donde se ha tomado el dato de velocidad tangencial para el cálculo del arrastre (recordar que en la superficie del obstáculo, ésta es nula). Asimismo, se han representado conjuntamente las curvas correspondientes a todas las secuencias con el objetivo de inferir la pauta general de comportamiento.

El primer rasgo significativo que se advierte es que en la mitad delantera del obstáculo no se aprecian variaciones sustantivas a lo largo de ambos ciclos. Esta característica pueden también advertirse a partir de las secuencias de las líneas de corriente donde no se detecta una variación apreciable en la parte delantera del obstáculo (Figura 45). El segundo rasgo significativo lo constituye la presencia de sendos máximos localizados en los dos salientes laterales del obstáculo (posición 6). Si acudimos a la estructura de las líneas de corriente (Figura 45), se observa que ambos máximos se producen debido a la compresión de las líneas de flujo en los dos salientes laterales. Asimismo, en general, el valor del arrastre es mayor en la parte delantera del obstáculo

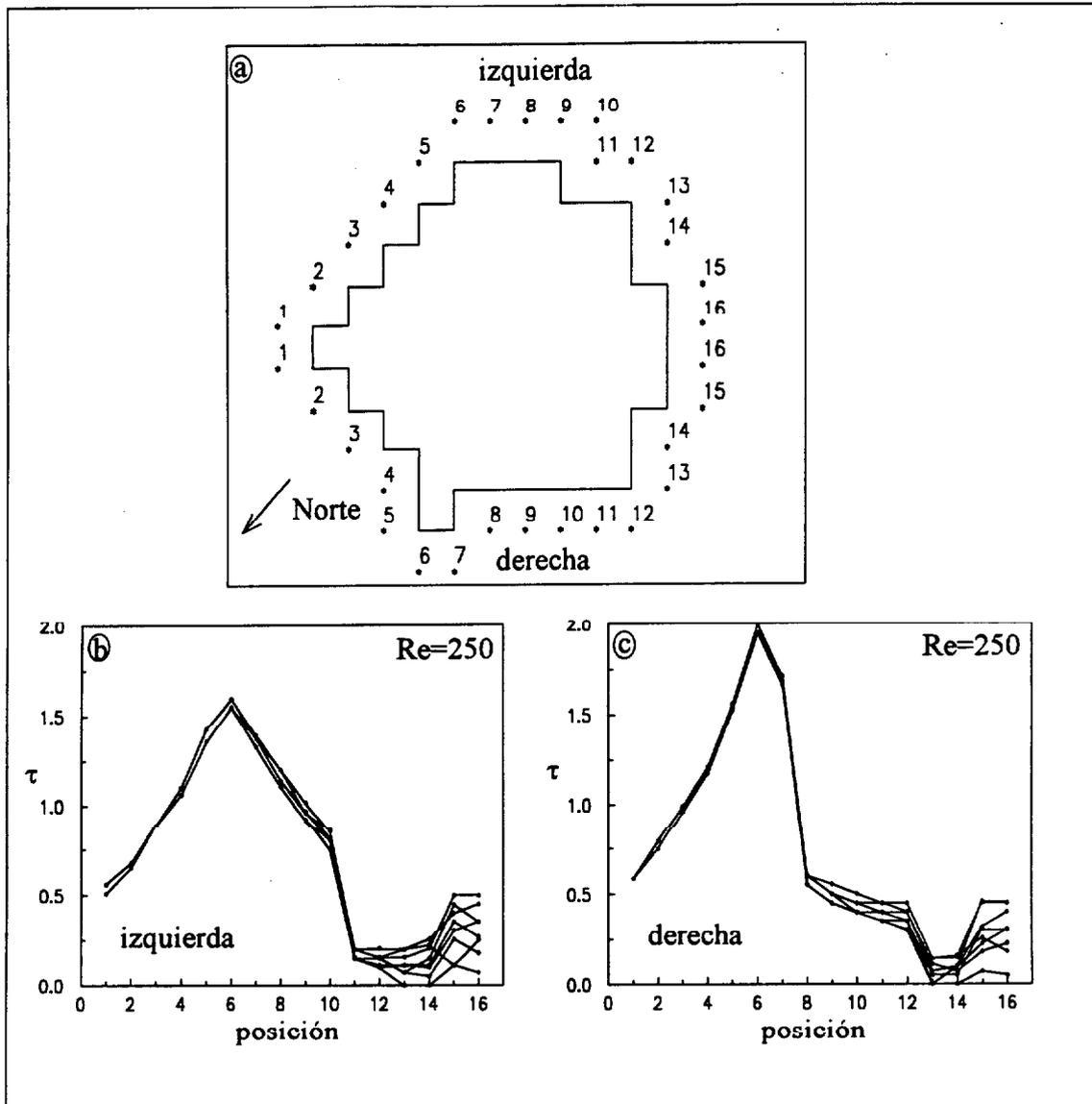


Figura 46. Distribución de la cizalla, τ , alrededor del obstáculo (Gran Canaria) en los instantes de tiempo señalados en la Figura 42b. En la parte superior se representan las posiciones donde se tomó el dato de velocidad.

debido a la mayor aceleración del flujo señalada por la compresión de las líneas de flujo. En la parte posterior, el flujo se desacelera por lo que el arrastre será menor y su variabilidad mayor debido al desprendimiento de vortex. Notar asimismo, que el arrastre en la parte izquierda (Figura 46b), es mayor que en la derecha (Figura 46c), lo que dará lugar a que los vortex que se desprendan del lado derecho sean menos intensos.

4.2.6 Sensibilidad de la calle de remolinos al número de Reynolds

Debido a su aplicabilidad, tradicionalmente se han invertido mayores esfuerzos en

analizar la variación de las fuerzas que se ejercen sobre el obstáculo con respecto al número de Reynolds que en analizar cómo se modifica la estructura de la calle de remolinos. En nuestro caso, el conocimiento de la modificación de la estructura de la calle será prioritario ya que nuestro interés se centra en como se perturba el flujo y no como afecta dicha perturbación al obstáculo (la Isla de Gran Canaria).

En la Figura 47 se ilustra la evolución conjunta a lo largo de un ciclo completo de las líneas de trazador para $Re = 100$ (parte derecha de la Figura 47), y para $Re = 250$ (parte izquierda de la Figura 47). En una primera inspección global se advierte como, al aumentar la velocidad del flujo incidente (aumentar el número de Reynolds), se produce una contracción en el sentido longitudinal de la calle de remolinos y una mayor definición de estos. En este sentido, se verá que la tendencia al aumentar el número de Reynolds es la de una mayor coherencia e independencia respecto al flujo medio de los remolinos que forman la calle. Para cuantificar el problema, en primer lugar se definirán una serie de parámetros característicos de la calle para después, analizar cómo se modifican al variar el número de Reynolds.

En la Tabla III se señalan los valores dimensionales para el caso oceánico de la Isla de Gran Canaria de los distintos parámetros característicos de la calle de remolinos para $Re = 100$ y $Re = 250$. El significado de los distintos parámetros se define a continuación.

- Longitud de onda, h , es la distancia longitudinal entre dos remolinos del mismo signo. Para su cálculo, se ha medido la distancia entre los núcleos del remolino anticiclónico que se está desprendiendo del obstáculo y el siguiente remolino anticiclónico en las primeras secuencias.
- Velocidad de advección de los remolinos, U_p , se ha calculado promediando la velocidad de desplazamiento del remolino anticiclónico que se está desprendiendo de la parte izquierda del obstáculo (Figura 47a y Figura 47e).
- Periodo de desprendimiento, T_p , es el periodo dimensional correspondiente a un ciclo completo, y resulta de multiplicar la inversa de la frecuencia de Strouhal por la escala de tiempo característica T . La escala de tiempo característica resulta de dividir el diámetro de Gran Canaria (longitud característica, L) por la velocidad incidente (velocidad característica, U). Recordar que a lo largo de un periodo tendrá lugar la génesis y el desprendimiento alternativo, de un remolino ciclónico y uno anticiclónico.

$$\left. \begin{array}{l} A_H = 100 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \\ L = 54 \text{ km} \end{array} \right\} \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \text{Re} = 100 \rightarrow U = 0.185 \text{ ms}^{-1} \\ \text{Re} = 250 \rightarrow U = 0.465 \text{ ms}^{-1} \end{array} \right.$$

$$\text{Re} = 100 \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} h = 232 \text{ km} \\ U_r = 0.165 \text{ ms}^{-1} \\ U_r/U = 0.895 \\ T = 3.38 \text{ dias} \\ T_r = 16.22 \text{ dias} \end{array} \right. \quad \text{Re} = 250 \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} h = 183.6 \text{ km} \\ U_r = 0.465 \text{ ms}^{-1} \\ U_r/U = 0.850 \\ T = 1.34 \text{ dias} \\ T_r = 5.36 \text{ dias} \end{array} \right.$$

Tabla III. Parámetros característicos de la calle de remolinos oceánicos.

Al aumentar el número de Reynolds, la calle de remolinos (remolinos de líneas de trazador) sufrirá una serie de alteraciones estructurales interrelacionadas entre sí y motivadas principalmente por la intensificación de los remolinos que la constituyen. Fundamentalmente, la calle de remolinos se contraerá, los remolinos se desprenderán y girarán sobre sí mismos con mayor rapidez y en consecuencia su geometría se verá alterada.

Comparando las secuencias de la mitad izquierda de la Figura 47 ($\text{Re} = 250$), con las de la mitad derecha ($\text{Re} = 100$), se advierte como al aumentar el número de Reynolds los remolinos de líneas de trazador aparecen mucho mejor definidos debido a que se contraen formando estructuras mucho más coherentes (menos difusas) y circulares. Ello da lugar a que la estructura general de la calle aparezca a su vez más contraída. Este hecho queda reflejado en la longitud de onda de la calle, h , que sufre una notable disminución al aumentarse el número de Reynolds (Tabla III). Asimismo, se puede apreciar como los remolinos se despegan mucho más cerca del obstáculo.

El factor responsable de la mayor coherencia de los remolinos al aumentar el número de Reynolds, es la intensificación en la producción de vorticidad por parte del obstáculo que dará lugar a la concentración de las líneas de trazador en estructuras mucho menos excéntricas y de menor área. Esta circunstancia queda perfectamente reflejada en la Figura 48 donde se compara el campo de vorticidad para ambos números de Reynolds en el instante inicial del ciclo. A partir de esta figura se aprecia que, como cabría esperar, al aumentar el número de Reynolds los vórtices se intensifican y aparecen mucho mejor definidos. Ello es debido a la mayor producción de vorticidad en el contorno sólido, gracias a la menor "viscosidad" del fluido.

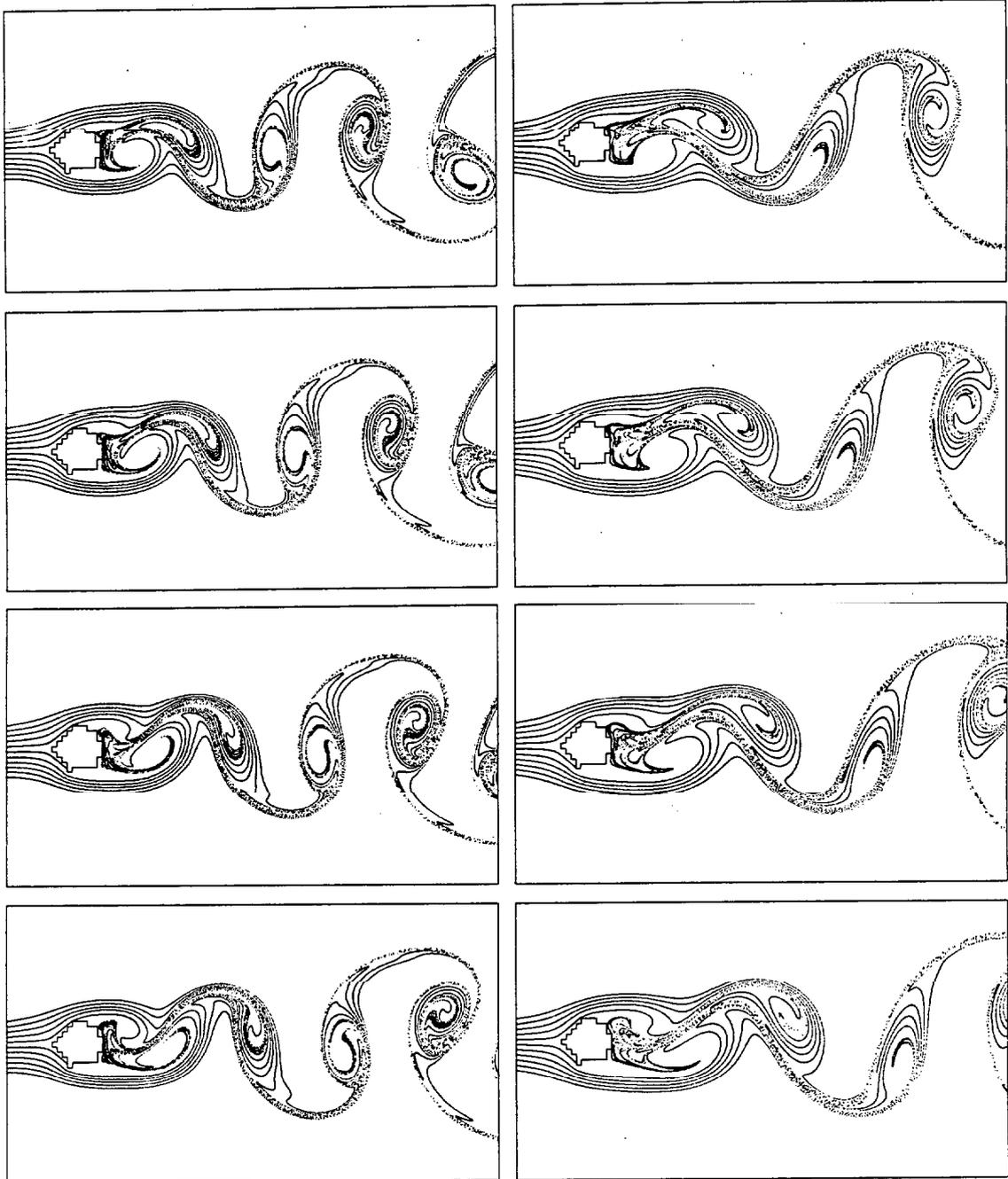


Figura 47. Desprendimiento de remolinos de líneas de trazador a lo largo de un ciclo completo par $Re=100$ (mitad derecha) y para $Re=250$ (mitad izquierda). Las secuencias están separadas aproximadamente $1/8$ de periodo iniciándose el ciclo en las secuencias superiores.

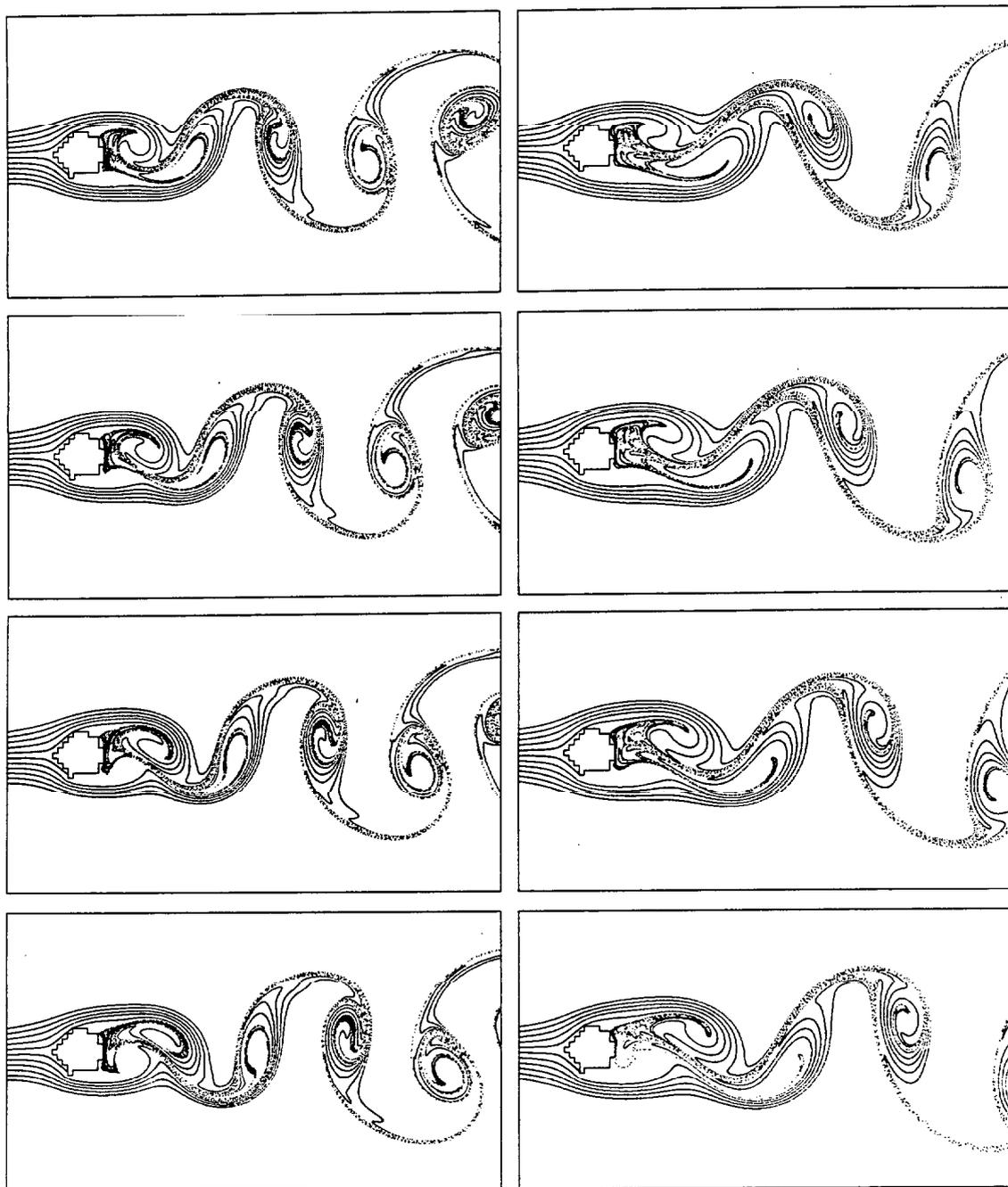


Figura 47. Continuación

Una explicación conceptual a la contracción de la calle, puede estar en el hecho de que al disminuir la "viscosidad" del flujo se produce una menor tendencia al arrastre de los remolinos por parte el flujo medio y, por lo tanto, a una mayor independencia entre los procesos a escala remolino y a gran escala (mayor coherencia del espectro de tiempos de residencia), aumentando el "carácter turbulento" del flujo. En este sentido, si se comparan la relación entre la velocidad de advección de los remolinos y la velocidad del flujo medio, U_r/U , ésta es menor a números de Reynolds mayores (Tabla III), indicando la tendencia de los remolinos a mostrar "indiferencia" al aumento de la velocidad del flujo incidente.

Otra circunstancia que corrobora la mayor independencia o coherencia de los remolinos es que el aumentar el número de Reynolds estos se desprenden con mayor frecuencia y giran más rápido sobre sí mismos como si el flujo medio opusiese menor resistencia a los remolinos. En este sentido, notar que aunque las distintas secuencias de la mitad derecha e izquierda de la Figura 47 están separadas $1/8$ de periodo, éste es mucho menor para $Re = 250$ (Tabla III), y por lo tanto las secuencias de la mitad izquierda ($Re = 250$) transcurrirán mucho más rápido que las de la derecha ($Re = 100$).

4.3 Consideraciones finales

A lo largo de esta sección se ha pretendido destacar que el desprendimiento o no de remolinos a partir del obstáculo será tan sólo función de la energía del flujo incidente (suponiendo el tamaño del obstáculo, la rotación del sistema y el coeficiente de viscosidad constantes). Para flujos poco energéticos ($Re < 20$) no se desarrollan remolinos. Para flujo intermedios ($20 < Re < 40$) se desarrollan, adheridos a la parte posterior del obstáculo, dos remolinos estacionarios que aumentan de tamaño al aumentar la intensidad del flujo. Para flujos intensos ($Re > 40$) los anteriores remolinos se desestabilizan y, finalmente, para $Re > 60$ se desencadena el proceso de desprendimiento de remolinos. Sin embargo, cabe decir que estos límites han de considerarse a "grosso-modo" puesto que dependerán en gran medida de la forma del obstáculo y el esquema numérico empleado.

Un vez iniciado el proceso de desprendimiento, si se sigue intensificando la velocidad del flujo incidente, los efectos principales son una mayor frecuencia de desprendimiento e intensidad de los remolinos. Ello repercute en la estructura de la calle de remolinos provocando su contracción y una mayor independencia y coherencia de los sucesivos remolinos anticiclónicos y ciclónicos que la estructuran.

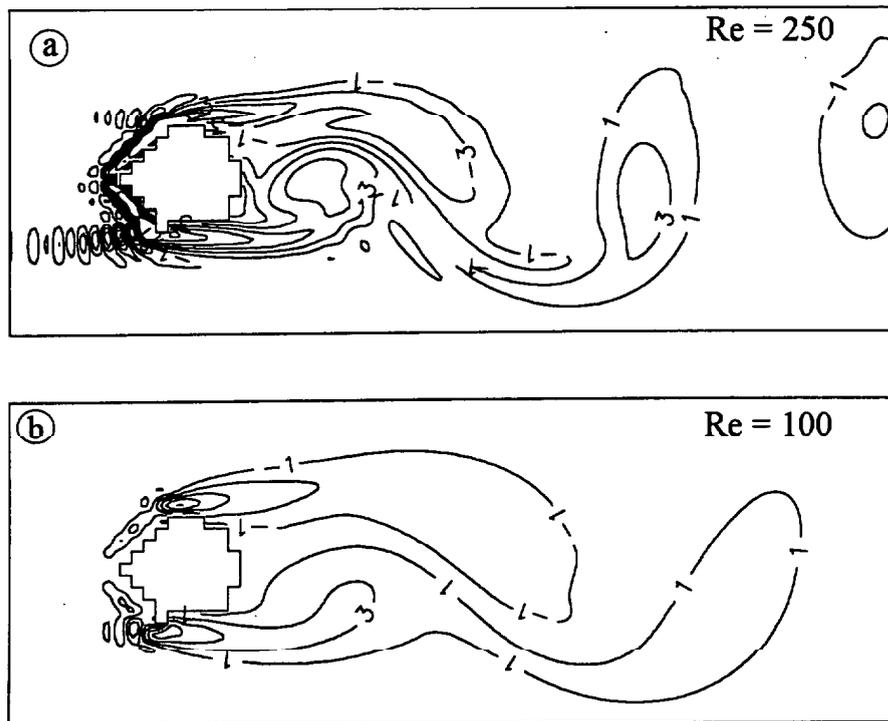


Figura 48. Líneas de isovorticidad adimensional para $Re = 250$ (Figura 48a) y $Re = 100$ (Figura 48b).

A lo largo de la anterior discusión se han excluido los efectos de la rotación sobre el desprendimiento de remolinos debido a la inexistencia de capas de Ekman horizontales. Sin embargo, es importante destacar que la influencia de la rotación del sistema sobre el flujo (número de Rossby), se halla incluida explícitamente en la parametrización del número de Reynolds.

$$\text{sistema fijo} \rightarrow Re = \frac{U L}{A_H}; \quad \text{rotación} \rightarrow Re = \frac{2 \varepsilon}{E_H} = \frac{U L}{A_H}$$

De esta forma, cuando se considera que el sistema está en rotación el número de Reynolds es directamente proporcional al número de Rossby. Por lo tanto, para un mismo valor del flujo incidente, cuanto mayor sea la rotación del sistema (menor el número de Rossby), menor será el número de Reynolds y, por lo tanto, se pospondrá el desprendimiento de remolinos respecto a un sistema fijo. Por ello, como también se ha comprobado experimentalmente (Boyer, 1970; Boyer y Kmetz, 1983), uno de los efectos de la rotación es posponer el proceso de desprendimiento de remolinos.

Finalmente, sería interesante realizar una primera apreciación sobre la intensidad

$\left. \begin{array}{l} A_H = 100 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \\ L = 54 \text{ km} \end{array} \right\} \rightarrow$	$Re < 20 \rightarrow U = 0.04 \text{ ms}^{-1}$	
	$20 < Re < 40 \rightarrow 0.04 < U (\text{ms}^{-1}) < 0.07$	
	$Re > 60 \rightarrow U > 0.1 \text{ ms}^{-1}$	$\rightarrow Tr = 36 \text{ dias}$
	$Re = 100 \rightarrow U = 0.185 \text{ ms}^{-1}$	$\rightarrow Tr = 16.22 \text{ dias}$
	$Re = 250 \rightarrow U = 0.465 \text{ ms}^{-1}$	$\rightarrow Tr = 5.36 \text{ dias}$

Tabla IV. Parámetros característicos para Gran Canaria.

y el tiempo que tendría que persistir el flujo sobre Gran Canaria para que se produjese el desprendimiento de remolinos. En la Tabla IV, se sintetizan para varios rangos del número de Reynolds, la velocidad del flujo incidente y en su caso el periodo de desprendimiento. De un rápido análisis de ella cabría destacar que a partir de velocidades de 0.1 ms^{-1} , ya se produciría el desprendimiento si ésta persistiese durante unos 36 días. Asimismo, cuanto mayor sea la velocidad del flujo incidente menor será el tiempo de persistencia del flujo incidente para que se produzca el desprendimiento de remolinos a partir de la isla. De esta forma para una velocidad característica del flujo incidente de 0.185 ms^{-1} , el tiempo que éste debería persistir para que se desprendiese un remolino ciclónico y otro anticiclónico se reduciría a 16.22 días.

5. Asimetría estructural de la calle de remolinos

En las dos secciones anteriores se ha considerado la perturbación del flujo por un obstáculo, suponiendo que el fluido se halla confinado entre dos superficies horizontales, donde desliza libremente. Comparando nuestros resultados con otros resultados numéricos y experimentales, se ha comprobado que bajo estas condiciones el comportamiento del flujo, tanto si se haya en un sistema en rotación como si se haya en un sistema fijo, es idéntico. La única diferencia sustancial la constituye el hecho de que en un sistema en rotación, el desprendimiento de remolinos depende a su vez de la tasa de rotación del sistema. Sin embargo, recientes estudios experimentales (Boyer *et al*, 1984; Chabert d'Hières *et al.* 1988, 1989) y observaciones en la naturaleza (Berger y Whille, 1972; Gjevik, 1980; Wolansky, 1984), muestran que cuando el sistema esta en rápida rotación, la calle de remolinos puede desarrollar una fuerte asimetría estructural. Los remolinos ciclónicos aparecen mucho más intensos y mejor definidos que los remolinos anticiclónicos (Figura 49).

A nuestro conocimiento, la razón de dicha asimetría estructural es una cuestión que

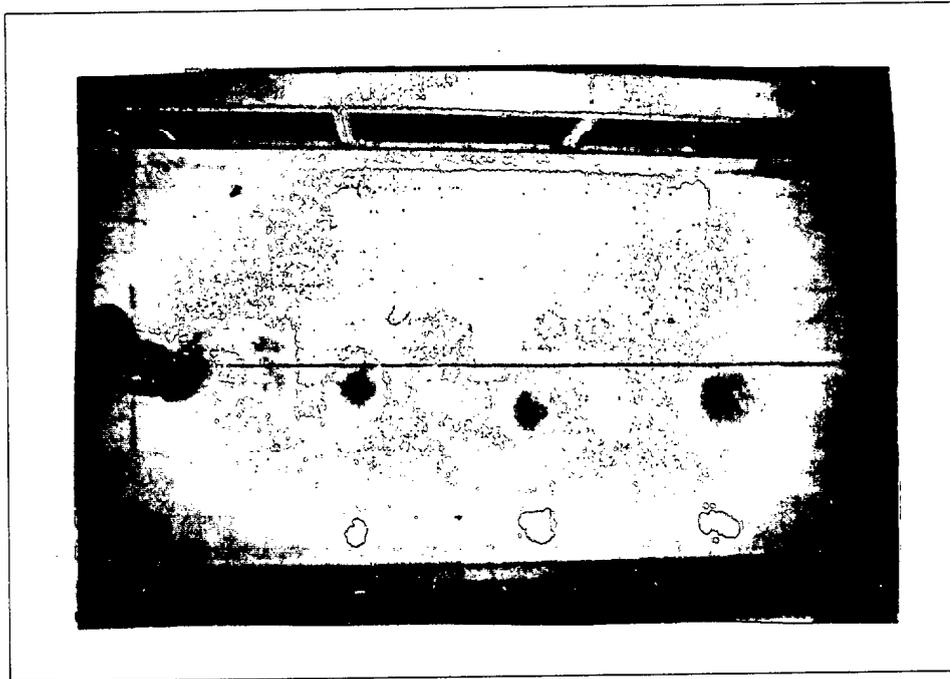


Figura 49. Fotografía tomada por Chabert D'Hières *et al* (1988), mostrando la calle de remolinos de líneas de trazador a sotacorriente de un obstáculo. El sistema posee una rotación en el sentido antihorario. Notar que la traza de los remolinos ciclónicos aparece mucho mejor definida que la de los anticiclónicos.

todavía no se ha resuelto ni teórica ni numéricamente. En este sentido, una de las principales aportaciones de este trabajo, es que dicha asimetría puede explicarse gracias al circuito de circulación secundaria que se genera en la capa friccional adherida al contorno sólido producido por el desarrollo de capas de Ekman horizontales.

Retomando las ideas de Merkin y Solan (1979), en la sección 2.7 del presente capítulo, se estableció analíticamente que el circuito de circulación secundaria producía un flujo ageostrófico normal al contorno sólido (38). En esta sección se demostrará numéricamente que el flujo ageostrófico será el responsable de la asimetría estructural entre los remolinos ciclónicos y anticiclónicos. Para ello, en primer lugar se reformulará el problema incluyendo capas de Ekman horizontales para, posteriormente simular y estudiar numéricamente la asimetría. Asimismo, se contrastarán nuestros resultados numéricos con los resultados experimentales de Chabert d'Hières *et al.* (1989).

5.1 Reformulación del problema: hipótesis

El problema a tratar consistirá en analizar como un flujo situado en un sistema en rotación y que está confinado entre dos superficies horizontales, se perturba al superar

un obstáculo. A diferencia de la sección anterior, ahora se abordará el caso que ambas superficies desarrollen capas de Ekman friccionales. De esta forma, se estudiará en que medida y a través de que mecanismos, el desarrollo de capas friccionales de Ekman influyen la evolución del flujo interior.

Como consecuencia de la presencia simultánea de capas friccionales verticales y horizontales, se verá que no se produce tan sólo una disipación de vorticidad interior sino que también se altera su distribución. La presencia de estas capas provocará por un lado el amortiguamiento de la vorticidad interior y por otro, el desarrollo de un flujo ageostrófico normal al contorno sólido que afectará la distribución de vorticidad.

La amortiguación de la vorticidad interior se introduce de forma explícita en la ecuación de balance de vorticidad a través del término disipativo $-r \zeta_o'$,

$$\frac{D\zeta_o'}{Dt} = -r \zeta_o' + \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \zeta_o' \quad (51)$$

este término surge de suponer que la divergencia ageostrófica del campo de velocidad es debida a la divergencia del flujo en las capas de Ekman horizontales (ecuaciones 10–15).

Si en el fluido interior se desarrolla un vórtice ciclónico (Figura 50), la presencia de vorticidad relativa positiva provocará que en ambas capas de Ekman se produzca una convergencia del flujo, estableciéndose velocidades verticales en el fluido interior que bombearán fluido hacia el centro de bajas presiones del vórtice. El efecto combinado de ambas capas será el de comprimir inercialmente el tubo de vorticidad planetaria, a una tasa de $-r \zeta_o'$, produciéndose la amortiguación de la vorticidad y la paulatina disipación del vórtice ciclónico. La tasa de amortiguamiento o disipación de vorticidad vendrá ponderada por el factor de amortiguamiento r , que se formula como,

$$r = \frac{E_v^{1/2}}{\varepsilon} \quad (52)$$

El efecto friccional será por lo tanto directamente proporcional al número de Ekman vertical e inversamente proporcional al número de Rossby. Cuanto mayor sea la influencia de la rotación del sistema sobre el flujo (menor el número de Rossby) mayor será el efecto disipativo de las capas de Ekman.

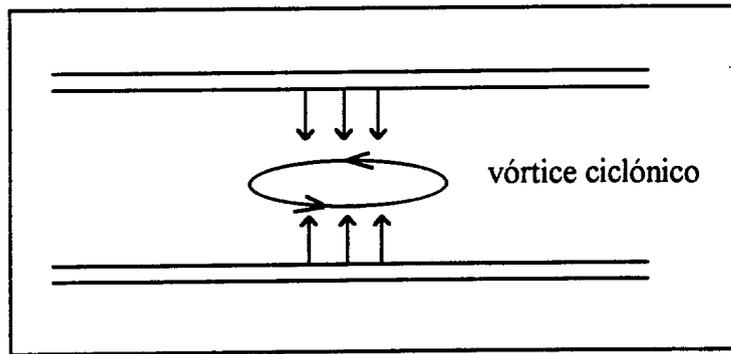


Figura 50. Bombeo de Ekman producido por vórtice ciclónico y dos capas de Ekman horizontales.

La presencia de un contorno sólido vertical dará lugar a que en la capa friccional adherida al contorno se desarrollen, simultáneamente, una capa friccional vertical y sendas capas horizontales de Ekman (Figura 25). Para que se cumpla el balance de masa, las velocidades verticales producidas por el bombeo de Ekman habrán de ser compensadas por una velocidad horizontal normal al contorno (ecuaciones 23–38).

$$v'_{1(\text{obs})} = -\frac{E_v^{1/2}}{\varepsilon} u'_{1(\text{obs})} = -r u'_{1(\text{obs})} \quad (53)$$

Donde v'_{1} , es la velocidad ageostrófica normal al contorno y u'_{1} , la velocidad tangente al contorno del fluido interior. Notar que el signo negativo indica, que el sentido del flujo ageostrófico será hacia el fluido interior en la parte derecha del obstáculo y hacia el obstáculo en la parte izquierda. Asimismo, cuanto mayor sea la influencia de la rotación del sistema sobre el flujo (menor el número de Rossby) mayor será la intensidad del flujo normal al contorno.

Es importante destacar que el efecto de los contornos sobre el fluido interior se formula a través de un flujo normal a estos. Así, al considerar capas de Ekman horizontales, como el fluido interior es esencialmente no viscoso, en lugar de tomar la condición de flujo tangencial nulo, esta condición se transforma en una condición para el flujo normal a ambas capas que se aplica al fluido interior, y cuyo efecto es equivalente al de amortiguar la vorticidad interior. Análogamente, al establecerse en el contorno sólido vertical simultáneamente capas friccionales verticales y horizontales, como el fluido interior es no divergente, la condición de flujo neto normal al contorno sólido nulo se transforma en una condición para el flujo normal al contorno que se aplica al fluido interior y cuyo efecto, como se verá, será producir una asimetría en la distribución de

vorticidad interior.

Si como en la sección anterior, se supone que el flujo normal al obstáculo (contorno sólido) es nulo, la difusión turbulenta es el único mecanismo que transporta la vorticidad generada en el obstáculo hacia el fluido interior. Este transporte por difusión es un mecanismo isotrópico y por lo tanto no afectará cualitativamente la distribución de vorticidad. Sin embargo al considerar que el flujo normal al contorno no es nulo, además del mecanismo difusivo, existirá un mecanismo inercial que potenciará el transporte de vorticidad en la parte derecha del obstáculo y los disminuirá en su parte izquierda. De esta forma se altera cualitativamente la distribución de vorticidad.

La hipótesis que se intentará demostrar a lo largo de esta sección es que, como consecuencia del establecimiento de un flujo normal al obstáculo, se potenciará el transporte de vorticidad hacia el fluido interior en el lado derecho y disminuirá en el izquierdo. Ello dará lugar a que se incremente la región de producción de vorticidad positiva. Esto, provocará (a su turno) una asimetría estructural entre los remolinos que se desprendan del obstáculo, intensificándose los que se desprendan del lado derecho, los ciclónicos, y amortiguándose los que se desprendan del lado opuesto, los anticiclónicos.

5.2 Resultados

El eje de la demostración girará en torno al hecho de que gracias a la modificación de condición de flujo normal al contorno, se puede simular la asimetría de los remolinos observada tanto en laboratorio como en la naturaleza, cuando el flujo está fuertemente influenciado por la rotación del sistema.

La demostración se apoyará en la comparación de diversos experimentos numéricos resultado de la integración numérica de la ecuación de balance de vorticidad tomando tanto la condición de contorno clásica de flujo normal al contorno nulo (modelo clásico o simétrico), como la condición modificada (modelo modificado o asimétrico).

$$\left. \begin{array}{l} \frac{D\zeta'_o}{Dt'} = -r\zeta'_o + \frac{1}{Re}\nabla^2\zeta'_o \\ v'_{1(\text{obs})} = 0 \end{array} \right\} \rightarrow \text{modelo clásico o simétrico} \quad (54)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{D\zeta'_o}{Dt'} &= -r \zeta'_o + \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \zeta'_o \\ v_{1(\text{obs})} &= -r u_{1(\text{obs})} \end{aligned} \right\} \rightarrow \text{modelo modificado o asimétrico} \quad (55)$$

Cuando se hable de modelo clásico o modelo simétrico nos estaremos refiriendo al caso de flujo normal al contorno nulo (54), y cuando hablemos de modelo modificado o asimétrico nos estaremos refiriendo al caso de flujo normal no nulo (ecuación 55). Cuando se contemple el caso que no se desarrollen capas de Ekman horizontales, hablaremos de modelo no friccional (39). Asimismo, conviene aclarar que cuando hablemos de condición modificada nos estaremos refiriendo a la condición de velocidad normal ageostrófica formulada en la ecuación 53.

La primera parte de la demostración consistirá en ver que adoptando la condición modificada aparece claramente una asimetría estructural entre los remolinos que se desprenden del obstáculo, potenciándose los ciclónicos sobre los anticiclónicos. La segunda parte de la demostración tendrá como objetivo ver que dicha asimetría es debida al transporte normal al contorno de vorticidad. Para ello se demostrará, en primer lugar, que al aumentar el flujo normal al contorno aumenta el grado de asimetría y, en segundo lugar, que dicho aumento repercute en un incremento paralelo del transporte normal al contorno de vorticidad. Para ver que efectivamente nuestros resultados se adecuan a la realidad, se realizará una comparación semicuantitativa con los resultados experimentales de Chabert D'Hières *et al.*, (1989).

5.2.1 Asimetría estructural de los remolinos.

Para comprobar que al tomar la condición de contorno modificada se produce una asimetría en la distribución de vorticidad, se comparará la estructura del flujo obtenida a través de los tres modelos; el clásico, el modificado y el no friccional. La visualización del flujo se realizará a través de las líneas de trazador y de isovorticidad con el objeto de, por un lado, poder comparar los resultados numéricos con las observaciones hechas en laboratorio y en la naturaleza y, por otro lado, poder comprobar como se altera la distribución de vorticidad.

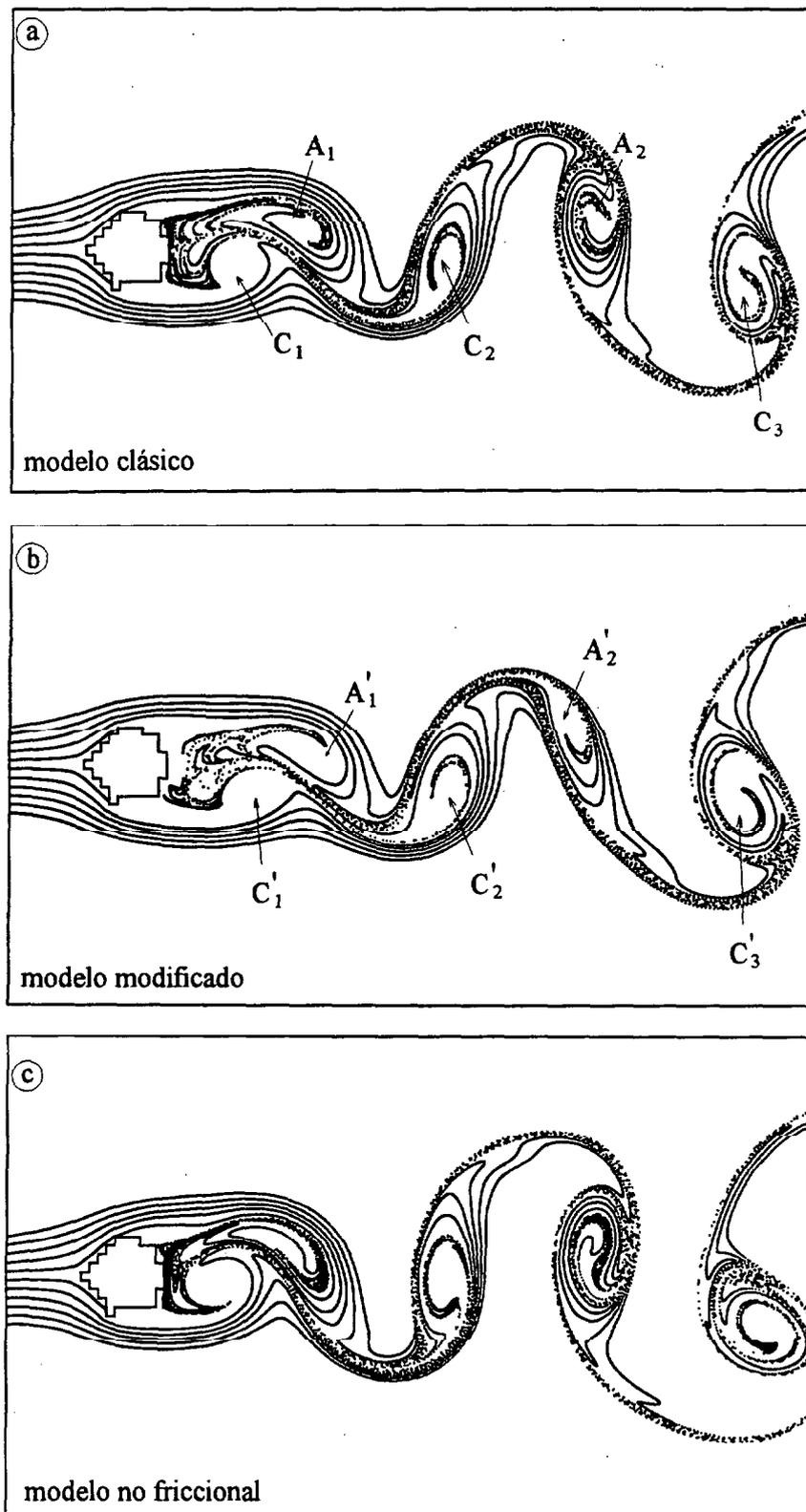


Figura 51. Estructura de la calle de remolinos para el modelo clásico (arriba), modelo modificado (centro) y modelo no friccional (abajo) para $Re = 250$. El valor del factor de amortiguamiento, r , es nulo para el caso no friccional y igual a 0.03, en los casos del modelo modificado y clásico.

1- Asimetría estructural de la calle de remolinos

En la Figura 51 se ilustra y compara, mediante la estructura de las líneas de trazador el resultado de:

- integrar la ecuación de balance de vorticidad, considerando capas de Ekman horizontales y flujo normal al contorno sólido nulo (54); modelo clásico o simétrico (Figura 51a).

- integrar la ecuación de balance de vorticidad considerando capas de Ekman horizontales, pero con un flujo ageostrófico normal al contorno sólido no nulo (55); modelo modificado o asimétrico (Figura 51b).

- integrar la ecuación de balance de vorticidad sin considerar el desarrollo de capas de Ekman horizontales (39); modelo no friccional (Figura 51c).

En los tres experimentos numéricos se ha tomado un valor constante del número de Reynolds igual a 250.

Con el objeto de establecer un marco de referencia y situar de modo preciso los distintos remolinos que configuran la calle, se va a describir en primer lugar la calle de remolinos asociada al caso del modelo clásico (Figura 51a) para después iniciar la comparación entre los tres casos.

En el caso del modelo clásico, la calle de remolinos formada en la estela del obstáculo está estructurada por cinco remolinos; tres remolinos ciclónicos y dos remolinos anticiclónicos. Empezando el recorrido de la estela en la parte posterior derecha del obstáculo se encuentra el remolino ciclónico C_1 , que está en su estadio inicial de desarrollo y ocupa el lado derecho de la calle. Inmediatamente a sotacorriente del remolino C_1 , se distingue la traza del remolino anticiclónico A_1 que se está desprendiendo de la parte posterior izquierda del obstáculo. Siguiendo el recorrido hacia sotacorriente se tropieza con un segundo remolino ciclónico, el remolino C_2 , que está plenamente desarrollado y totalmente despegado del obstáculo. Ocupando el lado izquierdo de la calle, inmediatamente a sotacorriente del remolino ciclónico C_2 , se haya otro remolino en pleno estadio de madurez, el remolino A_2 , cuyo sentido de giro es esta vez anticiclónico. Finalmente, ocupando la parte posterior derecha de la estela y en trance de abandonar el dominio de integración, se encuentra un tercer remolino

ciclónico, el remolino C_3 , plenamente desarrollado.

Si se comparan las secuencias correspondientes al modelo modificado (Figura 51b) con las del modelo clásico (Figura 51a), se evidencia un cambio substancial en la estructura de los remolinos que configuran la calle. Al igual que para el modelo clásico, la calle de remolinos está formada por dos remolinos anticiclónicos y tres ciclónicos sin embargo, a diferencia de este caso, se aprecia una clara asimetría estructural entre los remolinos de distinto signo. La traza de los remolinos ciclónicos aparece mucho mejor definida, mientras que la de los remolinos anticiclónicos aparece difuminada y distorsionada. Esta asimetría queda muy bien ilustrada comparando la traza de los remolinos C_3 , A_2 , del modelo clásico con la de los remolinos C_3' , A_2' , del modelo modificado. En la Figura 51b se aprecia como la traza del remolino anticiclónico A_2' está difuminada respecto a la del remolino anticiclónico A_2 y como la traza del remolino ciclónico C_3' está amplificada respecto a la del remolino C_3 . Como es de prever esta asimetría se corresponderá con una asimetría en la distribución de vorticidad.

Comparando las secuencias correspondientes al modelo clásico (Figura 51a) y al modelo no friccional (Figura 51c), se advierte en el caso del modelo no friccional, una mayor coherencia e independencia respecto al flujo medio de los remolinos. Los remolinos que forman la calle del modelo no friccional parecen más coherentes siendo su señal más intensa, mejor definida, y mostrando asimismo una menor tendencia a orientarse en la dirección del flujo medio como si rotaran sobre si mismos más libremente (figura 51c). De esta forma, si no se considera la condición modificada, el único efecto de las capas de Ekman horizontales es amortiguar la traza de los remolinos pero sin alterar la simetría de su distribución afectando de igual modo la amortiguación a los remolinos ciclónicos que a los anticiclónicos (Figura 51a).

2- Redistribución de vorticidad

Por definición, las líneas de trazador tan sólo indican donde se localiza la vorticidad, y aunque constituyen un medio excelente para visualizar el flujo, no permiten realizar comparaciones de tipo cuantitativo. Para ello, hay que acudir al análisis directo del campo de vorticidad a través de la visualización de la estructura de las líneas de isovorticidad.

En la Figura 52 se reproducen las líneas de isovorticidad para los tres casos contemplados en la Figura 51. Si se superponen ambas figuras, los distintos remolinos de

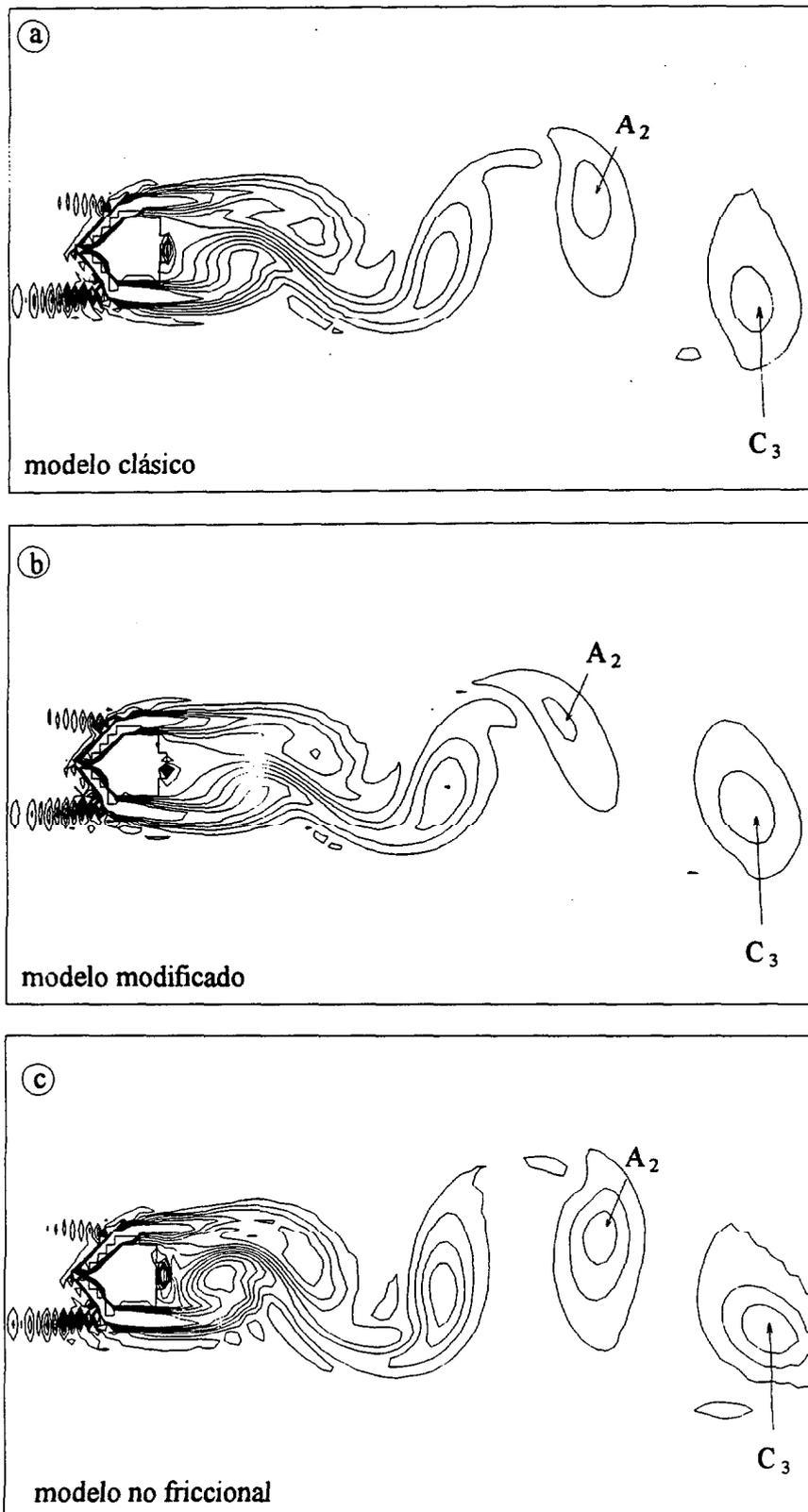


Figura 52. Estructura de las calle de vórtices para el modelo clásico (arriba), modelo modificado (centro) y modelo no friccional (abajo) para $Re=250$. Las tres secuencias se corresponden con las secuencias de líneas de trazador de la Figura 51.

la Figura 51 se corresponden con los vórtices de la Figura 52, que se indentificarán con el mismo código utilizado para la líneas de trazador. Aunque no se haya indicado en el dibujo (al objeto de tener una mayor claridad), la vorticidad que se desprende del lado derecho del obstáculo es positiva (cyclónica) mientras que la del lado izquierdo es negativa (anticiclónica), (Figura 48).

Si en primer lugar se compara el caso correspondiente al modelo no friccional (Figura 52c) con el correspondiente al modelo clásico (Figura 52a), se puede apreciar de forma más clara como la única diferencia radica en la intensidad de los vórtices, siendo menor en el caso del modelo clásico. Asimismo, la disminución de intensidad afecta por igual a la vorticidad positiva que a la negativa. En contrapartida, al comparar el modelo no friccional (Figura 52c) con el modificado (Figura 52b), no tan sólo se produce una alteración en la intensidad de los remolinos, sino que también se produce una redistribución de vorticidad en función de su signo.

Si se sigue la modificación de las líneas de isovorticidad correspondientes a los vórtices A_2 y C_3 a través de los tres casos, comparando el caso clásico (Figura 52a) con el no friccional (Figura 52c) se aprecia como se amortiguan por igual ambos remolinos independientemente de su signo. Sin embargo al compararse el modelo modificado (Figura 52b) con el clásico (Figura 52a) existe una mayor amortiguación del remolino anticiclónico y una menor del ciclónico. De esta forma al considerar la condición modificada (ecuación 53), se produce una menor amortiguación de los vórtices ciclónicos y una tendencia de estos a expandirse y disminuir su excentricidad. Ambas circunstancias son las responsables de que en la estructura de las líneas de trazador aparezcan mucho mejor definidos los remolinos ciclónicos que los anticiclónicos.

3- Sumario

Como se quería demostrar, gracias a la condición de contorno modificada se puede simular la asimetría estructural de los remolinos observada en la naturaleza y en laboratorio (Figura 49). Comparando la estructura de las líneas de isovorticidad correspondientes a los distintos modelos, se ha comprobado que la causa de la asimetría es debida a la redistribución de la vorticidad del flujo interior. Como la única diferencia en la formulación del modelo clásico y el modificado estriba en el establecimiento o no de un flujo normal al contorno sólido, cabe pensar que el causante de la redistribución de la vorticidad interior es precisamente el establecimiento de este flujo. En este sentido, ahora queda por averiguar la relación causa-efecto, estudiando la causa de dicha

asimetría cuando se toma la condición de contorno modificada.

5.2.2 Transporte de vorticidad normal al contorno: relación causa efecto

El factor de amortiguación r , es el término que pondera tanto el efecto de la presencia de la capas friccionales horizontales sobre el balance de vorticidad interior, como la magnitud del flujo ageostrófico normal al contorno sólido (ecuación 55). Por tanto, al aumentar la magnitud de este parámetro, debería aumentar tanto la amortiguación de la vorticidad interior como la intensidad del flujo normal al contorno sólido. De esta forma, para ver si el flujo ageostrófico normal al contorno es responsable o no de la asimetría, habrá que integrar la ecuación de balance de vorticidad con y sin la condición modificada, para distintos valores del parámetro r .

Si al integrar el modelo modificado se produce un aumento de la asimetría al aumentar la magnitud de r , y en el caso del modelo clásico tan sólo se produce un mayor amortiguamiento, podremos afirmar que la condición de contorno modificada es la responsable de dicha asimetría. El siguiente paso consistirá en establecer de modo preciso el mecanismo a través del cual se produce dicha asimetría. Para ello, se verá en primer lugar que el flujo normal al contorno provoca a su vez un transporte normal al contorno de vorticidad y, en segundo lugar, que como consecuencia de dicho transporte se incrementará la región de producción de vorticidad positiva. Esta sobreproducción de vorticidad positiva causará la asimetría estructural de los remolinos.

1- Causa: flujo ageostrófico normal al contorno

En la parte izquierda de la Figura 53, se ilustra la evolución de las líneas de trazador al ir aumentando el valor del factor de amortiguamiento (52), para el caso del modelo clásico. La calle de remolinos (en las tres secuencias) está estructurada esta vez por tres remolinos anticiclónicos (A_1 , A_2 y A_3), y dos ciclónicos (C_1 , y C_2). Comparando la secuencia correspondiente al valor mínimo del factor de amortiguamiento ($r = 0.03$, Figura 53a), con la correspondiente al valor máximo ($r = 0.07$, Figura 53c), se aprecia como al aumentar r , se produce un amortiguamiento en la traza de los cinco remolinos. El amortiguamiento queda definido por una menor concentración de líneas trazador en los remolinos, así como por una mayor orientación de éstos en el sentido del flujo medio.

La anterior circunstancia queda mejor ilustrada a través de la visualización directa

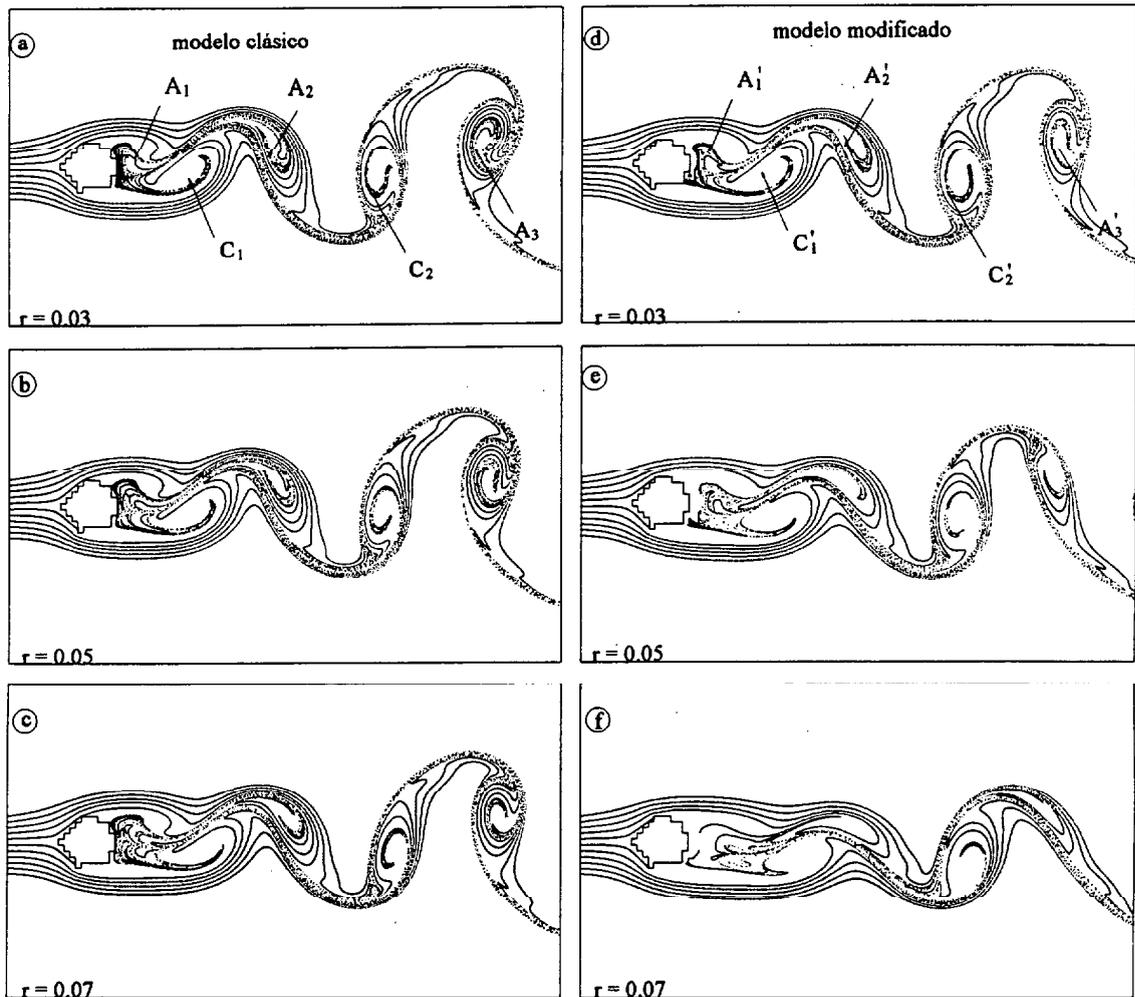


Figura 53. Modificación de la calle de remolinos para el modelo clásico (parte izquierda) y el modelo modificado (parte derecha), a medida que se aumenta el factor de amortiguamiento, r . $Re = 250$.

de la estructura del campo de vorticidad (las Figuras 54a, 54b, y 54c). A medida que se aumenta el factor de amortiguamiento, la estructura del campo de vorticidad se hace menos intensa disminuyendo de forma apreciable el gradiente de vorticidad en todo el dominio (compárase, por ejemplo la Figura 54a, con la Figura 54c). Es importante notar que el amortiguamiento afecta de igual modo a los vórtices ciclónicos que a los anticiclónicos, por lo que la vorticidad tan sólo se modifica cuantitativamente. De esta forma, si se compara la evolución del vórtice anticiclónico que se está desprendiendo de la parte posterior izquierda del obstáculo, el A_2 , con la del vórtice ciclónico que está apunto de abandonar el dominio, el C_2 , se advierte que a medida que aumenta el factor de amortiguamiento la intensidad de ambos vórtices va disminuyendo al unísono.

En la parte derecha de la Figura 53 se ilustra la evolución de las líneas de

trazador al ir aumentando el valor del factor de amortiguamiento (ecuación 52), esta vez para el caso del modelo modificado. Conviene recordar, que al aumentar el factor de amortiguamiento no tan sólo aumentará el efecto del término disipativo de la ecuación de balance de vorticidad, como en el caso anterior, sino que además también aumentará la intensidad del flujo normal al contorno sólido (ecuación 55).

Recorriendo la mitad derecha la Figura 53, se aprecia como al aumentar el factor de amortiguamiento, se produce una drástica modificación de la estructura de la calle de remolinos; la traza de los remolinos ciclónicos va amplificándose mientras que la correspondiente a la de los remolinos anticiclónicos se va tornando cada vez más difusa. Tomando como referencia la evolución conjunta del remolino ciclónico C_2' , y el remolino anticiclónico A_3' , se aprecia como a medida que se aumenta el factor de amortiguamiento va disminuyendo la traza del remolino anticiclónico y aumentando la traza del remolino ciclónico, aproximándose el núcleo del remolino anticiclónico hacia el ciclónico como si fuera succionado por éste.

En la parte derecha de la Figura 54 se muestra como se modifica el campo de vorticidad al aumentar el factor de amortiguamiento para el caso del modelo modificado. Al aumentar el factor de amortiguamiento, además de disminuir de forma apreciable el gradiente de vorticidad en todo el dominio, también se incrementa la asimetría en la redistribución de vorticidad, modificándose de forma distinta los vórtices ciclónicos y anticiclónicos. La señal del vórtice anticiclónico A_2' , que está muy bien definido en la Figura 54d, apenas si es perceptible en la Figura 54e, para finalmente desaparecer en la Figura 54f, donde el factor de amortiguamiento, y por lo tanto el flujo normal al contorno, son máximos. Paralelamente a la desaparición de la señal del vórtice anticiclónico se genera un filamento de vorticidad positiva que conecta los vórtices ciclónicos C_1' y C_2' . De esta forma, la redistribución asimétrica de vorticidad positiva y negativa es la responsable de la distorsión de la calle de remolinos, observada en las líneas de trazador cuando se va aumentando el factor de amortiguamiento.

Como se había predicho, al aumentar el coeficiente de amortiguamiento en el caso del modelo modificado no tan sólo se produce una amortiguación de la vorticidad sino que además se amplifica la asimetría en la redistribución de vorticidad. Ello producirá un incremento de la traza de los remolinos ciclónicos sobre la traza de los remolinos anticiclónicos dando lugar a un aumento en la distorsión de la calle de remolinos. Como la única diferencia entre el modelo que produce una calle de remolinos simétrica (modelo clásico) y el que produce una calle asimétrica (modelo modificado),

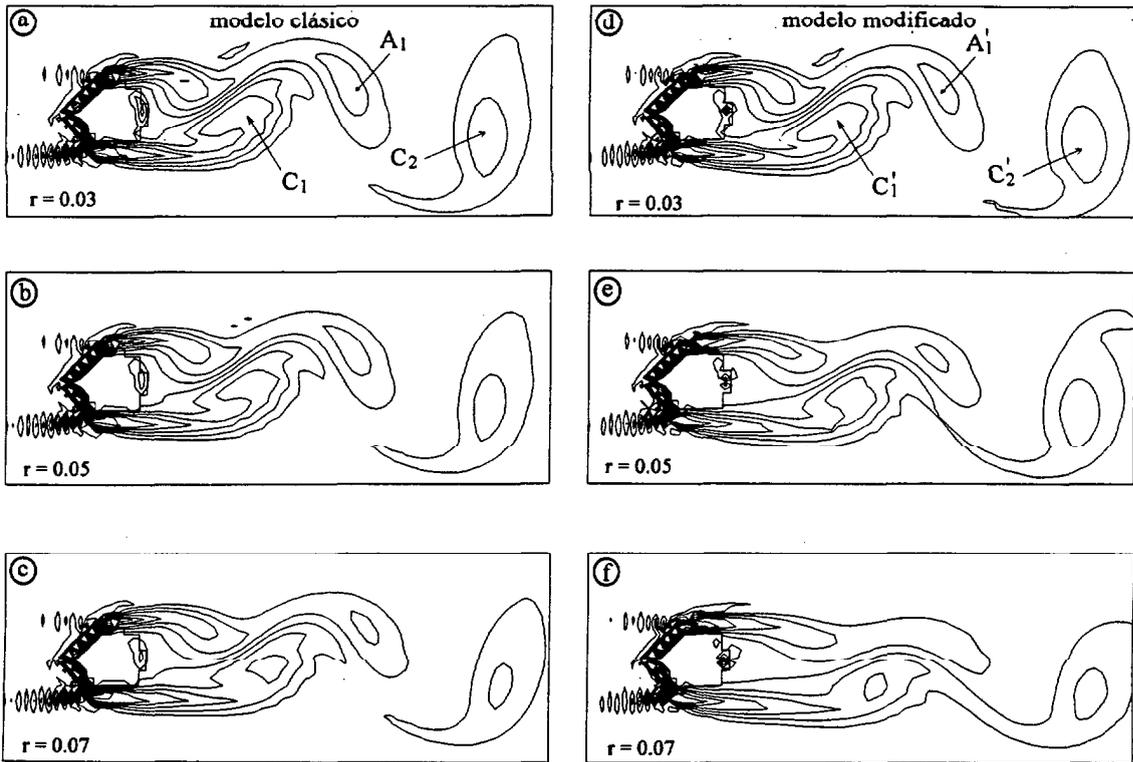


Figura 54. Modificación de la calle de vórtices para el modelo clásico (mitad izquierda) y el modelo modificado (mitad derecha), a medida que se aumenta el factor de amortiguamiento, r . Las secuencias se corresponden con una ampliación de la Figura 53 y $Re = 250$.

consiste en la adopción o no de la condición modificada, el aumento paralelo de la asimetría estructural de la calle y del factor de amortiguamiento prueba, que el único factor responsable de la asimetría es el establecimiento de un flujo normal al contorno no nulo. De esta forma la condición de contorno modificada es la causante de la asimetría observada en la calle de remolinos. Queda ahora por ver a través de que mecanismos se produce dicha asimetría.

2.- Efecto: advección de vorticidad normal al contorno

A continuación se verá que el flujo normal al contorno potenciará el transporte de vorticidad hacia el fluido interior en la parte derecha del obstáculo y lo disminuirá en su parte izquierda. El efecto de ello será un incremento de la región de producción de vorticidad positiva. Esta sobreproducción de vorticidad positiva provocará la redistribución asimétrica de vorticidad y la consecuente distorsión de la calle de remolinos.

En las figuras 55 y 56 se compara como se modifican las líneas de isovorticidad

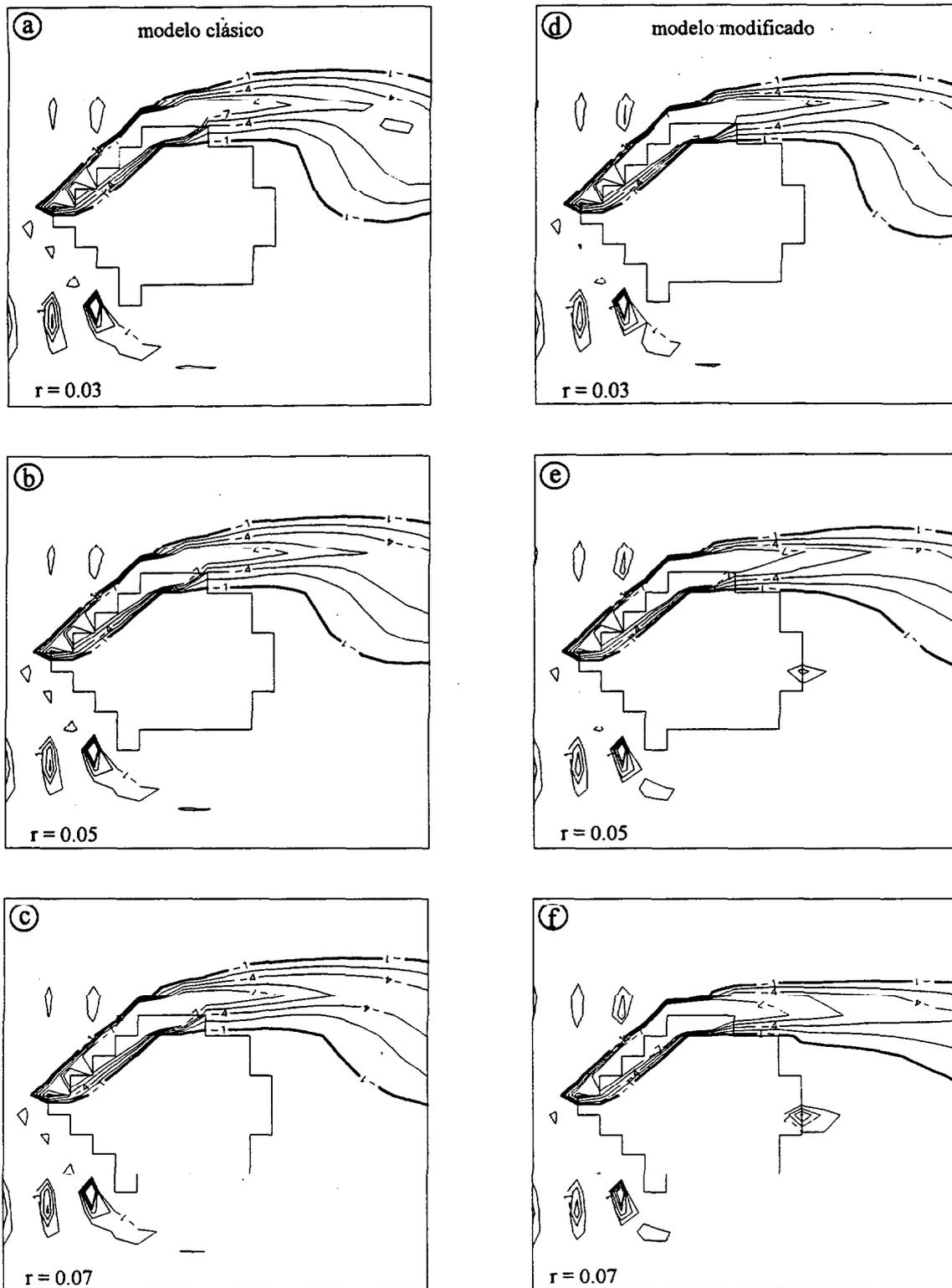


Figura 55. Modificación de la anchura de la capa friccional en el lado izquierdo, para el modelo clásico (izquierda) y el modelo modificado (derecha), a medida que se aumenta el factor de amortiguamiento, r . Esta figura es una ampliación de la Figura 54 y $Re = 250$.

en los márgenes del obstáculo para el modelo clásico y el modificado, al aumentar el factor de amortiguamiento r . En la Figura 55 se muestra la evolución de las líneas de isovorticidad en el lado izquierdo de obstáculo (vorticidad negativa), y en la Figura 56 la evolución en lado derecho (vorticidad positiva). Así mismo, en la parte izquierda de ambas figuras se considera que el flujo normal al contorno sólido es nulo (modelo clásico o simétrico) mientras que en su parte derecha se establece un flujo ageostrófico normal al contorno, directamente proporcional al factor de amortiguamiento (modelo modificado o asimétrico).

Con el objeto de comprobar que al integrar el modelo modificado, disminuye el transporte de vorticidad hacia el fluido interior en el lado izquierdo del obstáculo, se comparará como se modifica la anchura de la capa límite, a medida que se aumenta el factor de amortiguamiento. Se definirá como anchura de la capa límite, a la anchura de la porción de fluido limitada por la isolínea de vorticidad igual a -1 (Figura 55).

Para el caso que el flujo normal al contorno sólido sea nulo (modelo clásico), se aprecia como al aumentar el factor de amortiguamiento, la anchura de la capa límite no se modifica y se mantiene constante (Figuras 55a, 55b y 55c). En contrapartida, si se compara el modelo clásico con el modificado para un mismo valor del factor de amortiguamiento (Figuras 55c y 55f), se advierte como la anchura de la capa límite del modelo modificado es menor. Si el establecimiento del flujo normal al contorno es responsable de este hecho, al aumentar el factor de amortiguamiento, tendrá que disminuir la anchura de la capa límite del modelo modificado. En este sentido, si se comparan la tres secuencias correspondientes al modelo modificado, se comprueba que al aumentar el factor de amortiguamiento, disminuye la anchura de la capa límite produciéndose una alteración en la distribución de vorticidad (Figuras 55d, 55e y 55f).

En el caso del modelo clásico, el mecanismo responsable de la anchura de la capa límite es la difusión de vorticidad negativa desde el obstáculo hacia el fluido interior. Sin embargo, en el caso del modelo modificado, debido a que la difusión de vorticidad es la misma (mismo número de Reynolds) y la anchura de la capa límite menor, tiene que haber un transporte de vorticidad hacia el obstáculo que se oponga al transporte por difusión hacia el fluido interior. El transporte de vorticidad hacia el contorno se realizará de forma inercial gracias al establecimiento de un flujo normal al contorno. De esta forma, el flujo normal al contorno disminuirá el transporte de vorticidad hacia el interior en el lado izquierdo del obstáculo. Ello repercutirá en una disminución de la región de producción de vorticidad negativa.

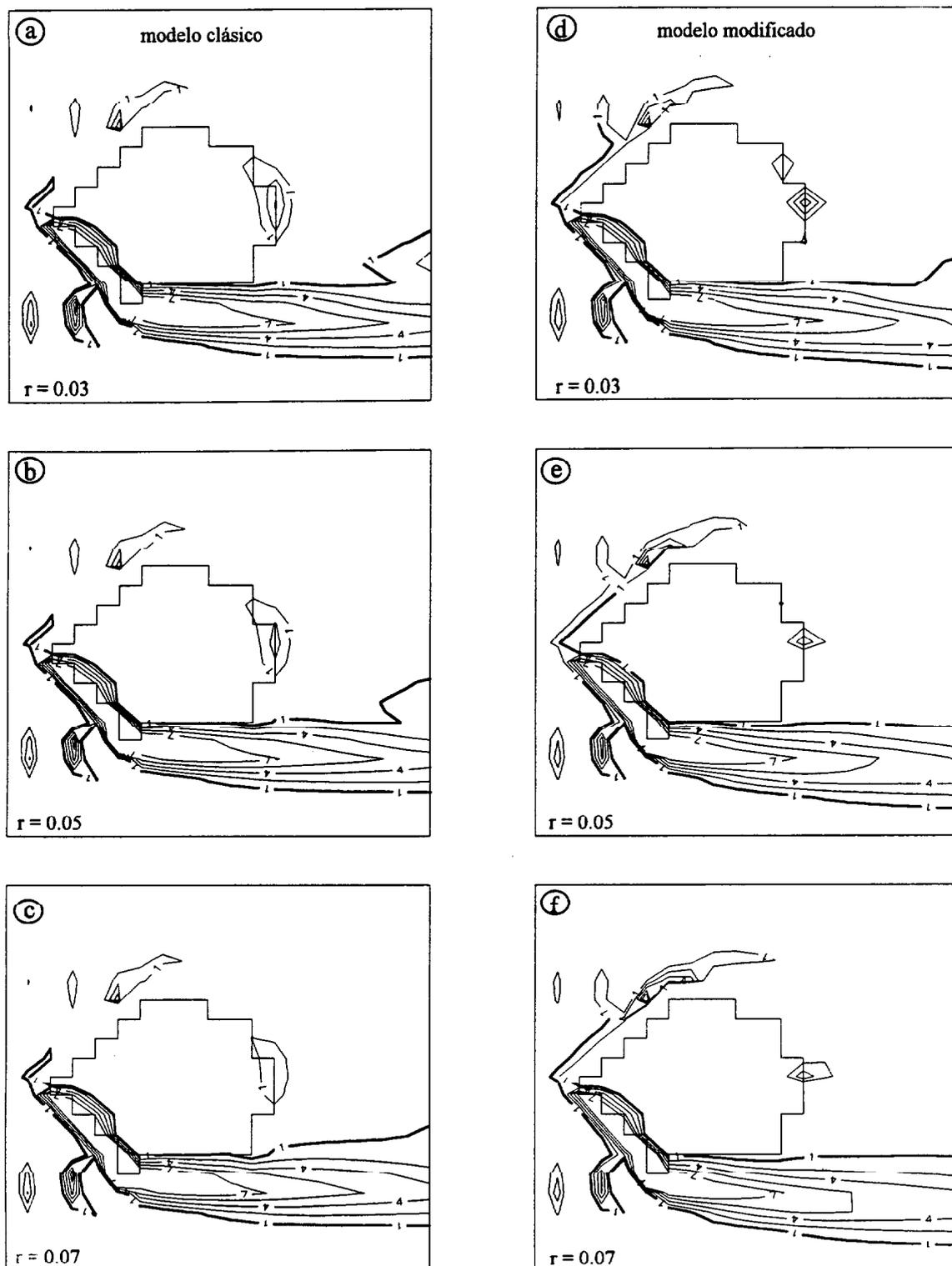


Figura 56. Modificación de la anchura de la capa friccional en el lado derecho, para el modelo clásico (mitad izquierda) y el modelo modificado (mitad derecha), a medida que se aumenta el factor de amortiguamiento, r . Esta figura es una ampliación de la Figura 54 y $Re = 250$.

En la Figura 56 se ilustra la evolución de la capa límite asociada esta vez al lado derecho del obstáculo. En este caso, el contorno de la capa límite vendrá dibujado por la línea de isovorticidad igual a +1. Al igual que en el caso anterior, cuando el flujo normal al contorno sólido es nulo no se produce una alteración en la anchura de la capa límite, observándose tan sólo una amortiguación de la vorticidad al aumentar el factor de amortiguamiento (mitad izquierda Figura 56). En contrapartida, cuando desde el obstáculo se establece un flujo hacia el fluido interior, se produce un aumento de la anchura de la capa límite (Figura 56c y Figura 56f). Asimismo, al aumentar el flujo normal al contorno aumentando el factor de amortiguación, se produce el consiguiente incremento de la anchura de la capa límite (mitad derecha Figura 56).

Por lo tanto, en el lado derecho del obstáculo, al mecanismo difusivo de transporte de vorticidad hacia el fluido interior se le suma un mecanismo inercial proporcionado por el flujo normal al contorno. De esta forma, en este lado del obstáculo, se potenciará el transporte de vorticidad hacia el fluido interior que provocará el mencionado aumento de la anchura de la capa límite. Ello dará lugar a que se incremente la región de producción de vorticidad positiva.

Tal como se quería demostrar, analizando la sensibilidad de la anchura de la capa límite adherida al obstáculo al factor de amortiguamiento, se ha podido comprobar como se potencia el transporte de vorticidad en el lado derecho del obstáculo mientras que en el izquierdo disminuye. El mecanismo responsable de ello es el establecimiento de un flujo normal hacia el fluido interior en el lado derecho y hacia el obstáculo en su lado izquierdo. El efecto principal será aumentar la anchura de la capa límite en la parte derecha del obstáculo y disminuirla en su parte izquierda.

3- Sobreproducción de vorticidad positiva

Estudiando el comportamiento del modelo modificado al aumentar el factor de amortiguamiento, se ha visto que paralelamente al aumento en la asimetría de los remolinos de distinto signo se produce una variación en la anchura de la capa límite adherida al obstáculo. De esta forma, cabe pensar que ambos efectos están interrelacionados. Como se discutirá a continuación, al aumentar la anchura de la capa límite en la parte derecha del obstáculo y disminuir en la izquierda, se producirá un incremento de la región de producción de vorticidad positiva y una disminución de la región de producción de vorticidad negativa. Ello se reflejará en una tendencia por parte del obstáculo a una sobreproducción de vorticidad positiva a medida que se aumente el

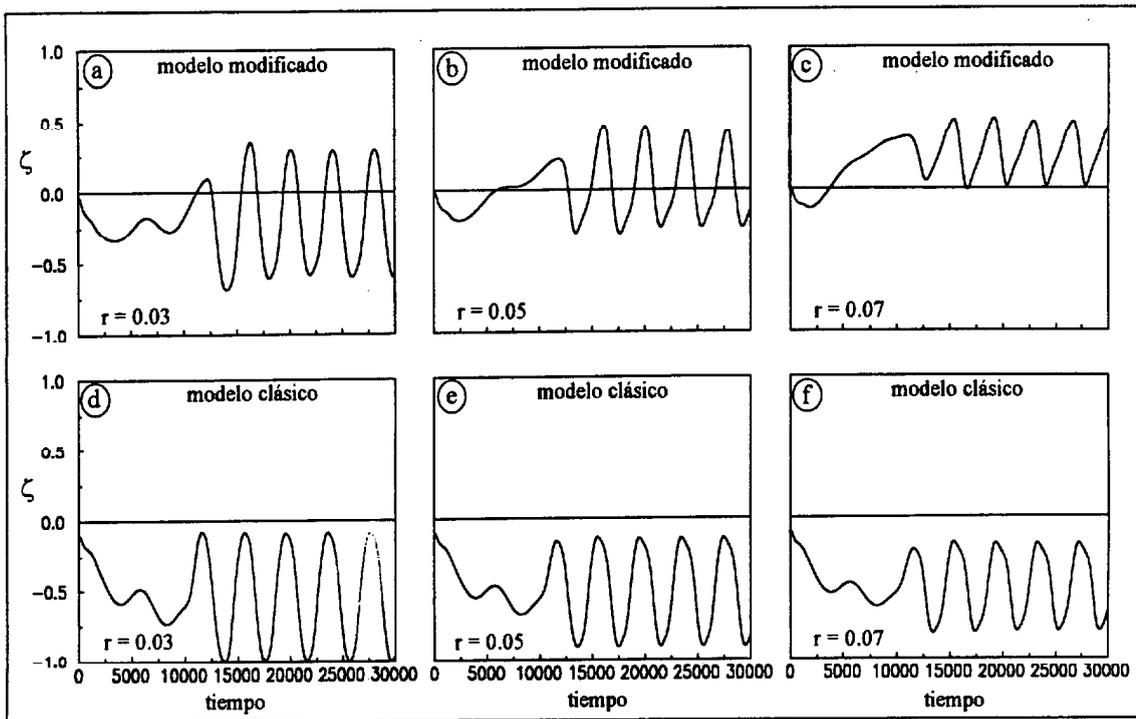


Figura 57. Variación de la vorticidad normalizada, ζ , integrada en todo el dominio con el tiempo, para el modelo modificado (parte superior) y el modelo clásico (parte inferior), a medida que se aumenta el factor de amortiguamiento, r . El tiempo es adimensional y representa las iteraciones del modelo y $Re = 250$.

factor de amortiguación, y por lo tanto la intensidad del flujo normal al obstáculo.

En la Figura 57 se ilustra la evolución temporal de la vorticidad (normalizada) integrada en todo el dominio para distintos valores del factor de amortiguamiento tanto para el caso que el flujo normal al contorno sólido sea nulo (modelo clásico), como para el caso en que no lo sea (modelo modificado). En el caso de flujo normal nulo, al aumentar el factor de amortiguamiento se amortigua la amplitud de las oscilaciones pero manteniéndose constante el valor medio (Figuras 57d, 57e y 57f). Esto indica que la producción de vorticidad por parte del obstáculo no se ha alterado, produciéndose tan sólo una amortiguación de los remolinos. Cuando se establece un flujo normal al contorno sólido, al aumentar el factor de amortiguamiento además de producirse una amortiguación de las oscilaciones, también se produce una variación de la vorticidad media haciéndose cada vez más positiva. Este hecho indica que en media, el obstáculo produce más vorticidad positiva que negativa (mitad superior figura 57).

Como el término de decaimiento de vorticidad, $-r \zeta$, de la ecuación de balance de vorticidad (ecuación 55) es lineal, la amortiguación de vorticidad en el fluido interior

afectará de igual manera a los remolinos ciclónicos que a los anticiclónicos. Por lo tanto el aumento de la asimetría de los remolinos al aumentar el factor de amortiguamiento será debido a la sobreproducción de vorticidad positiva por parte del obstáculo. Esta sobreproducción de vorticidad responde a un incremento de la región de producción de vorticidad positiva, provocado por el aumento de la capa límite en el lado derecho del obstáculo y a su disminución en el izquierdo. La alteración asimétrica de la capa límite es debida su vez al incremento del transporte de vorticidad hacia el fluido interior en el lado derecho y su disminución en lado izquierdo. Esto se produce gracias al establecimiento de un flujo normal al contorno hacia el fluido interior en el lado derecho y hacia el obstáculo en el izquierdo. Como la masa ha de conservarse, la convergencia del flujo en el seno de la capa friccional adherida al obstáculo debida al bombeo de Ekman, será la responsable de que se establezca dicho flujo normal.

5.3 Comparación con los resultados experimentales de Chabert D'Hières *et al* (1989)

Chabert D'Hières *et al.* (1989), (CHD 1989), se ocuparon de analizar la fuerza de sustentación ejercida sobre un cilindro circular cuando éste se desplaza a través de un fluido homogéneo confinado en un sistema en rotación. A partir de distintas medidas experimentales determinaron que sobre el cilindro se ejerce una fuerza de sustentación media no nula debida, por un lado a la asimetría estructural entre los remolinos ciclónicos y anticiclónicos que configuran la calle de remolinos y, por otro, a la fuerza de Coriolis en la masa de volumen de fluido desplazada por el cilindro.

Estos autores, encontraron que el coeficiente de sustentación medio total era insensible al número de Ekman vertical, pero sí inversamente proporcional al número de Rossby. Para el caso concreto del coeficiente de sustentación medio debido tan sólo a la asimetría de los remolinos, obtuvieron la siguiente relación

$$C_L = \pm 0.08 / \varepsilon. \quad (56)$$

Asimismo observaron que la frecuencia de Strouhal (50) era insensible a las variaciones del número de Rossby.

El modelo experimental de CHD 1989 es análogo al modelo físico que se está tratando (modelo modificado). La diferencia más notable es que en el modelo de CHD1989 se sustituye la capa friccional horizontal superior por una superficie libre.

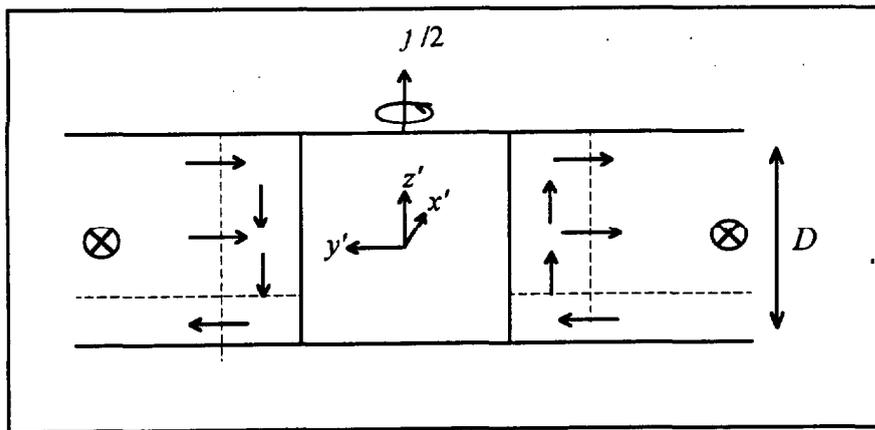


Figura 58. Circulación secundaria suponiendo tan sólo una capa friccional horizontal.

En esta superficie la velocidad de bombeo de Ekman será nula, y el único cambio que hay que introducir en nuestras ecuaciones es el de dividir el factor de amortiguamiento por dos. Ello no supone un cambio cualitativo significativo y el esquema de circulación secundaria es prácticamente el mismo (Figura 58). La única salvedad es que el flujo normal al contorno sólido será menos intenso, debido a que tan sólo hay que balancear el transporte debido a una y no a dos capas de Ekman.

Otra diferencia entre ambos modelos la constituye el hecho de que en el modelo experimental es el cilindro el que se desplaza y no el fluido como en nuestro caso. Esta diferencia es significativa a la hora de considerar la fuerza de sustentación que se ejerce sobre el obstáculo ya que si, como en nuestro caso, se considera el obstáculo inmóvil no cabe hablar de la componente debido a la fuerza de Coriolis. Asimismo, aunque los órdenes de magnitud del número de Ekman vertical y del número Rossby son similares, esto no es así para el número de Reynolds que es dos órdenes de magnitud más alto al nuestro. Ello es debido a que en estudios experimentales se considera el coeficiente de viscosidad y no el coeficiente de difusión turbulenta, siendo éste mucho mayor. También decir que la forma de nuestro obstáculo es irregular y asimétrica no correspondiéndose con un cilindro.

A pesar de las anteriores diferencias, que se pueden considerar de matiz, a grosso modo la dinámica involucrada en ambos modelos es similar; los dos estudian la perturbación del flujo por un obstáculo en un sistema en rápida rotación. Por ello nuestro modelo físico (modelo modificado), tiene que ser capaz de simular las principales características del modelo experimental de CHD 1989.

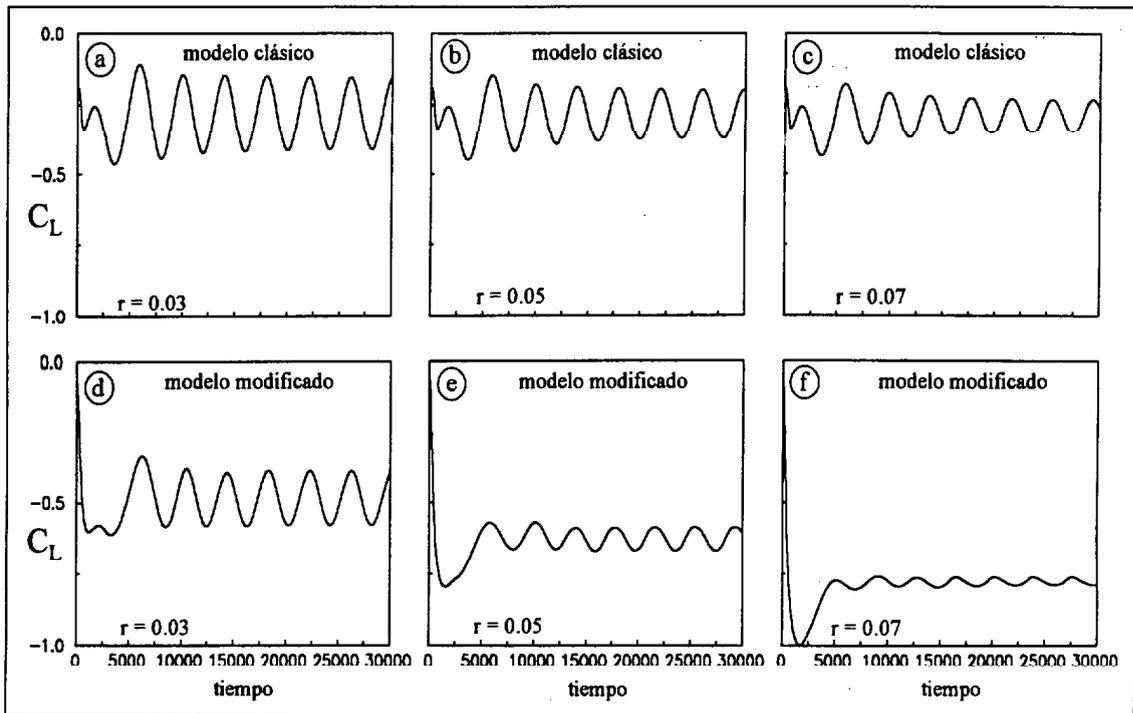


Figura 59. Variación del coeficiente de sustentación, C_L , con el tiempo, para el modelo clásico (parte superior) y el modelo modificado (parte inferior), a medida que se aumenta el factor de amortiguamiento, r . El tiempo es adimensional y representa las iteraciones del modelo y $Re = 250$.

La primera característica que ya se ha visto que nuestro modelo es capaz de simular, es la asimetría estructural observada por CHD1989 (Figura 49) entre los remolinos ciclónicos y anticiclónicos que configuran la calle de remolinos. Como ya se ha comentado, estos autores también encontraron que el coeficiente de sustentación se modifica debido a la asimetría de los remolinos y que éste aumentaba al aumentar la rotación del sistema y con ello el grado de asimetría (56). Asimismo, observaron que la frecuencia de Strouhal permanecía constante.

En la Figura 59 se compara la evolución temporal del coeficiente de sustentación (normalizado), del modelo clásico y del modelo modificado, al aumentar el factor de amortiguamiento. En el caso del modelo clásico, cuando se aumenta el factor de amortiguamiento tan sólo se produce un incremento de la amortiguación de las oscilaciones sin variar su valor medio (Figuras 59a, 59b y 59c). Esto indica que en media no se modifica la vorticidad en el contorno sólido (49). Sin embargo, en el caso del modelo modificado, además de la amortiguación de la oscilación también se produce un aumento del valor medio del coeficiente de sustentación haciéndose más negativo (Figura 59d, 59e y 59f). Este hecho puede atribuirse al aumento del transporte inercial de

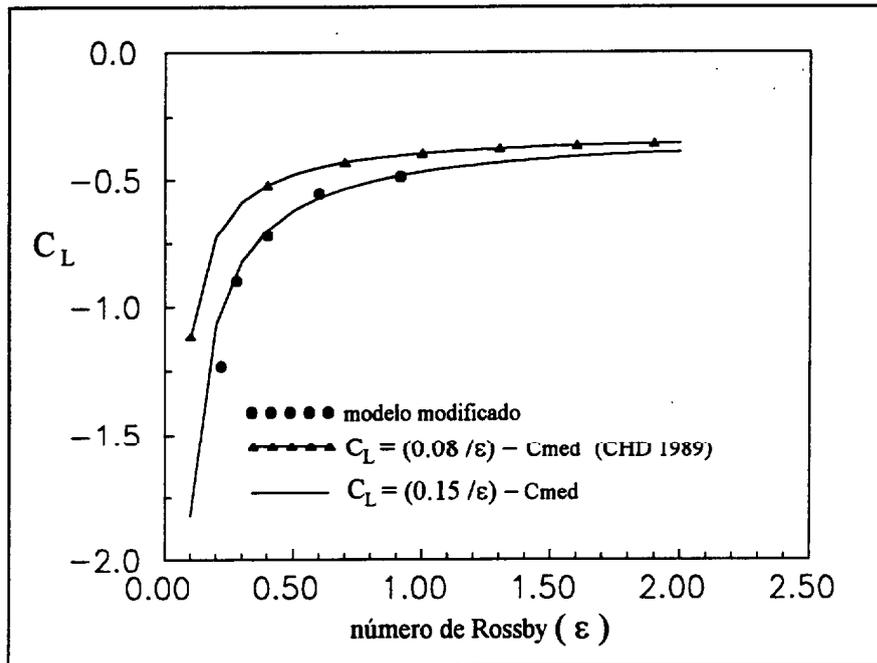


Figura 60. Variación del coeficiente de sustentación, C_L , con el número de Rossby, en el caso del modelo modificado, \bullet , y en el caso de las observaciones experimentales, Δ , de Chabert D'Hières et al., (1989), (CHD 1989).

vorticidad positivo hacia el fluido interior en el lado derecho y a su disminución en el lado izquierdo. Ello producirá que la capa límite tienda a separarse del lado derecho del obstáculo, dando valores menos positivos en el contorno sólido, y tienda a adherirse en el lado izquierdo, dando valores más negativos (Figura 56 y Figura 57).

De esta forma, las simulaciones realizadas a partir de nuestro modelo modificado concuerdan con las observaciones experimentales de CHD 1989, y también muestran que el coeficiente de sustentación aumenta con el grado de asimetría de los remolinos. Recordar, que el grado de asimetría aumenta con el factor de amortiguamiento (derecha Figura 53). Asimismo, la frecuencia de desprendimiento de los remolinos (frecuencia de Strouhal) se mantiene constante al aumentar el factor de amortiguamiento (parte inferior Figura 57).

En la Figura 60 se compara la variación del coeficiente de sustentación medio en función del número de Rossby obtenida a partir de nuestras simulaciones numéricas con la obtenida experimentalmente por CHD 1989. La concordancia cualitativa de los resultados numéricos y experimentales es bastante buena, señalando en ambos casos que el coeficiente de sustentación es inversamente proporcional al número de Rossby. Sin embargo, los resultados numéricos son más negativos que los experimentales. Como en

nuestro modelo se han considerado dos capas de Ekman verticales en lugar de una, el valor del factor de amortiguamiento será mayor y, por lo tanto, el coeficiente de sustentación más negativo. Asimismo, la diferencia entre ambos resultados puede ser también atribuible a la geometría del obstáculo.

CHD 1989 dejan sin responder cuales son las causas de la asimetría de la calle de remolinos barajando diversas hipótesis. Una de la principales aportaciones de este trabajo es ofrecer una explicación plausible y consistente con la dinámica cuasi-geostrófica de la asimetría estructural entre los remolinos ciclónicos y anticiclónicos.

5.4 Problema bien establecido; conclusión

A lo largo de esta sección se ha discutido la dinámica involucrada en la asimetría estructural entre los remolinos ciclónicos y anticiclónicos que se desprenden de un obstáculo, cuando el fluido está en rápida rotación. Para ello se ha estudiado como se modifica el balance de vorticidad del fluido interior debido a los diversos procesos de orden ageostrófico que tienen lugar en la capas de Ekman horizontales y en la capa friccional asociada al obstáculo.

Debido a la convergencia del flujo en las capas de Ekman, se producirá un bombeo de fluido hacia el interior que comprimirá/dilatará inercialmente los tubos de vorticidad produciendo su amortiguamiento. Asimismo, el bombeo de Ekman producirá una convergencia del flujo en el seno de la capa friccional adherida al obstáculo. Ello dará lugar a que en esta capa, además de una amortiguación de vorticidad, también se establezca un flujo ageostrófico normal al contorno sólido impuesto por el necesario balance de masa. Si el sistema no está en rotación, al no desarrollarse capas de Ekman, la vorticidad se amortigua de forma viscosa y el flujo normal al contorno sólido desaparece.

Gracias a la integración numérica de la ecuación de balance de vorticidad se ha demostrado que la asimetría estructural de los remolinos es causada por el flujo normal al contorno sólido. Este flujo aumentará el transporte de vorticidad hacia el fluido interior en lado derecho del obstáculo y lo disminuirá en el lado izquierdo. Ello se reflejará un incremento de la región de producción de vorticidad positiva que, tras su advección por el flujo interior, dará lugar a una intensificación de los remolinos ciclónicos y a una disminución de los anticiclónicos.

El flujo normal al contorno, y por lo tanto la asimetría estructural entre los

remolinos, será inversamente proporcional al número de Rossby y directamente proporcional al número de Ekman vertical. De esta forma, para un número vertical de Ekman fijo cuanto mayor sea la influencia de la rotación del sistema sobre el flujo tanto mayor será la asimetría entre los remolinos que se desprendan del obstáculo.

Nuestros resultados numéricos concuerdan con los resultados experimentales de CHD 1989, ya que son capaces de simular tanto la asimetría estructural de los remolinos como el aumento de ésta al aumentar la influencia de la rotación sobre el flujo. Por lo tanto, y como principal conclusión de este capítulo, para que dentro del contexto de la dinámica causi-geostrófica el problema quede bien establecido, es necesario incorporar la influencia del contorno sólido, no sólo a través de la condición de no deslizamiento, sino que además hay que modificar la condición de flujo normal al contorno sólido en función del circuito de circulación secundaria que en él se desarrolle.

Capítulo V: GENESIS, CARACTERISTICAS, E IMPORTANCIA DE LOS REMOLINOS OCEANICOS Y DE LAS ESTELAS DE AGUAS CALIDAS

1. Introducción

Una vez establecidas las características del flujo incidente sobre Gran Canaria (Capítulo II) y descritos los remolinos y estelas de aguas cálidas observados al Sur de esta isla (Capítulo III), así como estudiado la perturbación del flujo por un obstáculo (Capítulo IV), queda por discutir si los remolinos y estelas son consecuencia de la perturbación de la Corriente de Canarias por la Isla de Gran Canaria.

En primer lugar se abordará las características e importancia del proceso de generación de los remolinos oceánicos y a continuación se tratarán ambas cuestiones para las estelas de aguas cálidas.

2. Génesis de los remolinos oceánicos

Para determinar si los remolinos oceánicos son consecuencia de la perturbación de la Corriente de Canarias, es necesario establecer en primer lugar si esta corriente es lo suficientemente intensa y persistente. A continuación, se debe determinar si los remolinos se han desprendido de la Isla de Gran Canaria y no han sido importados de alguna región remota. Finalmente, hay que analizar la posible influencia de los remolinos atmosféricos y Viento Alisios sobre la génesis y características de los remolinos.

2.1 ¿ Es lo suficientemente energética la Corriente de Canarias como para originar remolinos al incidir contra Gran Canaria?

Para responder a esta pregunta hay que acudir, por un lado, al análisis de sensibilidad del proceso de desprendimiento de remolinos al número de Reynolds discutido en el Capítulo IV, y por otro, a las características del flujo incidente (Corriente de Canarias) descritas en el Capítulo II.

En el capítulo anterior se realizó una primera apreciación sobre la intensidad y el tiempo que tendría que persistir el flujo incidente sobre la Isla de Gran Canaria para que se produzca la generación y el posterior desprendimiento de remolinos. En la Tabla IV, se presentan, para varios rangos del número de Reynolds la velocidad del flujo incidente y el periodo de desprendimiento de los remolinos. Este último, nos puede proporcionar una aproximación del tiempo que deberá persistir el flujo incidente para que tenga lugar el desprendimiento. En realidad, el tiempo de persistencia tendrá que ser algo superior debido a que tendrá que superarse un estado transitorio inicial que puede dilatarse más o menos en el tiempo (Figura 41a). Del análisis de dicha tabla se aprecia como a partir de velocidades de 0.1 ms^{-1} ($Re > 60$), se producirá el desprendimiento de remolinos si el tiempo de persistencia es superior a 36 días. A velocidades mayores los remolinos se desprenderán con mayor frecuencia con lo que el tiempo de persistencia requerido será menor. Por ejemplo, para un flujo incidente con velocidad de 0.465 ms^{-1} ($Re = 250$), se requerirá que este persista tan sólo 5.36 días. La cuestión que se ha de dilucidar es si las características del flujo incidente (Corriente de Canarias) sobre el Archipiélago, en cuanto a intensidad y persistencia cumplen los requisitos para que se desencadene el proceso de desprendimiento de remolinos.

Al revisar la características del flujo incidente sobre el Archipiélago Canario, se destacó que proviene del Noreste prácticamente a lo largo de todo el año (Figura 3). Asimismo, aunque medidas geostróficas medias indican velocidades relativamente bajas, durante periodos de tres a cuatro meses, tanto medidas directas como geostróficas indican que se pueden alcanzar velocidades medias del orden $0.2\text{-}0.3 \text{ ms}^{-1}$. Por lo tanto, durante dichos periodos tanto la intensidad ($U > 0.1 \text{ ms}^{-1} \Rightarrow Re > 60$), como la persistencia de la Corriente de Canarias ($Tr > 36$ días), cumplen con los requisitos para que la Isla de Gran Canaria actúe de foco generador de remolinos. De hecho, la mayoría de las simulaciones del capítulo anterior muestran la formación de una calle de remolinos al Sur de la Isla Gran Canaria cuando la intensidad del flujo incidente es superior a 0.1 ms^{-1} .

De esta forma, y en respuesta a la pregunta que da título a este epígrafe se puede afirmar que efectivamente la Corriente de Canarias sí puede ser lo suficientemente energética como para originar remolinos al incidir contra Gran Canaria. Por lo tanto, la génesis de los remolinos observados al Sur de Gran Canaria puede justificarse a través de la perturbación de la Corriente de Canarias por la isla de Gran Canaria sin necesidad de acudir a otros mecanismos.

2.2 ¿ Pueden los remolinos ser originados por forzamiento atmosférico ?

Para que se pueda justificar la génesis de los remolinos oceánicos a partir de un forzamiento atmosférico se tienen que producir a su vez remolinos atmosféricos (un campo rotacional de tensión tangencial del viento), y éstos han de ser estacionarios o el periodo de desprendimiento lo suficientemente largo como para poder transmitir su momento y energía al océano. Es presumible que aunque se generen remolinos atmosféricos, si su periodo de desprendimiento es bajo, el sucesivo paso sobre una misma porción del océano de un remolino ciclónico y uno anticiclónico o viceversa, producirá alternativamente un efecto destructivo y constructivo dando lugar a un efecto resultante nulo.

Como ya se ha mencionado, la traza de remolinos atmosféricos en las bandas de stratocúmulos a sotavento de Gran Canaria ha sido previamente descrita por Chopra y Hubert (1964, 1965) y, posteriormente por La Violette (1974). En un estudio reciente Sangrà *et al.* (1994), contrastaron series temporales de datos de estaciones meteorológicas locales con datos sinópticos, sondeos verticales e imágenes de satélite. Sus resultados muestran que los remolinos atmosféricos se producen bajo condiciones de Vientos Alisios moderados a fuertes ($U > 4 \text{ ms}^{-1}$), y bajo la presencia de una capa de inversión térmica fuertemente estratificada (número de Froude entre 0.1 y 0.2), de 400 a 600 metros de espesor y base situada por debajo de los 1500 metros de altura.

En las imágenes de satélite correspondientes a los días 6, 7 y 8 de Junio de 1990 (Figura 22), se puede distinguir al Sur de Gran Canaria la traza de una calle de remolinos atmosféricos orientada en la dirección Noroeste-Suroeste. Tomando en cuenta la naturaleza periódica del proceso de desprendimiento, el periodo de desprendimiento de los remolinos puede calcularse mediante,

$$T = \frac{h}{U_r}$$

Fecha	6 de Junio	7 de Junio	8 de Junio
h (km)	135	125	138
a (km)	51	47	37
U (ms ⁻¹)	5	5.6	5
U_r (ms ⁻¹)	3.5	3.9	3.5
T (h)	10.7	8.9	10.9

Tabla V. Parámetros característicos de los remolinos atmosféricos.

donde T representa el periodo de desprendimiento, h la distancia entre dos remolinos consecutivos con el mismo signo, y U_r la velocidad de propagación de los remolinos.

La distancia h , puede calcularse directamente a partir de las imágenes de satélite y la velocidad de propagación puede obtenerse a partir de la siguiente relación cuadrática obtenida por Chopra y Hubert (1964),

$$\left(\frac{U_r}{U}\right)^2 + \left(\frac{U_r}{U}\right) + \left(\frac{4\pi a}{h}\right)^{-1} = 0$$

donde a representa la anchura de la calle de remolinos y U la velocidad del flujo incidente. La anchura de la calle de remolinos también puede medirse directamente a partir de las imágenes de satélite, y la velocidad del flujo incidente se obtuvo a partir de una estación meteorológica situada en el extremo Noreste de Gran Canaria (Tabla V).

Haciendo uso de los anteriores resultados se puede concluir que los remolinos atmosféricos no son estacionarios. Estos se desprenden alternativamente de ambos lados de la isla para formar una calle de sucesivos remolinos ciclónicos y anticiclónicos a sotavento de Gran Canaria. El periodo medio de desprendimiento es de aproximadamente nueve horas, por lo que parece poco probable que durante tan corto lapso de tiempo los remolinos atmosféricos sean capaces de forzar sus análogos oceánicos, y transmitir su efecto hasta al menos cuatrocientos metros de profundidad.

Otro argumento en contra del forzamiento atmosférico lo constituye el hecho de que durante los días 6, 7 y 8 de Junio de 1990 se produce un continuo desprendimiento

de remolinos atmosféricos, mientras que el núcleo de agua fría correspondiente al remolino CJ90, permanece prácticamente estacionario (Figura 22). Asimismo, si hubiera una intensa transmisión de momento y energía de los remolinos atmosféricos hacia el océano, los remolinos atmosféricos se disiparían rápidamente y su señal dejaría de percibirse a corta distancia de Gran Canaria. Por otro lado, se han detectado remolinos oceánicos en la misma región que los aquí descritos en condiciones de calma atmosférica (Velez, 1993).

En base a los distintos hechos y argumentos expuestos, es poco probable que los remolinos oceánicos se generen por forzamiento atmosférico. Sin embargo, más adelante se verá que el viento sí que puede controlar el sentido y grado de simetría de estos remolinos.

2.3 ¿ Los remolinos observados se han desprendido de Gran Canaria?

Una vez determinado que la Corriente de Canarias puede ser lo suficientemente energética como para generar remolinos, se habrá de comprobar que los remolinos observados no han sido importados de una región remota. Para ello se compararán las observaciones con los resultados de simulaciones numéricas. Sin embargo, antes de abordar dicha comparación es necesario determinar que tipo de visualización del flujo (líneas de corriente o trazador) nos ofrece el campo de temperaturas observado. Es decir si los remolinos observados son remolinos de líneas de corriente (vortex) o remolinos de líneas de trazador.

Los remolinos observados en el campo de temperaturas son vortex ya que los desplazamientos verticales de la isoterma (isopicnas) responden a la componente baroclina del campo de velocidades y, por lo tanto, las líneas de corriente baroclinas coinciden con la topografía de las isoterma (isopicnas). Para comprender mejor este hecho es conveniente considerar un océano de dos capas de distinta densidad y suponer que tan sólo la capa superior está en movimiento. Si acudimos a las ecuaciones de Margules (Gill, 1982), se advierte que la topografía de la interfase es función de la velocidad de la capa superior y que el desplazamiento de la interfase, $h(x,y,t)$, es función de corriente.

$$v_1 = \frac{g'}{f} \frac{\partial h}{\partial x}, \quad u_1 = -\frac{g'}{f} \frac{\partial h}{\partial y}$$

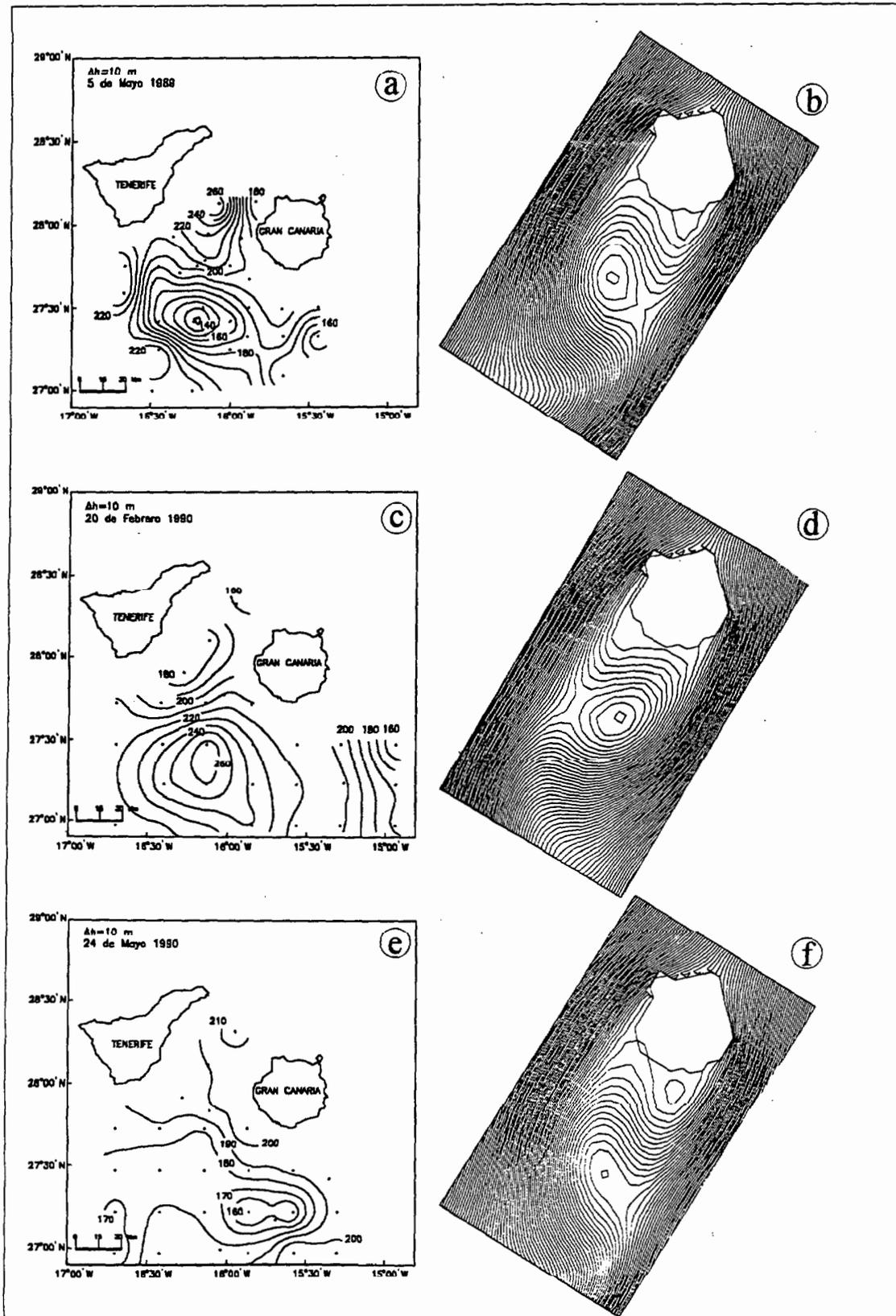


Figura 61 Comparación entre los remolinos observados (izquierda) y los vortex obtenidos a partir del modelo (derecha) para $Re = 100$.

donde g' , es la gravedad reducida

$$g' = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_1} g$$

siendo, ρ_1 y ρ_2 las densidades de la capa superior e inferior. Por tanto, a través de la topografía de las isotermas se está visualizando las líneas de corriente del flujo.

En la Figura 61 se compara la topografía de la isoterma de 16°C correspondientes a los remolinos, CM89, AF90 y CM90, con algunas secuencias del ciclo de desprendimiento de vortex. En esta figura, se advierte como en general, la estructura de los remolinos observados coincide con la de los vortex obtenidos a través de las simulaciones numéricas. Comparando, por ejemplo las Figuras 61a y 61b, se puede apreciar como la posición, el tamaño, forma y orientación del semieje mayor del remolino CM89 y del vortex ciclónico que se acaba de desprender del obstáculo, son muy semejantes. De esta forma el remolino CM89 puede considerarse como un vortex ciclónico en plena fase de madurez. De igual modo, la coincidencia de tamaño, forma y posición entre el remolino AF90 (Figura 61c) y el vortex anticiclónico simulado numéricamente (Figura 61d), indica que este remolino puede considerarse como un vortex anticiclónico en plena fase de madurez. Asimismo, al coincidir el tamaño, forma, posición y orientación del remolino CM90 con la del vortex ciclónico de la Figura 61d, se puede decir que este remolino es un vortex ciclónico que está a punto de desaparecer. Esta última circunstancia viene apoyada por la menor intensidad de este remolino respecto al CM89. Asimismo, si se examinan las distintas imágenes AVHRR de la TSM en aguas del Archipiélago publicadas (Hernández Guerra, 1990; Van Camp *et al.*, 1991; Aristegui *et al.*, 1994), se advierte que la señal de los remolinos ciclónicos (núcleo frío) asociados con la Isla de Gran Canaria se detecta siempre en proximidad de esta Isla. Ello puede explicarse teniendo en cuenta por un lado, que los remolinos del campo de temperaturas son vortex y, por otro, que uno de los rasgos más característicos de éstos es que una vez desprendidos del obstáculo, su señal desaparece a una relativamente corta distancia del obstáculo (Figura 29).

En la Figura 15e se observa la señal de un remolino ciclónico al Suroeste de Gran Canaria (CJ90), y aunque no aparezca ninguna estructura al Sureste de Gran Canaria se aprecia un hundimiento de la isotermas (Figura 18, desde la estación 19 a la 24) que podría ser el indicio de que se está produciendo asimismo las génesis de un remolino anticiclónico. Por otro lado, teniendo en cuenta que quince días antes (24 de mayo) aparece con claridad la señal de un remolino ciclónico, el CM90, este lapso de tiempo

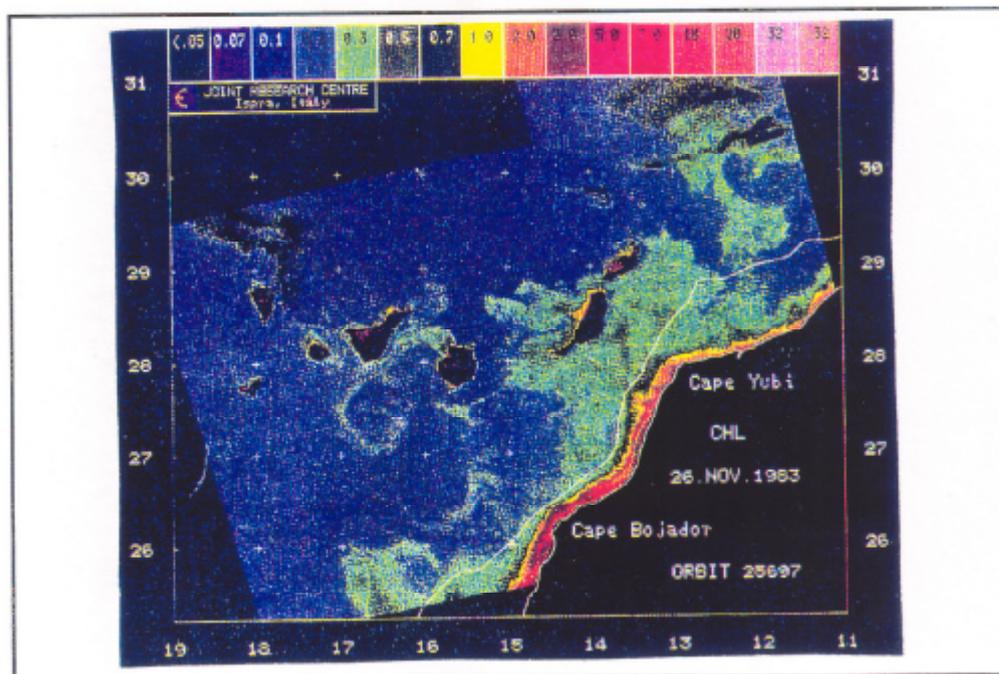


Figura 62. Imagen CZCs mostrando la distribución de clorofila en aguas del Archipiélago, (Hernández-Guerra *et al.*, 1993).

puede servir como estima del periodo de desprendimiento entre dos remolinos del mismo signo (CM90 y CJ90). De esta forma, el remolino CJ90 ha tardado quince días en generarse y desprenderse de la isla. Atendiendo a las simulaciones numéricas, un periodo de desprendimiento de este orden implicaría un velocidad media del flujo incidente de unos 0.15 ms^{-1} , valor bastante consistente con los datos anteriormente para la Corriente de Canarias (Tabla IV).

En la Figura 62 (Hernández-Guerra *et al.*, 1993), se muestra la distribución de clorofila en el área del Archipiélago obtenida mediante el sensor remoto CZCS ("Coastal Zone Color Scanner"). En esta figura se puede observar una estructura semicerrada localizada a una distancia bastante mayor ($27^{\circ}30' \text{ N}$, $16^{\circ}40' \text{ W}$) que la correspondiente a los remolinos detectados mediante el sensor de temperatura AVHRR. Como veremos a continuación, ello puede justificarse por que ahora se está visualizando la estructura del flujo a partir de líneas de trazador. En este caso la estructura correspondiente a los remolinos de líneas de trazador se mantiene a gran distancia del obstáculo (Figura 30).

Si se compara la imagen CZCS con la secuencia de líneas de trazador de la Figura 32e obtenida numéricamente, se aprecia un notable coincidencia entre la estructura de la línea de trazador que se origina a la derecha del obstáculo y la traza dejada por la

clorofila al Suroeste de Gran Canaria. La mayor concentración de clorofila en el extremo Noroccidental de la Isla de Gran Canaria sugiere que hay una producción local que será transportada por el flujo dando lugar a la traza observada en la Figura 62. Por tanto, al producirse una fuente de clorofila (trazador), mediante la imagen CZCS se está visualizando la estructura de un remolino ciclónico a partir de una o varias líneas de trazador originadas en el extremo Noroccidental de la Isla.

Las concordancias expuestas más arriba entre observaciones y simulaciones numéricas sugieren que los remolinos oceánicos están siendo desprendidos de Gran Canaria y por lo tanto corroboran la hipótesis de generación debida a la perturbación de la Corriente de Canarias. Asimismo, se hace evidente que es fundamental establecer con claridad que tipo de visualización del flujo ofrecen las distintas fuentes de observaciones. Así por ejemplo, acostumbrado a visualizar remolinos en laboratorio mediante líneas de trazador, uno podría asociar erróneamente los remolinos observados en la TSM con remolinos de líneas de trazador y afirmar, también erróneamente, que los remolinos no son debidos a la perturbación del flujo por la Isla de Gran Canaria porque permanecen cuasi-estacionarios y/o no se observan nunca a gran distancia de la Isla.

2.4 Sentido y grado de asimetría de los remolinos oceánicos

En la sección quinta del Capítulo IV se demostró que al desarrollarse capas de Ekman en la superficie y/o fondo se produce una asimetría estructural entre los remolinos de distinto signo. El sentido y el grado de la asimetría es función del circuito de circulación secundaria que se desarrolle en la capa friccional del obstáculo y dependerá del sentido e intensidad de la velocidades de bombeo de Ekman (Figura 25).

En el caso específico de la Isla de Gran Canaria, se desarrollará una capa friccional oceánica debida a la Corriente de Canarias y sobre ella una capa friccional atmosférica debida a los Vientos Alisios (Figura 63). En el seno de la capa oceánica, el sentido de la velocidad de bombeo de Ekman en el fondo será función del signo de la vorticidad, dimensionalmente (Gill, 1982),

$$w_f = \left(\frac{A_v}{2f} \right)^{1/2} \zeta \quad (57)$$

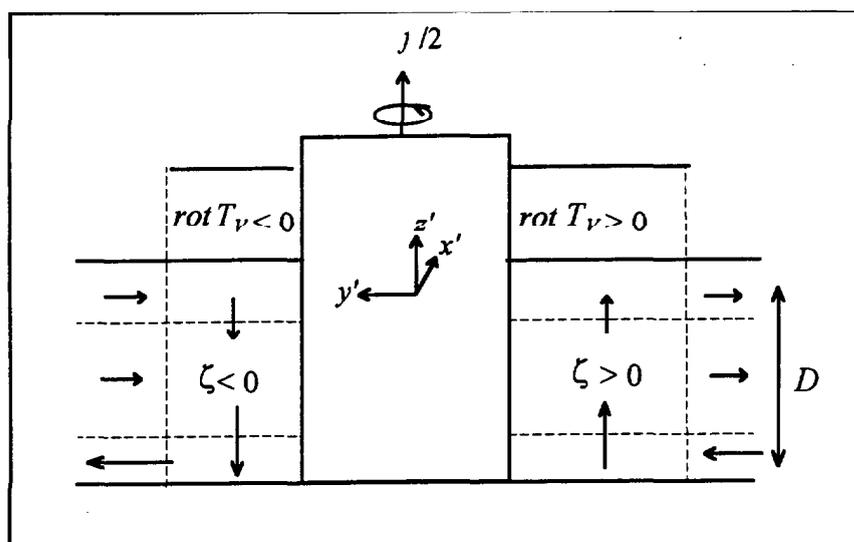


Figura 63. Circulación secundaria cuando se desarrollan capas friccionales atmosféricas y oceánicas en el obstáculo. La dirección del flujo atmosférico y oceánico es hacia el interior de la página.

por lo tanto, en el lado derecho la velocidad de bombeo en el fondo será hacia la superficie puesto que la vorticidad producida es ciclónica ($\zeta > 0$), mientras que en el izquierdo será hacia el fondo, al ser la vorticidad anticiclónica ($\zeta < 0$).

El sentido de la velocidad de bombeo en la superficie será función del signo de la vorticidad en el seno de la capa friccional atmosférica, dimensionalmente (Gill, 1982),

$$w_s = \frac{1}{\rho f} \text{rot } T_v \quad (58)$$

donde

$$\text{rot } T_v = (\nabla \times T_v) \cdot \bar{k} \quad (59)$$

siendo, T_v la tensión del viento. En el lado derecho, el rotacional de la tensión del viento (59), es positivo y por lo tanto la velocidad de bombeo irá dirigida hacia arriba (58), mientras que en el lado izquierdo irá dirigida hacia el fondo al ser el rotacional negativo.

El sentido e intensidad del flujo normal al contorno será función de los valores relativos de la velocidad de bombeo debida a la tensión del viento (superficie) y la debida a la vorticidad de la capa friccional oceánica (fondo). Si el rotacional de la tensión del viento es nulo, el flujo normal será negativo (hacia la derecha, Figura 58), dando lugar a la intensificación de los remolinos ciclónicos. Si la velocidad de bombeo debida al rotacional de la tensión del viento es superior a la del fondo, el flujo normal será positivo

(hacia la izquierda) intensificándose los remolinos anticiclónicos. Si por el contrario, la velocidad de bombeo en el fondo es más intensa, el flujo normal será negativo (hacia la derecha, Figura 63) y los remolinos ciclónicos más intensos. Finalmente, si ambas velocidades son del mismo orden, el flujo normal será nulo y los remolinos simétricos. Por lo tanto aunque sea poco probable el forzamiento atmosférico de los remolinos, la tensión del viento puede controlar el sentido y el grado de asimetría de la remolinos oceánicos.

La velocidad de bombeo de Ekman del fondo puede evaluarse haciendo uso de la ecuación (57). Por otro lado, la vorticidad por unidad de área en el seno de la capa friccional oceánica puede estimarse aplicando la teoría de Von Kármán y teniendo en cuenta que será del mismo orden que la asociada a los remolinos (Chopra, 1973),

$$\Gamma = 2 \pi K = \iint \zeta \bar{k} \cdot d\bar{A} \rightarrow \zeta = \frac{2 \pi K}{A} \quad (60)$$

$$K = 2 \sqrt{2} h (U - U_r) \quad (61)$$

donde, Γ es la circulación asociada a un remolino, K puede interpretarse como la intensidad del remolino, A es el área del remolino, U es la velocidad del flujo incidente sobre el obstáculo, U_r la velocidad de propagación del remolino y h la distancia entre los centros de dos remolinos del mismo signo. Para una velocidad del flujo incidente, $U = 0.185 \text{ ms}^{-1}$, $U_r = 0.165 \text{ ms}^{-1}$, $h = 186 \cdot 10^3 \text{ m}$ y R (radio de los remolinos) = $25 \cdot 10^3 \text{ m}$, la intensidad estimada de un remolino es de, $K = 10.5 \cdot 10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Teniendo en cuenta (57) y (60) y tomando, $A_v = 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ y, $j = 0.7 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, la velocidad estimada de bombeo de Ekman por unidad de área en el fondo es,

$$w_f = \left(\frac{A_v}{2 f} \right)^{1/2} \frac{2 K}{R^2} = 2.8 \cdot 10^{-5} \text{ ms}^{-1} \quad (62)$$

La velocidad de bombeo debida al rotacional de la tensión del viento puede evaluarse acudiendo a las ecuaciones (58) y (59). Asimismo, la tensión del viento puede estimarse a partir de (Gill, 1982),

$$\bar{T}_v = C_D \rho' \|V\| \bar{V} \quad (63)$$

donde, $C_D=2 \cdot 10^{-3}$, es el coeficiente de arrastre, $\rho=1.2 \text{ kg m}^{-3}$, representa la densidad de la atmósfera y, V el viento. Suponiendo que los remolinos atmosféricos sean potenciales, se puede obtener una aproximación de la velocidad del viento en función de la intensidad de los remolinos (Chopra, 1973),

$$V = \frac{K}{2 \pi r} \quad (64)$$

donde r , representa la distancia al centro del remolino.

Introduciendo (64) en (63) y sustituyendo en (58) se obtiene para la velocidad de bombeo en la superficie,

$$w_s = \frac{C_D K^2}{2 \pi^2 f R^4} = 1.28 \cdot 10^{-6} \text{ ms}^{-1} \quad (65)$$

donde, para el cálculo de la intensidad de los remolinos K , se han tomado los valores correspondiente a los remolinos atmosféricos observados el día 7 de Junio (Tabla V) y un radio de $R = 25 \cdot 10^3 \text{ m}$.

Si se comparan los valores estimados de la velocidad de bombeo del fondo (62) y la velocidad de bombeo de la superficie (65), se advierte que esta última es un orden de magnitud menor. Por lo tanto, en condiciones de Vientos Alisios moderados, el rotacional de la tensión del viento no será lo suficientemente intenso como para contrarrestar la velocidad de bombeo debida a la vorticidad oceánica. De esta forma el esquema de circulación secundaria en el contorno de la Isla de Gran Canaria se corresponderá con el esquematizado en la Figura 63, estableciéndose un flujo normal negativo que dará lugar a la intensificación de los remolinos ciclónicos. Ello puede justificar, el hecho de que en las mayoría de las campañas hidrográficas hayan sido detectados principalmente remolinos ciclónicos. Sin embargo no cabe descartar la posibilidad de que en condiciones de Vientos Alisios muy intensos pueda ocurrir lo contrario y se potencien los remolinos anticiclónicos.

3. Contribución del Archipiélago Canario a la actividad a mesoscala de la Cuenca Canaria

El Archipiélago Canario constituye una barrera topográfica de unos 300 km de longitud a los vientos y corrientes dominantes (Vientos Alisios y Corriente de Canarias). A partir de la Figura 2 se puede advertir como el archipiélago afecta a toda la anchura de la banda del transporte geostrofico medio asociada con la Corriente de Canarias. Como consecuencia de la perturbación de esta corriente y de los Vientos Alisios, se ha discutido que la Isla de Gran Canaria actúa como foco generador de remolinos atmosféricos y oceánicos. Debido a que otras islas que configuran el Archipiélago poseen características similares en cuanto al flujo incidente y topografía, es de prever que no tan sólo la Isla de Gran Canaria actúe como foco generador de actividad a mesoscala. En este sentido, mediante una revisión de los distintas investigaciones llevadas a cabo en aguas canarias se pueden extraer las suficientes evidencias como para sospechar que la generación de remolinos no es un fenómeno exclusivo de la Isla de Gran Canaria, produciéndose también en otras islas del Archipiélago como La Palma, El Hierro, La Gomera y Fuerteventura.

A partir del perfil vertical de temperaturas tomado el Sur del Archipiélago por el B/O Polarstern se observa no tan sólo el ya comentado abombamiento de la isoterma al suroeste de la Isla de Gran Canaria (estación 9, Figura 11), si no que también se observa otro al Suroeste de la Isla de El Hierro (estación 16, Figura 11), estos abombamientos constituyen la señal en la estructura vertical del campo de temperaturas de remolinos ciclónicos. Asimismo, en Molina y Laatzen (1989) se describe un núcleo de agua cálida al Sureste de La Gomera que como indican estos autores, podría corresponderse con un remolino anticiclónico. Por otra parte, la Violette (1974), describió al Sur de Fuerteventura un núcleo de agua cálida que también podría corresponderse con un remolino anticiclónico. Finalmente, en algunas de las imágenes de la Temperatura Superficial de Mar (TSM) que ilustran el trabajo de Van Camp *et al.* (1991), puede observarse con cierta frecuencia un núcleo de agua fría al Suroeste de la Isla de La Palma que podría ser la señal de un remolino anticiclónico. En general, en las imágenes de la TSM se advierte cómo, globalmente, el Archipiélago altera de forma significativa el campo de temperaturas superficial (Figuras 21, 22 y 23).

A través del análisis de las observaciones de Müller y Siedler (1992), en el segundo capítulo de este trabajo se destacó que el nivel máximo de variabilidad en la

Cuenca Canaria se localizaba en aquellos anclajes de correntímetros más próximos al Archipiélago Canario. En concreto, los niveles más elevados (varianza total $73 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$), fueron detectados en el anclaje X fondeado entre las islas de El Hierro y La Palma (Figura 12), y en el anclaje KS1 (varianza total $59.5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$) situado a unos 324 Km de distancia (6 diámetros de Gran Canaria) al Suroeste de Gran Canaria. Debido a que dichos anclajes están alejados de otras posibles fuentes de variabilidad, tales como el Frente de las Azores o el régimen de Afloramiento Costero Africano, una posible justificación para tales índices de variabilidad es el continuo desprendimiento de remolinos de algunas de las islas del Archipiélago Canario. Por tanto, el Archipiélago Canario en su conjunto puede contribuir de forma significativa a la actividad a mesoscala de la Cuenca Canaria mediante la perturbación de la Corriente de Canarias.

4. Importancia de los remolinos en la formación de Masa de Agua Cálida.

Los valores máximos de ganancia de calor en el Giro Subtropical Noratlántico se observan en su margen oriental con un máximo en la región del afloramiento Norafricano (Bheringer y Stommel, 1981; Carrisimo *et al.*, 1985; Schmitt *et al.*, 1989; Rintoul y Wunsch, 1991, Pelegrí *et al.*, 1995). La ganancia de calor y la consiguiente formación de Masa de Agua Cálida (MAC), se produce gracias al transporte de agua fría hacia las capas superficiales de la columna de agua (Csanady 1987,1990, Pelegrí *et al.*, 1995). La advección de agua fría se genera a través de tres mecanismos principales (Pelegrí *et al.*, 1995); el transporte hacia el Ecuador de la Corriente de Canarias-Corriente de las Azores, el afloramiento Costero Africano y el transporte vertical asociado a los remolinos ciclónicos que se desprenden de las islas de los archipiélagos de la Macaronesia.

En la Figura 64 se muestra el transporte vertical en el Atlántico Norte a dos mil decibares calculado por Martel y Wunsch (1993), mediante la inversión de datos hidrográficos. Notar que los valores máximos positivos, incluso superiores a los de la región de la Corriente del Golfo, se encuentran centrados en la región meridional del Archipiélago Canario. En concreto el valor máximo de velocidad, $w = 0.64 \cdot 10^{-5} \text{ ms}^{-1}$, es del orden de nuestra estima asociada a los remolinos, $w = 1.4 \cdot 10^{-5} \text{ ms}^{-1}$. Para su cálculo se ha restado a la velocidad ascendente de los remolinos ciclónicos (62), la velocidad descendente asociada a los remolinos anticiclónicos asumiendo que su velocidad de

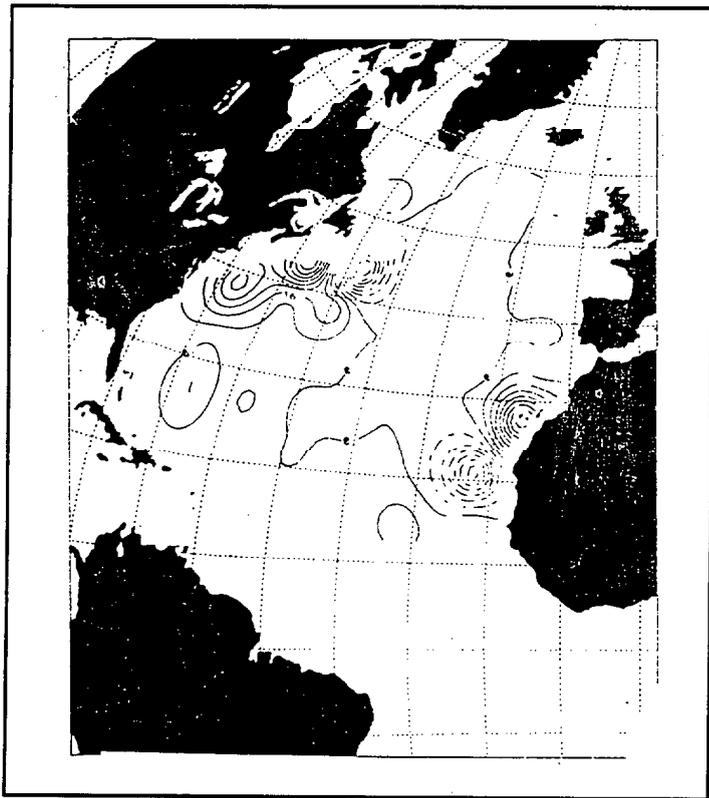


Figura 64. Distribución de las velocidades verticales en el Atlántico Norte a 2000 decibares calculada por Martel y Wunsch (1993). El intervalo entre isolíneas es de $8 \cdot 10^{-7} \text{ ms}^{-1}$.

bombeo es la mitad que la correspondiente a los ciclónicos debido a su menor intensidad. La mayor magnitud de la velocidad observada, puede atribuirse a que la resolución espacial del modelo de Martel y Wunsch (1993), es de sólo un grado. De esta forma, teniendo en cuenta la coincidencia entre los valores observados y estimados, la generación de remolinos en el Archipiélago Canario puede ser el principal mecanismo responsable de transporte vertical de agua fría hacia la superficie en esta región.

Suponiendo que debido a la presencia de las distintas islas coexistan simultáneamente diez remolinos ciclónicos de radio, $R = 25 \cdot 10^3 \text{ m}$, y velocidad de bombeo $w = 10^{-5} \text{ ms}^{-1}$, el transporte vertical de agua fría en la región sería del orden de, $W \approx 0.2$ Svedrups. La ganancia de calor por unidad de área asociada a este transporte puede estimarse a través de (Pelegri *et al.* 1995),

$$Q \approx \rho C_p (T_0 - T_i) w \quad (66)$$

donde, C_p es el calor específico a presión constante del agua de mar (Gill, 1982), y T_i , T_o , son respectivamente las temperaturas superficiales en el interior y exterior del remolino ciclónico. Haciendo uso de (66) y suponiendo que $T_i = 19$ °C, $T_o = 22$ °C, se obtiene una ganancia de calor igual a, $Q = 120 \text{ Wm}^{-2}$. Este valor es del mismo orden que el correspondiente a la transferencia de calor desde la atmósfera hacia el océano calculado para esta región (Bunker 1976). La cantidad total de calor ganado por los diez remolinos será de $2.4 \cdot 10^{12} \text{ W}$, teniendo en cuenta que el calor total ganado en el margen oriental del Giro Subtropical es del orden de $40,4 \cdot 10^{12} \text{ W}$ (Pelegri *et al.*, 1995), la contribución de los remolinos será del 6%. De esta forma, los remolinos puede ser los responsables de la formación del 6% de la Masa de Agua Cálida. Aunque esta cantidad es pequeña es, significativa.

5. Génesis de las estelas de aguas cálidas

Una de las características principales de la estructura térmica superficial en aguas canarias, es la frecuente presencia de unos filamentos de aguas relativamente más cálidas que el entorno, asociadas con la presencia de prácticamente todas las islas que configuran el archipiélago (Capítulo III). Las estelas de aguas cálidas son relativamente someras y su estructura se caracteriza por una franja más cálida que el resto adherida a la costa y un filamento que se extiende hacia mar abierto (Figuras 20, 21, 22 y 23). La longitud y orientación de las estelas varía tanto de una isla a otra como en el tiempo, y aunque en general se orientan en dirección Noreste-Sudoeste, también han sido descritas con distinta orientación (Hernández-Guerra 1990).

En Hernández Guerra (1990), se muestra que existe una cierta correlación entre el viento incidente al Archipiélago y la orientación de las estelas oceánicas, teniendo ambos la misma dirección. Ello podría sugerir que las estelas son la sombra oceánica de la zona desventada por el relieve de las islas. Es decir, que debido a que a sotavento de las islas el viento es más cálido, seco y de menor intensidad, se produce un sobrecalentamiento de la superficie del océano dando lugar a estas estructuras en forma de filamentos de aguas relativamente más cálidas.

Sin embargo, el desvente es capaz de tan sólo explicar el sobrecalentamiento de la estrecha banda de la estela adherida a la isla puesto que a cierta distancia de la isla cesará. En la imágenes correspondientes a los días 6, 7 y 8 de Junio de 1990 (Figura 22),

se observa como los remolinos atmosféricos se desprenden a menos de un diámetro de la Isla de Gran Canaria indicando que como máximo la zona de desvente se extiende a 54 km de la isla. Sin embargo, en las anteriores imágenes se aprecia como la señal de la estela asociada a Gran Canaria se extiende al menos 200 km a sotavento de la isla por debajo de los remolinos atmosféricos. Por lo tanto, aunque haya cesado el desvente, se sigue observando en la estructura de la TSM un filamento de aguas relativamente más cálidas que el resto. De esta forma, aunque el viento y la topografía a través del desvente pueden ser los responsables de la estrecha porción de la estela adherida a la isla, para justificar el grueso del cuerpo de la estela habrá que acudir a otros factores distintos de los atmosféricos.

La estructura y génesis de las estelas de aguas cálidas puede explicarse acudiendo al concepto de líneas de trazador. La hipótesis que se propone es que las estelas de aguas cálidas constituyen en realidad la traza de la circulación oceánica superficial, actuando la temperatura como trazador y el sobrecalentamiento de la estrecha franja costera desventada como fuente de trazador. El papel del desvente será análogo al del inyector de tinta en los experimentos de laboratorio, actuando como fuente continua de aguas relativamente más cálidas. Una vez inyectado, la circulación oceánica a sotavento de las islas determinará la distribución del trazador y con ello el grueso de la estructura de la estela.

La dirección e intensidad del viento incidente junto a la topografía establecerán en que parte de la isla se está inyectando el trazador y con que intensidad. De esta forma en condiciones de calma no se desarrollarán estelas al no producirse inyección de trazador. Asimismo, aunque el viento sea intenso, si la topografía de la isla es baja, la zona desventada es mínima y tampoco tendrá lugar el sobrecalentamiento relativo de la superficie del mar (inyección de trazador). En este sentido, si a partir de las observaciones de Hernández-Guerra (1990) y Van Camp *et al.* (1991), se correlacionan los campos de vientos con las imágenes de la TSM, se advierte que efectivamente en condiciones de calma no se desarrollan estelas y que en condiciones favorables, no se generan estelas en las islas de menor relieve (Fuerteventura y Lanzarote).

La distribución del trazador a sotacorriente del obstáculo vendrá determinada por el espectro de tiempos de residencia que se desarrolle en esta región (Capítulo IV). En la Figura 30 se observa como se acumula trazador en la parte posterior del obstáculo originando una estructura en forma de estela parecida a las observadas en las imágenes de la TSM. La acumulación de trazador indica tiempos de residencia altos o lo que es lo

mismo, aguas relativamente estancadas lo que potenciaría su sobrecalentamiento. Si se comparan las secuencias de la Figura 51, con la imagen TSM del día 6 de Junio de 1990 (Figura 22) y la de la temperatura superficial observada a partir de datos hidrográficos (Figura 20), se aprecia una gran similitud entre ellas. Las secuencias de líneas de trazador son capaces de reproducir tanto la presencia del remolino ciclónico CJ90, como los rasgos principales de la estela de aguas cálidas asociada a Gran Canaria. Ello permite sugerir que las estelas de aguas cálidas constituyen la traza de la circulación superficial a sotavento de la isla. Notar asimismo, que debido a la fuente de temperatura, cuando se desarrollen estelas, la observaciones de la TSM ofrecerán una imagen mixta de líneas de trazador y líneas de corriente.

En los experimentos numéricos se ha introducido de forma artificial trazadores por lo que para confirmar la anterior sugerencia habría que demostrar que el desvente produce un sobrecalentamiento y por lo tanto una inyección de trazador de forma natural. Una manera de llevarlo a cabo sería integrar un modelo mixto cuasi-geostrófico-capas de mezcla, del mismo tipo al formulado en Klein y Hua (1988) o Walstad y Robinson (1993). De este modo se podría estudiar no tan sólo el papel del viento como inyector de trazador sino también la interacción entre el océano interior y la capa de mezcla, y con ello la variabilidad de la temperatura superficial del mar.

Como el espectro de tiempos de residencia es sensible al número de Reynolds, la estructura de la estela vendrá condicionada no sólo por la dirección del flujo incidente sino también por su intensidad. Para flujos incidentes intensos ($Re = 250$, izquierda Figura 47), el desprendimiento de remolinos se realizará con bastante frecuencia y cerca del obstáculo, produciéndose una continua y rápida renovación de la región de recirculación. En este caso, los tiempos de residencia serán relativamente bajos dando lugar a que la estela no se desarrolle completamente y aparezca perturbada por los remolinos. Esta podría ser la situación correspondiente a la estela visible al Sur de Gran Canaria durante los días 21, 22 y 23 de Julio de 1990 (Figura 23). Para números de Reynolds intermedios ($Re = 100$, derecha Figura 47), los remolinos se desprenden con menor frecuencia y a mayor distancia del obstáculo. Los tiempos de residencia serán mayores y las estelas más desarrolladas y menos perturbadas por la presencia de remolinos. Este podría ser el caso de la estela visible al Sur de Gran Canaria durante los días 6, 7 y 8 de Junio de 1990 (Figura 22). Finalmente, a números de Reynolds bajos las estelas aparecerán como largos filamentos apenas perturbados de agua relativamente más cálidas.

La sensibilidad al número de Reynolds de las estelas puede justificar la diferencia existente entre la estelas de las distintas islas del archipiélago. Así por ejemplo, el hecho de que para un mismo instante de tiempo las estelas asociadas a las islas de la Gomera y de la Palma sean mucho más largas y menos irregulares que la asociada a Gran Canaria (Figura 21), puede atribuirse a que para una misma intensidad del flujo incidente, el número de Reynolds asociado a ambas islas es menor debido al mayor diámetro de Gran Canaria.

Si como se acaba de discutir, la estructura de las estelas viene determinada por la traza del flujo a sotacorriente de las islas, la visualización de las estelas será de gran utilidad a la hora de definir tanto las características del flujo incidente como la traza de la circulación superficial a sotavento de islas. Por un lado la orientación de las estelas definirán la dirección del flujo incidente, y por otro, su estructura determinará tanto la intensidad del flujo incidente como las características de su perturbación por la isla. De esta forma, a partir de un catálogo de imágenes AVHRR y datos atmosféricos se podría establecer a un relativo bajo coste una primera aproximación al flujo alrededor de una isla.

6. Sumario

Las características de la Corriente de Canarias, la estructura espacial y temporal de los remolinos y su concordancia con las simulaciones numéricas, indican que los remolinos observados al Sur de Gran Canaria son consecuencia de la perturbación de la Corriente de Canarias por la Isla de Gran Canaria. La dinámica involucrada en este proceso es análoga a la que rige la perturbación de un flujo que supera un obstáculo cuando el sistema está en rápida rotación, descrita en el Capítulo IV. Aunque es poco probable que los remolinos sean forzados atmosféricamente, la fricción del viento en los flancos de la isla puede influir en el sentido y grado de asimetría de los remolinos. Así mismo, el Archipiélago Canario puede contribuir de forma notable a la actividad a mesoscala de la Cuenca Canaria y a la formación de Masa de Agua Cálida, a través del continuo desprendimiento de remolinos de algunas islas que lo configuran.

Las características y génesis de las estelas de aguas cálidas pueden justificarse acudiendo al concepto de líneas de trazador. El desvente de los Vientos Alisios actúa de inyector de trazador al producir un sobrecalentamiento de la región oceánica situada

inmediatamente a sotavento de la islas. La circulación oceánica transportará el exceso de temperatura determinando la estructura de las estelas. De esta forma, las estelas de aguas cálidas constituyen la traza de la circulación superficial a sotavento de las islas. Por lo tanto, se puede inferir la dirección e intensidad del flujo incidente través de la orientación y estructura de las estelas .

Capítulo VI: CONCLUSIONES

A continuación se resumen las principales conclusiones y aportaciones de este trabajo, así como aquellos aspectos que pueden ser objeto de futuros estudios.

1. Remolinos y estelas de aguas cálidas al Sur de Gran Canaria

- La señal de remolinos oceánicos y estelas de aguas cálidas ha sido detectada al Sur de la Isla de Gran Canaria, en prácticamente todas las campañas hidrográficas realizadas en aguas del Archipiélago Canario capaces de resolver la variabilidad a mesoscala. Por lo tanto, dichas estructuras son una característica casi-permanente de la variabilidad a mesoscala en esta región.
- Se ha comprobado la presencia tanto de remolinos ciclónicos como anticiclónicos al Sur de la Isla de Gran Canaria, observándose que los remolinos ciclónicos son más frecuentes que los anticiclónicos.
- La forma general de los remolinos es elíptica y su radio comparable al radio de la Isla de Gran Canaria (26 km). Su extensión vertical abarca toda la columna de agua sondeada, detectándose su señal hasta por lo menos setecientos metros de profundidad.
- Los remolinos alteran sustancialmente la estructura vertical de la columna de agua introduciendo anomalías verticales de temperatura de hasta 2.5 °C, y produciendo oscilaciones verticales de la profundidad de la capa de mezcla de hasta ciento cincuenta metros.

- Se confirman mediante los datos hidrográficos analizados la presencia de una estela de aguas cálidas adherida a la costa Sur de la Isla Gran Canaria.

- La estructura horizontal de la estela de aguas cálidas se caracteriza por una banda de agua, relativamente estrecha y más cálida que el resto, adherida a la costa Sur de la isla, y un largo filamento de agua menos cálida que se extiende hacia el Suroeste formando el grueso del cuerpo de la estela.

- La extensión vertical de la estela abarca todo el rango de profundidad de la capa de mezcla. Asimismo, su estructura vertical y horizontal se ve alterada por la presencia de los remolinos existentes en el océano interior.

Debido a que en este trabajo tan sólo se ha tratado la variabilidad del campo de temperaturas, quedan todavía por resolver muchas incógnitas acerca de la estructura de los remolinos y estelas de aguas cálidas. Entre ellas cabe destacar el desconocimiento de la estructura tridimensional del campo de velocidad y densidad, así como la extensión vertical de los remolinos.

2. Perturbación de un flujo geofísico por un obstáculo

- El problema de la perturbación de un flujo geofísico por un obstáculo puede tratarse acudiendo a la dinámica cuasi-geostrófica, no siendo necesaria la integración directa de las ecuaciones primitivas del movimiento.

- Se ha probado que para que el problema quede bien establecido, es necesario agregar a la dinámica del océano interior la dinámica de la capa friccional asociada al obstáculo. Para ello, se ha demostrado analíticamente que cuando se desarrollan simultáneamente capas horizontales de Ekman y una capa friccional en el obstáculo, se establece un flujo ageostrófico normal al obstáculo que transporta vorticidad hacia el fluido interior alterando su balance de vorticidad. Para cerrar este problema se ha demostrado que el flujo normal puede ponerse en función de la velocidad del fluido interior tangente al obstáculo, y de los números de Ekman y Rossby.

- Al integrar numéricamente el modelo analítico, se ha comprobado que si el flujo incidente es lo suficiente energético ($Re > 60$), se desprenden alternativamente de los

flancos del obstáculo remolinos ciclónicos y anticiclónicos, generándose una calle de remolinos a sotacorriente del obstáculo.

- Se ha querido destacar que según el tipo de visualización que se realice, el marco descriptivo y el aspecto del flujo pueden modificarse sensiblemente. A este respecto, se ha visto que el término remolino es muy general y habrá que referirse a; *vortex*, *remolinos de línea de trazador* o *vórtices* en función de si visualiza el flujo mediante las líneas de corriente, las líneas de trazador o las líneas de isovorticidad. Asimismo se ha introducido un nuevo concepto de remolino de línea de trazador.

- Los remolinos de líneas de trazador están constituidos por aquellas porciones del fluido con un espectro de tiempos de residencia característico que evoluciona de forma compacta de tal modo que define estructuras coherentes cerradas o semicerradas en las líneas de trazador. La parte exterior del remolino está formada por material procedente de la región de barcorriente y su núcleo por material procedente de la región localizada inmediatamente a sotacorriente del obstáculo. El material transportado por el núcleo del remolino representa el material que hay que inyectar en esta región cada vez que se desprende un remolino. Asimismo, como las líneas de trazador coinciden con las líneas de isovorticidad, estos remolinos constituyen la traza de los remolinos de líneas de isovorticidad o vórtices.

- Cuando en un flujo geofísico no se desarrollan capas de Ekman, la estructura de la calle de remolinos es idéntica a la observada experimentalmente (en laboratorio), cuando el sistema no está en rotación. Los remolinos de distintos signo son simétricos, y a medida que aumenta la intensidad del flujo incidente, se desprenden con mayor frecuencia y aumenta su coherencia. El único efecto de la rotación es posponer el proceso de desprendimiento y/o disminuir la frecuencia de desprendimiento.

- Los resultados del modelo muestran que cuando se desarrollan capas de Ekman, se produce una asimetría estructural entre los remolinos de distinto signo. La traza de los remolinos ciclónicos es más intensa y aparece mejor definida que la de los anticiclónicos. Nuestro modelo es, por lo tanto, capaz de reproducir la asimetría de los remolinos observada experimentalmente y en la naturaleza, cuando el sistema está en rápida rotación. En concreto, nuestros resultados coinciden con las observaciones experimentales de Chabert D'Hières *et al.* (1989).

- Se ha demostrado que la asimetría de los remolinos es debida a un incremento de la región de producción de vorticidad positiva en la capa friccional adherida al obstáculo. Ello se debe al aumento de la capa friccional en el lado derecho del obstáculo y a su disminución en el izquierdo (mirando hacia sotacorriente). La alteración asimétrica de la capa friccional es provocada por el incremento del transporte de vorticidad hacia el fluido interior en el lado derecho y su disminución en lado izquierdo. Esto se produce gracias al establecimiento de un flujo normal al contorno hacia el fluido interior en el lado derecho y hacia el obstáculo en el izquierdo. Como la masa ha de conservarse, la convergencia del flujo en el seno de la capa friccional debida al bombeo de Ekman, será la responsable de que se establezca dicho flujo normal.

La laguna más importante de nuestro modelo numérico, que se cubrirá en futuros trabajos, es que al comparar los resultados numéricos con los experimentales se tendría que haber utilizado como obstáculo un cilindro y no el contorno de la Isla de Gran Canaria. Por otro lado, la discretización del contorno de Gran Canaria es bastante grosera debido a la resolución espacial adoptada, produciendo el crecimiento artificial de inestabilidades numéricas. Sin embargo, éstas permanecen estacionarias y no se propagan hacia el interior del dominio numérico. El adaptar la malla numérica al contorno de un cilindro o al de Gran Canaria hubiera requerido generar numéricamente una transformación conforme lo que acarrea una gran complejidad y un costo computacional fuera de nuestro alcance.

El modelo desarrollado en este trabajo no incorpora ni los efectos de la estratificación ni el forzamiento atmosférico. A este respecto, se ha empezado a trabajar sobre un modelo multicapa cuyos resultados preliminares muestran que se genera una producción de vorticidad baroclina en el obstáculo aunque el flujo deslice libremente a su alrededor. Asimismo se observa una sobre elevación de las isopícnas en el lado derecho del obstáculo y una depresión en el izquierdo.

Una futura línea de investigación que ya se ha iniciado, es la incorporación de la condición de contorno modificada en este trabajo a un modelo de circulación a escala de cuenca oceánica. El principal objetivo es estudiar como se modifica el balance de vorticidad del giro subtropical al acoplarle la dinámica del afloramiento costero presente en su margen oriental. Asimismo se pretende investigar como se altera la corriente de borde occidental al aumentar el transporte de vorticidad hacia el océano interior.

Otra línea que se pretende iniciar es el incorporar al modelo el caso de varios obstáculos.

3. Génesis e importancia de los remolinos y estelas de aguas cálidas

- Las características de la Corriente de Canarias, la estructura espacial y temporal de los remolinos y su concordancia con las simulaciones numéricas indican que los remolinos observados son consecuencia de la perturbación de la Corriente de Canarias por la Isla de Gran Canaria. Los observados en la estructura del campo de temperaturas son vortex y los trazados por la concentración de clorofila son remolinos de líneas de trazador.

- La dinámica involucrada en el proceso de desprendimiento de remolinos oceánicos es análoga a la que rige la perturbación de un flujo geofísico al superar un obstáculo. Para que se produzca el desprendimiento, la intensidad media de la Corriente de Canarias ha de ser superior a diez centímetros por segundo. Tomado un valor medio de veinte centímetros por segundo, se desprenderán de la Isla de Gran Canaria un remolino ciclónico y uno anticiclónico, cada quince días.

- La fricción de los Vientos Alisios con la Isla de Gran Canaria puede controlar el sentido y grado de asimetría de los remolinos oceánicos. En condiciones de calma atmosférica o Vientos Alisios moderados los remolinos ciclónicos serán más intensos. Si el viento sopla con fuerza, los remolinos serán simétricos o bien se intensificarán los anticiclónicos.

- Como señalan todos los indicios, el continuo desprendimiento de remolinos de algunas islas del Archipiélago Canario contribuye de forma significativa a la variabilidad a mesoscala de la Cuenca Canaria y, en menor grado, a la formación de Masa de Agua Cálida.

- La estelas de aguas cálidas constituyen la traza de la circulación superficial a sotavento de las islas. Por lo tanto, a través de su estructura y orientación se puede inferir la dirección e intensidad del flujo incidente. El desvente de los Vientos Alisios actúa como inyector de trazador, sobrecalentado la región desventada y la circulación oceánica transporta el exceso de temperatura moldeando la estructura de la estela.

Algunas de las consideraciones realizadas en esta sección deben tomarse con cierta cautela puesto que no se cuenta con la suficiente información como para elevarlas a la categoría de conclusiones. A este respecto, no se posee ninguna serie temporal de parámetros hidrográficos que permita establecer definitivamente el periodo de desprendimiento de los remolinos y sus relación con la velocidad del flujo incidente. Asimismo, no se han presentado las suficientes evidencias observacionales como para correlacionar la asimetría de los remolinos oceánicos con la intensidad de los Vientos Alisios. Esta correlación se ha argumentado tan sólo en base a consideraciones teóricas. Por otro lado, el mecanismo propuesto para la génesis de las estelas es bastante cuestionable al tratarse de un modelo eminentemente conceptual. El estudio de las estelas requiere desarrollar un modelo acoplado cuasi-geostrófico-capa de mezcla, e intensificar las observaciones atmosféricas e hidrográficas. Todos estos puntos deben ser objeto de futuros estudios.

Como también ha sido mencionado en la introducción, uno de los motivos que impulsó el desarrollo de este trabajo fué abordar la modelización del sistema marino del Archipiélago Canario. Diversos estudios realizados en la región (Gomez Cabrera, 1991; Ramos 1992, Montero, 1993; Ramos *et al.*, 1994; Basterrechea, 1994; Ballesteros, 1994), muestran, como era de esperar, una correlación clara entre la componente física del sistema y la componente biológica. En este sentido, ya se ha iniciado el diseño de un modelo ecohidrodinámico que acopla ambas componentes (Menvielle, 1994), y permitirá en un futuro comprender los distintos mecanismos que caracterizan el entorno marino del Archipiélago Canario.

Apéndice: MODELO NUMERICO

1. Esquema numérico

Fundamentalmente se emplean tres métodos para integrar numéricamente las ecuaciones cuasi-geostróficas: el método de las diferencias finitas, el método de los elementos finitos y los métodos espectrales. En este trabajo se ha adoptado el método de las diferencias finitas por su gran versatilidad y menor costo computacional (Haidvogel *et al.*, 1980, Le Provost *et al.*, 1994). A este respecto, la mayor parte de las integraciones numéricas se han realizado en un ordenador PC-486 a 30 Mhz .

En la Figura 1 de este apéndice, se muestra el dominio numérico empleado en este trabajo. La malla se ha orientado en la dirección Suroeste-Noreste con el objeto de que la dirección del flujo entrante, coincida con la dirección dominante de la Corriente de Canarias y de los Vientos Alisios respectivamente. El paso de malla adoptado es: $\Delta x = \Delta y = 5.4$ km, y se tomaron cincuenta y seis puntos en la dirección del eje y (Noroeste-Sureste, $j = 1, 56$), y noventa y ocho en la dirección del eje x (Noreste-Suroeste, $i = 1, 98$), siendo las dimensiones totales de la malla, $M \times N = 523.8 \times 297$ km. No se ha tenido en cuenta la presencia de las Islas de Tenerife y Fuerteventura debido a que en este trabajo se estudia la perturbación del flujo por un obstáculo aislado y no por una combinación de obstáculos. A este respecto, el modelo no pretende predecir la estructura del flujo sino estudiar los procesos involucrados en su perturbación.

Para la discretización de la ecuación de balance de vorticidad se ha adoptado un esquema "leap-frog", haciendo uso del método de Arakawa (1966), para discretizar el Jacobiano. Por tanto, se ha construido un esquema centrado en el espacio y en el tiempo. Asimismo, se ha introducido el valor del término difusivo calculado en el paso de tiempo

anterior para evitar el crecimiento de inestabilidades numéricas (Roache, 1982). El esquema resultante para la ecuación de balance de vorticidad se formula como,

$$\zeta_{i,j}^{t+1} = \zeta_{i,j}^{t-1} + 2 \Delta t \left(J(\zeta^t, p^t) - \frac{E_v^{1/2}}{\varepsilon} \zeta_{i,j}^t + \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \zeta^{t-1} \right) \quad (1)$$

donde

$$J(\zeta, p) = -\frac{1}{12 \Delta x \Delta y} \left[\begin{aligned} & (p_{i,j-1} + p_{i+1,j-1} - p_{i,j+1} - p_{i+1,j+1}) (\zeta_{i+1,j}) \\ & - (p_{i-1,j-1} + p_{i,j-1} - p_{i-1,j+1} - p_{i,j+1}) (\zeta_{i-1,j}) \\ & + (p_{i+1,j} + p_{i+1,j+1} - p_{i-1,j} - p_{i-1,j+1}) (\zeta_{i,j+1}) \\ & - (p_{i+1,j-1} + p_{i+1,j} - p_{i-1,j-1} - p_{i-1,j}) (\zeta_{i,j-1}) \\ & + (p_{i+1,j} - p_{i,j+1}) (\zeta_{i+1,j+1}) \\ & - (p_{i,j-1} - p_{i-1,j}) (\zeta_{i-1,j-1}) \\ & + (p_{i,j+1} - p_{i-1,j}) (\zeta_{i-1,j+1}) \\ & - (p_{i+1,j} - p_{i,j-1}) (\zeta_{i+1,j-1}) \end{aligned} \right] \quad (2)$$

y

$$\nabla^2 \zeta_{i,j} = \frac{\zeta_{i+1,j} - 2\zeta_{i,j} + \zeta_{i-1,j}}{\Delta x^2} + \frac{\zeta_{i,j+1} - 2\zeta_{i,j} + \zeta_{i,j-1}}{\Delta y^2} \quad (3)$$

Mediante este esquema se logra una discretización óptima de los términos advectivos (no lineales) debido a que conserva la energía, enstrofia y vorticidad (Haidvogel *et al.*, 1980). Sin embargo, al incluir diferencias temporales centradas (esquema "leap-frog"), se generan inestabilidades numéricas inducidas por la separación de los modos computacionales asociados a los incrementos temporales pares e impares. Existen dos métodos para solventar este problema, uno consiste en introducir diferencias hacia adelante cada cierto número de iteraciones (esquema de Matsuno, -O' Brien, 1986-), y otro, es incorporar al esquema un filtro temporal de Asselin (Asselin, 1972). En nuestro modelo, se ha adoptado el filtro de Asselin debido a que las diferencias hacia adelante introducen viscosidad de forma artificial (Roache, 1972). El filtro de Asselin se formula como;

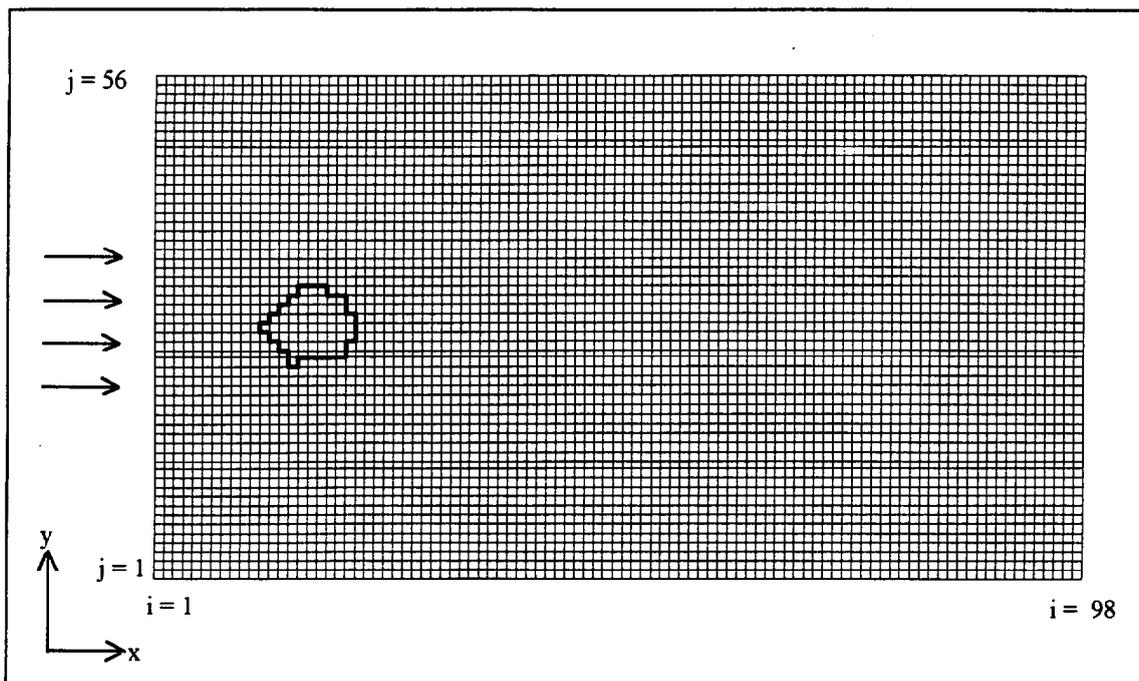


Figura 1. Dominio numérico.

$$\zeta_{i,j}^{t+1} = \zeta_{i,j}^t + \frac{\alpha}{2} (\zeta^{t+1} - 2 \zeta^t + \zeta^{t-1}) \tag{4}$$

que después de diversos testeos se halló un valor óptimo para, $\alpha = 0.5$.

Para integrar numéricamente la ecuación de Poisson (5) y poder así calcular los valores de la presión geostrófica (función de corriente), se ha empleado el método de sobrerelajaciones sucesivas con factor de aceleración (método SOR; Roache, 1982),

$$\zeta - \nabla^2 p \rightarrow p_{i,j}^{t+1} - p_{i,j}^t + \frac{\omega}{4} [p_{i+1,j}^t + p_{i-1,j}^t + p_{i,j+1}^t + p_{i,j-1}^t - 4 p_{i,j}^t - \Delta x \Delta y \zeta_{i,j}^{t+1}] \tag{5}$$

el factor de aceleración óptimo hallado es $\omega = 0.1109375$.

Al considerar el obstáculo como única fuente posible de vorticidad se ha exigido que el flujo entrante sea irrotacional y constante (de valor adimensional igual a la unidad). Esta condición se formula como,

$$\left. \begin{array}{l} \zeta_{1,j} = 0 \\ u = -\frac{p_{1,j+1} - p_{1,j}}{\Delta y} = \text{cte.} = 1 \end{array} \right\} \rightarrow j = 1, N. \quad (6)$$

Asimismo se ha impuesto que el flujo discorra por un canal en cuyas paredes laterales desliza libremente. La anchura del canal se ha tomado lo suficientemente grande para que los posibles efectos de las paredes no se transmitan al fluido interior. En estas paredes se ha tomado el valor del flujo entrante para definir la presión geostrófica y la vorticidad,

$$\left. \begin{array}{l} p_{i,1} = p_{1,1} ; p_{i,N} = p_{1,N} \\ \zeta_{i,1} = \zeta_{i,N} = 0 \end{array} \right\} \rightarrow i = 1, M \quad (7)$$

El problema más delicado de resolver es que el contorno por donde el fluido abandona el dominio numérico, sea lo más transparente posible a cualquier tipo de perturbación. De las diversas condiciones testeadas, la que se mostró más eficiente es una implementación de la condición radiacional de Orlandy desarrollada por Camarleno y O'Brien (1980). La condición de libre radiación de la perturbación a través del contorno saliente exige que,

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + F \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0 \quad (8)$$

donde ψ es un variable cualquiera que se propaga a través del contorno saliente ($i = M, j = 2, N-1$) con velocidad de fase F . La implementación de (8) se formula como (Carmalengo y O'Brien, 1980),

$$\begin{array}{ll} F \leq 0 & \rightarrow \psi_{M,j}^{t+1} - \psi_{M,j}^{t-1} \\ F > 0 & \rightarrow \psi_{M,j}^{t+1} = \left(\frac{\psi_{M-1,j-1}^t + \psi_{M-1,j+1}^t}{2} \right) \end{array} \quad (9)$$

El valor de la velocidad de fase se obtiene a partir de,

$$\begin{aligned}
 E_{M,j} &= \frac{\Psi_{M-1,j-1} + \Psi_{M-1,j+1}}{2} \\
 D_{M,j} &= \frac{\Psi_{M-3,j-1} + \Psi_{M-3,j+1}}{2} \\
 F &= - \left(\frac{E_{M,j}^t - E_{M,j}^{t-2}}{E_{M,j}^t + E_{M,j}^{t-2} - D_{M,j}^t - D_{M,j}^{t-2}} \right) \cdot \frac{2\Delta y}{\Delta t}
 \end{aligned}
 \tag{10}$$

En nuestro modelo se ha hecho uso de estas ecuaciones para calcular la presión geostrófica p , y la vorticidad relativa ζ , en el contorno saliente.

La determinación de la condición para la vorticidad en los contornos sólidos dependerá si se decide tomar condiciones de deslizamiento o no deslizamiento, y si se consideran o no los posible efectos de la circulación secundaria sobre el fluido interior. En el caso que se considere que el fluido desliza libremente en el contorno sólido, no habrá producción de vorticidad por parte del obstáculo, desarrollándose un flujo potencial.

$$\text{condición de deslizamiento} \rightarrow \zeta_{\text{obs}} = 0
 \tag{11}$$

Cuando el fluido no desliza libremente, el obstáculo actúa como fuente de vorticidad. Esta condición se formula expandiendo la función de la presión geostrófica en serie de Taylor e imponiendo la condición de flujo tangencial nulo (Roache, 1982),

$$\text{condición de no deslizamiento} \rightarrow \zeta_{\text{obs}} = 2 \left(\frac{p_{\text{obs}+1} - p_{\text{obs}}}{\Delta n^2} \right)
 \tag{12}$$

donde n es la dirección normal al contorno sólido.

En el caso que no se desee incluir la influencia de la circulación secundaria sobre el fluido interior (modelo clásico), se impone que la velocidad normal al contorno sólido sea nula,

$$\text{condición clásica} \rightarrow u_n = 0 \rightarrow p_{\text{obs}} = \text{cte}
 \tag{13}$$

Cuando se incorpora la influencia de la circulación secundaria, la anterior condición se transforma en :

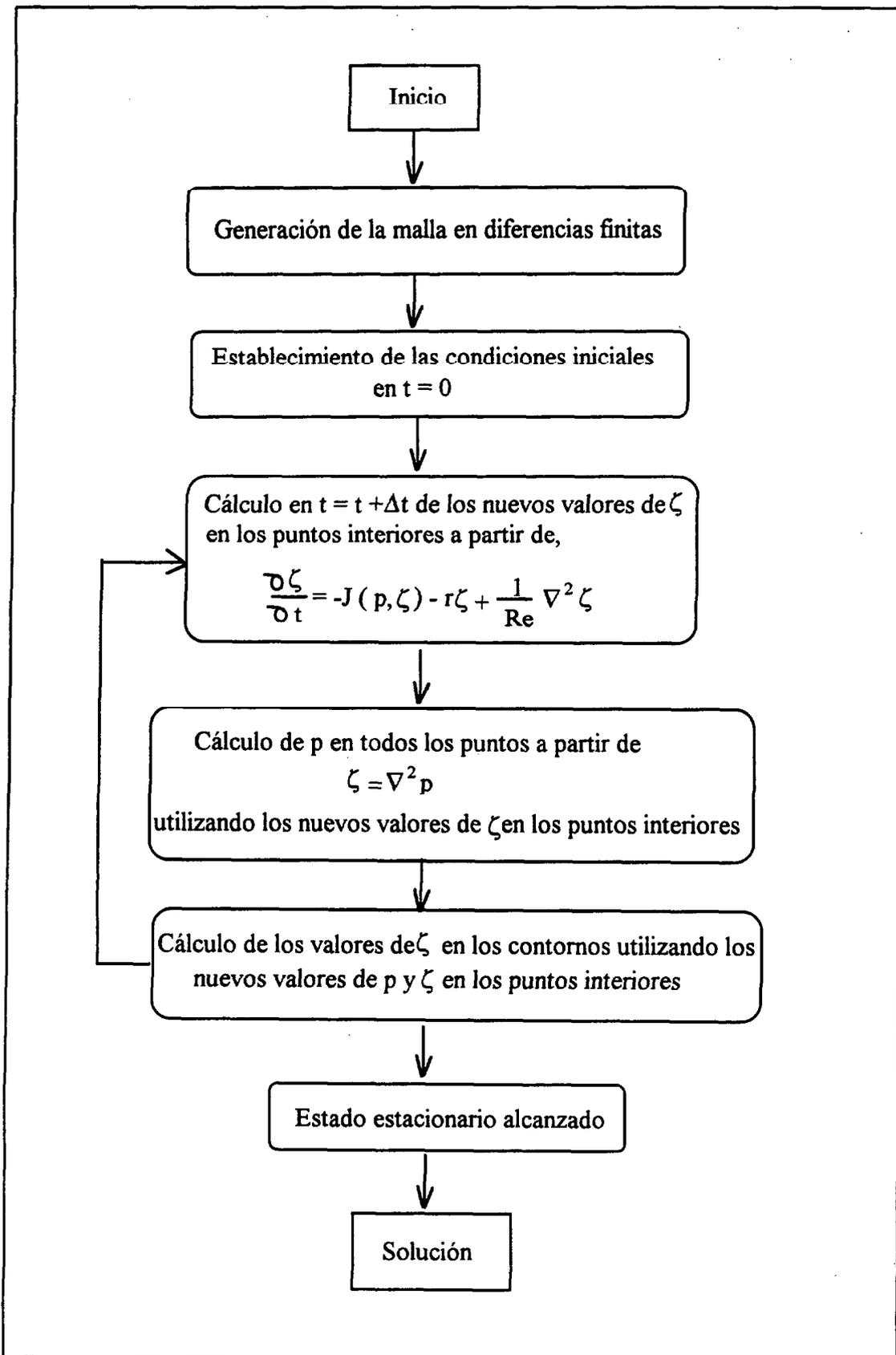


Figura 2. Algoritmo de resolución del modelo.

$$u_1(\text{obs}) = -\frac{E_v^{1/2}}{\varepsilon} v_o(\text{obs}) \rightarrow \begin{cases} \text{derecha} \rightarrow p_{\text{obs}} = \left(\frac{E_v^{1/2}}{\varepsilon} + 1\right) p_{\text{obs}+\Delta\text{obs}} - p_{\text{obs}+1} \\ \text{izquierda} \rightarrow p_{\text{obs}} = \left(\frac{E_v^{1/2}}{\varepsilon} - 1\right) p_{\text{obs}+\Delta\text{obs}} + p_{\text{obs}+1} \end{cases} \quad (14)$$

estas condiciones se aplican cuando se generan capas de Ekman en el fondo y/o en la superficie.

Finalmente decir que para que el esquema sea estable se ha de cumplir la siguiente relación entre el paso de malla y el paso temporal,

$$\Delta t \leq \frac{\text{Re}}{4} \left(\frac{1}{\Delta x^2 + \Delta y^2} \right)^{-1/2} \quad (15)$$

2. Algoritmo de resolución

En la Figura 2 se esquematizan los distintos pasos que se han llevado a cabo para integrar numéricamente el modelo.

El primer paso es construir una malla en diferencias finitas en el dominio de interés donde tendrá lugar la integración de las ecuaciones. La integración se inicializa estableciendo en todos los puntos de la malla los valores iniciales de la presión geostrófica p , y de la vorticidad relativa, ζ . Se ha escogido como condición inicial la solución correspondiente a un flujo potencial.

La integración es un proceso iterativo donde se calcula en primer lugar los nuevos valores de la vorticidad relativa ζ , en los puntos interiores de la malla haciendo uso de la ecuación (1). A continuación, se calculan los nuevos valores para la presión geostrófica en los puntos interiores, resolviendo la ecuación de Poisson en función de los nuevos valores de la vorticidad relativa en los puntos interiores (ecuación 5), iniciando el barrido de la malla en el contorno entrante. Para ello, se ha impuesto que la presión permanezca constante en el contorno entrante, en el obstáculo y en los contornos laterales (condiciones 6, 14 y 6). En el contorno saliente se le aplica la condición (10). Para obtener el nuevo valor de la presión geostrófica no es necesario conocer los valores de la vorticidad relativa en los

contornos. Estos valores se calculan utilizando los nuevos valores de la presión geostrófica y los nuevos valores de la vorticidad relativa en los puntos interiores. Finalmente se permutan los valores de la presión geostrófica y de la vorticidad relativa y se aplica el filtro de Asselin a ambas variables (4), reiniciando el proceso para un nuevo paso de tiempo.

Referencias

- ASSELIN, R. (1972) Frequency filters for time integration. *Month. Weath. Rev.*, **100**, 487-490.
- ARAKAWA, A. (1966). Computational Design for long-term numerical integration of the equations of fluid motion. *J. Comp. Phys.*, **1**, 119-143.
- ARISTEGUI J, P. SANGRA, S. HERNANDEZ-LEON, M. CANTON, A. HERNANDEZ-GUERRA, J. L. KERLING (1994) Island-induced eddies in the Canary Islands. *Deep-Sea Res.*, **41**, 1509-1525.
- ARMI L. y H. STOMMEL (1983) Four views of a portion of the North Atlantic subtropical gyre. *J. Phys. Oceanogr.*, **13**, 828-857.
- ARMI L. y W. ZENK (1984) Large lenses of high saline Mediterranean Waters. *J. Phys. Oceanogr.*, **14**, 1560-1576.
- ARMI L., D. HEBERT, N. OAKLEY, J. PRICE, P. RICHARDSON, T. ROSSBY y B. RUDDICK (1989) Two years in the life of a Mediterranean salt lens. *J. Phys. Oceanogr.*, **19**, 354-370.
- BALLESTEROS S. (1994) *Influencia de las estructuras oceanográficas mesoscales sobre la distribución y abundancia de las bacterias y cianobacterias en Aguas Canarias*. Tesis Doctoral. Universidad de las Palmas de Gran Canaria, 153 pp.
- BASTERRECHEA G. (1994) *Influencia de las estructuras oceanográficas mesoescales sobre la producción primaria en la Region Canaria*. Tesis Doctoral. Universidad de Las Palmas de Gran Canaria, 120 pp.
- BATCHELOR G.K. (1967) *An introduction to fluid mechanics*. Cambridge University Press, New York, 515pp.
- BARCILON V. (1970) Some inertial modifications of the linear viscous theory of steady rotating fluid flows. *Phys. Fluids*, **13**, 537-544.

- BEARMAN P.W. (1984) Vortex shedding from oscillating bluff bodies. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **16**, 195-222.
- BECKER A. (1991) The separated flow past a cylinder in a rotating frame. *J. Fluid Mech.*, **224**, 117-132.
- BEHRINGER D.W y H. STOMMEL (1981) Annual heat gain of the tropical Atlantic computed from subsurface ocean data. *J. Phys. Oceanogr.*, **11**, 1393-1398.
- BERGER E. y R. WHILLE (1972) Periodic flow phenomena. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **4**, 313-340.
- BOYER D.L. (1970) Flow past a right circular cylinder in a rotating frame. *J. Bas. Engng.*, **92**, 430-436.
- BOYER D.L. y P.A. DAVIES (1982) Flow past a circular cylinder in a rotating frame. *Phil. Trans. R. Soc. London*, **A306**, 533-556.
- BOYER D.L. y M.L. KMETZ (1983) Vortex shedding in rotating flows. *Geophys. Astrophys. Fluid Dynam.*, **26**, 51-43.
- BOYER D.L., M.L. KMETZ, L. SMATHERS, G. CHABERT D'HIERES y H. DIDELLE (1984) Rotating open channel flow past a right circular cylinder. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **30**, 271-304.
- BOYER D.L., P.A DAVIES, W.R. HOLLAND, F. BIOLLEY y H. HOMJI (1987) Stratified rotating flow over and around isolated three-dimensional topography. *Phil. Tras. R. Soc. London*, **A322**, 213-241.
- BRAZA M., P. CHASSAING y H.H. MINH (1986) Numerical study and physical analysis of the pressure and velocities fields in the near wake of a circular cylinder. *J. Fluid. Mech.*, **165**, 79-130.
- BUKMASTER J (1971) Boundary layer structure at a magnetohydrodynamic rear stagnation point. *Q.J. Mech. Apl. Maths*, **24**, 373-386.
- BUNKER A.F. (1976) Computations of surface energy flux and annual air-sea interaction cycles of the North Atlantic Ocean. *Month. Weath. Rev*, **104**, 1122-1140
- CAMERLENGO, A. L. y J.J. O'BRIEN (1980) Open boundary conditions in Rotatings Fluids. *J. Comp. Phys.*, **35**, 12-34.
- CARISSIMO B.C., OORT A.H. y T.H. VONDER HAAR(1985) Estimating the meridional energy transports in the atmosphere and oceans. *J. Phys. Oceanogr.* **15**, 82-91.

- CARTON X.J. y J.C. Mc WILLIAMS (1988) Barotropic and baroclinic instabilities of axisymmetric vortices in a quasigeostrophic model. *Mesoscale/synoptic coherent structures in geophysical turbulence*. J.C.J. Nihoul y B.M. Jamart (editores). Elsevier Oceanography Series, **50**, 225-244.
- CHABERT D'HIERES G., P.A. DAVIES y H. DIDELE (1988) A laboratory study of pseudo-periodic force due to vortex shedding from an isolated obstacle in a homogeneous rotating fluid. *Mesoscale/Synoptic coherent structures in geophysical turbulence*. J.C.J Nihoul y B.M Jamart (editores), Elsevier, Amsterdam.
- CHABERT D'HIERES G., P.A. DAVIES y H. DIDELE (1989) A laboratory study of the lift forces on a moving solid obstacle in a rotating fluid. *Dyn. Atmos. Ocea.*, **13**, 47-75.
- CHOPRA K.P. y L.F. HUBERT (1964) Kármán Vortex-streets in Earth atmosphere. *Nature*, **203**, 1341-1342.
- CHOPRA K.P. y L.F. HUBERT (1965) Mesoscale eddies in the wake of islands. *J. Atmos. Sci.*, **22**, 652-647.
- CHOPRA K.P (1973) Atmospheric and oceanic flow problems introduced by islands. *Adv. Geophys.*, **16**, 297-421.
- COUTANCEAU M. y R. BOUARD (1977) Experimental determination of the main features of the viscous flow in the wake of a circular cylinder in a uniform translation. Part 1. Steady flow. *J. Fluid Mech.*, **79**, 231-256.
- CSANADY G.T.(1987) What controls the rate of equatorial warm water mass formation? *J. Mar. Res.*, **45**, 513-532.
- CSANADY G.T. (1990) The role of the subtropical gyres in the heat balance of the Warmwassersphaere. *J. Mar. Systems*, **1**, 13-27.
- DICKSON R.R (1983) Global summaries and intercomparisons: Flow statistics from long-term current meter moorings. *Eddies in Marine Sciences (A. R. Robinson, editor)*. Springer-Verlag, Berlin 278-375.
- EATON B.E (1987) Analysis of laminar vortex shedding behind a circular cylinder by computer-aided flow visualition. *J. Fluid. Mech*, **180**, 117-145.
- FEDOSEV A. (1970) Geostrophic circulation of surface waters on the shelf of North-West Africa. *Rapp Proces-Verbeaux Reunions CIEM*, **159**, 32-37.
- FIEKAS V., J. ELKEN , T. J. MULLER, A. AITSAM y W. ZENK (1992) A view of the Canary Basin thermocline circulation in winter. *J. Geophys. Res.*, **97**, 12495-12510.

- FLIERL G.R. (1988) On the stability of vortices on the f -plane. *J. Fluid Mech.* (en prensa).
- GENT P.R. y J.C. Mc WILLIAMS (1986) The instability of barotropic circular vortices. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **35**, 209-233.
- GERRARD (1978) The wake of cylindrical bluff bodies at low Reynolds number. *Philos. Trans. R. Soc. London*, **288**, 351-382.
- GILL A.E. (1982) *Atmosphere-Ocean Dynamics*. Academic Press, New York, 645 pp.
- GJEVIK B. (1980) Orographic effects revealed by Satellite pictures: mesoscale flow phenomena. *Orographic effects in Planetary Flows*. H. Hide y P.W. White (editores). GARPP Series, WMO, Ginebra, **23**, 302-327.
- GOMEZ CABRERA M.M (1991) *Biomasa y actividad metabólica del zooplancton en relación con un efecto de masa de isla en aguas de Gran Canaria*. Tesis Doctoral. Universidad de Las Palmas de Gran Canaria, 236 pp
- GOULD W. J. (1985) Physical oceanography of the Azores front. *Progress in Oceanography*, **14**, 167-190.
- GRESHO P.M (1991) Incompressible fluid dynamics: Some fundamental formulation issues. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **23**, 413-453.
- HAIKVOGEL, D. B., A. R. ROBINSON y E.E. SCHULLMAN (1980) The accuracy, efficiency and stability of three numerical models with application to the open ocean problems. *J. Comp. Phys.*, **34**, 1-53.
- HELLERMAN S. y R. ROSENSTEIN (1983) Normal monthly wind stress over the world ocean with errors estimates. *J. Phys. Oceanogr.*, **13**, 1093-1104.
- HERNANDEZ-GUERRA A. (1990). *Estructuras oceanográficas observadas en las aguas que rodean las islas Canarias mediante escenas de los sensores AVHRR y CZCS*. Tesis Doctoral, Universidad de Las Palmas de Gran Canaria, 198pp.
- HERNANDEZ-GUERRA A., J. ARISTEGUI, M. CANTON and L. NYKJAER (1993) Phytoplankton pigments patterns in the Canary Islands as determined using Coastal Zone Colour Scanner. *Inter. J. Rem. Sens.*, **14**, 1431-1437.
- HOLLAND W.R. (1978) The role of mesoscale eddies in the general circulation of the ocean: Numerical experiments using a wind driven quasigeostrophic model. *J. Phys. Oceanogr.*, **8**, 363-392.
- HOLLAND W.R., D.E. HARRISSON y A.J. SEMTNER (1983) Eddy-resolving numerical models of large-scale ocean circulation. *Eddies in Marine Science*, Springer-Verlag, Berlin, 379-401.

- JENSEN N.O. y E.M. AGEE (1978) Vortex cloud street during AMTEX 75, *Tellus*, **30**, 517-523.
- KAFRITSAS J. y R.L. BRAS (1981) The practice of Kriging. *Department of Civil Engineering, Massachusetts Institut of Technology, Report No. 263*.
- KÄSE R. H. Y G. SIEDLER (1982) Meandering of the subtropical front Southeast of the Azores. *Nature*, **300**, 245-246.
- KÄSE R. H., W. ZENK, T. B.SANDFORD Y W. HILLER (1985) Currents, fronts and eddy fluxes in the Canary Basin. *Progress in Oceanography*, **14**, 131-157.
- KÄSE RH, J. F. PRICE, R. L. RICHARDSON Y W. ZENK (1986) A quasi-synoptic survey of the circulation and water mass distribution within the Canary Basin. *J Geophys. Res.*, **91**, 9739-9748.
- KLEIN B. y G. SIEDLER (1989) On the origin of the Azores Current. *J. Geophys. Res.*, **94**, 6159-6168.
- KLEIN P. y B.L. HUA (1988) Mesoscale heterogenity of the wind driven mixed layer: Influence of a quasigeostrophic flow. *J. Mar. Res.*, **46**, 495-525.
- KLEIN P. y B.L. HUA (1991) Mesoscale variability of the sea surface temperature: An analytical and numerical model. *J. Mar. Res.*, **48,4**, 729-763.
- KRAUSS W. y C. WÜBBER (1982) Response of the North Atlantic to the annual wind variations along the eastern coast. *J. Geophys. Res.*, **29**, 851-868.
- KUNDU P (1990) *Fluid Mechanics*. Academic Press, New York, 624 pp.
- KUNZE E. (1985) Near inertial wave propagation in geostrophic shear. *J. Phys. Oceanogr.*, **15**, 544-565.
- LA VIOLETTE P. E. (1974) A satellite-aircraft thermal study of the upwelled waters off the Spanish Sahara. *J. Geophys. Res.*, **4**, 676-684
- LE PROVOST C., C. BERNIER y 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. *J. Comp. Phys.*, **110** , 341-359.
- LUYTEN J, J. PEDLOSKY y H. STOMMEL (1983) The ventilated thermocline. *J. Phys. Oceanogr.* ,**13**, 292-309.
- MAILLARD C. (1986) *Atlas Hydrologique de l'Atlantic Nord-Est*. Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de la Mer, Brest, 32 pp.

- MAILLARD C. y R. KÄSE (1989) The near surface flow in the subtropical gyre south of the Azores. *J. Geophys. Res.*, **94**, 16133-16140.
- MARTEL F y C. WUNSCH C (1993) The North Atlantic circulation in the early 1980's - An estimate from inversion of a finite-difference model. *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 898-924.
- MARTINEZ (1979) *Thèse Docteur Ingénieur*. I.N.P. Toulouse.
- MASSEY B.S.(1984) *Mechanics of Fluids*. Van Nostrand Reinhold, New York, 625 pp.
- MATHERON G. (1969) Le Krigeage Universel. *Cahiers du Centre de Morphologie Mathématique*, **5**.
- MATSURA T. y T. YAGAMATA (1985) A numerical study of a viscous flow past a circular cylinder on a j -plane. *J. Met. Soc. Japan*, **63**, 151-166.
- Mc CARTNEY M.S. (1982) The subtropical recirculation of Mode Waters. *J. Mar. Res.*, **40** (Suppl.), 427-464.
- MEACHAN S.P., G.R. FLIERL y U. SEND (1990) Vortices in shear. *Dyn. Atmos Ocea.*, **14**, 333-386.
- MENVIELLE S. (1994) *Modelisation de système marin canarien associé aux tourbillons océaniques*. Mémoire de DEA. Université de Liège, 47 pp.
- MERKINE L.O. y A. SOLAN (1979) The separation of a flow past a cylinder in a rotating system. *J. Fluid Mech.*, **92**, 381-392.
- 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.
- MODE group (1978). The mid-oceans dynamics experiment. *Deep-Sea Res.*, **25**, 859-910.
- MOHR T. (1971) Karman-Wirbel im Lee von Jan Mayern. *Met. Rdsch.*, **24**, 30-32.
- MOLINA R. (1976) Consideraciones sobre la Corriente de Canarias. II *Asamblea Nacional de Geodesia y geofísica*. Comunicaciones, **3**, 1567-1588.
- MOLINA R. y F. L. LAATZEN (1986) Corrientes en la región comprendida entre las Islas Canarias orientales, Marruecos y las Islas Madeira. Campaña Norcanarias I. *Rev. Geofísica*, **42**,41-52
- MOLINA R. y F. L. LAATZEN (1989) Hidrografía en la región canaria. Campaña Canarias I. *Bol. Inst. Esp. Oceanogr.*, **5**, 71-86.

- MOLL H.G. (1971) Die atmosphärische Unströmung Madeiras. *Contr. Atmos. Phys.*, 44, 113-129.
- MONTERO M.F. (1993) *Respiración y actividad ETS en Microplancton Marino. Variabilidad del ETS en Aguas Canarias*. Tesis Doctoral. Universidad de Las Palmas de Gran Canaria, 194 pp.
- MORE D.W. y SAFFMAN P.G. (1975) The density of organised vortices in a turbulent mixing layer. *J. Fluid Mech.*, 69, 465-473.
- MÜLLER T. J., J. XU , O. LLINAS y E. PEREZ-MARTEL (1990) Hydrographic and current observations in the North-East Atlantic Ocean. Data report F. S. POLARSTERN Cruise ANT IV/1b, F. S. POSEIDON Cruise 124, B:O: TALIARTE Cruise XIV, September to December 1985. *Ber. Inst. f. Meereskunde Kiel, Nr 202, 150s.*
- MÜLLER T. J. y G. SIEDLER (1992) Multi-year current time series in the eastern North Atlantic Ocean. *J. Mar. Res.*, 50, 62-98.
- O'BRIEN J.J., (1986) *Advanced physical oceanography numerical modelling. NATO ASI Series*. D. Reidel Publishing Company 608 pp
- OLBERS D. J., M. WENZEL y J. WILLEBRAND (1985) The inference of North Atlantic circulation patterns from climatological hydrographic data. *Rev. Geophys.*, 23(4), 313-356.
- ONKEN R. y B. KLEIN (1991) A model of baroclinic instability and waves between the ventilated gyre and the shadow zone of the North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.*, 21, 53-67.
- PAGE M.A. (1985) On the low-Rossby-number flow of a rotating fluid past a circular cylinder. *J. Fluid Mech.*, 156, 205-221.
- PAGE M.A. (1987) Separation and free-streamline flows in a rotating fluid at low Rossby number. *J. Fluid Mech.*, 179, 157-177.
- PATTIARATCHI C., A. JAMES y M COLLINS (1986) Island wakes and headland eddies: a comparison between remotely sensed data and laboratory experiments. *J. Geophys. Res.*, 92, 783-794.
- PATZERT W.C. (1969) *Eddies in Hawaiian Waters*. Report No HIG 69-8. Institut of Geophysics, University of Hawaii, 51 pp.
- PEDLOSKY J., (1987) *Geophysical Fluid Dynamics*. Springer-Verlag, New York, 705 pp.

- PELEGRI J.L, P. SANGRA y A. HERNADEZ GUERRA (1995). Heat gain in the eastern boundary of the North Atlantic subtropical gyre. *Mathematical models in climatology*. ASI/NATO Series. Springer -Verlag (en prensa).
- PEREZ E.(1988) *Interacción vientos-corrientes en profundidades reducidas*. Tesis Doctoral. Universidad de Las Palmas de Gran Canaria. 289 pp.
- PERRY A.E., M.S. CHONG y T.T. LIM (1982) The vortex-shedding process behind two dimensional bluff bodies. *J. Fluid Mech.*, **116**, 77-90.
- RAMOS A.. (1992), *Bioecología del listado (*katsuwonus pelamis* Linnaeus, 1758) en el área de Canarias. Modelo de gestión y explotación mediante el uso de la teledetección*. Tesis Doctoral. Universidad de Las Palmas de Gran Canaria , 198 pp.
- RAMOS A. G., J. SANTIAGO, P. SANGRA y M. CANTON (1994) A application of satellite-derived sea surface temperature data to the Skipjack (*katsuwonus pelamis* Linnaeus, 1758) and albacore tuna (*Thunnus alalunga* Bonaterre, 1788) fisheries in the northeast Atlantic. *International Journal of Remote sensing* (en prensa)
- RICHARDSON P., M. S. McCARTNEY y C MAILLARD (1991). A search for meddies in historical data. *Dyn. Atmos. Ocea.*, **15**, 241-265.
- RICHARDSON P. L. y D. WALSH (1986) Mapping climatological seasonal variations of surface currents in the tropical Atlantic using ships drifts. *J. Geophys. Res.*, **91**, 10537-10550.
- RICHARDSON P. L., D. WALSH, L. ARMI, M. SCHRÖDER y J. PRICE (1989) Tracking three meddies vith SOFAR floats. *J. Phys. Oceanogr.*, **19**, 371-383.
- RINTOUL S.R y C. WUNSCH (1991) Mass, heat, oxygen and nutrient fluxes and budgets in the North Atlantic Ocean. *Deep-Sea. Res.*, **38**, S355-S377.
- ROACHE P.J. (1972) On artificial viscosity . *J. Comp. Phys.*, **10**, 169-184.
- ROACHE P.J. (1982) *Computacional fluids dynamics*. Hermosa Publishers, 446 pp.
- ROBINSON A.R y L.J. WALSTAD (1987) The Harward Open Ocean Model: calibration and application to dynamical process, forecasting, and data assimilation studies. *Appl. Num. Math.*, **3**, 89-131.
- ROMANOVSKY V., C. FRANCIS-BOEUF y J. BOURCART (1960) *El Mar*. Labor, Barcelona, 679 pp.
- ROSHKO A. (1954) On the drag and shedding frequency of two-dimensional bluff bodies. *NACA Tech. Note*, No3169.

- SANGRA P., J. SARTORIUS y A. HERNÁNDEZ-GUERRA (1994) Atmospheric eddies downwind of Gran Canaria. *Annales Geophysicae*, **12**.
- SAMPER F.J. Y J. CARRERA (1990) *Geoestadística aplicaciones a la hidrología subterránea*. CIMNI, Barcelona.
- SARMIENTO J.L, C.G. ROTH y W. ROETHER (1982) The North Atlantic tritium distribution in 1972. *J. Geophys. Res.*, **87**, 8047-8056.
- SCHMITZ W. J., J. F. PRICE y P. L. RICHARDSON (1988) Recent moored current meter and SOFAR float observations in the eastern Atlantic near 32N, *J. Mar. Res.*, **46**, 301-319.
- SCHMITT R.W., P.S. BODGEN Y C.E. DORMAN (1989) Evaporation minus precipitation and density fluxes for the North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.*, **19**, 1208-1221.
- SHAPIRO R. (1970) Smoothing, filtering, and boundary effects. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **8**, 359-387.
- SIEDLER G., W. ZENK y W. J. EMERY (1985) Strong current events related to a subtropical front in the northeast Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.*, **15**, 885-897.
- SIEDLER G., A. KHUL y W. ZENK (1987) The Madeira Mode Water. *J. Phys. Oceanogr.*, **17**, 1561-1570.
- SMITH F.T. (1979) Laminar flow of an incompressible fluid past a bluff body. the separation, reattachment, eddy properties and drag. *J. Fluid Mech.*, **92**, 171-205.
- SMITH R.B. y V. GRUBISICK (1993) Aerial observations of Hawaiis wake. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 3728-3750.
- SPALL M. A. (1990) Circulation in the Canary Basin: a model/data analysis. *J. Geophys. Res.*, **95**, 9611-9628.
- SPALL M. A. (1992) Rossby Wave radiation in the Cape Verde Frontal Zone. *J. Phys. Oceanogr.*, **22**, 796-807.
- STRAMMA L (1984) Geostrophic transport in the Warm Water Sphere of the eastern subtropical North Atlantic. *J. Mar. Res.*, **42**, 537-558.
- STRAMMA L. Y T. J. MÜLLER (1989) Some observations of the Azores Current and the North Equatorial Current. *J. Geophys. Res.*, **42**, 3181-3186.
- STRAMMA L. y G. SIEDLER (1988) Seasonal changes in the North Atlantic subtropical gyre. *J. Geophys. Res.*, **93**, 8111-8118.

- THIELE G., W. ROETHER, P. SCHLOSSER y R. KUNTZ (1986) Baroclinic flow and transient-tracer fields in the Canary-Cape Verde Basin. *J. Phys. Oceanogr.*, **16**, 814-826.
- THOMSON R.E., J.F.R. GOWER y N.W. BOWKER (1977) Vortex streets in the wake of the Aleutian Islands. *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 873-884.
- VAN CAMP L., L. NYKJAER, E. MITTELSTAEDT y P. SCHLITTENHARD (1981) Upwelling and boundary circulation off the Northwest Africa as depicted by infrared and visible satellite observations. *Progress in Oceanography*, **26**, 357-402.
- VANGRIESCHEIM A. (1988) Deep layer variability in the eastern North Atlantic the EDYLOC experiment. *Oceanologica Acta*, **11**, 149-158.
- WALSTAD L.J. y A.R. ROBINSON (1993) A coupled surface boundary -layer-quasigeostrophic model. *Dyn. Atmos. Oce.*, **18**, 157-207.
- WALKER J.D. y K. STUARTSON (1972) The flow past a circular cylinder in a rotating frame. *Z. Angew. Math. Phys.*, **23**, 745-752.
- VELEZ H.S. (1992). *Ignat Pauvlychenkov Cruise Report: hidrographic field*. MAST0031-09 Report,
- WELLER R. A. (1982) The reation of near-inertial-motions in the mixed layer during the JASIN (1978) experiment to the local wind stress and to the quasigeostrophic flow field. *J. Phys. Oceanogr.*, **12**, 1122-1136.
- WILKERSON J.W. (1966) Research in airborne oceanography. *Geo-Marine Technology*, **8**, 9-13.
- WOLANSKY E., J. IMBERGER y M.L. HERON (1984) Island wakes in shallow coastal waters. *J. Geophys. Res.*, **89**, 10533-10569.
- WUNSCH C. (1981) Low frequency variability of the sea. *Evolution of Physical Oceanography* (B. A. Warren y C. Wunsch, editores), capítulo 11. MIT press, Cambridge, Massachusetts.
- ZENK W., B. KLEIN y M. SCHRÖDER (1991) Cape Verde frontal zone. *Deep-Sea Res.*, **38**, S505-S530.